

ЛИТЕРАТУРА

1. Черный Г. Г. Течения газа с большой сверхзвуковой скоростью. М., Физматгиз, 1959.
2. Гилинский С. М. Линеаризованное сверхзвуковое неравновесное течение горючей смеси газов около клина. Научн. тр. Ин-та механ. МГУ, 1971, № 11.
3. Диткин В. А., Прудников А. П. Интегральные преобразования и операционное исчисление. М., Физматгиз, 1974.

УДК 533.6.011.55:541.124

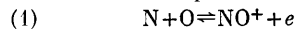
О МЕХАНИЗМЕ ИОНИЗАЦИИ В ГИПЕРЗВУКОВОМ ПОТОКЕ НИЗКОЙ ПЛОТНОСТИ

Г. Н. ЗАЛОГИН

(Москва)

Показано, что при обтекании затупленного тела гиперзвуковым потоком воздуха с уменьшением плотности на смену механизму ассоциативной ионизации приходит механизм ионизации за счет непосредственного соударения молекул. Найденно значение числа Рейнольдса, при котором этот переход происходит. Проводится сравнение результатов расчетов вязкого неравновесного ударного слоя с экспериментальными данными американских исследователей. Получено хорошее согласие результатов по распределению электронных концентраций в ударном слое. Показано, что при малых числах Рейнольдса большое влияние на распределение концентрации электронов в ударном слое оказывает процесс бародиффузии.

Механизм ионизации за ударными волнами в воздухе неоднократно обсуждался в литературе (см., например, библиографию в [1]). Известно, что при скоростях ударной волны $V_{\infty} \approx 8-9$ км/сек основным механизмом, приводящим к образованию свободных электронов в воздухе, являются реакции ассоциативной ионизации, основная из которых

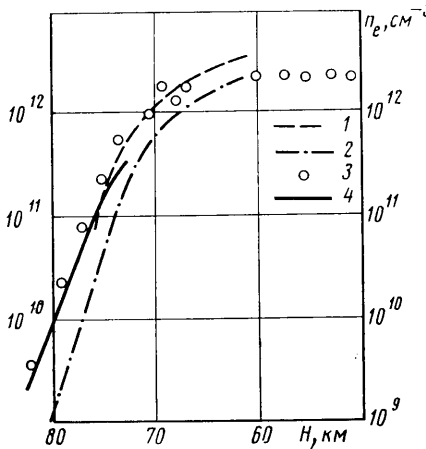


имеющая минимальную энергию активации $E = 2.3$ эв.

При больших плотностях, когда числа столкновений в ударном слое достаточно для достижения термохимического равновесия, а эффекты переноса не играют существенной роли, результаты теоретических расчетов дают удовлетворительное согласие с данными натуральных экспериментов по распределению концентрации электронов в ударном слое [2]. С уменьшением плотности происходит постепенное замораживание диссоциации сначала азота, а затем и кислорода, а вместе с этим уменьшается скорость ассоциативной ионизации.

Процесс колебательно-диссоциационного взаимодействия, за счет которого уменьшается константа скорости реакций диссоциации при отсутствии равновесия по колебательным степеням свободы, сдвигает момент замораживания в сторону больших плотностей.

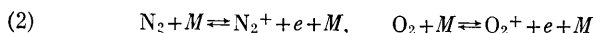
В случае обтекания тел разреженным газом (большие высоты), результаты летных экспериментов трудно сопоставить с теоретическими расчетами из-за различных побочных явлений, таких как ионизация продуктов теплозащиты и пр. В [3] приводятся данные зондовых и СВЧ измерений плотности электронов, полученные при входе в плотные слои атмосферы конуса с полусферическим носком радиусом $R = 16.1$ см. Конструкция носовой части аппарата обеспечивала поглощение тепла, а не его экранирование, так что эффекты, связанные с уносом массы, отсутствовали. Один из электростатических зондов был расположен в передней критической точке. Результаты экспериментов сравнивались с расчетами, проведенными для вязкого ударного слоя (использовалась двухслойная модель Ченга), с



Фиг. 1

учетом неравновесных химических реакций и релаксации колебаний молекул N_2 и O_2 . На фиг. 1, заимствованной из работы [3], кривой 1 показаны результаты расчета с учетом неравновесного возбуждения колебаний, а кривой 2 — результаты, полученные в предположении, что колебания равновесны. Сравнение с экспериментом (точки 3) показывает, что до высот $H \approx 75$ км согласие результатов расчетов с учетом неравновесного возбуждения колебаний с экспериментальными данными удовлетворительное. Однако уже на высоте $H = 82$ км (кривая на графике не приведена) разница в значениях концентрации электронов превышает порядок величины (расчеты дают $n_e = 7 \cdot 10^7$ см $^{-3}$, а в экспериментах получено значение $n_e = 3 \cdot 10^9$ см $^{-3}$). В цитируемой работе объяснения этому факту не найдено.

Здесь делается попытка объяснения такого расхождения теории и эксперимента. Наряду с реакциями ассоциативной ионизации были рассмотрены реакции ионизации при непосредственном соударении молекул



где $M = N_2, O_2$.

Несмотря на то, что сечения (константы скоростей) этих процессов значительно меньше, чем соответствующие величины для процесса ассоциативной ионизации, при замороженной диссоциации скорости образования электронов в реакциях (2) могут превышать скорость реакции (1).

Действительно, отношение скоростей реакций (1) и первой в (2) можно записать в виде $\alpha = K_1 [N] [O] / K_2 [N_2] [N_2]$. Поскольку K_1 и K_2 от концентраций не зависят, то величина α при уменьшении концентраций N и O будет убывать и с некоторого момента станет меньше единицы.

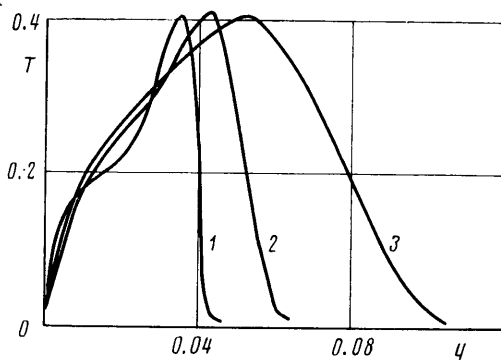
С целью проверки влияния реакций (2) на ионизацию в ударном слое решалась задача о течении воздуха в окрестности критической точки с учетом структуры ударной волны. Система уравнений, аналогичная приведенной в [4], решалась методом установления. Для атомов и молекул была принята бинарная модель диффузии с постоянными и равными между собой числами Шмидта $Sc = 0.5$. Для пар электрон — ион диффузия предполагалась амбиполярной ($Sc_a = 0.25$). Константы скоростей химических реакций и реакций ассоциативной ионизации брались из [5], а реакций (2) — из [6].

Результаты расчетов, проведенных без учета реакций (2), практически повторяют ход кривой 1 на фиг. 1 (на графике не показано). Учет реакций (2) дает очень хорошее согласие с экспериментом (кривая 4), что служит подтверждением справедливости исходных предположений и правильности выбора констант скоростей.

Для выяснения влияния диффузии на распределение электронных концентраций в окрестности вязкого скачка уплотнения были проведены численные расчеты, в которых в зоне перехода через скачок уплотнения химические реакции не учитывались. Результаты этих расчетов сравнивались с соответствующими расчетами, учитывающими химические реакции во всей области интегрирования. При числе $Re_\infty \geq 2000$ ($V_\infty \approx 7$ км/сек) результаты расчетов с учетом и без учета химических реакций в зоне скачка уплотнения практически совпадают во всей области, включая вязкий скачок уплотнения, что говорит о преобладающей роли диффузионного переноса вблизи фронта ударной волны.

Таким образом, при расчетах электронных концентраций на больших высотах необходимо иметь в виду, что при числах Рейнольдса $Re_\infty \approx 3 \cdot 10^3$ ($Re_\infty = \rho_\infty R V_\infty / \mu_\infty$) на смену механизму ассоциативной ионизации приходит механизм ионизации при непосредственном соударении молекул. При больших числах Рейнольдса в ударном слое преобладает первый механизм, а в окрестности фронта ударной волны концентрация электронов определяется главным образом процессами диффузионного переноса из областей с интенсивно идущими реакциями ассоциативной ионизации.

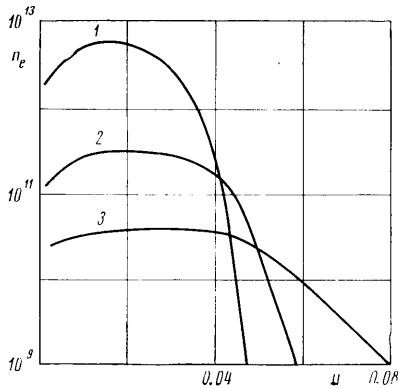
На фиг. 2 и 3 приведены профили температуры и электронных концентраций поперек ударного слоя при обтекании критической точки затупленного тела радиусом 1 м потоком воздуха со скоростью $V_\infty = 7.5$ км/сек на различных высотах (температура отнесена к величине $T_\infty (\gamma - 1) M_\infty^2$, $y = y'/R$ отсчитывается от поверхности тела, цифрам 1, 2 и 3 соответствуют высоты $H = 80, 85$ и 90 км над уровнем моря).



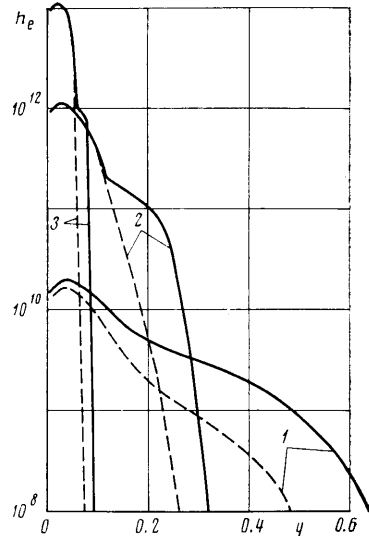
Фиг. 2

В точке с максимальной температурой, которая приблизительно соответствует фронту скачка уплотнения, концентрация электронов весьма значительна. При этом разность между максимальным значением плотности электронов и соответствующим граничным значением уменьшается с увеличением высоты. Область с повышенной концентрацией электронов при уменьшении плотности значительно расширяется, что связано со значительным утолщением вязкого скачка уплотнения.

На режимах течения, соответствующих малым числам Рейнольдса, когда толщины ударной волны и ударного слоя одного порядка, большое влияние на распределение концентрации электронов может оказывать бародиффузия. На фиг. 4 приведены распределения концентрации электронов поперек ударного слоя с учетом (сплош-



Фиг. 3



Фиг. 4

ная) и без учета (пунктир) бародиффузии для трех значений числа Рейнольдса при скорости $V_\infty = 7,5$ км/сек (кривым 1, 2 и 3 соответствуют числа $Re_\infty = 150, 480$ и 1500).

Видно, что процесс бародиффузии значительно увеличивает протяженность зоны с повышенной концентрацией электронов. С увеличением числа Рейнольдса влияние этого эффекта локализуется в зоне вязкого скачка уплотнения, и он не играет существенной роли.

Аналогичный эффект, но связанный не с бародиффузией, а с многокомпонентным характером диффузии, отмечался ранее в [7].

Наряду с увеличением протяженности зоны с повышенной концентрацией электронов происходит также некоторое увеличение их полного количества в ударном слое. Это связано с перераспределением химических компонент в возмущенной зоне при учете бародиффузии (более легкие компоненты N и O концентрируются в зоне вязкого скачка уплотнения). Изменение концентраций компонент приводит к изменению скоростей химических реакций. В частности, увеличивается скорость образования электронов в реакции (1) за счет увеличения числа атомов N и O.

Следует отметить, что при $V_\infty \geq 10$ км/сек значительную роль в образовании свободных электронов будут играть радиационные процессы.

Автор благодарит В. В. Лунева и В. Г. Воронкина за обсуждение этой работы.

Поступила 29 I 1975

ЛИТЕРАТУРА

1. Агафонов В. П., Вергушкин В. К., Гладков А. А., Полянский О. Ю. Неравновесные физико-химические процессы в аэродинамике. М., «Машиностроение», 1972.
2. Huber P. W., Evans J. C., Schexnayder C. J. Comparison of theoretical and flight-measured ionization in a blunt body reentry flowfield. AIAA Journal, 1971, vol. 9, No. 6.
3. Hayes D. T., Rotman W. Microwave and electrostatic probe measurements on a blunt re-entry vehicle. AIAA Journal, 1973, vol. 11, No. 5.
4. Dellinger T. C. Computation of nonequilibrium merged stagnation shock layers by successive accelerated replacement. AIAA paper, 1969, No 655.

5. Lin S. C., Teare J. D. Rate of ionization behind shock waves in air. II. Theoretical interpretations. Phys. Fluids, 1963, vol. 6, No. 3.
6. Лосев С. А., Полянский В. А. Неравновесная ионизация воздуха за фронтом ударной волны при скорости 5–10 км/сек. Изв. АН СССР, МЖГ, 1968, № 1.
7. Емельянова З. М., Илющенко А. А., Косошинская Н. С., Павлов Б. М., Пасконов В. М., Петрова Л. И., Полянский В. А. Численное исследование течений реального газа около тел конечного размера и в следах за ними. В сб. «Вычислительные методы и программирование», вып. 23. М., Изд-во МГУ, 1974.

УДК 533.6011.8

ОБ ИСПАРЕНИИ КОНДЕНСИРОВАННОГО ВЕЩЕСТВА В ВАКУУМ

И. Е. ПОУРОВСКАЯ

(Одесса)

В статье получены граничные условия, связывающие значения гидродинамических переменных в волне разрежения с температурой поверхности. Для этого приближенно решена газокINETическая задача о движении пара в тонком слое, непосредственно примыкающем к границе фаз. Если постоянная температура поверхности поддерживается с помощью внешнего излучения, полученное решение позволяет вычислить температуру поверхности, скорость фронта испарения и импульс отдачи.

В [1] рассмотрена задача об испарении в вакуум металла под действием лазерного излучения умеренной интенсивности, когда температура поверхности заметно ниже критической, плотность пара мала и поглощением света в паре можно пренебречь. В этих условиях расширение пара достаточно далеко от поверхности происходит в центрированной волне разрежения. В статье [1] получены граничные условия, связывающие значения гидродинамических переменных в волне разрежения с температурой поверхности металла. Для этого приближенно решена газокINETическая задача о движении пара в тонком слое, непосредственно примыкающем к границе фаз. Полученное решение позволяет вычислить скорость фронта испарения, температуру поверхности металла, температуру и скорость пара, импульс отдачи.

При проведении расчета в [1] существенно предположение, что коэффициент прилипания атомов к поверхности равен единице. Это предположение хорошо выполняется для металлов; однако диэлектрики в ряде случаев имеют коэффициент прилипания, заметно отличающийся от единицы, и этот случай нуждается в дополнительном рассмотрении. Такое рассмотрение проводится ниже.

Как и в [1], будем рассматривать одномерный случай и постоянную во времени температуру поверхности. Пар будем считать идеальным газом и его движение вблизи границы фаз будем описывать уравнением Больцмана. Если испаренная масса достаточно велика, то движение пара вдали от поверхности представляет собой центрированную волну разрежения [2]. При стационарных условиях на поверхности начальная скорость пара в волне разрежения u_1 д. б. равна местной скорости звука c_1 . Однако такое условие нельзя поставить строго на поверхности конденсированного вещества, поскольку вблизи нее распределение атомов по скоростям существенно отличается от локально-равновесного. Таким образом, гидродинамическое описание движения у поверхности вообще невозможно. Непосредственно вблизи испаряющейся поверхности имеется область размером в несколько длин свободного пробега, в которой распределение приближается к локально-равновесному и которая при гидродинамическом описании должна рассматриваться как поверхность разрыва.

Для определения структуры этой области надо решить кинетическое уравнение. Как и в [1], используем метод решения, предложенный Таммом [3] и Мотт-Смитом [4] при изучении структуры ударных волн. Особенность метода — аппроксимация функции распределения в области разрыва суммой функций распределения до и после разрыва с коэффициентами, зависящими от координаты

$$f(x, v) = \alpha(x) f_1(v) + [1 - \alpha(x)] f_2(v) \dots$$

где $\alpha(x)$ — неизвестная функция, удовлетворяющая условиям $\alpha(0) = 1$, $\alpha(\infty) = 0$. Функцию распределения $f_1(v)$ аппроксимируем выражением

$$(1) \quad f_1(v) = \begin{cases} (1-R) f_0(v) + R \beta f_2(-v), & v_x > 0 \\ \beta f_2(v), & v_x < 0 \end{cases}$$

$$f_0 = n_0 \left(\frac{m}{2\pi k T_0} \right)^{3/2} \exp \left(- \frac{mv^2}{2k T_0} \right)$$