

11. Лунев В. В. Гиперзвуковая аэродинамика. М., «Машиностроение», 1975.
 12. Никулин А. Н. Расчет неравновесного обтекания затупленных тел методом установления. Тр. XX Научн. конф. Моск. физ.-техн. ин-та, 1974. Сер. Аэрофиз. и прикл. матем., ч. 1. Долгопрудный, 1975.

УДК 533.6.011.55 : 541.124

НЕРАВНОВЕСНАЯ ИОНИЗАЦИЯ ПРИ ГИПЕРЗВУКОВОМ ОБТЕКАНИИ ЗАТУПЛЕННЫХ ТЕЛ УГЛЕКИСЛЫМ ГАЗОМ

Ю. П. ГОЛОВАЧЕВ

(Ленинград)

Рассматривается неравновесная ионизация в ударном слое при обтекании сферически затупленных конусов углекислым газом со скоростью 4–7 км/сек при плотности набегающего потока $10^{-8} - 10^{-5}$ г/см³. Исследуется влияние примесей азота и натрия на концентрацию электронов.

1. В рассматриваемых условиях степень ионизации достаточно мала, так что можно пренебречь влиянием заряженных частиц на распределении газодинамических функций и концентраций нейтральных компонент. Эти данные заимствуются из [1], где они вычислены на основе уравнений Навье – Стокса с учетом неравновесных химических реакций и колебательной релаксации молекул CO₂. Предполагается квазинейтральность смеси во всем ударном слое, за исключением пристеночной области, где учитывается образование пространственного заряда. Диффузионные свойства всех ионов и всех нейтралов считаются одинаковыми. Амбиполярная диффузия описывается с помощью постоянного эффективного числа Шмидта. В рассматриваемых условиях ионизация происходит главным образом за счет энергии тяжелых частиц. При этом высокая эффективность обмена энергией между электронами и молекулами позволяет пренебречь различием температур электронов и тяжелых частиц [2]. Справедливость этого предположения подтверждается и экспериментальными данными [3].

Определение концентрации заряженных частиц при указанных предположениях сводится к решению системы уравнений неразрывности для ионов. В этих уравнениях учитывается только нормальная составляющая диффузионного потока, поскольку основное изменение концентраций компонент происходит поперек ударного слоя. В (s, n) -координатах, связанных с поверхностью тела, уравнение неразрывности для ионов i -го сорта записывается в виде

$$(1.1) \quad -\frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{\mu}{S} \frac{\partial c_i}{\partial n} \right) + \left[\rho v - \frac{\mu}{S} \left(\frac{\kappa}{1+\kappa n} + \frac{\cos \theta}{r+n \cos \theta} \right) \right] \frac{\partial c_i}{\partial n} + \frac{\rho u}{1+\kappa n} \frac{\partial c_i}{\partial s} = \omega_i$$

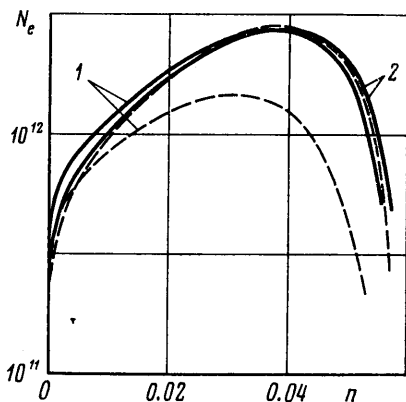
где c_i – относительная массовая концентрация ионов; ρ , μ – плотность и коэффициент вязкости смеси; S – число Шмидта; u , v – составляющие вектора скорости в направлениях s , n ; κ – кривизна образующей поверхности тела; θ – угол между образующей и направлением набегающего потока; r – расстояние от оси симметрии до поверхности тела; ω_i – массовая скорость образования ионов.

При известном положении отошедшей ударной волны и поле газодинамических функций в ударном слое уравнения (1.1) образуют систему параболического типа. Граничные условия формулируются следующим образом. На осевой линии используются условия симметрии, на ударной волне – модифицированные соотношения Ренкина – Гюгонио. Поверхность тела считается непроводящей, идеально каталитической для рекомбинации ионов и имеющей температуру $T_w = 1100^\circ \text{K}$. Для бесстолкновительного пристеночного слоя пространственного заряда граничные условия здесь записываются в виде [4, 5]

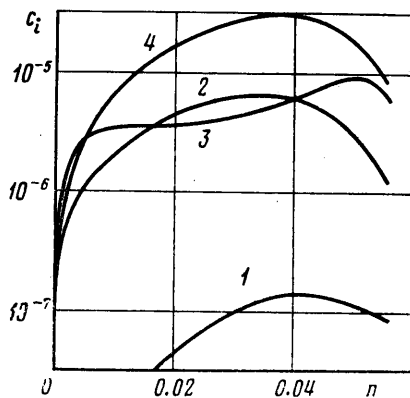
$$(1.2) \quad \frac{\mu}{S} \frac{\partial c_i}{\partial n} - 0.8 \rho \sqrt{\frac{RT_w}{m_i}} c_i = 0$$

где R – универсальная газовая постоянная, m – молекулярный вес. В условиях, когда средняя длина свободного пробега молекул у поверхности тела меньше дебаевского радиуса, нарушение квазинейтральности не учитывается. В этом случае используется приближенное граничное условие $c_i = 0$.

Рассматривается ионизация при обтекании тел как чистым углекислым газом, так и углекислым газом с примесью азота в количестве, соответствующем примерно неразрывности для ионов релятивистского типа. В последнем случае одновременно с уравнениями неразрывности для ионов решаются и уравнения для концентраций нейтральных компонент N_2 , NO , N . В ряде расчетов учитывается наличие в ударном слое паров натрия, образующихся в результате разрушения теплозащитного покрытия. При этом исходная система уравнений содержит еще однородное уравнение для концентрации элемента Na . На поверхности тела с учетом незначительной интенсивности



Фиг. 1

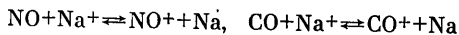
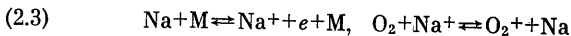
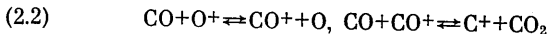
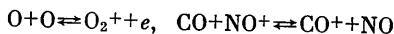


Фиг. 2

вдува предполагается равенство диффузионного потока элемента Na скорости образования его в результате разрушения поверхности.

Уравнения неразрывности интегрируются численно с помощью двухслойной неявной разностной схемы первого порядка точности по s и второго — по n . Система разностных уравнений на каждом шаге по s решается векторной прогонкой с использованием метода Ньютона для линеаризации вектора массовых скоростей образования ионов.

2. В предварительных расчетах учитывалось более 40 реакций диссоциации, ионизации и обмена. Включенные в рассмотрение реакции между нейтральными компонентами смеси совпадают с указанными в [8]. Численный анализ влияния различных процессов ионизации и обмена зарядом на концентрацию электронов в ударном слое показал, что в рассматриваемых условиях с точностью до 10% можно ограничиться учетом следующих реакций:



Здесь M — любая из частиц смеси. Константы скоростей реакций (2.1) заимствуются из [8], реакций (2.2) — из [7]. Для реакций (2.3) используются значения констант скоростей, приведенные в [8, 9]. При отсутствии примесей азота или натрия соответствующие реакции исключаются из рассмотрения.

3. Некоторые результаты расчетов представлены на фиг. 1–5. Расстояние от поверхности тела n отнесено к радиусу затупления a .

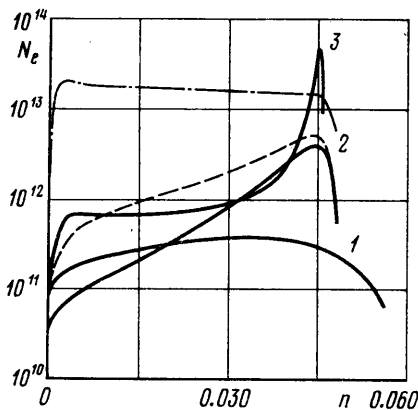
На фиг. 1 показаны профили числовой концентрации электронов N_e ($1/cm^3$) на оси симметрии течения для $V_\infty=5.5$ км/сек, $\rho_\infty=0.2 \cdot 10^{-6}$ г/см³, $a=0.2$ м при обтекании тела чистым углекислым газом. Эти результаты иллюстрируют влияние на концентрацию электронов некоторых предположений, сделанных при постановке задачи. Так, кривые 1 и 2 соответствуют двум предельным случаям идеально каталитической и некаталитической поверхности тела в отношении диссоциации-рекомбинации молекул и атомов. Сплошной и штриховой кривыми 2 показаны профили электронной концентрации, рассчитанные при двух значениях эффективного числа Шмидта $S=0.25$ и 0.5 . Видно, что влияние каталитических свойств поверхности и значения числа Шмидта на концентрацию электронов несущественно. В большинстве расчетов

поверхность тела считалась идеально каталитической для всех реакций, число Шмидта принималось равным 0.25. Профили относительных массовых концентраций ионов для этого варианта приведены на фиг. 2 (кривые 1-4 соответствуют концентрациям C^+ , O^+ , O_2^+ и CO^+).

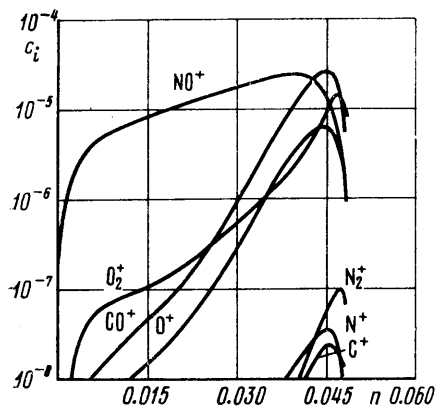
Для выяснения влияния различия температур электронов и тяжелых частиц был проведен расчет, в котором температура электронов принималась равной колебательной температуре молекул CO_2 . При этом кроме очевидных изменений в вычислении скорости образования ионов учитывалась и зависимость диффузионных потоков от градиента температурного отношения [4]. Результаты этого расчета практически совпадают с полученными в предположении равенства температуры электронов поступательной температуре тяжелых частиц.

Штриховой кривой 1 на фиг. 1 показан профиль N_e , вычисленный по полю газодинамических функций и концентраций нейтральных компонент, рассчитанному в [1] в предположении о равновесном возбуждении колебаний всех молекул. Для рассматриваемых здесь условий зона колебательной релаксации CO_2 занимает около 20% ударного слоя, однако существенно влияет на концентрацию электронов во всей области течения.

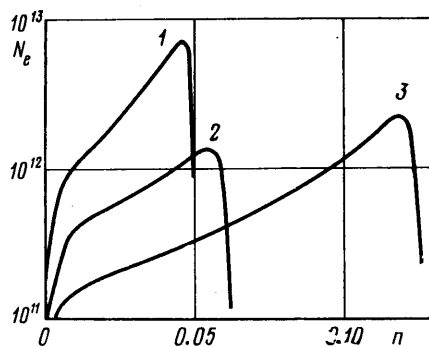
На фиг. 3 представлены профили электронной концентрации на оси симметрии



Фиг. 3



Фиг. 4



Фиг. 5

для $V_\infty = 5.5$ км/сек, $a = 1$ м при различных значениях плотности набегающего потока. Кривыми 1-3 показаны результаты для $\rho_\infty = 0.3 \cdot 10^{-7}$, $0.3 \cdot 10^{-6}$ и $0.3 \cdot 10^{-5}$ г/см³. Изменение профиля N_e с увеличением плотности соответствует переходу от замороженного течения в ударном слое к равновесному.

Сплошными кривыми на фиг. 3 показаны результаты расчетов для чистого углекислого газа. Штриховая кривая 2 соответствует исходному составу смеси 99% $CO_2 + 1\%$ N_2 (по массе). Профили концентраций ионов для этого варианта начальных условий приведены на фиг. 4.

Исследовалось влияние на концентрацию электронов паров натрия, попадающих в ударный слой при разрушении теплозащитного покрытия. Согласно данным, приведенным в [6] для условий входа в атмосферу Марса, скорость образования элемента Na на поверхности тела принималась равной $0.5 \cdot 10^{-4}$ г/см²·сек. Результаты расчета ионизации с учетом вдува паров натрия для исходного состава смеси 99% $CO_2 + 1\%$ N_2 показаны на фиг. 3 штрихпунктирной кривой 2.

Для $\rho_\infty \sim 10^{-7}$ г/см³ пристеночный слой пространственного заряда является бесстолкновительным. Расчеты показали, что использование в этих условиях на поверхности тела соотношения $c_i = 0$ вместо (1.2) приводит к заметному изменению N_e лишь

в нескольких ближайших к поверхности узлах расчетной сетки. Это указывает на применимость приближенного соотношения $c_i=0$ для расчета ионизации во всем рассмотренном диапазоне условий полета. Аналогичный вывод о применимости граничного условия $c_i=0$ был сделан в [10, 11] при исследовании ионизации в воздухе и аргоне.

Изменение концентрации электронов вдоль боковой поверхности тела иллюстрируется результатами, приведенными на фиг. 5. Представлены профили N_e на линиях $s=0, 0.698$ и 1.92 (кривые 1–3 соответственно) при обтекании сферически затупленного конуса с радиусом затупления 1 м и углом полураствора 60° смесью, содержащей 98% $\text{CO}_2+2\%$ N_2 ($V_\infty=5.5$ км/сек, $\rho_\infty=0.3 \cdot 10^{-6}$ г/см³). Заметно немонотонное изменение концентрации электронов вдоль ударного слоя.

В заключение отметим, что расчеты неравновесной ионизации при гиперзвуковом обтекании затупленных тел смесями $\text{CO}_2, \text{N}_2, \text{Ar}$ с учетом вдува паров натрия проводились в [6]. Сравнение с результатами этой работы, однако, не представляется возможным из-за существенных различий в постановке задачи, выборе констант скоростей реакций и исходном составе смеси.

Поступила 18 VII 1978

ЛИТЕРАТУРА

1. Головачев Ю. П. Неравновесное обтекание затупленных тел гиперзвуковым потоком углекислого газа. Изв. АН СССР, МЖГ, 1979, № 5.
2. Биберман Л. М., Мнацаканян А. Х., Якубов И. Т. Ионизационная релаксация за сильными ударными волнами в газах. Усп. физ. наук, 1970, т. 102, вып. 3.
3. Kang S. W., Jones W. L., Dunn M. G. Theoretical and measured electron-density distributions at high altitudes. AIAA Journal, 1973, vol. 11, No. 2.
4. Camac M., Kemp N. H. A multitemperature boundary layer. AIAA Paper, 1963, No. 460.
5. Маргеевич А. С., Поранов А. В. Неравновесная ионизация в ламинарном гиперзвуковом пограничном слое. ПМТФ, 1979, № 1.
6. Evans J. S., Scheznayder C. J., Grose W. L. Effects of nonequilibrium ablation chemistry on Viking radio blackout. J. Spacecraft and Rockets, 1974, vol. 11, No. 2.
7. Dunn M. G. Measurement of $\text{C}^++e^-+e^-$ and CO^++e^- recombination in carbon monoxide flows. AIAA Journal, 1974, vol. 9, No. 11.
8. Jensen D. E. Comment on Effects of nonequilibrium ablation chemistry in Viking radio blackout. J. Spacecraft and Rockets, 1974, vol. 11, No. 10.
9. Farragher A. L., Peden J. A., Fite W. L. Charge transfer of $\text{N}_2^+, \text{O}_2^+$ and NO^+ to sodium atoms at thermal energies. J. Chem. Phys., 1969, vol. 50, No. 1.
10. Knight D. D. Electron thermochemical nonequilibrium effects in reentry boundary layers. AIAA Journal, 1971, vol. 9, No. 2.
11. Nishida M. Nonequilibrium viscous shock layer in a partially ionized gas. Phys. Fluids, 1972, vol. 15, No. 4.

УДК 536.24:66.015.23:519.6

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ТЕПЛОМАССОБМЕНА ПРИ КРИСТАЛЛИЗАЦИИ В УСЛОВИЯХ ДЕЙСТВИЯ СЛАБЫХ УСКОРЕНИЙ МАССОВЫХ СИЛ

А. И. ФЕОНЫЧЕВ

(Москва)

Проведено численное исследование развития течения жидкости и распределения примеси при кристаллизации в условиях действия слабых массовых сил. Показано влияние температурных граничных условий и смачиваемости жидкостью стенки ампулы на развитие и структуру течения, а также на распределение примеси по высоте жидкого объема и по радиусу вблизи границы кристаллизации. Приведены зависимости от времени и режимных параметров (чисел Грасгофа, Марангони и Шмидта) средней по высоте ампулы радиальной неоднородности распределения примеси.

1. Конвективное движение раствора или расплава при кристаллизации вызывает колебания и неоднородное распределение температуры и концентрации в жидкости вдоль границы кристаллизации, что приводит к несовершенству кристаллической решетки и к неоднородным физическим свойствам растущих кристаллов. Возможность снижения интенсивности конвективного движения при кристаллизации в условиях невесомости использовалась в экспериментах на космических станциях Скайлэб,