

НЕРАВНОВЕСНЫЙ ВЯЗКИЙ УДАРНЫЙ СЛОЙ НА ПРИТУПЛЕННЫХ КОНУСАХ

В. Г. ВОРОНКИН

(Москва)

Представлены некоторые результаты численного исследования параметров неравновесного течения воздуха в вязком ударном слое затупленных круговых конусов под нулевым углом атаки и сравнение их с экспериментальными данными, полученными при спуске баллистических объектов в атмосфере Земли. Расчеты проведены с учетом неравновесных процессов диссоциации и ионизации, а также колебательной релаксации. Во всем ударном слое учитывается влияние вязкости, теплопроводности и диффузии. Условия на ударной волне ставятся с учетом ее конечной толщины. Приведены характерные профили скорости, температуры и электронной концентрации в ударном слое. Получено хорошее согласование расчетных и экспериментальных данных об уровне и профилях электронной концентрации.

Параметры ударного слоя определялись методом, являющимся естественным распространением численного метода [1] на случай неравновесного течения в вязком ударном слое. Ввиду этого остановимся лишь на основных отличительных особенностях метода применительно к расчету неравновесных течений многокомпонентной смеси, которой является диссоциированный и ионизованный воздух.

1. Рассматривается неравновесное течение диссоциированного и ионизованного воздуха в ударном слое при учете диссипативных процессов вязкости, теплопроводности и диффузии. Предполагается, что многокомпонентная квазинейтральная смесь в ударном слое состоит из O , N , NO , O_2 , N_2 , NO^+ , O_2^+ , N_2^+ , e . Учитывается колебательная релаксация молекул кислорода и азота. Колебательная энергия молекул окиси азота полагается равновесной. Доля заряженных частиц считается пренебрежимо малой и не принимается в расчет при определении концентраций нейтральных молекул и атомов, а также в балансе энергии, что допустимо при скоростях полета не свыше 10 км/сек.

Предполагается, что диффузионные свойства смеси могут быть описаны упрощенными соотношениями вида $U_i = -\rho D_i \text{grad } c_i$, где U_i — массовый поток компоненты вследствие диффузии, D_i — «эффективный» коэффициент диффузии, c_i — массовая концентрация. Дальнейшее упрощение состоит в том, что числа Шмидта $Sc_i = \mu / \rho D_i$ для нейтральных компонент считаются равными 0.5 , а для заряженных — 0.25 (с учетом амбиполярной диффузии). При этих предположениях из уравнений диффузии следует, что элементный состав смеси в ударном слое будет неизменным. С учетом этих упрощений дифференциальные уравнения для концентраций имеют следующий вид в приближении тонкого вязкого ударного слоя:

$$(1.1) \quad \frac{\rho u}{1+\sigma y} \frac{\partial c_i}{\partial s} + \rho v \frac{\partial c_i}{\partial y} = \frac{1}{Sc_i r^j (1+\sigma y)} \frac{\partial}{\partial y} \left[(1+\sigma y) r^j \mu \frac{\partial c_i}{\partial y} \right] + w_i$$

Здесь система координат s, y , как и в [1], связана с поверхностью тела, $\sigma > 0$ — кривизна образующей тела, $j=0, 1$ соответственно для плоского и осесимметричного случаев, w_i — массовая скорость изменения количества компоненты в результате химических реакций.

Выражение для диффузионного потока колебательной энергии $U_{vi} = -\rho D_i \text{grad } E_i$ может быть получено на основе элементарной теории процессов переноса, учитывая, что перенос колебательной энергии осуществляется как за счет концентрационной диффузии, так и за счет самодиффузии, или на основе более строгой кинетической теории [2]. В приведенной формуле E_i — колебательная энергия компоненты, приходящаяся на единицу массы смеси. Наряду с E_i рассмотрим также e_i — колебательную энергию компоненты, приходящуюся на единицу массы этой же компоненты: $E_i = c_i e_i$. Уравнение для колебательной энергии имеет вид

$$(1.2) \quad \rho V \text{grad } E_i = \text{div}(\rho D_i \text{grad } E_i) + \rho c_i \frac{e_{ieq} - e_i}{\tau_i} + e_i w_i$$

Здесь $V = \{u, v\}$, τ_i — время релаксации. При выводе этого уравнения предполагалось, что средние значения колебательной энергии молекул, подвергающихся диссоциации и получающихся при рекомбинации, одинаковы.

Если перейти к e_i и воспользоваться уравнением (1.1), то уравнение (1.2) можно представить в виде

$$(1.3) \quad \rho V \text{grad } e_i = \text{div}(\rho D_i \text{grad } e_i) + 2\rho D_i \text{grad } \ln c_i \text{grad } e_i + \rho \frac{e_{ieq} - e_i}{\tau_i}$$

Это уравнение, записанное в приближении тонкого вязкого ударного слоя, использовалось в расчетах.

Выражение для вектора потока тепла с учетом диффузионного потока колебательной энергии приобретает вид

$$(1.4) \quad q = -\lambda \text{grad } T + \sum_i h_i^* U_i + \sum_{i=O_2, N_2} U_{vi}$$

Здесь λ — коэффициент теплопроводности, T — температура, h_i^* — энтальпия компоненты на единицу массы без учета неравновесной колебательной энергии (для O_2 и N_2).

Если ввести обычно используемое определение энтальпии компоненты $h_i = h_i^* + e_i$, то

$$(1.5) \quad q = -\lambda \text{grad } T + \sum_i h_i U_i - \sum_{i=O_2, N_2} \rho D_i c_i \text{grad } e_i$$

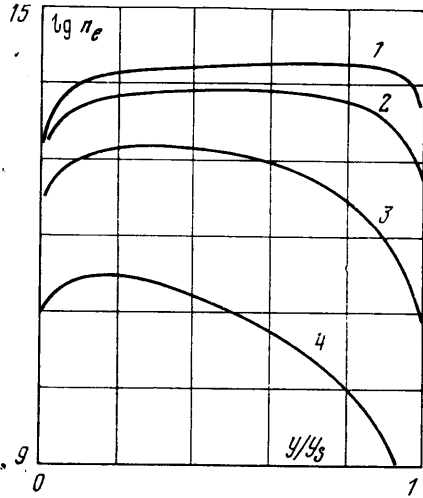
В отличие от [1] в расчетах использовалось уравнение для энтальпии смеси, записанное с учетом (1.5), а не для температуры. Число Прандтля Pr принималось равным 0.7, число Льюиса $Le = 1.4$. Уравнения движения и неразрывности имеют такой же вид, как и для совершенного газа [1].

2. Граничные условия для системы уравнений вязкого ударного слоя задаются на стенке ($y=0$) и на ударной волне ($y=y_s$). На стенке ставятся следующие условия: $u=v=0$; $T=T_w = \text{const}$; для атомов O , N и молекул NO $\rho D_i \partial c_i / \partial y = \rho K_{wi} c_i$, где K_{wi} — константа скорости каталитической рекомбинации на стенке; для заряженных частиц полагалось $c_{iw} = 0$; колебательная энергия молекул на стенке считалась равновесной $e_{iw} = e_{ieq}(T_w)$.

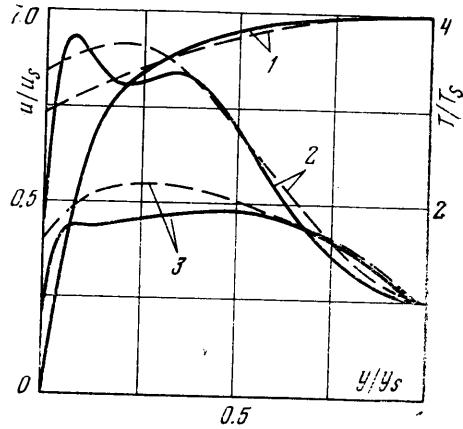
Условия на ударной волне ставятся с учетом влияния вязкости, теплопроводности и диффузии на структуру ударной волны, т. е. с учетом ее конечной толщины. Эти условия получаются из законов сохранения на ударной волне [3, 4] в предположении, что ее толщина мала по сравнению с радиусом кривизны. Не приводя выражений для граничных условий на ударной волне ввиду их громоздкости, отметим, что в соответствии с [3, 4]

значения искомых функций на ударной волне, полученные с учетом ее конечной толщины, зависят не только от угла наклона ударной волны, но и от градиентов параметров за ней. Это обстоятельство несколько усложняет процесс получения численного решения.

3. Физико-химические процессы диссоциации и ионизации в многокомпонентной воздушной смеси описываются общеизвестными неравновесными реакциями диссоциации, обменными реакциями и реакциями ассоциативной ионизации. Константы скоростей этих реакций, а также



Фиг. 1



Фиг. 2

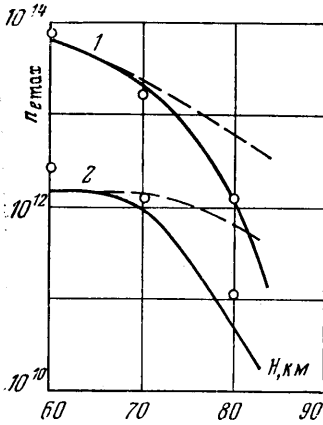
времена колебательной релаксации были взяты из [5-7]. Колебательно-диссоциационное взаимодействие не учитывалось, поскольку используемые эмпирические константы скорости реакций частично включают в себя этот эффект. В приведенных ниже расчетах стенка считалась некаталитической ($K_{wi}=0$).

Метод численного решения системы уравнений неравновесного вязкого ударного слоя не отличается от изложенного в [1]. Конечно-разностные уравнения для определения концентраций, колебательной энергии и энтальпии смеси решаются послойно методом прогонки, т. е. аналогично уравнению для температуры в [1].

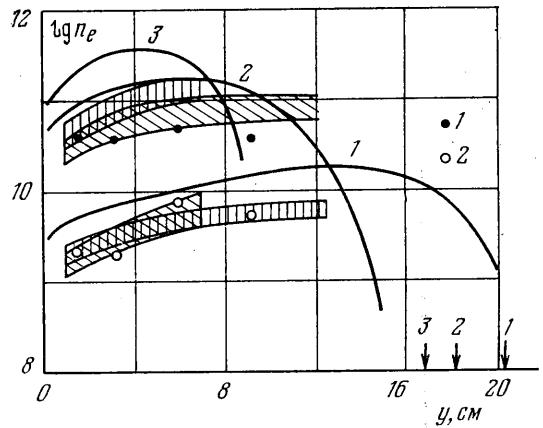
4. Распределение параметров в области сферического притупления имеет в основном такой же характер, что и, например, в [8]. На фиг. 1 приведем лишь распределение электронной концентрации n_e (эл/см³) вдоль критической линии сферического притупления радиуса $R=15.25$ см при полете на высоте $H=60$ км со скоростями $V_\infty=7400$ (кривая 1), 6300 (кривая 2), 5000 (кривая 3) и 4000 м/сек (кривая 4). Температура стенки принималась равной 1000° К. Отметим, что в соответствии с граничными условиями на размытой ударной волне значение электронной концентрации (а также концентраций O, N и NO) сразу же за ударной волной не обращается в нуль в отличие, например, от расчетов обтекания невязким газом.

На фиг. 2 представлены распределения поперек ударного слоя скорости u/u_s (кривые 1) и температуры T/T_s (кривые 2 и 3) на боковой поверхности затупленного по полусфере цилиндра радиуса $R=15.25$ см при скорости полета $V_\infty=5000$ м/сек и $H=60$ км. Параметры u_s и T_s соответствуют условиям на ударной волне. Пунктирные кривые получены из расчета

невязкого неравновесного обтекания методом [9]. Кривые 1 и 2 соответствуют сечению при $x/R=9.3$, кривые 3— $x/R=3.1$, причем x отсчитывается по оси от передней точки тела. Профили в вязком ударном слое и при невязком обтекании достаточно хорошо согласуются во внешней части ударного слоя, отличие вблизи поверхности тела обусловлено наличием пограничного слоя. Характерный «двугорбый» профиль температуры в вязком ударном слое на боковой поверхности объясняется своеобразным наложением диссипативных (вблизи стенки) и релаксационных процес-



Фиг. 3



Фиг. 4

сов. Диссипация кинетической энергии в тепловую приводит к увеличению температуры газа, а «замораживание» концентраций атомов при переходе газа на боковую поверхность — к уменьшению температуры. Если влияние замораживания проявляется в более толстом слое газа, чем диссипация кинетической энергии, то возможно появление двух максимумов в профиле температуры.

5. В [10-12] приведены результаты обработки натуральных данных по измерению электронной концентрации в ударном слое аппаратов серии RAM-C, представлявших собой конус с углом полураствора 9° , затупленный по сфере радиуса 15.25 см. На траектории спуска в интервале высот 90—50 км скорость аппаратов была ~ 7.7 км/сек.

На фиг. 3 приведено сопоставление расчетных (точки) и натуральных (кривые 1 и 2) значений максимальной электронной концентрации $n_{e, \max}$ в двух сечениях: $1-s/R=0.785$ и $2-s/R=2.1$, причем величина s отсчитывается от критической точки вдоль образующей тела. Температура поверхности принималась равной 600, 800 и 1000° К соответственно при $H=80, 70$ и 60 км. Пунктирные кривые соответствуют расчетам невязкого обтекания [10]. Видно, что результаты расчетов неравновесного вязкого ударного слоя (точки) гораздо лучше согласуются с данными натуральных измерений, чем результаты расчетов невязкого обтекания.

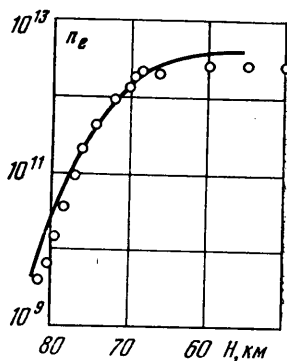
На аппаратах серии RAM-C проводились также измерения профили электронной концентрации в ударном слое с помощью гребенки зондов Лэнгмюра, установленной на пилоне в сечении $s/R=8.66$. Сопоставление расчетных (кривые 1—3) и натуральных (заштрихованные области и точки 1, 2 — данные различных пусков) профилей представлено на фиг. 4 для высот $H=80$ (кривая 1) и 70 км (кривая 2). На высоте $H=60$ км температура зондов превышала допустимый уровень, поэтому натуральный профиль n_e для этой высоты не приводится. На фигуре указаны также расчетные

толщины ударного слоя (стрелки 1, 2, 3 соответственно для $H=80, 70, 60$ км). Из приведенного сопоставления можно сделать вывод, что расчетные значения n_e на боковой поверхности конуса согласуются с натурными данными не хуже чем с точностью до половины порядка. Кроме того, можно считать удовлетворительным и совпадение характера изменения электронной концентрации поперек ударного слоя.

Отметим, что расчетные профили электронной концентрации, приведенные в [11], обнаруживают увеличение n_e при подходе к ударной волне, а не уменьшение, как получается в данных расчетах. На сомнительный характер распределения n_e в работе [11] уже указывалось в литературе [13]. В проведенных в описанной постановке расчетах неравновесного вязкого ударного слоя в широком диапазоне скоростей и высот полета ни разу не было обнаружено повышение n_e вблизи ударной волны.

Еще один случай сопоставления расчетных и натуральных данных представляет собой программа «Трейлблейзер», некоторые результаты которой приведены в [14]. Аппарат «Трейлблейзер» представлял собой конус со сферическим притуплением радиуса $R=16.1$ см, скорость спуска которого в атмосфере Земли составляла 5.35 км/сек. Унос отсутствовал. На фиг. 5 проведено сопоставление натуральных (точки) и расчетных (кривая) значений n_e . Измерения электронной концентрации проводились электростатическим зондом, заделанным заподлицо с поверхностью аппарата, вследствие чего зонд реагировал только на тонкую пристеночную зону ударного слоя. Толщина этой зоны зависит от высоты полета [14]. Приведенные результаты соответствуют внешней границе этой зоны. Видно, что во всем рассмотренном диапазоне высот имеется удовлетворительное согласие расчетных и натуральных данных.

Таким образом, предложенный метод расчета параметров неравновесного вязкого ударного слоя на притупленных конусах удовлетворительно согласуется с имеющимися в литературе натурными данными. Отметим, что кроме параметров собственно ударного слоя предложенный метод позволяет определять также тепловые потоки и коэффициент трения.



Фиг. 5

Поступила 10 VII 1978

ЛИТЕРАТУРА

1. Воронкин В. Г. Расчет вязкого ударного слоя на притупленных конусах. Изв. АН СССР, МЖГ, 1974, № 6.
2. Лунькин Ю. П., Колешко С. Б. Колебательно-диссоциационная релаксация в многокомпонентной смеси вязких теплопроводящих газов. Тр. Ленингр. политехн. ин-та, 1967, № 280.
3. Залогин Г. Н., Лунев В. В. О модели вязкого неравновесного ударного слоя с тонкой ударной волной. Изв. АН СССР, МЖГ, 1973, № 5.
4. Воронкин В. Г., Залогин Г. Н. О граничных условиях на ударной волне в модели вязкого неравновесного ударного слоя. Тр. ЦАГИ, 1975, вып. 1656.
5. Lin S.-C., Teare I. D. Rate of ionization behind shock waves in air. 2. Theoretical interpretations. Phys. Fluids, 1963, vol. 6, No. 3.
6. Воронкин В. Г., Язлаков Ю. В. Экспериментальное исследование теплообмена в окрестности критической точки при неравновесных физико-химических превращениях и определение константы скорости рекомбинации азота. Изв. АН СССР, МЖГ, 1973, № 3.
7. Неравновесные физико-химические процессы в аэродинамике. М., «Машиностроение», 1972.

8. Воронкин В. Г. Неравновесное вязкое течение многокомпонентного газа в окрестности критической точки затупленного тела. Изв. АН СССР, МЖГ, 1971, № 2.
 9. Антонец А. В. Гиперзвуковое обтекание затупленных тел неравновесным потоком воздуха. Изв. АН СССР, МЖГ, 1974, № 2.
 10. Huber P. W., Evans J. S., Schetznyder C. J. Comparison of theoretical and flight-measured ionization in a blunt body re-entry flow field. AIAA Journal, 1971, vol. 9, No. 6.
 11. 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.
 12. Evans J. S., Schetznyder C. J., Huber P. W. Boundary layer electron profiles for high-altitude entry of a blunt slender body. AIAA Journal, 1973, vol. 11, No. 10.
 13. Miner E. W., Lewis C. H. Comment on «Hypersonic viscous shock layer with chemical nonequilibrium for spherically blunted cones». AIAA Journal, 1974, vol. 12, No. 1.
 14. Hayes D. T., Rotman W. Microwave and electrostatic probe measurements on a blunt re-entry vehicle. AIAA Journal, 1973, vol. 11, No. 5.
-