

ВЛИЯНИЕ НЕРАВНОВЕСНОЙ ДИССОЦИАЦИИ НА СВЕРХЗВУКОВОЕ ПРОСТРАНСТВЕННОЕ ОБТЕКАНИЕ ОБРАТНЫХ КОНУСОВ

О. Н. КАЦКОВА, П. И. ЧУШКИН

(Москва)

Исследуется влияние неравновесной диссоциации на течение около затупленных обратных конусов, расположенных под углом атаки в сверхзвуковом потоке кислорода. Основой для анализа служит решение, рассчитанное с помощью численного метода характеристик. Изучено поведение различных физических параметров на поверхности тела и поперек ударного слоя. Показано, что в трехмерном случае учет неравновесной диссоциации оказывается существенным для определения температуры и довольно мало влияет на аэродинамические силы.

При движении тел с большими сверхзвуковыми скоростями в газе, как известно, происходят различные физико-химические превращения. В определенных условиях (низкое давление, форма и размеры тела, свойства газа) такие процессы протекают с конечными скоростями, т. е. являются неравновесными. При численных расчетах неравновесных течений надо дополнительно интегрировать систему кинетических уравнений, описывающих поведение релаксирующей среды во времени.

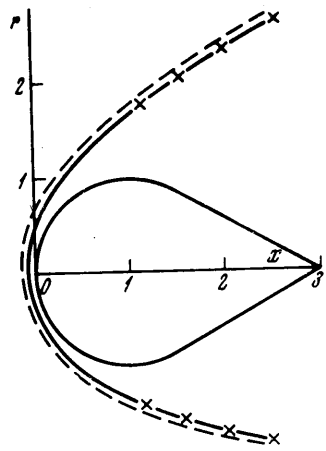
Численное решение пространственных газодинамических задач с неравновесными процессами требует преодоления новых трудностей, обусловленных усложнением как вычислительных алгоритмов, так и физической структуры течения. Для этого случая авторами [1, 2] был развит численный метод с использованием двумерных характеристических соотношений совместности. Здесь из трехмерной системы уравнений исключается с помощью тригонометрических интерполяций угловая переменная, связанная с поперечным течением. Полученная двумерная аппроксимирующая система на всех поверхностях интерполяции интегрируется методом характеристик со вторым порядком точности и сеткой обратного типа. Специальная неявная схема применяется для устойчивого интегрирования кинетических уравнений в околоравновесных условиях.

В качестве примера в [1, 2] было рассчитано сверхзвуковое течение неравновесно рекомбинирующего кислорода в неосесимметричных кольцевых соплах. В настоящей работе данный численный метод используется для исследования обтекания затупленных обратных конусов, расположенных под углом атаки в сверхзвуковом потоке неравновесно диссоциирующего кислорода. Эта задача представляет собой большие трудности, поскольку здесь имеют место разрывы производных функций в поле течения, а также значительные поперечные градиенты функций вблизи головной ударной волны и внутри энтропийного слоя на теле. Для повышения точности расчетов узловые точки в этих узких зонах размещались более густо, чем в остальной области. Результаты расчетов дают возможность изучить влияние неравновесной диссоциации на поле течения и аэродинамические свойства затупленных обратных конусов при точном рассмотрении кинетики. Это численное решение можно использовать также для оценки точности приближенных способов учета неравновесности в трехмерном случае (см., например, [3]).

Расчеты течения неравновесно диссоциирующего кислорода проводились в предположении, что все внутренние степени свободы находятся в состоянии равновесия. Уравнения физической кинетики в этом случае были приняты такими же, как в [1, 2]. Численные результаты будут представлены для обратных конусов с различными полууглами раствора ω и сферическим затуплением радиуса $r_0 = 1$ м. Набегающий поток кислорода полагается недиссоциированным и имеющим давление $p_\infty = 0.001$ атм, температуру $T_\infty = 288^\circ$ К и скорость $V_\infty = 3226$ м/сек (что отвечает числу Маха $M_\infty = 10$). Значения угла атаки α выбирались различными от 0 и до 15° . Необходимые начальные данные для расчета сверхзвукового пространственного течения были получены поворотом соответствующего численного решения для обтекания сферы [4].

Все функции рассматриваются здесь безразмерными, причем за характерные величины приняты радиус r_0 , плотность $\rho_\infty = 0.00135$ кг/м³ и скорость V_∞ набегающего потока и газовая постоянная недиссоциированного кислорода $R = 260$ м²/сек²·град. На графике координата $x = 0$ отвечает передней точке тела, меридиональные плоскости $\psi = 0$ и $\psi = 180^\circ$ — наветренной и подветренной сторонам соответственно. Численное решение рассчитывалось при девяти меридиональных плоскостях интерполяции $\psi = \text{const}$ ($0 \leq \psi \leq 180^\circ$). Кроме того, в некоторых контрольных случаях бралось пять плоскостей интерполяции; полученные при этом данные на графиках нанесены крестиками и хорошо согласуются с основным численным решением. Относительная интегральная ошибка по массовому расходу в расчетах не превышала 0.1%. Для сравнения было рассчитано также обтекание обратных затупленных конусов под углом атаки потоком совершенного двухатомного газа с числом Маха $M_\infty = 10$ (замороженное течение); соответствующие данные на фиг. 1—5 показаны штриховыми линиями, а на фиг. 2, е и 6 отмечены кружочками или треугольниками.

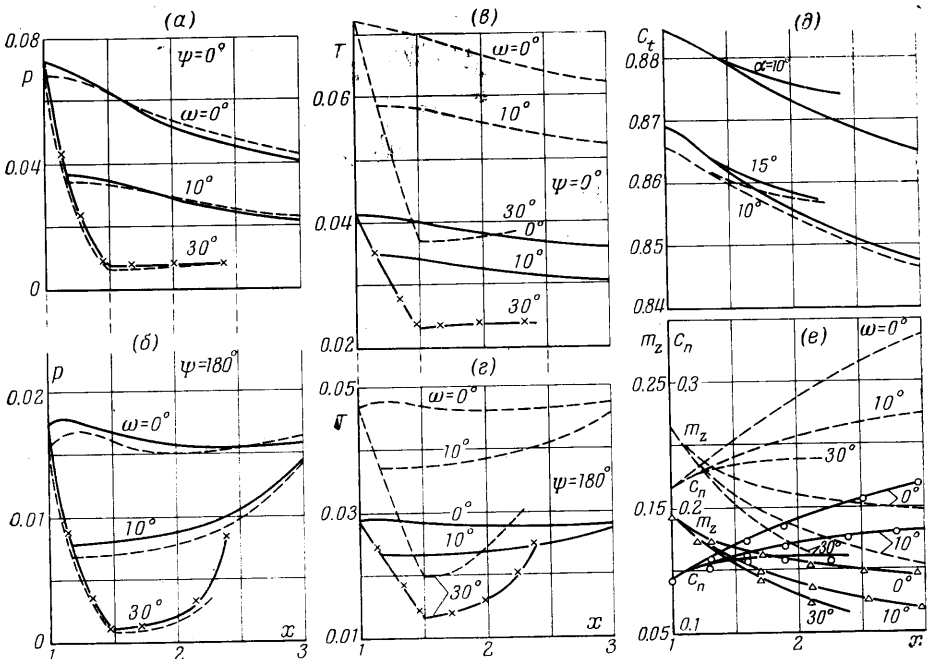
Перейдем теперь к обсуждению некоторых результатов численного решения. На фиг. 1 изображена ударная волна в плоскости симметрии течения для обратного конуса $\omega = 30^\circ$ при угле атаки $\alpha = 10^\circ$. Для такого короткого тела ударная волна почти на всем построенном участке отвечает сферическому затуплению, а уменьшение толщины ударного слоя из-за неравновесной диссоциации фактически такое же, как в осесимметричном случае с учетом поворота на угол атаки.



Фиг. 1

Распределение давления и температуры при $\alpha = 10^\circ$ на поверхности обратных конусов $\omega = 10^\circ$ и $\omega = 30^\circ$ и затупленного цилиндра $\omega = 0$ приводятся на фиг. 2, а — г соответственно. Эти зависимости, показанные для наветренной и подветренной стороны тела, имеют угловую точку. Левый от угловой точки участок относится к сферическому затуплению, а правый — к кормовой части. Из сравнения с замороженным течением следует, что диссоциация, идущая с конечной скоростью за головной ударной волной, сравнительно слабо влияет на распределение давления, но существенно уменьшает температуру. На подветренной образующей тела ($\psi = 180^\circ$) при приближении к кормовому острию происходит резкое увеличение давления и температуры из-за торможения потока. В окрестности острия, как и в осесимметричном случае (см. [5]), возникает зона дозвуковых скоростей, переход к которой должен сопровождаться образованием вторичной ударной волны. Это обстоятельство не позволяет доводить расчеты методом характеристик до самого конца обратного конуса.

Рассмотрим изменение скорости на поверхности обратного конуса. На коническом участке осевая и радиальная составляющая скорости в цилиндрической системе координат, связанной с телом, убывают с ростом x , причем вблизи острия довольно сильно (лишь на образующей $\psi = 0$ эти функции почти не меняются).

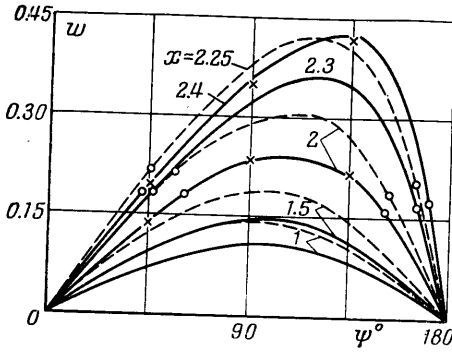


Фиг. 2

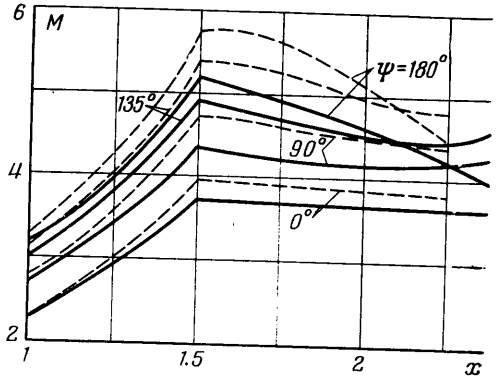
На фиг. 3 дана окружная составляющая скорости w на теле в зависимости от угловой переменной ψ для ряда значений $x = \text{const}$; эти результаты относятся к случаю $\omega = 30^\circ$ и $\alpha = 10^\circ$. Окружная составляющая скорости резко увеличивается при

приближении к кормовому острию тела. Максимальная величина w делается сравнимой со значением осевой и радиальной составляющих скорости и даже превышает их. На значительной части тела окружная составляющая скорости становится сверхзвуковой (точки, где скорость w равняется локальной скорости звука, на фиг. 3 отмечены кружочками).

Положение максимума кривых $w = w(\psi)$ смещается в подветренную область. Такое поведение составляющих скорости приводит к немонотонному изменению числа

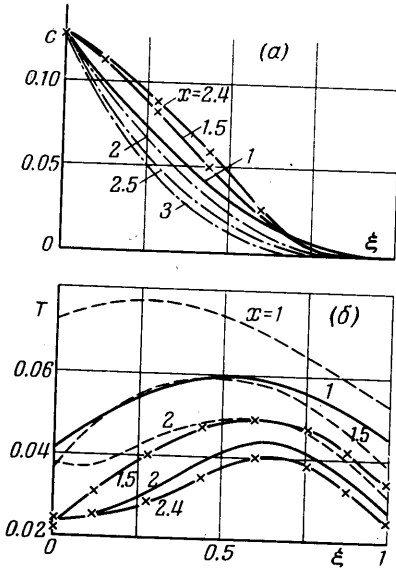


Фиг. 3

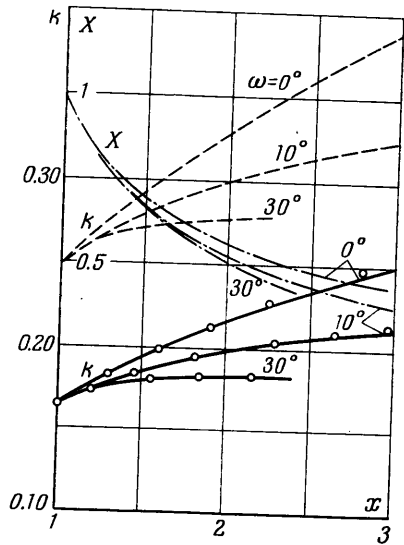


Фиг. 4

Маха M на поверхности тела (фиг. 4) — при $\psi = 180^\circ$, где по симметрии $w = 0$, значения M оказываются при больших x существенно меньше, чем при $\psi = 135^\circ$. Зависимости скоростей и числа Маха для совершенного газа (штриховые линии на фиг. 3 и 4) имеют такой же характер, как в неравновесном случае, но значения этих функций получаются более высокими.



Фиг. 5



Фиг. 6

Обсудим распределение физических параметров течения поперек ударного слоя. На фиг. 5, *a* изображено для наветренной плоскости при ряде значений x изменение массовой концентрации атомарного кислорода c в зависимости от нормированной переменной $\xi = (r - r^*) / (r_* - r^*)$, где r^* и r_* — радиусы тела и ударной волны соответственно. Эти графики относятся к обратным конусам $\omega = 10^\circ$ (штрих-пунктир) и $\omega = 30^\circ$ (сплошная линия) при $\alpha = 10^\circ$. В рассчитанных случаях на поверхности всех тел после затупления концентрация c остается практически замороженной и имеет значение $c \approx 0.128$. На ударной волне ($\xi = 1$), являющейся бесконечно тонкой

поверхностью разрыва, естественно, $c = 0$. Профили концентрации c наиболее заметно деформируются в середине ударного слоя.

Для обратных конусов при рассмотренных условиях поведение газодинамических функций поперек ударного слоя на разных меридиональных плоскостях и разных расстояниях x носит аналогичный характер. Давление, плотность и осевая составляющая скорости увеличиваются от тела к ударной волне, причем особенно резко растет плотность, т. е. основная часть газа оказывается сосредоточенной в окрестности головного скачка. Радиальная составляющая скорости при $\xi = 0$ отрицательна, а при $\xi = 1$ положительна. Окружная составляющая скорости на ударной волне слабо зависит от переменной x , но при приближении к поверхности тела растет и тем сильнее, чем больше x . Профили числа Маха являются немонотонными, имеющими минимум между телом и ударной волной. Температура также изменяется немонотонно, достигая наибольшей величины в средней части ударного слоя; этот факт иллюстрирует фиг. 5, б, где построены соответствующие кривые на плоскости $\psi = 0$ для неравновесного течения и течения совершенного газа в случае $\omega = 30^\circ$, $\alpha = 10^\circ$.

Наконец, остановимся на анализе аэродинамических коэффициентов, описывающих суммарные силы, действующие на тело. Эти коэффициенты рассматриваются в системе координат, связанной с телом, и отнесены к скоростному напору и площади мицеля тела, а характерной длиной служит радиус закругления. Коэффициент тангенциальной силы c_t в зависимости от координаты x приведен для углов атаки $\alpha = 10$ и 15° на фиг. 2, д. Здесь короткие кривые относятся к обратному конусу $\omega = 30^\circ$, а длинные — к телу $\omega = 10^\circ$; штриховой линией нанесены результаты для совершенного газа. Интересно, что для обратных конусов коэффициент тангенциальной силы c_t несколько уменьшается с увеличением угла атаки, однако коэффициент сопротивления c_x , вычисленный в поточной системе координат, увеличивается с ростом α , хотя и весьма слабо.

Коэффициент нормальной силы c_n , коэффициент продольного момента m_z относительно оси, проходящей через переднюю точку тела, и качество $k = c_n / c_t$ представлены на фиг. 2, е и б для закругленных обратных конусов с различными значениями ω . Эти зависимости построены для углов атаки $\alpha = 10^\circ$ (сплошные линии) и $\alpha = 15^\circ$ (штриховые линии). Кроме того, на графиках кружочками и треугольниками указаны данные для совершенного газа. На фиг. 6 дополнительно штрих-пунктиром изображены графики для положения центра давления $X = m_z / c_n$. Эти кривые приведены только для случая неравновесного течения при $\alpha = 10^\circ$, поскольку они практически совпадают с соответствующими зависимостями для $\alpha = 15^\circ$ и для совершенного газа. Анализ показывает, что для обратных конусов коэффициент нормальной силы c_n и коэффициент продольного момента m_z меняются линейно по углу атаки до сравнительно больших значений α . Качество k также является почти линейной функцией от α , так как величина c_t для рассматриваемых тел довольно слабо зависит от угла атаки. Влияние неравновесной диссоциации на аэродинамические коэффициенты оказывается незначительным, что обусловлено малым воздействием ее на распределение давления по поверхности тела.

Представленные результаты расчетов позволили изучить течение около обратных конусов со сферическим закруглением, обтекаемых под углом атаки со сверхзвуковой скоростью неравновесно диссоциирующим кислородом. Учет конечной скорости диссоциации представляется существенным для тепловых потоков и мало влияет на аэродинамические силы. Переход к полностью равновесным условиям течения в пространственном случае сопровождается, вообще говоря, такими же эффектами, как в двумерном случае.

Поступило 17 VI 1969

ЛИТЕРАТУРА

1. Кацкова О. Н., Чушкин П. И. Пространственные сверхзвуковые течения с неравновесными процессами. Ж. вычислит. матем. и матем. физ., 1968, т. 8, № 5.
2. Чушкин П. И. Метод характеристик для пространственных сверхзвуковых течений. М., ВЦ АН СССР, 1968.
3. Лебедев М. Г., Миносцев В. Б., Теленин Г. Ф., Тиняков Г. П. Приближенный метод учета реальности газа при гиперзвуковом обтекании сегментальных тел. Изв. АН СССР, МЖГ, 1969, № 2.
4. Белоцерковский О. М. и др. Обтекание закругленных тел сверхзвуковым потоком газа. М., ВЦ АН СССР, 1968.
5. Никольский А. А. О течениях газа вблизи остроконечных задних кромок тела вращения. Сборник теоретических работ по аэродинамике, М., Оборонгиз, 1957.