

ПРИБЛИЖЕННЫЙ МЕТОД УЧЕТА ВЛИЯНИЯ РЕАЛЬНОСТИ ГАЗА ПРИ ГИПЕРЗВУКОВОМ ОБТЕКАНИИ СЕГМЕНТАЛЬНЫХ ТЕЛ

М. Г. ЛЕБЕДЕВ, В. В. МИНОСЦЕВ, Г. Ф. ТЕЛЕНИН, Г. П. ТИНЯКОВ

(Москва).

При гиперзвуковом обтекании затупленных тел газ за ударной волной уже нельзя считать совершенным. Происходящие при высоких температурах в ударном слое физико-химические процессы приводят к тому, что картина течения и распределения газодинамических параметров существенно отличается от случая обтекания совершенным газом с теми же параметрами набегающего потока.

Расчет пространственного обтекания тел при наличии неравновесных физико-химических процессов представляет большие трудности, особенно в условиях «около-равновесного» обтекания лобовой поверхности. Поэтому целесообразность создания расчетных схем приближенного учета влияния реальности газа на характеристики пространственного гиперзвукового обтекания тел не вызывает сомнений. Даже при наличии программ расчета неравновесных пространственных течений приближенные схемы учета влияния реальности газа в тех случаях, когда они обеспечивают достаточную точность определения необходимых параметров обтекания, безусловно полезны, так как они занимают существенно меньшее машинное время.

Некоторые результаты исследования сверхзвукового пространственного обтекания совершенным газом тел сегментальной формы приведены в работах [1, 2]. Контур сегментальных тел в сферической системе координат R, θ, ψ , центр которой помещен в центре кривизны лобовой поверхности в передней точке тела, задавался следующим аналитическим выражением:

$$R^n + \frac{1}{\beta^n} \left[\arctg \frac{R \sin \theta \sin \beta}{R \cos \theta \sin \beta + \sin(\theta^* - \beta)} \right]^n = 1 \quad (1)$$

Здесь θ^* — центральный полуугол нескругленного сегмента, β — угол наклона боковой конической поверхности к оси тела. Радиус R , как и все другие геометрические величины, отнесен к диаметру миделя нескругленного сегментального тела. При больших n уравнение (1) хорошо аппроксимирует поверхность сегментального тела с небольшим скруглением контура в окрестности миделя. Отметим, что течение в дозвуковой области при больших n практически не зависит от угла β .

Во всех приводимых ниже данных расчета скорость отнесена к максимальной скорости V_{\max} , плотность — к плотности в набегающем потоке ρ_{∞} , а давление — к величине $\rho_{\infty} V_{\max}^2$.

Приведенный ниже метод учета влияния физико-химических процессов на обтекание сегментальных тел проводится в предположении, что весь газ в ударном слое у лобовой поверхности обтекаемого тела находится в равновесном состоянии.

Как показывают некоторые оценки, для условий входа в атмосферу Земли космического аппарата сегментальной формы «Аполлон» [3] протяженность неравновесной зоны не превышает 3% расстояния отхода ударной волны. В трансзвуковой области расстояние по нормали от ударной волны, на котором устанавливается равновесное состояние газа, оказывается менее 6% локального отхода.

Равновесное обтекание тела заданной формы полностью определяется тремя параметрами, характеризующими условия в набегающем потоке, например числом Маха M_{∞} , температурой T_{∞} и давлением p_{∞} , которые могут быть вычислены по известным значениям скорости и высоты полета. Подробный анализ результатов расчетов осесимметричного обтекания затупленных тел при наличии равновесных физико-химических превращений показывает, что число определяющих параметров может быть сокращено. Так, в [4] показано, что при обтекании сферы отход ударной волны зависит с точностью в несколько процентов только от коэффициента сжатия в прямом скачке $\varepsilon = \rho_{\infty} / \rho_w|_{\theta=0}$, каковы бы ни были M_{∞} , T_{∞} , p_{∞} , а также независимо от уравнения состояния газа (рассматривались воздух и CO_2 , находящиеся в равновесном термодинамическом состоянии, а также совершенный газ). В [2] аналогичный результат получен для эллипсоидов вращения; там же показано, что значение параметра ε однозначно определяет градиент скорости в критической точке. В приведенных выше примерах число определяющих параметров сокращено до одного; большей точности можно достичь, оставив два определяющих параметра — коэффициент сжатия ε и число Маха в набегающем потоке M_{∞} .

Так, сравнение результатов расчетов обтекания под нулевым углом атаки лобовой поверхности сегментального тела (при $n = 70$ и $\theta^* = 1/6\pi$), проведенных при одинаковых ε и M_{∞} (но для различных значений p_{∞} , T_{∞}), показывает, что различия в значениях отходов ударной волны, а также различия в полях скоростей и давления в до- и трансзвуковой областях ударного слоя не превышают 2%.

Поперек ударного слоя расхождение между результатами указанных расчетов остается примерно постоянным и является наименьшим на оси симметрии. Что касается плотности, то в дозвуковой области соответствующее расхождение также не превышает 2%, а в трансзвуковой области на ударной волне, где местные числа Маха имеют порядок $1.4 \div 1.8$, оно достигает $3 \div 5\%$.

Другой характерной особенностью равновесного обтекания затупленных тел является то, что эффективный показатель адиабаты $(\partial \ln p / \partial \ln \rho)_{s=\text{const}}$ мало меняется во всей до- и трансзвуковой области течения. Как показывают результаты расчетов, изменение величины $(\partial \ln p / \partial \ln \rho)_{s=\text{const}}$ в ударном слое будет тем меньше, чем более затупленным является обтекаемое тело. При обтекании сферического сегмента с названными выше геометрическими характеристиками при $M_\infty = 20$, $p_\infty = 0.01$ атм, $T_\infty = 250^\circ \text{K}$ значение эффективного показателя адиабаты во всем ударном слое меняется лишь на 1.5%.

Итак, равновесное обтекание передней части затупленного тела обладает двумя следующими свойствами: 1) геометрическая картина обтекания и поле течения зависят (приближенно) только от двух параметров M_∞ и $\varepsilon = \rho_\infty / \rho_w|_{v=0}$ и 2) значение эффективного показателя адиабаты практически не меняется во всем ударном слое. Эти два свойства указывают на близость газодинамических параметров равновесного обтекания тела к соответствующим параметрам обтекания этого же тела некоторым совершенным газом. Таким образом, равновесное течение в ударном слое у лобовой поверхности тела можно с достаточно высокой точностью моделировать течением совершенного газа. Показатель адиабаты моделирующего течения имеет значение, отличное от обычного значения γ для воздуха. Он определяется по известным для данного равновесного течения значениям M_∞ и ε из формулы

$$\gamma_e = \frac{M_\infty^2(1 + \varepsilon) - 2}{M_\infty^2(1 - \varepsilon)} \quad (2)$$

которая получена в предположении, что показатель адиабаты в набегающем потоке γ_∞ равен показателю адиабаты в ударном слое. Вообще говоря, правильнее было бы считать их различными и вычислить γ_e в ударном слое по известным значениям M_∞ , ε и γ_∞ . Однако при гиперзвуковых числах M_∞ полученные при таком определении значения γ_e будут отличаться от вычисленных по формуле (2) не более чем на 1–2%.

На фиг. 1 приводятся результаты сравнения расчетов обтекания указанного сферического сегмента равновесным воздухом при $M_\infty = 20$, $p_\infty = 0.01$ атм, $T_\infty = 250^\circ \text{K}$ и совершенным газом с $M_\infty = 20$, $\gamma_e = 1.162$; в обоих случаях $\varepsilon = 0.772$. На этой фигуре в зависимости от координаты ξ приведены значения δr и $\delta \rho$, %.

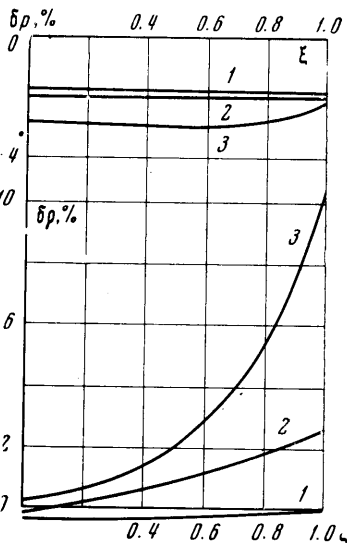
$$\xi = \frac{(R - R_T)}{(R_c - R_T)}, \quad \delta r = \frac{p_c - p_e}{p_e}, \quad \delta \rho = \frac{\rho_c - \rho_e}{\rho_e}$$

Здесь R_c и R_T — соответственно координаты скачка и тела, следовательно, на поверхности тела $\xi = 0$, а на ударной волне $\xi = 1$.

Величины δr и $\delta \rho$ даны на оси симметрии (кривые 1), луче, проведенном в трансзвуковой области 2, и луче, проведенном в сверхзвуковой области течения 3; местные числа Маха на трех этих лучах изменяются от поверхности тела к ударной волне соответственно от 0 до 0.27, от 0.42 до 1.05, от 1.16 до 2.14.

Расхождение точного и приближенного решения для давления во всем ударном слое не превышает 3%. Такой же порядок имеют и расхождения в значениях компонент скорости в ударном слое и отходов ударной волны. Что касается плотности, то различие точного и приближенного решения также не превышает 3% почти во всем ударном слое, и только в области сверхзвукового течения в окрестности ударной волны, где местные числа Маха достигают значений $M = 1.3 - 1.8$, это различие резко возрастает, доходя до величины порядка 10%.

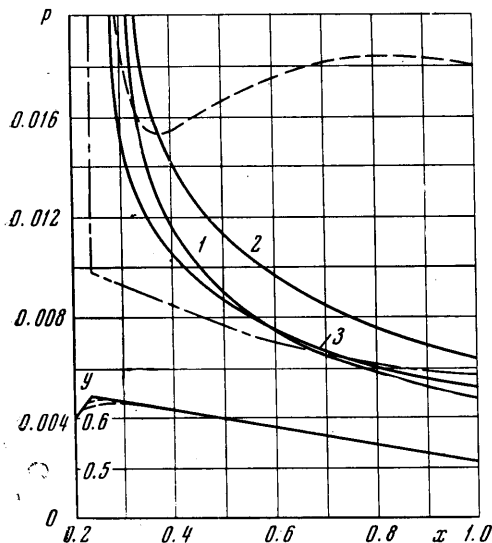
Аналогичные сравнения были проведены и для других значений M_∞ , p_∞ , T_∞ в следующем диапазоне их изменения: $10 \leq M_\infty \leq 30$, 10^{-4} атм $\leq p_\infty \leq 1$ атм, $200^\circ \text{K} \leq T_\infty \leq 300^\circ \text{K}$. Для всех вариантов получены результаты, аналогичные приведенным выше, как с качественной, так и с количественной точки зрения.



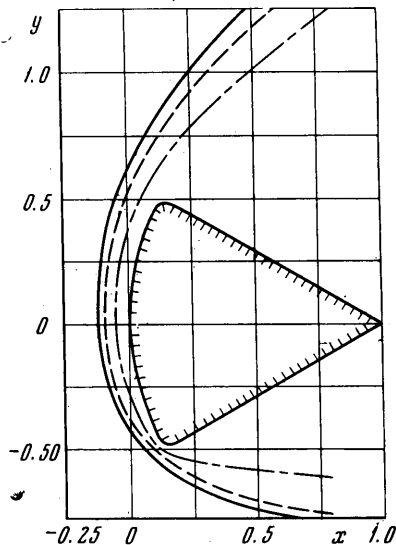
Фиг. 1

На основании проведенного анализа можно утверждать, что описанный метод приближенного учета реальных свойств газа в предположении термодинамического равновесия дает возможность получать решения, отличающиеся от точного не более чем на 3%. Заметим, что примерно такой же порядок точности имеют различные аналитические аппроксимации уравнения состояния, обычно используемые при расчетах равновесного обтекания.

При обтекании скругления с малым радиусом кривизны поток газа сильно разгоняется и переход от равновесного течения к «замороженному» в этой области будет происходить очень быстро. Следуя концепции Брея [6], будем считать, что замо-



Фиг. 2



Фиг. 3

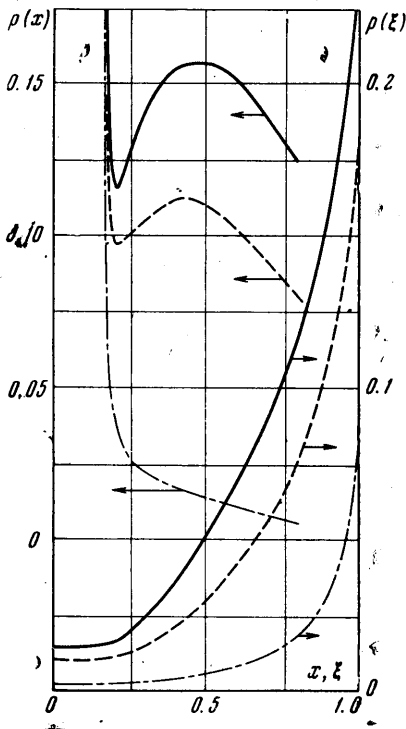
раживание происходит мгновенно. Для внешнего обтекания аналогичный подход использовался в работе [7] для затупленных конусов. Тем более этот способ будет эффективным при расчете обтекания сегментальных тел, так как теньевая область, как показывают проведенные исследования, заполняется газом, прошедшим вблизи скругления и имеющим, следовательно, один и тот же замороженный коэффициент адиабаты γ_f .

Этот коэффициент адиабаты γ_f вычислялся следующим образом: по известным в районе скругления давлению и плотности, полученным при расчете обтекания лобовой поверхности совершенным газом с коэффициентом адиабаты γ_e , определялся равновесный состав, который мгновенно замораживался и по этому замороженному составу вычислялось γ_f , при этом считалось, что вклад в теплоемкости дают лишь поступательные и вращательные степени свободы. Равновесный состав газа определяется по специальной программе, составленной по аппроксимациям В. В. Михайлова [8].

Естественно, что в действительности замораживание не будет проходить на всех линиях тока при одном и том же значении координаты θ (расчет лобовой поверхности проводился в сферической системе координат) и область равновесного течения будет более протяженной у ударной волны, а замороженные коэффициенты адиабаты γ_f будут различными для различных линий тока.

Однако вследствие резкого расширения потока газа, прошедшего вблизи скругления, газодинамические функции на поверхности тела для тел небольшой длины будут в основном определяться условиями в районе скругления, и поэтому можно ожидать, что расчет замороженного течения при постоянном γ_f , определенном по значению газодинамических параметров на поверхности тела в районе скругления, даст хорошие результаты по крайней мере для распределения давления по поверхности тела и суммарных аэродинамических характеристик.

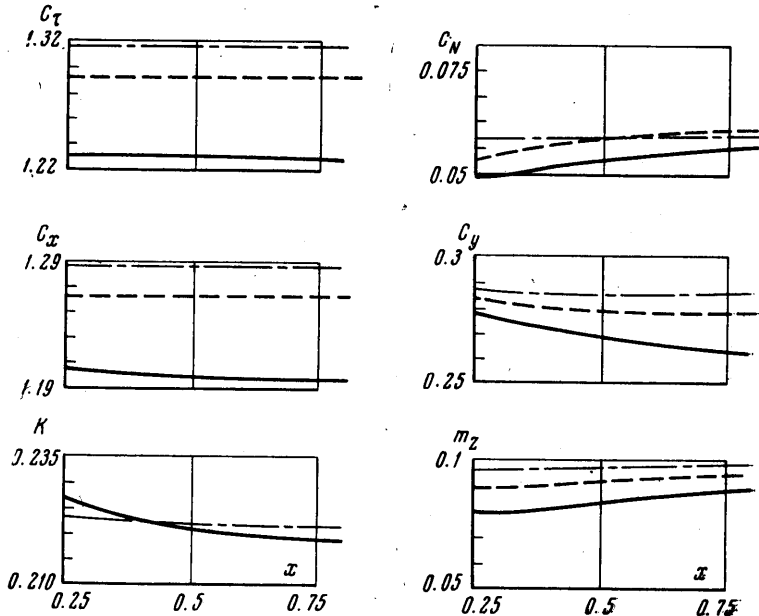
Коэффициенты адиабаты γ_f , определенные по давлению и плотности в различных точках лобовой поверхности, отличаются незначительно. При расчетах обычно использовалась точка тела на наветренной стороне обтекания, координата которой совпадает с соответствующей координатой точки излома нескругленного сегментального тела. Условия на ударной волне считались равновесными и, следовательно, коэффициент адиабаты брался равным γ_e .



Фиг. 4

То, что с помощью данной методики можно получить хорошие результаты, подтверждается сравнениями с проведенным Б. К. Душиным расчетом неравновесного осесимметричного обтекания нескругленного сегментального тела с $\theta^* = 40^\circ$ и $\beta = 10^\circ$ при $M_\infty = 25$ и высоте $H = 60$ км. Это сравнение приведено на фиг. 2. В нижней части фигуры приведены контуры нескругленного тела, а также (пунктиром) контуры тел, описываемых уравнениями (1) при $n = 40$ и $n = 70$. Штрих-пунктирной линией приведены результаты Душина, пунктирной — результаты обтекания совершенным газом с $\gamma = 1.4$ тела со скруглением при $n = 40$. Моделирующее течение для лобовой поверхности будет иметь в данном случае коэффициент адиабаты $\gamma_e = 1.12$. На фиг. 2 сплошной линией 1 приведены результаты расчета при коэффициенте $\gamma_f = 1.59$, определенном по составу воздуха, замороженному на конической поверхности $\theta = \text{const}$, проходящей через точку контура с координатой x , совпадающей с соответствующей координатой точки излома нескругленного сегментального тела. Кривая 2 рассчитана при значении $\gamma_f = 1.5$, что соответствует замораживанию состава также на скруглении, но несколько ниже по потоку от этой точки. При увеличении показателя n в формуле (1) величина скругления уменьшается и распределение давления оказывается ближе к результатам Душина (кривая 3 получена при $n = 70$, $\gamma_f = 1.5$).

На фиг. 3—5 приведены результаты расчета обтекания под углом атаки $\alpha = 15^\circ$ тела, близкого к шаровому 60-градусному сектору, полученные для двух точек $M_\infty = 25$, $H = 60$ км (штрих-пунктирные линии) и $M_\infty = 10$, $H = 30$ км (пунктирные линии) по изложенной выше методике учета влияния реальности газа. В указанных случаях γ_e равно соответственно 1.12 и 1.24, а γ_f равно 1.59 и 1.41. Для сравнения



Фиг. 5

сплошными линиями нанесены также и соответствующие результаты обтекания совершенным газом с $\gamma = 1.4$ при $M_\infty = \infty$.

На фиг. 3 изображены ударные волны в плоскости симметрии течения, на фиг. 4 — распределение давления $p(x)$ на наветренной стороне обтекания.

Видно, что учет реальности газа приводит к качественному отличию в распределении давления: в случае $M_\infty = 10$ и $H = 30$ км так называемая «ложка» — уменьшается, а при $M_\infty = 25$ и $H = 60$ км исчезает совсем и давление монотонно уменьшается. На фиг. 4 приведены также распределения давления на наветренной стороне обтекания поперек ударного слоя $p(\xi)$ в сечении $x \approx 0.36$ ($\xi = (r - r_T)/r_c - r_T$), где r — расстояние от оси симметрии тела). Из фиг. 4 видно, что наличие физико-химических процессов в ударном слое в рассматриваемом случае обтекания тела близкого по форме к шаровому сектору приводит к сильному снижению давления на боковой поверхности, а следовательно к уменьшению вклада боковой поверхности тела в суммарные аэродинамические характеристики. Распределенные суммарные аэродинамические характеристики для указанных случаев приведены на фиг. 5, при этом за характерную площадь выбрана площадь мишени соответствующего нескругленного тела.

Приведенные в статье расчетные данные получены по методам, изложенным в работах [1, 9, 10].

НИИ механики МГУ

Поступило 27 VI 1968

ЛИТЕРАТУРА

1. Миносцев В. Б. Метод расчета сверхзвукового трехмерного обтекания гладких тел. Изв. АН СССР, МЖГ, 1967, № 2.
2. Миносцев В. Б., Теленин Г. Ф., Тиняков Г. П. Исследование картины сверхзвукового пространственного обтекания тела сегментальной формы. Докл. АН СССР, 1968, т. 179, № 2.
3. Kubu W., Foster R. M., Byron S. R., Holt M. Symmetrical equilibrium flow past a blunt body at superorbital re-entry speeds. AIAA Journal, 1967, vol. 5, No. 4. (Рус. перев.: Симметричное равновесное обтекание затупленных тел, входящих в атмосферу с суперорбитальными скоростями. Ракетная техника и космонавтика, 1967, т. 5, № 4.)
4. Теленин Г. Ф., Тиняков Г. П., Исследование сверхзвукового обтекания сферы воздухом и углекислым газом при термохимическом равновесии. Докл. АН СССР, 1964, т. 159, № 1.
5. Гилинский С. М., Макарова Н. Е. Расчет сверхзвукового обтекания затупленных тел потоком воздуха с учетом равновесных физико-химических превращений. Изв. АН СССР, МЖГ, 1966, № 1.
6. Brau K. N. S. Atomic recombination in a hypersonic wind tunnel nozzle. J. Fluid. Mech., 1959, vol. 6, pt. 1, pp. 1—32. (Рус. перев.: Рекомбинация атомов в соплах гиперзвуковых аэродинамических труб. В сб.: «Газодинамика и теплообмен при наличии химических реакций», М., Изд-во иностр. лит., 1962.)
7. Вальо-Лаурин Р., Блум М. Химические эффекты во внешних гиперзвуковых течениях. В кн.: «Исследование гиперзвуковых течений», М., «Мир», 1964.
8. Михайлов В. В. Приближенное аналитическое представление термодинамических функций воздуха. Инж. сб., 1961, т. 31.
9. Гилинский С. М., Теленин Г. Ф., Тиняков Г. П. Метод расчета сверхзвукового обтекания затупленных тел с отходящей ударной волной. Изв. АН СССР, ОТН, Механика и машиностроение, 1964, № 4.
10. Теленин Г. Ф., Тиняков Г. П. Метод расчета пространственного обтекания тел с отходящей ударной волной. Докл. АН СССР, 1964, т. 154, № 5.