

Моделирование процессов аэрогазодинамики элементов конструкции сверхзвукового летательного аппарата

© Е.С. Студенников

МГТУ им. Н.Э. Баумана, Москва, 105005, Россия

Проведено исследование аэродинамических особенностей обтекания простейших элементов конструкции летательного аппарата — острого и затупленных по сфере конусов. Для расчета применена модель совершенного газа. Для описания течений с большими неблагоприятными градиентами давлений использована модель переноса сдвиговых напряжений Ментера. Выполнен анализ изменения аэродинамических характеристик конусов в широком диапазоне углов атаки α и чисел Маха M_∞ набегающего потока. Исследованы параметры донной области острого конуса на транзвуковых и сверхзвуковых скоростях. Сопоставление результатов моделирования с данными физического эксперимента как в аэродинамических трубах, так и на баллистической установке показало хорошее совпадение с экспериментальными данными. Данные численного моделирования могут быть применены для формирования внешнего облика летательных аппаратов различного назначения, изучения влияния температурного фактора на обтекание тел, а также для создания полуэмпирических моделей расчёта параметров донной области конических тел.

Ключевые слова: аэродинамические характеристики, осесимметричное обтекание, сверхзвуковой поток, волновое сопротивление, донное сопротивление

Введение. Как правило, при проектировании летательных аппаратов (ЛА) проводится численное моделирование обтекания предполагаемых конфигураций планера, позволяющее существенно сократить затраты на натурные испытания [1]. В результате расчета возможно получение всех параметров течения, в то время как в эксперименте удастся измерить лишь отдельные газодинамические величины. Это становится особенно актуальным при моделировании сверхзвуковых условий полета.

Конические или близкие к ним течения представляют большой интерес для исследований как одна из фундаментальных задач газовой динамики [2] и служат основой для решения пространственных задач обтекания тел [3–6]. Нередко головные части ЛА представляют собой затупленные по сфере конусы с различными углами раствора или же непосредственно являются сферами.

Применение таких форм в ЛА обусловлено их высоким аэродинамическим качеством. Следует отметить, что накопленный большой фундаментальный теоретический [7–11] и экспериментальный [12–16] материал по данным течениям позволяет проводить верификацию результатов численных расчетов.

Цель настоящей работы — исследование аэродинамических характеристик острого и затупленных по сфере конусов в широком диапазоне углов атаки α и чисел Маха набегающего потока M_∞ , анализ влияния донного следа и притупления конуса на его интегральные параметры.

Постановка задачи. В работе выполнено численное моделирование острого и притупленных конусов (рис. 1).

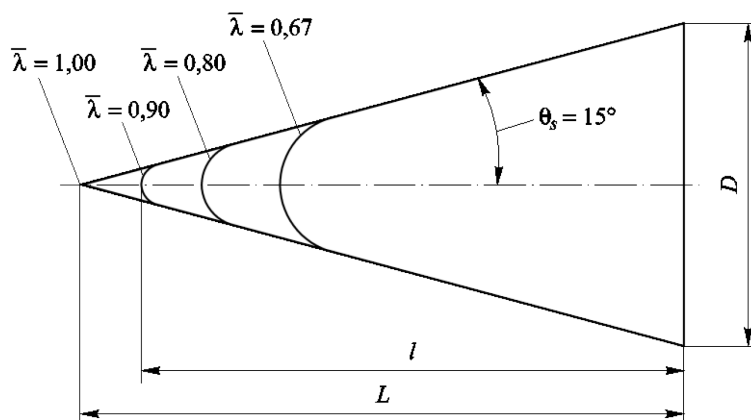


Рис. 1. К расчету обтекания конусов:

D — диаметр конуса, мм; l — длина затупленного конуса, мм; L — длина острого конуса, мм; θ_s — полуугол при вершине конуса, град; $\bar{\lambda} = l/L$ — относительная длина конуса

Воздействие среды на движущееся тело в поточной системе координат будет определяться лобовым сопротивлением X_a , подъемной силой Y_a и моментом тангажа M_{za} , отсчитываемым относительно носка модели, или коэффициентами лобового сопротивления c_{xa} , подъемной силы c_{ya} и момента тангажа c_{mza} :

$$c_{xa} = X_a / (q_\infty S_{\text{мид}}); \quad (1)$$

$$c_{ya} = Y_a / (q_\infty S_{\text{мид}}); \quad (2)$$

$$c_{mza} = M_{za} / (q_\infty S_{\text{мид}} l), \quad (3)$$

где q_∞ — скоростной напор; $S_{\text{мид}}$ — площадь дна конуса (площадь мидела).

Расчет проводили методом конечных объемов в программном комплексе ANSYS CFX (студенческая версия). Рассматривали углы атаки α от 0 до 40°. Данные для моделирования подобраны на основании работы [13]: характерный размер конуса $D = 100$ мм, статическое давление $p_\infty = 2 \cdot 10^4$ Па, статическая температура $T_\infty = 110$ К, чис-

ло Маха $M_\infty = 0,7 \dots 3,25$, что соответствует числу Рейнольдса набегающего потока по диаметру миделя $Re_D = (5,8 \dots 1,2) \cdot 10^6$, т. е. турбулентному режиму течения. В связи с этим для численных расчетов использована модель переноса сдвиговых напряжений Ментера — SST-модель (Shear Stress Transport Model), обеспечивающая наиболее точный прогноз разделения потока на стенке.

Применение в качестве характеристик кинетической энергии турбулентности k , скорости ее диссипации ϵ и частоты турбулентности ω приводит к сходимости решения и согласования с результатами экспериментов.

SST-модель основана на линейной комбинации k — ω -модели Вилкокса [17] в приповерхностных областях и k — ϵ -модели вдали от поверхностей [18].

В работе [19] проведено объединение k — ω -модели вблизи поверхности с k — ϵ -моделью во внешней области. Для этого введена функция смешивания F_1 , восстанавливающая k — ϵ -модель на границе пограничного слоя, а также за его пределами:

$$\frac{\partial \rho k}{\partial t} + \frac{\partial \rho k U_j}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_{k3}} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) + \rho P_k - \rho C_\mu k \omega; \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho \omega}{\partial t} + \frac{\partial \rho \omega U_j}{\partial x_j} = & \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_{\omega 3}} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right) + \\ & + (1 - F_1) 2\rho \frac{1}{\sigma_{\omega 2} \omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} + \alpha_3 \frac{\omega}{k} \rho P_k - \rho \beta_3 \omega^2. \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь ρ — плотность жидкости; U_j — декартова составляющая осредненной скорости в направлении соответствующей оси; x_j — направление декартовой системы координат ($j = 1, 2, 3$); μ_t — турбулентная вязкость; P_k — скорость генерации турбулентной энергии за счет энергии осредненного поля; σ_{k3} , $\sigma_{\omega 3}$, α_3 , β_3 — коэффициенты вычисляются как $\Phi_1 = F_1 \Phi_1 + (1 - F_1) \Phi_2$; Φ_1 , Φ_2 — коэффициенты k — ω - и k — ϵ -модели соответственно; $\sigma_{\omega 2}$, C_μ — коэффициенты k — ϵ -модели; $\sigma_{\omega 2} = 1/0,856$; $C_\mu = 0,09$.

В этой модели дополнительно вводят ограничение на генерацию кинетической энергии турбулентности, а также определяют турбулентную вязкость с учетом локального значения скорости деформации поля скорости. Функции смешивания находят с учетом расстояния до обтекаемой поверхности (т. е. нахождения рассматриваемой точки в пограничном слое или вне его) и локальных характеристик течения.

Использование SST-модели позволяет получить сходящееся и устойчивое решение для широкого круга задач, в том числе задач сверхзвуковой аэродинамики.

Кроме того, эта модель допускает некоторую грубость расчетной сетки в области пограничного слоя. В соответствии с работой [18] для сохранения целостности модели и сходимости решения параметр y^+ должен быть менее 30 (рекомендуемое значение для пограничного слоя $y^+ \approx 1$).

Для описания термодинамических свойств сжимаемого потока использовали модель совершенного газа на основе закона Менделеева — Клапейрона для расчета локального изменения плотности в жидкости.

Для экономии вычислительных ресурсов рассчитывали только половину модели. Расчетная область представляла собой прямоугольный параллелепипед, длина, высота и ширина которого равны $8D$, $8D$ и $4D$ соответственно. В процессе сеточной дискретизации сформированы тетраэдрический донный след с размером элемента сетки 1,4 мм (рис. 2) и гексаэдрический пограничный слой (рис. 3), содержащий 15 ячеек по направлению нормали от поверхности тела. Высота первого призматического элемента сетки и скорость роста составляли 10^{-3} мм и 1,2 соответственно, что позволило удовлетворить как требованиям к самой сетке, так и к модели турбулентности.

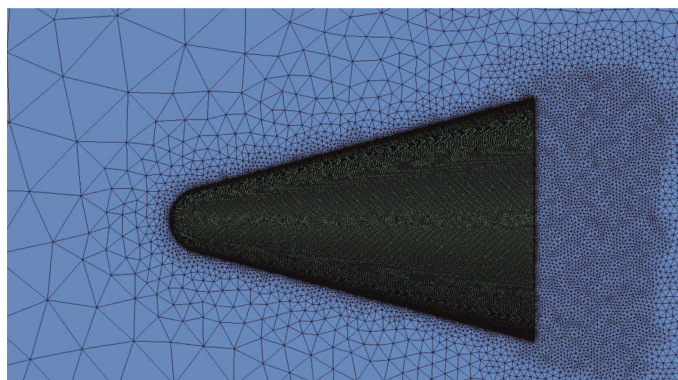


Рис. 2. Общий вид расчетной сетки конуса с $\bar{\lambda} = 0,8$

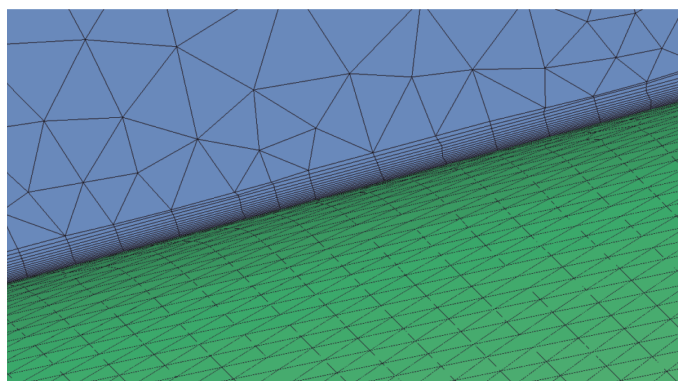


Рис. 3. Гексаэдрический пограничный слой

Общее число ячеек сетки составляло $(1,2...1,4) \cdot 10^6$ в зависимости от размера притупления. Сеточная сходимость контролировалась по коэффициентам продольной и нормальной сил, а также моменту тангажа.

Результаты моделирования. Полное сопротивление конуса включает в себя сопротивление давления передней части поверхности конуса (волновое сопротивление), сопротивление трения и сопротивление донной части, возникающее вследствие донного вакуума. Доля различных видов сопротивления изменяется по числам Маха и зависит от значения и формы притупления.

Приведенные в таблице значения коэффициентов продольной $c_{xк}$, нормальной $c_{yк}$ сил и момента тангажа $c_{mзк}$ представляют собой результат воздействия сил давления и трения, действующих на коническую поверхность и сферическое затупление (при его наличии). В значениях коэффициентов не учитывается донное давление.

Погрешности аэродинамических коэффициентов, %, относительно экспериментально полученных значений [13] для различных сферических притуплений $\bar{\lambda}$ при $M_\infty = 3,25$

α , град	$\bar{\lambda} = 1$			$\bar{\lambda} = 0,9$			$\bar{\lambda} = 0,8$			$\bar{\lambda} = 0,67$		
	$c_{xк}$	$c_{yк}$	$c_{mзк}$	$c_{xк}$	$c_{yк}$	$c_{mзк}$	$c_{xк}$	$c_{yк}$	$c_{mзк}$	$c_{xк}$	$c_{yк}$	$c_{mзк}$
0	2,6	–	–	1,5	–	–	0,4	–	–	0,8	–	–
5	0,6	3,6	3,7	0,8	3,2	3,7	0,1	3,3	3,3	0,3	2,1	2,9
10	3,8	3,5	3,6	2,8	2,1	2,3	1,7	1,2	1,2	0,4	2,4	2,4
15	3,7	0,7	1,9	3,9	2,5	2,6	2,8	2,6	3,5	0,2	1,7	1,6
20	2,4	1,7	3,4	1,7	1,3	1,6	1,9	1,3	2,1	0,2	1,0	1,5
25	1,2	1,5	3,5	2,4	1,3	1,3	2,4	2,3	2,9	1,0	2,6	3,3
30	0,2	2,6	4,6	0,8	3,5	3,8	1,1	3,3	3,4	1,8	2,8	3,8
35	2,3	3,0	4,5	1,6	4,4	5,3	2,4	4,8	5,1	3,0	3,5	3,6
40	3,4	4,8	6,1	1,4	4,5	5,9	3,5	5,2	5,3	3,4	4,1	4,6

Результаты моделирования показали хорошее согласование с экспериментом, кроме больших углов атаки, что связано с методикой проведения эксперимента. Большие углы атаки для моделей достигались креплением державки не к донной части, а к боковой поверхности конуса, поэтому учесть ее влияние должным образом не представляется возможным. В связи с этим значения $c_{xк}$ содержат неучтенное донное давление, действующее на боковую поверхность конуса, следовательно, соответствующие зависимости свыше $\alpha \approx 20...30^\circ$, приведенные для сверхзвуковых скоростей, необходимо рассматривать как качественные.

В ряде случаев особый интерес, как практический, так и теоретический, представляет донное давление.

На донное давление оказывают влияние не только числа M_∞ , но и числа Re_D , состояние пограничного слоя, турбулентность и другие факторы, отличающие поток в аэродинамической трубе от натуральных условий, а также форма контура тела перед донной частью.

При экспериментальном измерении донного давления в аэродинамических трубах применяют донные державки, которые при отсутствии специальных мер могут уменьшать точность измерений, поэтому используют осредненные зависимости, полученные в различных экспериментах в результате многократных измерений.

Для сопоставления на рис. 4 представлены данные моделирования, баллистических и трубных зависимостей.

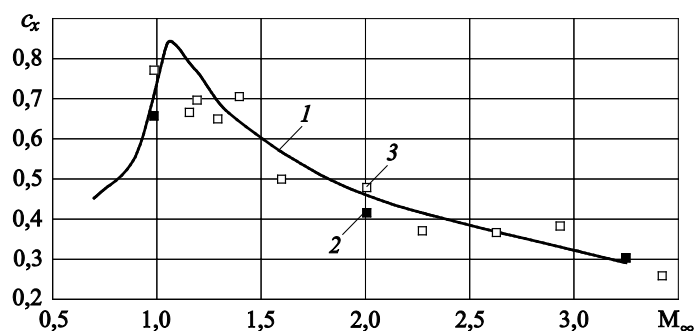


Рис. 4. Рассчитанные зависимости $c_x = f(M_\infty)$ острого конуса при угле атаки $\alpha = 0$ (1) и экспериментальные данные (2) [13], (3) [15]

Сравнение результатов моделирования трубных продувок [13], а также аэробаллистических данных работы [15] для коэффициента продольной силы c_x с учетом донного сопротивления показывает лучшее согласование с баллистическим экспериментом. Трубные значения примерно на 10 % меньше рассчитанных и баллистических данных при околосвуковых и малых сверхзвуковых скоростях. Это может быть связано с отражением от стенок трубы ударных волн, попадающих в донную область, и тем самым увеличивающих донное давление, а значит, уменьшающих донное сопротивление.

Из изложенного выше следует важность определения донного давления конуса при отсутствии возмущений. Геометрическими характеристиками потока в донной области являются [15]: θ — угол схода потока с кромки дна, отсчитываемый от направления набегающего потока, град; l_0 — расстояние до горла следа, мм; r — радиус горла следа, мм (рис. 5–7).

Данные моделирование удовлетворительно согласуются с баллистическими данными на больших сверхзвуковых скоростях (отклонение приведенных значений менее 15 %), для остальных чисел Маха полученную зависимость можно рассматривать как качественную.

Несовпадение значений связано с тем, что RANS-модели (Reynolds-averaged Navier – Stokes — уравнения Навье — Стокса, осредненные по Рейнольдсу) не позволяют в полной мере описывать завихренные и отрывные течения в донной области. Несмотря на это, результаты могут дать качественное понимание картины течения в этой области. Согласно рис. 6, при увеличении скорости набегающего потока увеличивается число Маха перед донным срезом и поток в этой области поворачивается на больший угол. Застойная зона постепенно изменяет форму с бочкообразной на усеченную коническую. Угол схода потока возрастает при уменьшающейся ширине горла следа (см. рис. 7). При числах Маха более 2,0...2,5 разворот потока прекращается вследствие малого изменения донного давления, относительная ширина горла следа при тех же числа Маха остается постоянной.

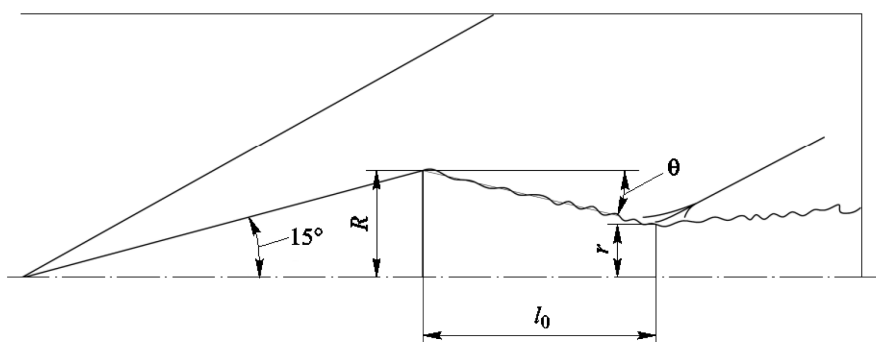


Рис. 5. Геометрические характеристики потока в донной области

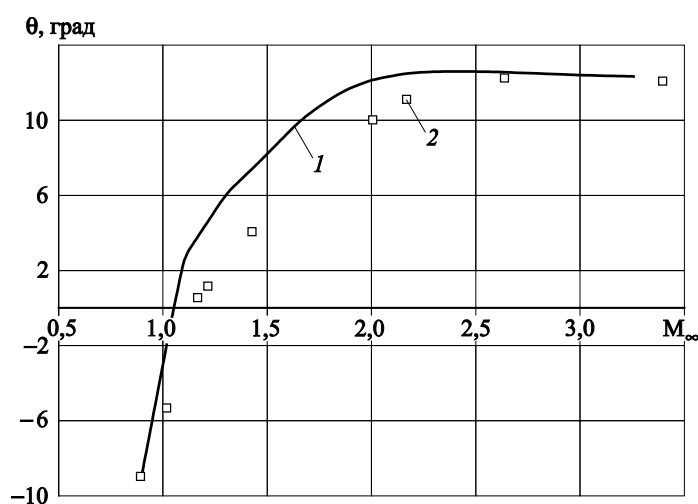


Рис. 6. Зависимость угла схода потока θ от числа M_∞ :
 1 — данные моделирования; 2 — баллистические данные [15]

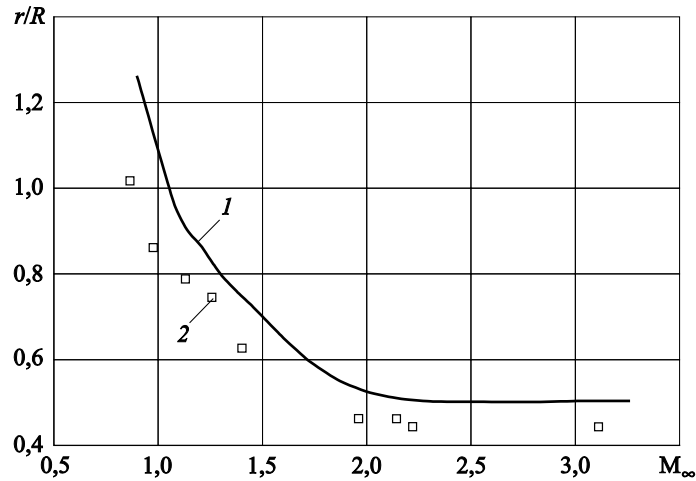


Рис. 7. Зависимость относительной ширины горла следа r/R от числа M_∞ :
 1 — данные моделирования; 2 — баллистические данные [15]

Аэродинамическое качество — отношение коэффициента подъемной силы к коэффициенту лобового сопротивления:

$$K = \frac{c_{ya}}{c_{xa}} = \frac{c_y \cos \alpha - c_x \sin \alpha}{c_y \sin \alpha + c_x \cos \alpha}. \quad (6)$$

В значении коэффициента нормальной силы учитывается донное давление. В соответствии с рис. 8 увеличение размера притупления у конуса с постоянным полууглом при вершине приводит к снижению аэродинамического качества, что связано с увеличением лобового сопротивления и уменьшением подъемной силы. Максимальные значения аэродинамического качества достигаются при углах атаки $\alpha \approx 17 \dots 25^\circ$.

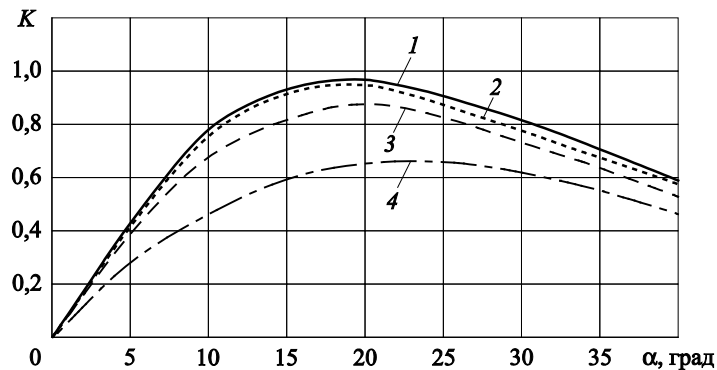


Рис. 8. Рассчитанные зависимости $K = f(\alpha)$ конуса для $M_\infty = 3,25$ при различных притуплениях:
 1–4 — $\bar{\lambda}$ равно 1,00, 0,90, 0,80 и 0,67 соответственно

На рис. 9 представлены зависимости $c_{yк}^\alpha = f(M_\infty)$ для острого и затупленного с $\bar{\lambda} = 0,67$ конусов, а также результаты трубных продувок для соответствующих моделей. Производную нормальной силы по углу атаки определяли для малых α следующим образом: $c_{yк}^\alpha = \partial c_{yк} / \partial \alpha$. Значение $c_{yк}^\alpha$ быстро изменяется в достаточно узком диапазоне чисел Маха после присоединения головной волны и остается практически постоянной как при дозвуковых, так и при сверхзвуковых скоростях. Наличие сферического притупления приводит к тому, что обтекание происходит с отсоединенной головной волной, а изменение $c_{yк}^\alpha$ для усеченного конуса происходит более плавно. Также можно отметить, что увеличение притупления вызывает уменьшение производной $c_{yк}^\alpha$, что связано с уменьшением площади конической поверхности.

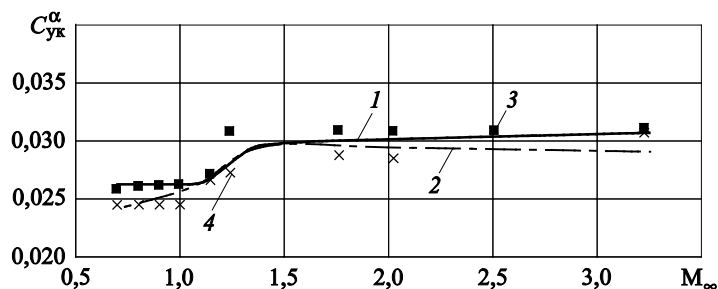


Рис. 9. Рассчитанные зависимости $c_{yк}^\alpha = f(M_\infty)$ конуса с различными притуплениями $\bar{\lambda}$ (1, 2) и экспериментальные данные (3, 4) [13]:
1, 3 — $\bar{\lambda} = 1,00$; 2, 4 — $\bar{\lambda} = 0,67$

При дозвуковых и малых сверхзвуковых скоростях наибольший практический интерес представляет определение положения центра давления в области малых углов атаки ($\alpha < 10^\circ$). Зависимости $\bar{x}_д = f(M_\infty)$ представлены на рис. 10. При малых углах атаки, когда продольная сила действует на малом плече, продольный момент в основном определяется нормальной силой. Для таких углов атаки координаты центра давления определялись следующим образом: $\bar{x}_д = \partial c_{mзк} / \partial c_{yк}$.

Анализируя данные рис. 10, можно сделать вывод, что наличие притупления способствует перемещению положения центра давления вперед. При числах $M_\infty > 2$ положение центра давления как у острого, так и притупленного конуса практически не изменяется. Число M_∞ оказывает наибольшее влияние на положение центра давления в области околосвуковых скоростей: это влияние тем больше, чем больше притупление конуса.

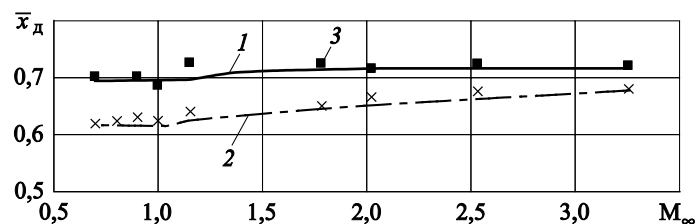


Рис. 10. Рассчитанные зависимости $\bar{x}_d = f(M_\infty)$ конуса с различными притуплениями $\bar{\lambda}$ (1, 2) и экспериментальные данные (3, 4) [13]:
1, 3 — $\bar{\lambda} = 1,00$; 2, 4 — $\bar{\lambda} = 0,67$

Заключение. В результате моделирования проведен анализ аэродинамических характеристик конусов в зависимости от размера сферического притупления. Получены коэффициенты продольной c_x , нормальной c_y сил и момента тангажа c_{mz} для разных притуплений с учетом и без учета донного давления. Интегральные характеристики хорошо согласуются с графическими данными (относительное отклонение не превышает 4 %). Несколько бóльшая погрешность (около 6 %) получена для диапазона больших углов атаки ($\alpha > 30^\circ$), в котором адекватное сравнение с экспериментальными данными [13] затруднено.

Коэффициенты лобового сопротивления, подъемной силы и момента тангажа наиболее сильно изменяются при $M_\infty = 1,1 \dots 1,3$, что соответствует максимуму отношения давления за скачком уплотнения к скоростному напору в трансзвуковом режиме. Увеличение притупления конусов приводит к тому, что максимумы приведенных выше зависимостей становятся менее выраженными, а сверхзвуковые участки более пологими.

Угол схода потока и относительная ширина горла следа могут служить для оценки донной температуры, что, в свою очередь, открывает возможность для изучения влияние температурного фактора на обтекания моделей. Данные моделирования представляют значительный интерес для фундаментальных и прикладных аспектов, связанных, в частности, с формированием внешнего облика ЛА различного назначения.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Суржиков С.Т. Метод расчета сверхзвукового обтекания сферы на основе AUSM конечно-разностных схем. *Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. Машиностроение*, 2005, № 3 (60), с. 7–34.
- [2] Голубев А.Г., Калугин В.Т. *Аэродинамика*. Москва, Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2010, 687 с.

- [3] Голубев А.Г., Ремизова О.И. Моделирование сверхзвукового обтекания затупленного конуса в пакете ANSYS Fluent с использованием двух различных способов построения расчетной сетки. *Инженерный журнал: наука и инновации*, 2018, вып. 11. DOI: 10.18698/2308-6033-2018-11-1821
- [4] Булгаков В.Н., Котенев В.П., Сапожников Д.А. Моделирование сверхзвукового обтекания затупленных конусов с учетом разрыва кривизны образующей тела. *Математическое моделирование и численные методы*, 2017, № 2, с. 81–93.
- [5] Савкина Н.В., Биматов В.И., Христенко Ю.Ф. Расчет обтекания и аэродинамических характеристик острого конуса на основе решения прямой задачи нелинейной аэробаллистики. *Вестник Томского государственного университета*, 2014, № 1 (27), с. 110–116.
- [6] Кузенов В.В., Поляков К.В., Рыжков С.В., Студенников Е.С. Расчетные исследования течения совершенного газа вблизи тел простых геометрических форм. *Известия вузов. Сер. Физика*, 2018, т. 61, № 9 (2), с. 42–46.
- [7] Kuzenov V.V., Ryzhkov S.V. Approximate Method for Calculating Convective Heat Flux on the Surface of Bodies of Simple Geometric Shapes. *Journal of Physics: Conference Series*, 2017, vol. 815, p. 012024.
- [8] Ryzhkov S.V., Kuzenov V.V. New realization method for calculating convective heat transfer near the hypersonic aircraft surface. *ZAMP*, 2019, vol. 70, p. 46.
- [9] Ryzhkov S.V., Kuzenov V.V. Analysis of the ideal gas flow over body of basic geometrical shape. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2019, vol. 132, pp. 587–592.
- [10] Кузенов В.В., Лебо А.И., Лебо И.Г., Рыжков С.В. *Физико-математические модели и методы расчета воздействия мощных лазерных и плазменных импульсов на конденсированные и газовые среды*. 2-е изд. Москва, Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2017, 328 с.
- [11] Kuzenov V.V., Ryzhkov S.V. Approximate calculation of convective heat transfer near hypersonic aircraft surface. *Journal of Enhanced Heat Transfer*, 2018, vol. 25 (2), pp. 181–193.
- [12] Дементьев И.М., Иванов А.А., Карташев В.Д., Михалев А.Н., Шелудько Ю.В. Способ оценки донной температуры в баллистическом эксперименте. *Ученые записки ЦАГИ*, 1981, т. XII, № 3, с. 121–123.
- [13] Артонкин В.Г., Леутин П.Г., Петров К.П., Столяров Е.П. Аэродинамические характеристики острых и притупленных конусов при дозвуковых и сверхзвуковых скоростях. *Тр. ЦАГИ им. проф. Н.Е. Жуковского*. Москва, Издательский отдел ЦАГИ, 1972, № 1413, 93 с.
- [14] Петров К.П. *Аэродинамика тел простейших форм*. Москва, Физматлит, 1998, 428 с.
- [15] Михалев А.Н. Аэродинамические характеристики и параметры донной области конуса при трансзвуковых скоростях. *Теплофизика и аэромеханика*, 2008, т. 15, № 3, с. 471–479.
- [16] Коваленко В.В., Кравцов А. Н., Мельничук Т.Ю. Сопротивление конических носовых частей при сверхзвуковом обтекании. *Ученые записки ЦАГИ*, 2011, т. XLII, № 1, с. 31–36.
- [17] Wilcox D.C. *Turbulence Modeling for CFD*. La Canada, California, DCW Industries Inc., 1998, 477 p.
- [18] *ANSYS CFX Solver Theory Guide*, Release 19.0. ANSYS Inc., 2018, 366 p.
- [19] Menter F.R. Two-equation Eddy-viscosity Turbulence Models for Engineering Applications. *AIAA Journal*, 1994, vol. 32 (8), pp. 1598–1605.

Статья поступила в редакцию 05.06.2019

Ссылку на эту статью просим оформлять следующим образом:

Студенников Е.С. Моделирование процессов аэрогазодинамики элементов конструкции сверхзвукового летательного аппарата. *Инженерный журнал: наука и инновации*, 2019, вып. 7. <http://dx.doi.org/10.18698/2308-6033-2019-7-1904>

Студенников Евгений Сергеевич — студент кафедры «Теплофизика» МГТУ им. Н.Э. Баумана. e-mail: studennikovves@mail.ru

Modeling the processes of aerogasdynamics of structural elements of a supersonic aircraft

© E.C. Studennikov

Bauman Moscow State Technical University, Moscow, 105005, Russia

The purpose of the research was to study the aerodynamic features of the flow around the simplest structural elements of an aircraft, such as sharp and blunt-nose cones. For calculations we applied the perfect gas model. To describe flows with large adverse pressure gradients, we used the Menter's shear stress transfer model. We analyzed changes in the aerodynamic characteristics of the cones in a wide range of angles of attack α and flow Mach M_∞ numbers. Furthermore, we investigated the parameters of the base region of the sharp cone at transonic and supersonic speeds, and compared the simulation results with the data of a physical experiment both in wind tunnels and on a ballistic installation. The comparison showed good agreement with the experimental data. Numerical simulation data can be applied to form the external appearance of aircraft for various purposes, to study the influence of the temperature factor on the flow around bodies, and to create semi-empirical models for calculating the parameters of the base region of conical bodies.

Keywords: aerodynamic characteristics, axisymmetric flow, supersonic flow, wave drag, base drag

REFERENCES

- [1] Surzhikov S.T. *Vestnik MGTU im. N.E. Baumana. Ser. Mashinostroyeniye — Herald of the Bauman Moscow State Technical University. Series Mechanical Engineering*, 2005, no. 3 (60), pp. 7–34.
- [2] Golubev A.G., Kalugin V.T. *Aerodinamika [Aerodynamics]*. Moscow, BMSTU Publ., 2010, 687 p.
- [3] Golubev A.G., Remizova O.I. *Inzhenernyy zhurnal: nauka i innovatsii — Engineering Journal: Science and Innovation*, 2018, iss. 11. DOI: 10.18698/2308-6033-2018-11-1821
- [4] Bulgakov V.N., Kotenev V.P., Sapozhnikov D.A. *Matematicheskoe modelirovanie i chislennyye metody — Mathematical Modeling and Computational Methods*, 2017, no. 2, pp. 81–93.
- [5] Savkina N.V., Bimatov V.I., Khristenko Yu.F. *Vestnik Tomskogo Gosudarstvennogo Universiteta — Tomsk State University Journal*, 2014, no. 1 (27), pp. 110–116.
- [6] Kuzenov V.V., Polyakov K.V., Ryzhkov S.V., Studennikov E.S. *Izvestiya vuzov. Ser. Fizika — Russian Physics Journal*, 2018, vol. 61, no. 9 (2), pp. 42–46.
- [7] Kuzenov V.V., Ryzhkov S.V. Approximate method for calculating convective heat flux on the surface of bodies of simple geometric shapes. *Journal of Physics: Conference Series*, 2017, vol. 815, p. 012024.
- [8] Ryzhkov S.V., Kuzenov V.V. New realization method for calculating convective heat transfer near the hypersonic aircraft surface. *ZAMP*, 2019, vol. 70, p. 46.
- [9] Ryzhkov S.V., Kuzenov V.V. Analysis of the ideal gas flow over body of basic geometrical shape. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2019, vol. 132, pp. 587–592.

- [10] Kuzenov V.V., Lebo A.I., Lebo I.G., Ryzhkov S.V. *Fiziko-matematicheskie modeli i metody rascheta vozdeystviya moshhnyh lazernykh i plazmennykh impulsiv na kondensirovannye i gazovye sredy* [Physical and mathematical models and methods for calculating the effects of high-power laser and plasma pulses on condensed and gaseous media]. 2nd ed. Moscow, BMSTU Publ., 2017, 328 p.
- [11] Kuzenov V.V., Ryzhkov S.V. Approximate calculation of convective heat transfer near hypersonic aircraft surface. *Journal of Enhanced Heat Transfer*, 2018, vol. 25 (2), pp. 181–193.
- [12] Dementev I.M., Ivanov A.A., Kartashev V.D., Mikhalev A.N., Sheludko Yu.V. *Uchenye zapiski TsAGI — TsAGI Science Journal*, 1981, vol. XII, no. 3, pp. 121–123.
- [13] Artonkin V.G., Leutin P.G., Petrov K.P., Stolyarov E.P. *Trudy TsAGI im. prof. N.E. Zhukovskogo (Proceedings of TsAGI)*, 1972, no. 1413, 93 p.
- [14] Petrov K.P. *Aerodinamika tel prosteyshikh form* [Aerodynamics of bodies of the simplest forms]. Moscow, Fizmatlit Publ., 1998, 428 p.
- [15] Mikhalev A.N. *Teplofizika i aeromehanika — Thermophysics and Aeromechanics*, 2008, vol. 15, no. 3, pp. 471–479.
- [16] Kovalenko V.V., Kravtsov A. N., Melnichuk T.Yu. *Uchenye zapiski TsAGI — TsAGI Science Journal*, 2011, vol. XLII, no. 1, pp. 31–36.
- [17] Wilcox D.C. *Turbulence Modeling for CFD*. La Canada, California, DCW Industries Inc., 1998, 477 p.
- [18] *ANSYS CFX Solver Theory Guide*, Release 19.0. ANSYS Inc., 2018, 366 p.
- [19] Menter F.R. Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications. *AIAA Journal*, 1994, vol. 32 (8), pp. 1598–1605.

Studennikov E.S., student, Department of Thermal Physics, Bauman Moscow State Technical University. e-mail: studennikov@mail.ru