

Numerical study of the HB-2 standard model aerodynamics at the supersonic velocities

D. S. Yatsukhno

Ishlinsky Institute for Problems in Mechanics RAS,

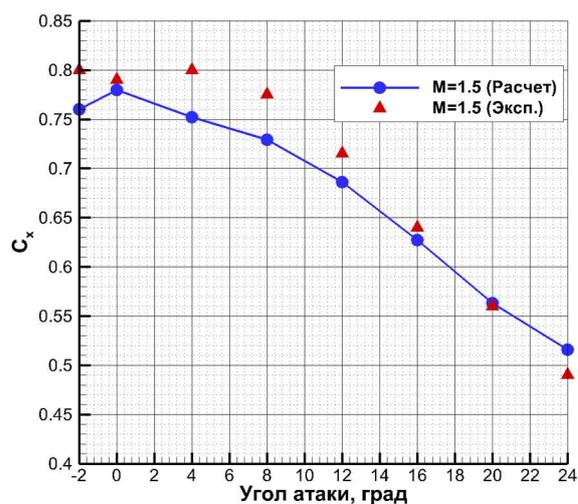
Moscow, 119526, Russia

yatsukhno-ds@rambler.ru

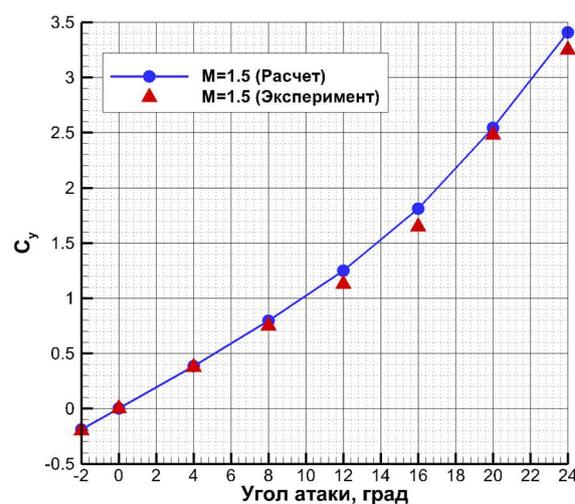
Abstract

The HB-2 numerical simulation results for Mach from 1.5 to 3 under angle of attack from -2° to $+24^\circ$ are presented. The comparison between computational and experimental [Vuković D., Damljanić D. 2019] data is performed. The calculations were conducted using the method for splitting into the physical processes which uses the unstructured grids. The comparison between hexahedron and prismatic grids is demonstrated.

Keywords: Aerodynamical coefficients, unstructured grids, standard models, shock wave structures



(a)



(b)

HB-2 aerodynamical characteristics for $M_\infty = 1.5$ under various angles of attack (a) longitudinal force coefficient C_x (b) normal force coefficient C_y . Blue line – numerical simulation results, red triangles – experimental data [10]

УДК 533.6

Расчетное исследование аэродинамики стандартной модели НВ-2 при сверхзвуковых скоростях

Д. С. Яцухно

*Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН,
Россия, Москва, 119526, проспект Вернадского, д. 101, корп. 1*

yatsukhno-ds@rambler.ru

Аннотация

В данной статье представлены результаты расчетов обтекания стандартной модели НВ-2 для условий набегающего потока, соответствующим числам Маха от 1.5 до 3 в диапазоне углов атаки от -2° до $+24^\circ$. Выполнено сравнение результатов расчетов с опубликованными экспериментальными данными [Vuković D., Damjanović D. 2019] по силовым и моментным характеристикам. Цикл расчетов был выполнен с применением метода расщепления по физическим процессам, реализованного на неструктурированных сетках. Показано сравнение результатов расчетов, полученных на гексагональных и призматических сетках.

Ключевые слова: аэродинамические коэффициенты, неструктурированные сетки, стандартные модели, ударно-волновые структуры.

1. Введение

Стандартные баллистические модели НВ-1 и НВ-2 представляют собой объекты сравнительно простой геометрической формы, используемые в качестве эталонного объекта при определении степени достоверности получаемых экспериментальных данных в аэродинамических и ударных трубах. Эти конфигурации (рис. 1) включают в себя носовую часть в виде затупленного конуса, цилиндрическую основу, и хвостовую юбку (в случае НВ-2). При сверхзвуковом обтекании данных объектов образуется отошедшая ударная волна, а в области юбки (при ее наличии) формируется область взаимодействия ударной волны с пограничным слоем. С начала 60-х годов опубликовано значительное количество результатов стендовых экспериментов, которые были ориентированы на исследование аэродинамических характеристик и конвективного нагрева поверхности стандартных моделей НВ-1 и НВ-2 в широком диапазоне чисел Маха, Рейнольдса и при различных углах атаки.

В работах [1–2] были обобщены результаты экспериментальных исследований по силовым и моментным характеристикам стандартным моделям при числах Маха от 1.5 до 20 и в диапазоне чисел Рейнольдса 0.01×10^6 до 2.7×10^6 . В данных отчетах также представлены данные по безразмерным тепловым потокам к поверхности объектов. В статье [3] были представлены дополнительные экспериментальные данные для скоростей $M = 5.3, 7.5$ и 11.4 . Основной задачей было сравнение получаемых в Сандийской 18-дюймовой аэродинамической трубе данных с результатами более ранних работ [1–2] в исследовательском центра Арнольда.

Значительный интерес представляют данные, полученные в японском космическом агентстве (JAXA) [4]. Ключевым результатом выполненных в аэродинамической трубе экспериментов являются распределения конвективных тепловых потоков вдоль образующей стандартной модели НВ-2, соответствующие числам Маха $M = 9.46$ до 9.69 и числам

Рейнольдса $0.9 \times 10^6 \div 4.3 \times 10^6 \text{ м}^{-1}$. В аэродинамической трубе кратковременного действия [5] были также проведены испытания стандартной модели НВ-2 для скоростей $M = 9.7 \div 15.6$ и чисел Рейнольдса $0.14 \times 10^6 \div 1.32 \times 10^6$. Основной акцент был сделан на оценке влияния различных методик измерения на величины аэродинамических характеристик.

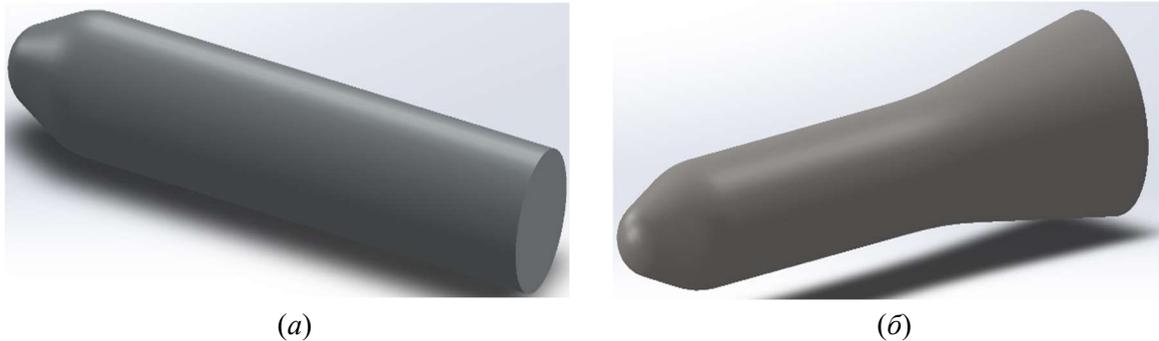


Рис. 1. Стандартные модели (а) НВ-1 и (б) НВ-2

Среди расчетно-теоретических работ следует отметить статью [6], посвященную численному моделированию обтекания модели НВ-2 с применением компьютерных кодов, использующих структурированные и неструктурированные сетки. В рамках нее, в частности, затрагивается вопрос о разрешении структуры потока в области возвратно-рециркуляционного течения вблизи задней стенки модели, что достигается использованием именно многоблочных структурированных сеток. Методические вопросы применения различных типов граничных условий на примере решения задачи обтекания различных типов стандартных моделей (в том числе НВ-2) были рассмотрены в работе [7]. Результаты применения различных подходов к решению задачи Римана на неструктурированных тетраэдральных сетках продемонстрированы в работе [8]. Расчеты конвективного нагрева поверхности НВ-2 при числе Маха $M = 3$ были выполнены в работе [9] с использованием компактной версии гиперболических квазигазодинамических уравнений.

В статье [10] были представлены экспериментальные данные полученные для модели НВ-2 при сверхзвуковых скоростях и, в том числе, при значительных углах атаки (более 200). Также были представлены результаты исследований структуры течения вблизи поверхности модели при различных вариантах параметров набегающего потока. Расчетному анализу этих материалов и посвящена настоящая работа.

2. Постановка задачи и основные уравнения

Для решения поставленной задачи применяется вычислительный инструментарий, представляющий собой развитие уже упомянутых компьютерных кодов [6, 7], предназначенных для проведения расчетов на неструктурированных сетках [11]. Модификации касаются прежде всего возможностью использовать неструктурированные сетки с различной формой элементов, а также применять различные схемы расчета распада произвольного разрыва, прежде всего семейства AUSM [12–13]. Уравнения Навье – Стокса, лежащие в основе численной модели, представлены в векторной форме

$$\frac{\partial \mathbf{w}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\mathbf{F}_x) + \frac{\partial}{\partial y}(\mathbf{F}_y) + \frac{\partial}{\partial z}(\mathbf{F}_z) = \frac{\partial}{\partial x}(\mathbf{G}_x) + \frac{\partial}{\partial y}(\mathbf{G}_y) + \frac{\partial}{\partial z}(\mathbf{G}_z) \quad (1)$$

В основе системы уравнений (1) лежат следующие векторные величины: \mathbf{w} – вектор консервативных переменных, компоненты вектора невязкого потока \mathbf{F}_x , \mathbf{F}_y и \mathbf{F}_z , вязкие члены \mathbf{G}_x , \mathbf{G}_y и \mathbf{G}_z . В состав системы входят пространственные переменные x , y , z , а также время t .

Вектор консервативных переменных (2) включает в себя ρ – плотность; u, v, w – проекции вектора скорости; E – удельная полная энергия.

$$\mathbf{w} = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ \rho w \\ \rho E \end{bmatrix} \quad (2)$$

Проекции вектора невязкого потока могут быть представлены в виде

$$\mathbf{F}_x = \begin{bmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p \\ \rho uv \\ \rho uw \\ (\rho E + p)u \end{bmatrix}, \quad \mathbf{F}_y = \begin{bmatrix} \rho v \\ \rho v^2 + p \\ \rho vw \\ \rho vw \\ (\rho E + p)v \end{bmatrix}, \quad \mathbf{F}_z = \begin{bmatrix} \rho w \\ \rho w^2 + p \\ \rho wv \\ \rho wv \\ (\rho E + p)w \end{bmatrix} \quad (3)$$

Здесь p – давление. Проекции вязкого потока \mathbf{G}_x , \mathbf{G}_y и \mathbf{G}_z определяются как

$$\mathbf{G}_x = \begin{bmatrix} 0 \\ \tau_{xx} \\ \tau_{xy} \\ \tau_{xz} \\ u\tau_{xx} + v\tau_{xy} + w\tau_{xz} - q_x \end{bmatrix}, \quad \mathbf{G}_y = \begin{bmatrix} 0 \\ \tau_{yx} \\ \tau_{yy} \\ \tau_{yz} \\ u\tau_{yx} + v\tau_{yy} + w\tau_{yz} - q_y \end{bmatrix}, \quad \mathbf{G}_z = \begin{bmatrix} 0 \\ \tau_{zx} \\ \tau_{zy} \\ \tau_{zz} \\ u\tau_{zx} + v\tau_{zy} + w\tau_{zz} - q_z \end{bmatrix} \quad (4)$$

В уравнении (4) q_x, q_y, q_z – составляющие вектора теплового потока. Компоненты тензора вязких напряжений определяются по формулам

$$\begin{aligned} \tau_{xx} &= \mu \left(\frac{4}{3} \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{2}{3} \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{2}{3} \frac{\partial w}{\partial z} \right), & \tau_{yy} &= \mu \left(\frac{4}{3} \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{2}{3} \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{2}{3} \frac{\partial w}{\partial z} \right), \\ \tau_{zz} &= \mu \left(\frac{4}{3} \frac{\partial w}{\partial z} - \frac{2}{3} \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{2}{3} \frac{\partial v}{\partial y} \right), & \tau_{xy} &= \tau_{yx} = \mu \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right), \\ \tau_{yz} &= \tau_{zy} = \mu \left(\frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z} \right), & \tau_{xz} &= \tau_{zx} = \mu \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right) \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь μ – коэффициент динамической вязкости. Для замыкания системы уравнений газовой динамики используются: термическое и калорическое уравнения состояния, закон Фурье

$$p = (\gamma - 1) \rho U = (\gamma - 1) \rho \left[E - 0.5(u^2 + v^2 + w^2) \right], \quad (6)$$

$$U = c_V T, \quad (7)$$

$$q = -\lambda \nabla T \quad (8)$$

Связь между кинетической и полной энергией определяется с помощью выражением

$$E = \frac{p}{(\gamma - 1)\rho} + \frac{u^2 + v^2 + w^2}{2} \quad (9)$$

Здесь γ – показатель адиабаты; U – удельная внутренняя энергия; λ – коэффициент теплопроводности; T – температура; c_V – удельная теплоемкость при постоянном объеме.

Вектор невязкого потока содержит в себе конвективную часть и зависящую от давления. В отношении последней для приближенного решения задачи о распаде произвольного разрыва используются соотношения расщепления в соответствии с идеями AUSM-ECUSP схемы [14]

$$p = p_L^+ + p_R^-, \quad (10)$$

$$pV = (pV)_L^+ + (pV)_R^- \quad (11)$$

Слагаемые в уравнении (10) – определяются как

$$p_{L,R}^\pm = \begin{cases} \frac{p}{2} \frac{(M \pm |M|)}{M}, & \text{при } |M| > 1 \\ \frac{p}{4} (M \pm 1)^2 (2 \mp M), & \text{при } |M| \leq 1 \end{cases} \quad (12)$$

Здесь M – число Маха. Аналогично для уравнения (11)

$$(pV)_{L,R}^\pm = \begin{cases} \frac{pV_{N,K}^{norm}}{2} \frac{(M \pm |M|)}{M}, & \text{при } |M| > 1 \\ \frac{p}{2} (V_{N,K}^{norm} \pm a_{1/2}), & \text{при } |M| \leq 1 \end{cases} \quad (13)$$

Здесь $V_{N,K}^{norm}$ – нормальная к грани K элемента N составляющая вектора скорости; $a_{1/2}$ – среднее арифметическое значение скорости звука между соседствующими через определенную грань гексагональными или призматическими элементами.

При расчете конвективных эффектов также выполняется расщепление числа Маха

$$M_{1/2} = M_L^+ + M_R^-, \quad (14)$$

$$M_{L,R}^\pm = \begin{cases} \frac{1}{2} (M \pm |M|), & \text{при } |M| > 1 \\ \pm \frac{1}{4} (M \pm 1)^2, & \text{при } |M| \leq 1 \end{cases} \quad (15)$$

3. Результаты расчетов

Численное моделирование было проведено для трех вариантов чисел Маха: 1.5, 2, 3. Диапазон углов атаки в первом и третьем случаях включал в себя значения $-2^\circ, 0^\circ, +4^\circ, +8^\circ, +12^\circ, +16^\circ, +20^\circ, +24^\circ$. Для числа Маха $M=2$ были дополнительно исследованы углы атаки $+22^\circ, +23^\circ$. Это связано со специфическим поведением коэффициента продольной (осевой) силы C_x при такой пространственной ориентации модели. Появление экстремума функции коэффициента продольной силы требует проверки путем расчета. Описание исходных данных и геометрических параметров стандартной модели представлены в таблице 1. В процессе расчетов были использованы неструктурированные сетки двух типов: гексагональные, включающие в себя шестигранные элементы и призматические, в основе которых лежат треугольные пятигранные призмы. Процедура построения сеточной топологии основывается на последовательном применении алгебраического и эллиптического генераторов для получения многоблочных структурированных сеток. В деталях эта методика описана, например, в работе [15]. Затем выполняется сшивание блоков сетки, перенумерация узлов и формирование уже неструктурированной гексагональной сетки из исходной структурированной. Получение призматической сетки осуществляется путем расщепления гексагонального элемента на две треугольные призмы. Таким образом, используемые в рамках данной работы сеточные

топологии имеют общую структуру. Это является важным фактором для корректности сопоставления результатов расчетов. В численном моделировании использовались сетки умеренного размера, включавшие в себя до 1.5 млн. гексаэдров и до трех миллионов. Основные вычисления проводились на сетках, содержащих около 1.1 млн. элементов. На рис. 2 показаны изображения расчетных сеток с гексагональными и призматическими элементами. Следует отметить, что в данной сеточной топологии выходная граница расчетной области совмещена с задней стенкой модели. Таким образом, из расчетного значения коэффициента продольной силы исключается компонента, связанная с донным сопротивлением. Корректная оценка величины данной компоненты требует дополнительных исследований, связанных как с проблемами расчета отрывных течений на неструктурированных сетках, так и с задачей выбора подходящей, в том числе и для данной области, схемы решения задачи Римана.

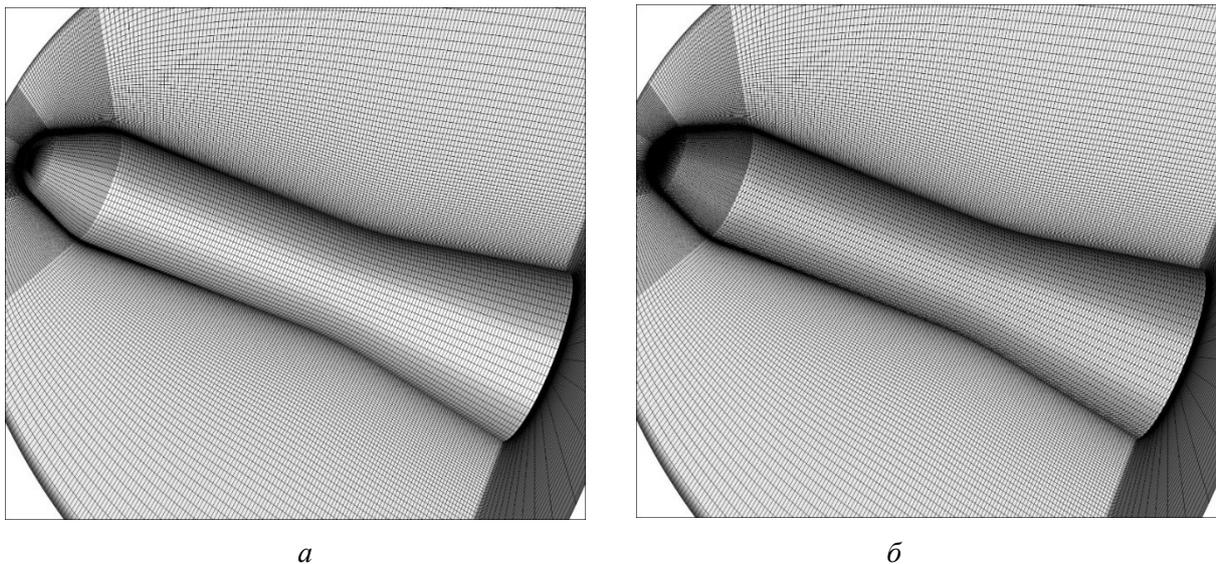


Рис. 2. Сеточные топологии: (а) гексагональная сетка (на поверхности четырехугольники) и (б) призматическая сетка (на поверхности треугольники)

Таблица 1

Исходные данные для расчетов в соответствии с условиями стендовых экспериментов, а также геометрические характеристики стандартной модели НВ-2 [10]

Параметр	$M_\infty = 1.5$	$M_\infty = 2$	$M_\infty = 3$
Давление p_∞ , Па	54587.4	32133.8	15550.5
Плотность ρ_∞ , кг/м ³	0.951	0.696	0.523
Температура T_∞ , К	200	161.1	103.6
Диаметр модели, см	10		
Продольное расстояние от носа модели до центра масс (для расчета момента тангажа), см	19		
Характерная площадь S_{ref} , см ²	81.1		
Характерная длина (для расчета момента тангажа), см	10		

На рис. 3 представлены результаты расчетов аэродинамических коэффициентов продольной и нормальной силы (рис. 3, а, б) и коэффициента момента тангажа (рис. 3, в) при $M_\infty = 1.5$. Определенные расхождения с экспериментальными данными наблюдается в

основном для коэффициента силы сопротивления, которые, однако практически нивелируются при значительных углах атаки. Наиболее чувствительный коэффициент – моментный – достаточно хорошо соответствует эксперименту. Средняя погрешность расчета не превышает 7 %. В целом следует отметить достаточно монотонный характер изменения всех характеристик, хотя как в эксперименте, так и в расчете наблюдаются отдельные выпадающие точки.

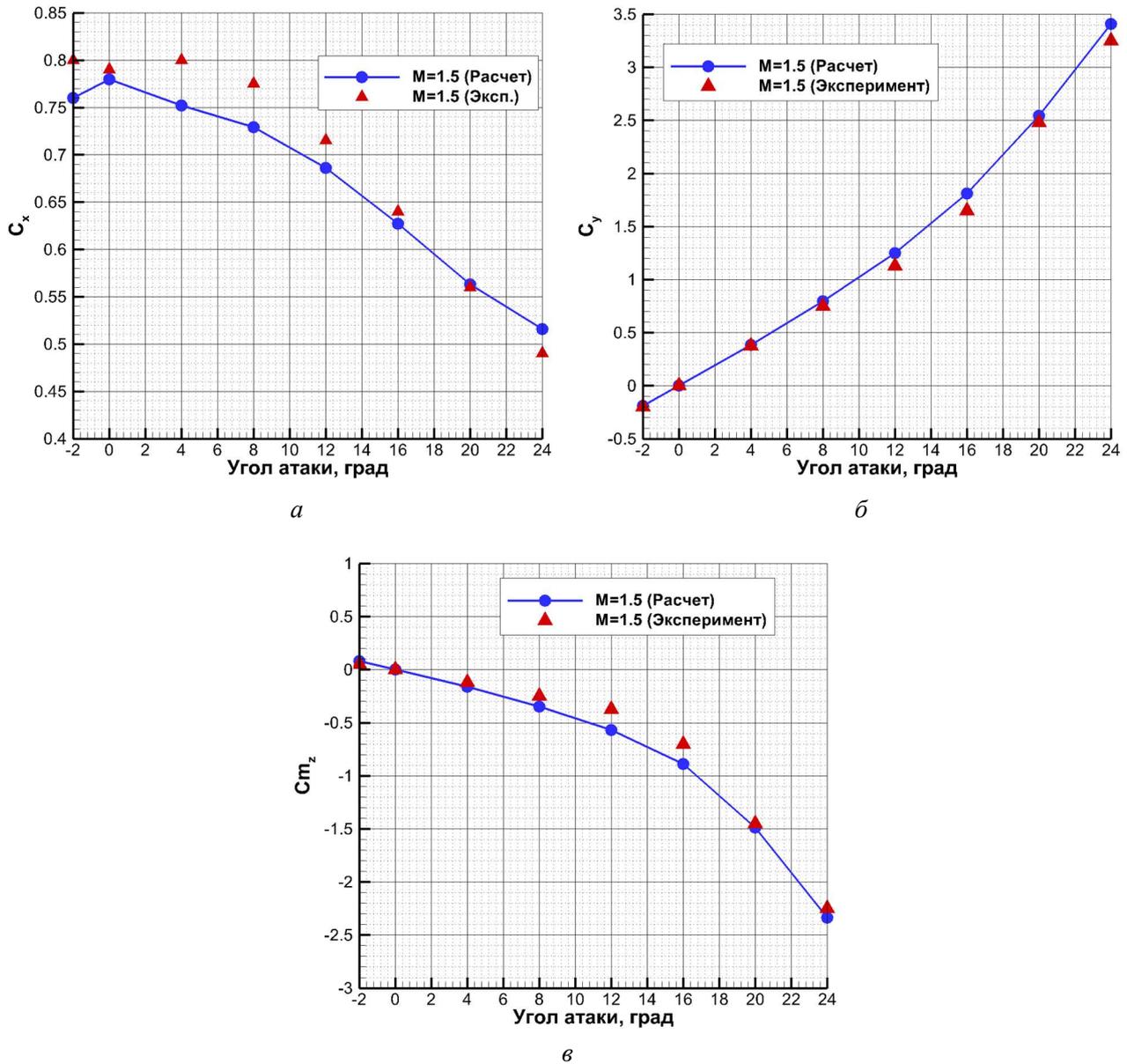


Рис. 3. Аэродинамические характеристики стандартной модели НВ-2 для числа Маха $M_\infty = 1.5$ при различных углах атаки: (а) – коэффициент продольной силы C_x ; (б) – коэффициент нормальной силы C_y ; (в) – коэффициент момента тангажа C_{m_z} . Синяя линия – расчет, красные треугольники – экспериментальные данные [10]

На рис. 4 представлены аналогичные результаты расчетов при $M_\infty = 2$. При повышении числа Маха несколько изменяется поведение коэффициента продольной силы. Значительно уменьшается скорость его убывания при росте угла атаки. Как и в предыдущем случае средняя погрешность расчета составляет $7 \div 8$ %. При максимальных значениях угла атаки фиксируется практически полное соответствие с экспериментальными данными.

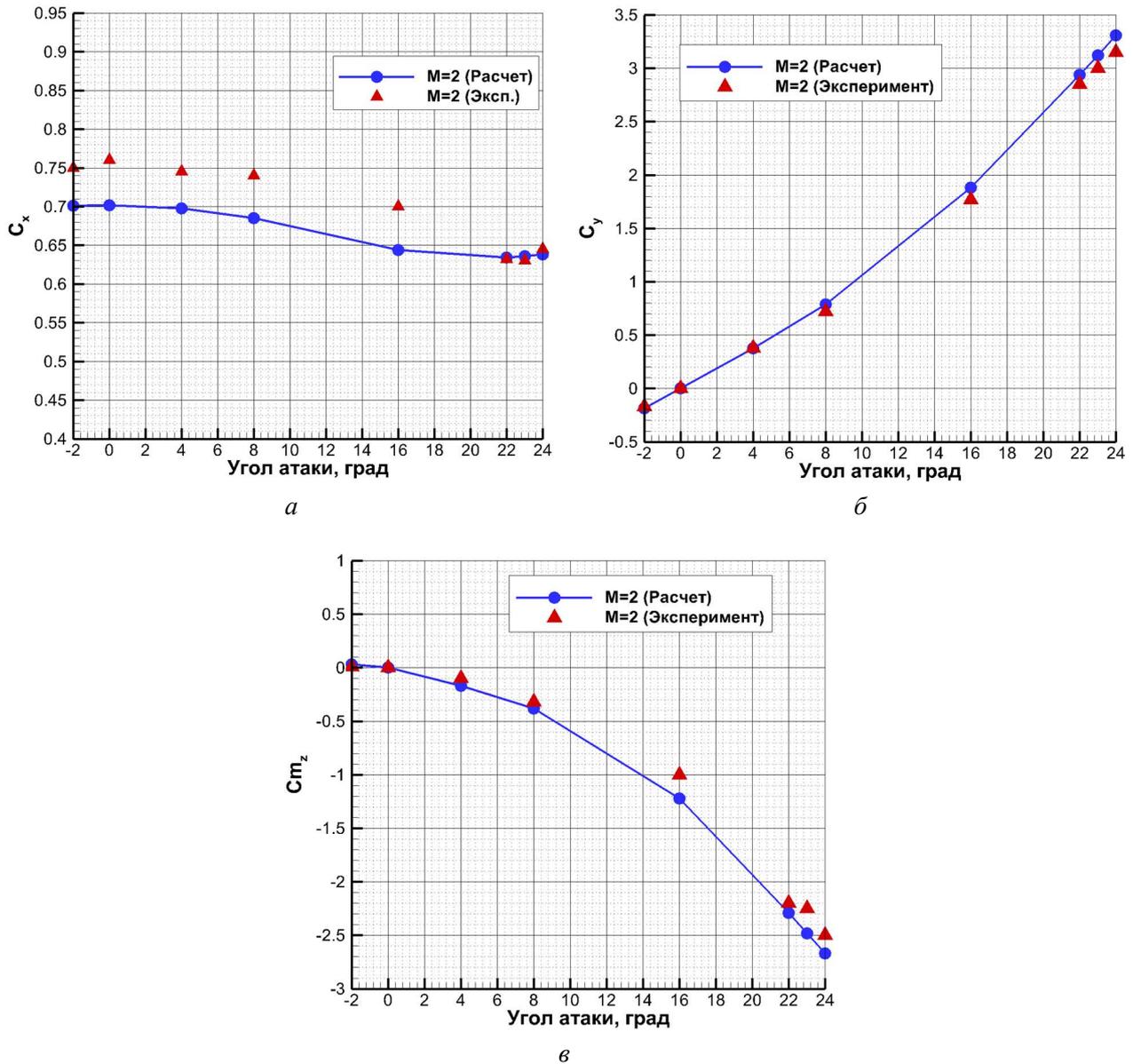


Рис. 4. Аэродинамические характеристики стандартной модели НВ-2 для числа Маха $M_\infty = 2$ при различных углах атаки: (а) – коэффициент продольной силы C_x ; (б) – коэффициент нормальной силы C_y ; (е) – коэффициент момента тангажа C_{m_z} . Синяя линия – расчет, красные треугольники – экспериментальные данные [10]

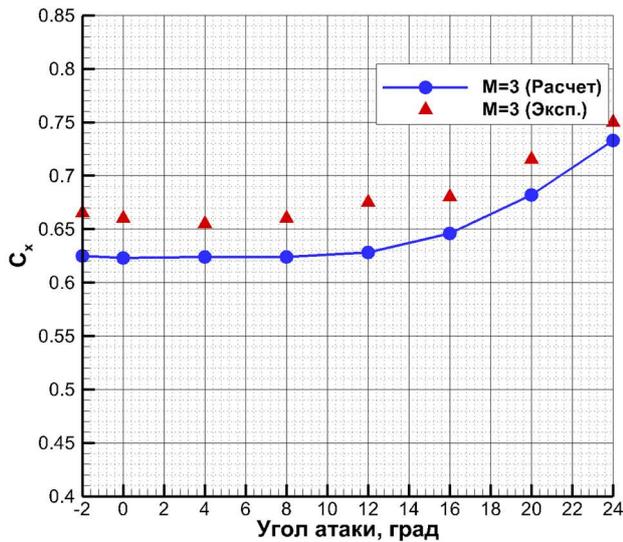
На рис. 5 представлены результаты заключительной серии расчетов при $M_\infty = 3$. В данном случае в эксперименте фиксировалось повышение коэффициента продольной силы с увеличением угла атаки. Характер изменения коэффициента нормальной силы, а также момента тангажа близок к линейному.

В таблице 2 показаны результаты сравнения расчетных данных при $M_\infty = 1.5$ для угла атаки 80. Следует отметить, что призматическая сетка включает в себя порядка 1 млн. элементов, в то время как гексагональная сетка – около 0.5 млн. Очевидно, что общее время расчета на призматической сетке значительно выше из-за большего числа элементов, хотя число граней в призме меньше чем в гексаэдре. Время расчета 500 итераций составляет 14 с для гексагональной сетки и 25 с для призматической. Для 3500 итераций требуется 89 с для гексагональной сетки и 168 с для призматической. На рис. 6–7 показаны распределения безразмерной плотности и температуры, полученные для сеток двух типов.

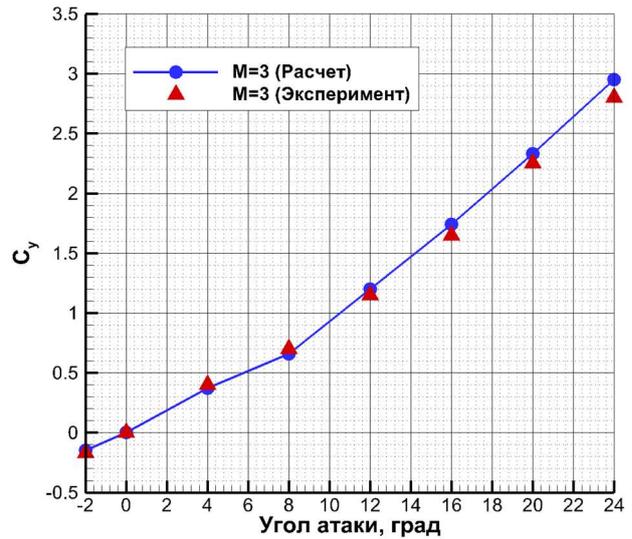
Таблица 2

Сравнение влияния типа сеточной топологии на результаты расчетов

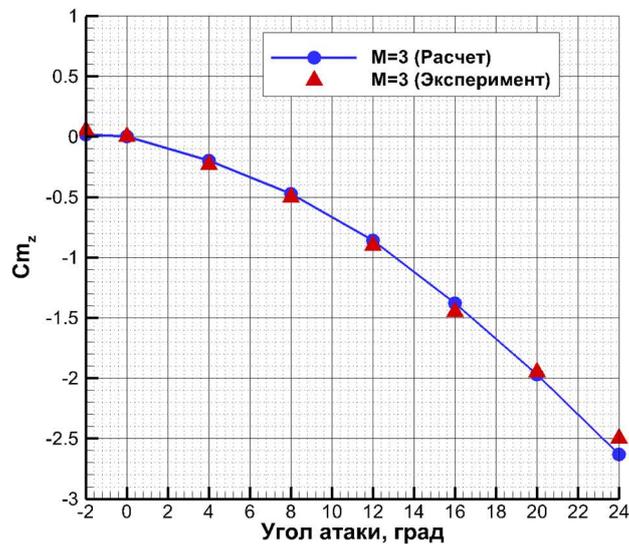
Гексагональная сетка (погрешность, %)	Призматическая сетка (погрешность, %)	Эксперимент [10]
$C_x = 0.736$ (5 %)	$C_x = 0.729$ (5.93 %)	$C_x = 0.775$
$C_y = 0.821$ (9.46 %)	$C_y = 0.797$ (6.26 %)	$C_y = 0.75$
$C_{mz} = -0.382$ (27 %)	$C_{mz} = -0.349$ (16 %)	$C_{mz} = -0.3$



а



б



в

Рис. 5. Аэродинамические характеристики стандартной модели НВ-2 для числа Маха $M_\infty = 3$ при различных углах атаки: (а) – коэффициент продольной силы C_x ; (б) – коэффициент нормальной силы C_y ; (в) – коэффициент момента тангажа C_{mz} . Синяя линия – расчет, красные треугольники – экспериментальные данные [10]

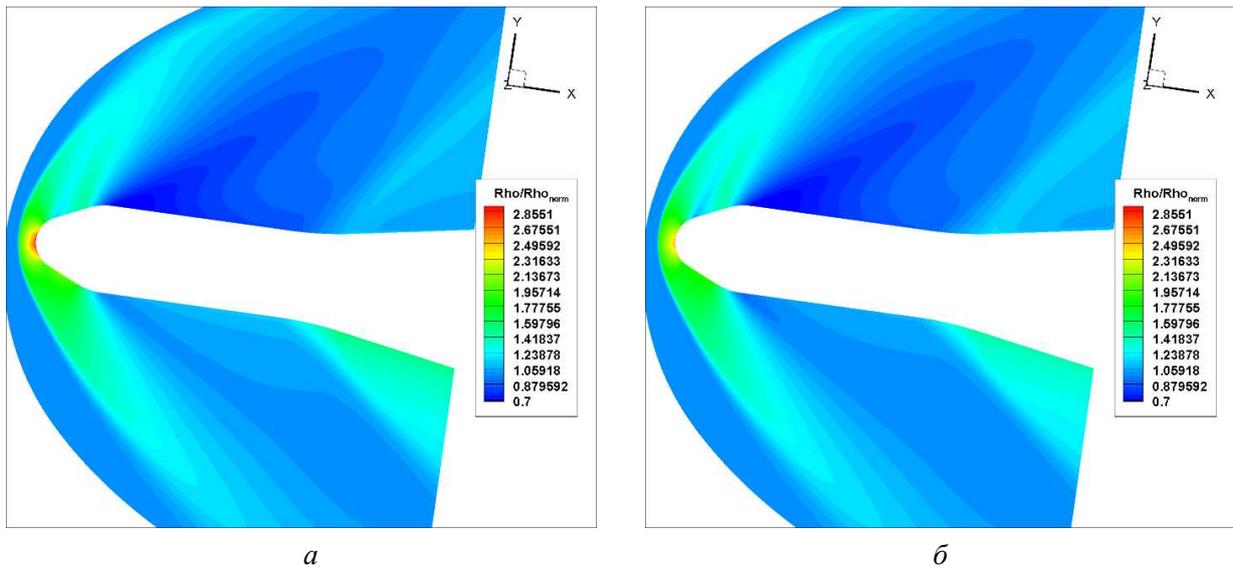


Рис. 6. Распределение безразмерной плотности (а) при расчете с использованием гексагональных сеток (б) при расчете с использованием призматических сеток

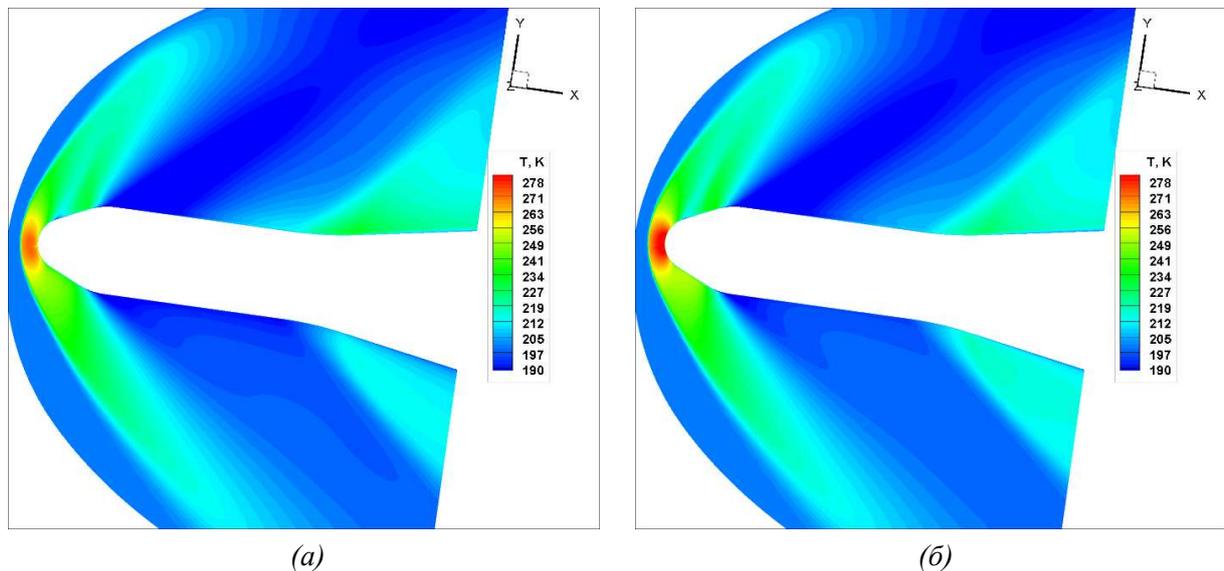


Рис. 7. Распределение температуры при $M_\infty = 1.5$ и угле атаки 8° (а) при расчете с использованием гексагональных сеток (б) при расчете с использованием призматических сеток

4. Заключение

В рамках данной работы были выполнены валидационные расчеты обтекания стандартной модели НВ-2 с целью определения ее силовых и моментных характеристик. Получено удовлетворительное совпадение с экспериментальными данными по коэффициенту продольной силы, нормальной силы и коэффициенту момента тангажа. Определенная погрешность в расчетах наблюдается при оценке коэффициента силы сопротивления (продольной или осевой силы). Одной из возможных причин такого расхождения может быть достаточно значительная толщина пограничного слоя при небольших сверхзвуковых скоростях и связанное с этим дополнительное вязкостное сопротивление. Данная проблема требует дополнительных исследований как в части совершенствования учета вязких эффектов в расчете, так и в части выбора для этих целей подходящей сеточной топологии. Получено приемлемое соответствие результатов расчетов, проведенных на гексагональных и призматических сетках. Полученные распределения газодинамических параметров отражают все ключевые особенности структуры течения.

Благодарности и ссылки на гранты

Работа выполнена по теме государственного задания № 124012500440-9.

Литература

1. Gray J. D., Lindsay E. E. Force tests of standard hypervelocity ballistic models HB-1 and HB-2 at Mach 1.5 to 10. – Arnold Engineering Development Center, Air Force Systems Command, United States Air Force, 1963. Vol. 63.
2. Gray J. D. Summary report on aerodynamic characteristics of standard models HB-1 and HB-2 // (No Title). 1964.
3. Millard W. A. Summary of the Stability and Axial Force Data Obtained During the Sandia Test Program on the Standard Hypervelocity Ballistic Models HB-1 AND HB-2. – Sandia National Lab. (SNL-NM), Albuquerque, NM (United States), 1967. No. SC-DC-67-1540; CONF-670511-1.
4. Kuchi-Ishi S., et al. Comparative force/heat flux measurements between JAXA hypersonic test facilities using standard model HB-2 (Part 1: 1.27 m hypersonic wind tunnel results) // JAXA research and development report, Japan Aerospace Exploration Agency, Japan. 2005.
5. Адамов Н. П. и др. Исследования характеристик гиперзвуковой аэродинамической трубы АТ-303. Часть 2. Аэродинамика эталонной модели HB-2 // Теплофизика и аэромеханика. 2006. Т. 13. № 2. С. 173–188.
6. Суржигов С. Т. Численная интерпретация экспериментальных данных по аэродинамике модели HB-2 с использованием компьютерных кодов USTFEN и PERAT-3D // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2020. Т. 21, вып. 1.
<http://chemphys.edu.ru/issues/2020-21-1/articles/900/>
7. Крючкова А. С. Моделирование сверхзвукового обтекания баллистических моделей в программном коде UST3D // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2018. Т. 19, вып. 4.
<http://chemphys.edu.ru/issues/2018-19-4/articles/783/>
8. Yatsukhno D. S. Application of the finite volume method for the standard ballistic model aerodynamics calculations // Journal of Physics: Conference Series. IOP Publishing, 2019. Vol. 1250. No. 1. P. 012011.
9. Borisov V. E., et al. Heat flux in supersonic flow past ballistic model at various angles of attack and wall temperatures // Acta Astronautica. 2021. Vol. 183. Pp. 52–58.
10. Vuković D., Damljanović D. HB-2 high-velocity correlation model at high angles of attack in supersonic wind tunnel tests // Chinese Journal of Aeronautics. 2019. Vol. 32. No. 7. Pp. 1565–1576.
11. Surzhikov S. T. Validation of computational code UST3D by the example of experimental aerodynamic data // Journal of Physics: Conference Series. 2017. Vol. 815. No 12023.
<https://doi.org/10.1088/1742-6596/815/1/012023>
12. Liou M. S., Steffen Jr. C. J. A new flux splitting scheme // Journal of Computational physics. 1993. Vol. 107. No. 1. Pp. 23–39.
13. Liou M. S. A sequel to AUSM: AUSM+ // Journal of computational Physics. 1996. Vol. 129. No. 2. Pp. 364–382.
14. Hu Z., Zha G. Simulation of 3D Flows of Propulsion Systems Using an Efficient Low Diffusion E-CUSP Upwind Scheme // AIAA Paper 2004-4082. <https://doi.org/10.2514/6.2004-4082>
15. Яцухно Д. С. О некоторых практических аспектах построения расчетных сеток для задач вычислительной аэротермодинамики // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2023. Т. 24, вып. 6. <http://chemphys.edu.ru/issues/2023-24-6/articles/1036/>

References

1. Gray J. D., Lindsay E. E., Force tests of standard hypervelocity ballistic models HB-1 and HB-2 at Mach 1.5 to 10, Arnold Engineering Development Center, Air Force Systems Command, United States Air Force, 1963. Vol. 63.
2. Gray J. D., Summary report on aerodynamic characteristics of standard models HB-1 and HB-2, (No Title). 1964.
3. Millard W. A., Summary of the Stability and Axial Force Data Obtained During the Sandia Test Program on the Standard Hypervelocity Ballistic Models HB-1 AND HB-2, Sandia National Lab. (SNL-NM), Albuquerque, NM (United States), 1967, no. SC-DC-67-1540; CONF-670511-1.
4. Kuchi-Ishi S., et al., Comparative force/heat flux measurements between JAXA hypersonic test facilities using standard model HB-2 (Part 1: 1.27 m hypersonic wind tunnel results), JAXA research and development report, Japan Aerospace Exploration Agency, Japan, 2005.
5. Adamov N. P., et al., Research of the sound characteristics of the AT-303 hypersonic tunnel. Part 2. Aerodynamics of the reference model HB-2, *Thermophysics and aeromechanics*, 2006, Vol. 13, no. 2, pp. 173–188. DOI:10.1134/S0869864306020016
6. Surzhikov S. T., Numerical Interpretation of Experimental Data on Aerodynamics of the HB-2 Model Using Computer Codes USTFEN and PERAT-3D, *Physical-Chemical Kinetics in Gas Dynamics*, 2020, vol. 21, iss. 1 [in Russian]. <http://chemphys.edu.ru/issues/2020-21-1/articles/900/>
7. Kryuchkova A. S., Numerical simulation of supersonic flows over ballistic models using UST3D programming code, *Physical-Chemical Kinetics in Gas Dynamics*, 2018, vol. 19, iss. 4 [in Russian]. <http://chemphys.edu.ru/issues/2018-19-4/articles/783/>
8. Yatsukhno D. S., Application of the finite volume method for the standard ballistic model aerodynamics calculations, *Journal of Physics: Conference Series*, 2019, vol. 1250, no. 1. DOI: 10.1088/1742-6596/1250/1/012011
9. Borisov V. E., et al., Heat flux in supersonic flow past ballistic model at various angles of attack and wall temperatures, *Acta Astronautica*, 2021, vol. 183. <https://doi.org/10.1016/j.actaastro.2021.02.025>
10. Vuković D., Damljanović D., HB-2 high-velocity correlation model at high angles of attack in supersonic wind tunnel tests, *Chinese Journal of Aeronautics*, 2019, vol. 32, no. 7, pp. 1565–1576. <https://doi.org/10.1016/j.cja.2019.03.022>
11. Surzhikov S. T., Validation of computational code UST3D by the example of experimental aerodynamic data, *Journal of Physics: Conference Series*, 2017, vol. 815, no. 12023. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/815/1/012023>
12. Liou M. S., Steffen Jr. C. J., A new flux splitting scheme, *Journal of Computational Physics*, 1993, vol. 107, no. 1, pp. 23–39. <https://doi.org/10.1006/jcph.1993.1122>
13. Liou M. S. A sequel to AUSM: AUSM+, *Journal of computational Physics*, 1996, vol. 129, no. 2, pp. 364–382. <https://doi.org/10.1006/jcph.1996.0256>
14. Hu Z., Zha G., Simulation of 3D Flows of Propulsion Systems Using an Efficient Low Diffusion E-CUSP Upwind Scheme, AIAA Paper 2004-4082. <https://doi.org/10.2514/6.2004-4082>
15. Yatsukhno D. S., On some practical aspects of computational grids generation for computational aerothermodynamics problems, *Physical-Chemical Kinetics in Gas Dynamics*, 2023, vol. 24, iss. 6 [in Russian]. <http://chemphys.edu.ru/issues/2023-24-6/articles/1036/>

Статья поступила в редакцию 24 декабря 2024 г.