

МЕТОД РАСЩЕПЛЕНИЯ ПО ФИЗИЧЕСКИМ ПРОЦЕССАМ ДЛЯ РЕШЕНИЯ ЗАДАЧ ГИПЕРЗВУКОВОЙ АЭРОДИНАМИКИ НА НЕСТРУКТУРИРОВАННЫХ СЕТКАХ

А.Л. Железняка

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

Аннотация

Разработан алгоритм численной реализации метода расщепления по физическим процессам на трехмерных неструктурированных сетках для решения задач аэротермодинамики гиперзвуковых летательных аппаратов. Создан компьютерный код, предназначенный для численного моделирования трехмерной аэротермодинамики элементов конструкции и полных компоновок гиперзвуковых летательных аппаратов на основе уравнений Эйлера и Навье – Стокса. С использованием построенной модели проведен расчет аэротермодинамики различных гиперзвуковых летательных аппаратов сложной конфигурации.

THE METHOD FOR SPLITTING INTO PHYSICAL PROCESSES FOR SOLVING HYPERSONIC AERODYNAMICS PROBLEMS ON UNSTRUCTURED GRIDS

A.L. Zheleznyakova

Institute for problems in mechanics RAS, Russia, Moscow, 119526

A numerical algorithm to implement the method for splitting into physical processes for three-dimensional unstructured grids is developed. The computer code for numerical simulation of flows around hypersonic vehicles and structural elements is created. The code is based on the three-dimensional Euler and Navier-Stokes equations. The aerodynamics of different hypersonic vehicles with complex geometry was modeled using developed model.

1. ВВЕДЕНИЕ

При моделировании гиперзвукового обтекания летательных аппаратов, в полной компоновке, вследствие взаимодействия ударных волн между собой и границами, возникает сложная картина взаимодействующих сильных разрывов, которая, как правило, рассчитывается по схемам сквозного счета.

В схемах сквозного счета решение полагается непрерывным, и сильные разрывы имитируются зонами больших градиентов решения. В зонах больших градиентов, моделирующих разрывные решения, схемы сквозного счета содержат дополнительную аппроксимационную или явную искусственную вязкость, обеспечивающую устойчивость решения.

Для расчета течений в сложных задачах аэродинамики, таких как моделирование гиперзвукового обтекания летательных аппаратов, в полной компоновке, естественно использовать нестационарные схемы сквозного счета, где вычисления проводятся без предварительного выделения особенностей, поверхностей разрыва и т.п. Для класса сложных сжимаемых газодинамических течений, рассматриваемого в данной работе, применяется метод расщепления по физическим процессам. Одним из наиболее популярных, относящихся к данному классу методов [1], является модифицированный нестационарный метод крупных частиц. Толчком к разработке данного метода послужили работы Харлоу [2, 3], Рича [4] и Херта [5]. Метод крупных частиц является развитием метода частиц в ячейках Харлоу. Подробное описание метода крупных частиц, его реализация на структурированных расчетных сетках для различных задач механики сплошной

среды и в частности газовой динамики содержатся в работах [6–9].

Рассматриваемый в данной работе класс методов основывается на расщеплении исходной системы дифференциальных уравнений по физическим процессам, и позволяет решать широкий класс задач современной аэротермодинамики (от дозвуковых течений до сверхзвуковых режимов, включая трансзвуковые области, зоны срыва и т.п.). Несмотря на то, что отдельные локальные свойства решений будут определяться при этом недостаточно точно, использование данного метода позволяет получить общие характеристики сложных явлений и картину течений в целом. Данный подход дает возможность изучить сложные картины трехмерного обтекания гиперзвуковых летательных аппаратов (ГЛА) различной конфигурации в сжимаемом газе для широкого диапазона изменения скоростей потока, успешно применяется для расчета газодинамических течений со сложной конфигурацией ударных волн.

В данной работе метод расщепления по физическим процессам был выбран для расчетов также благодаря физической наглядности. Разностные схемы данного метода удовлетворяют законам сохранения массы, импульса и полной энергии. Характерной чертой прямой аппроксимации уравнений газовой динамики, записанных в виде законов сохранения, является свойство консервативности или дивергентности получающихся при этом разностных схем. Использование таких схем позволяет повысить точность вычислений, так как для них выполняются законы сохранения, как для каждой элементарной ячейки, так и для всей расчетной области.

Для аппроксимации уравнений сохранения на нерегулярных сетках в данной работе, в отличие от классического метода крупных частиц, изложенного в [8], вместо конечно-разностной аппроксимации, применяются элементы метода конечных (контрольных) объемов.

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

2.1. Трехмерная система уравнений газовой динамики

Рассматривается трехмерная задача течения совершенного вязкого сжимаемого газа. Для столбца консервативных переменных $\mathbf{w} = (\rho, \rho u, \rho v, \rho w, \rho E)^T$ система уравнений Навье–Стокса может быть записана в векторном виде:

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

где

$$\mathbf{F}^x = (\rho u, \rho u^2 + p, \rho uv, \rho uw, \rho uE + pu)^T,$$

$$\mathbf{F}^y = (\rho v, \rho v^2 + p, \rho vw, \rho vE + pv)^T,$$

$\mathbf{F}^z = (\rho w, \rho w^2 + p, \rho wE + pw)^T$ – проекции вектора конвективного потока;

$$\mathbf{G}^x = (0, \tau_{xx}, \tau_{yx}, \tau_{zx}, u\tau_{xx} + v\tau_{yx} + w\tau_{zx} - q_x)^T,$$

$$\mathbf{G}^y = (0, \tau_{xy}, \tau_{yy}, \tau_{zy}, u\tau_{xy} + v\tau_{yy} + w\tau_{zy} - q_y)^T,$$

$\mathbf{G}^z = (0, \tau_{xz}, \tau_{yz}, \tau_{zz}, u\tau_{xz} + v\tau_{yz} + w\tau_{zz} - q_z)^T$ – проекции вектора вязкого потока;

ρ – плотность; p – давление; u, v, w – компоненты вектора скорости; E – удельная полная энергия газа; q_x, q_y, q_z – компоненты вектора теплового потока; $\tau_{\alpha\beta}$ – компоненты тензора вязких напряжений ($\alpha = x, y, z$; $\beta = x, y, z$), которые записываются в виде

$$\tau_{xx} = \mu \left(\frac{4}{3} \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{2}{3} \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{2}{3} \frac{\partial w}{\partial z} \right);$$

$$\tau_{yy} = \mu \left(\frac{4}{3} \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{2}{3} \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{2}{3} \frac{\partial w}{\partial z} \right);$$

$$\tau_{zz} = \mu \left(\frac{4}{3} \frac{\partial w}{\partial z} - \frac{2}{3} \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{2}{3} \frac{\partial v}{\partial y} \right); \quad \tau_{yx} = \tau_{xy} = \mu \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right);$$

$$\tau_{xz} = \tau_{zx} = \mu \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right); \quad \tau_{yz} = \tau_{zy} = \mu \left(\frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z} \right),$$

где μ – коэффициент вязкости.

Для описания модели совершенного сжимаемого невязкого газа вектор вязкого потока полагался равным нулю. Таким образом, при $\mathbf{G} = 0$, система (1) переходит в систему уравнений Эйлера:

$$\frac{\partial \mathbf{w}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{F}^x(\mathbf{w})}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{F}^y(\mathbf{w})}{\partial y} + \frac{\partial \mathbf{F}^z(\mathbf{w})}{\partial z} = 0. \quad (2)$$

Система уравнений газовой динамики замыкается определяющими соотношениями для совершенного сжимаемого газа: уравнением состояния совершенного газа, calorическим уравнением состояния, выражением для полной энергии и законом теплопроводности Фурье (для вязкого газа).

$$p = (\gamma - 1)\rho U,$$

$$U = c_v T, \quad c_v = \text{const},$$

$$E = U + \frac{1}{2}(u^2 + v^2 + w^2),$$

$$\mathbf{q} = -\lambda \nabla T = -\frac{\lambda}{R_M} \nabla \left(\frac{p}{\rho} \right), \quad R_M = \text{const}. \quad (3)$$

Здесь $\gamma = c_p/c_v$; c_p, c_v – удельные теплоемкости при постоянном давлении и объеме соответственно; U, E – удельные внутренняя и полная энергии газа, T – температура, R_M – газовая постоянная, отнесенная к молярной массе газа, λ – коэффициент теплопроводности. Температурная зависимость термодинамических величин не учитывалась.

2.2. Постановка граничных условий

Для численного моделирования обтекания различных тел потоком совершенного сжимаемого газа применялись четыре типа граничных условий. На входной границе расчетной области (Γ_{in}) использовались условия в набегающем потоке газа:

$$\begin{aligned} \rho|_{\Gamma_{in}} &= \rho_\infty; \quad u|_{\Gamma_{in}} = u_\infty; \quad v|_{\Gamma_{in}} = v_\infty; \quad w|_{\Gamma_{in}} = w_\infty; \\ E|_{\Gamma_{in}} &= E_\infty = \frac{p_\infty}{(\gamma-1)\rho_\infty} + \frac{u_\infty^2 + v_\infty^2 + w_\infty^2}{2}. \end{aligned} \quad (\text{ГУ } 1)$$

Здесь $\rho_\infty, u_\infty, v_\infty, w_\infty, p_\infty$ – параметры невозмущенного потока (плотность, компоненты скорости и давление).

При вытекании газа на выходе из расчетной области (Γ_{out}) задавались условия открытой границы:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial \mathbf{n}} \Big|_{\Gamma_{out}} &= 0; \quad \frac{\partial u}{\partial \mathbf{n}} \Big|_{\Gamma_{out}} = 0; \quad \frac{\partial v}{\partial \mathbf{n}} \Big|_{\Gamma_{out}} = 0; \quad \frac{\partial w}{\partial \mathbf{n}} \Big|_{\Gamma_{out}} = 0; \\ \frac{\partial E}{\partial \mathbf{n}} \Big|_{\Gamma_{out}} &= 0, \end{aligned} \quad (\text{ГУ } 2)$$

где \mathbf{n} – вектор единичной нормали к границе. В рассматриваемых расчетных случаях течение на данной границе – сверхзвуковое.

На твердой стенке (Γ_{wall}), при решении уравнений Эйлера, применялись условия непротекания для скорости (нормальная к поверхности составляющая скорости v^n равна нулю) и совершенного проскальзывания (тангенциальная к поверхности компонента скорости v^t остается неизменной). Для энергии использовались условия теплоизолированной стенки:

$$\frac{\partial p}{\partial \mathbf{n}} \Big|_{\Gamma_{wall}} = 0; \quad \mathbf{V} \cdot \mathbf{n} \Big|_{\Gamma_{wall}} = v^n \Big|_{\Gamma_{wall}} = 0; \quad \frac{\partial T}{\partial \mathbf{n}} \Big|_{\Gamma_{wall}} = 0. \quad (\text{ГУ } 3.1)$$

Для решения уравнений Навье–Стокса, описывающих модель вязкого газа, на твердой стенке при-

меняются более жесткие условия для скорости – условия прилипания. Для энергии используются условия теплоизолированной или охлаждаемой стенки:

$$\begin{aligned} \left. \frac{\partial p}{\partial \mathbf{n}} \right|_{\Gamma_{wall}} &= 0; u|_{\Gamma_{wall}} = 0; v|_{\Gamma_{wall}} = 0; w|_{\Gamma_{wall}} = 0; \\ \left. \frac{\partial T}{\partial \mathbf{n}} \right|_{\Gamma_{wall}} &= 0. \end{aligned} \quad (\text{ГУ 3.2})$$

На охлаждаемой поверхности обтекаемого тела поддерживается заданная температура:

$$\begin{aligned} \left. \frac{\partial p}{\partial \mathbf{n}} \right|_{\Gamma_{wall}} &= 0; u|_{\Gamma_{wall}} = 0; v|_{\Gamma_{wall}} = 0; w|_{\Gamma_{wall}} = 0; \\ T|_{\Gamma_{wall}} &= T_{wall}. \end{aligned} \quad (\text{ГУ 3.3})$$

В плоскости симметрии (Γ_{symm}) реализуются условия симметрии потока, аналогичные граничным условиям на теплоизолированной стенке для невязкого газа (условия непротекания и совершенного проскальзывания):

$$\begin{aligned} \left. \frac{\partial p}{\partial \mathbf{n}} \right|_{\Gamma_{symm}} &= 0; \mathbf{V} \cdot \mathbf{n}|_{\Gamma_{symm}} = v^n|_{\Gamma_{symm}} = 0; \\ \left. \frac{\partial T}{\partial \mathbf{n}} \right|_{\Gamma_{symm}} &= 0. \end{aligned} \quad (\text{ГУ 4})$$

2.3. Интегрирование уравнений газовой динамики

Интегрирование системы уравнений газовой динамики (1) или (2) проводится с использованием метода расщепления по физическим процессам на неструктурированных тетраэдральных сетках. Основная идея метода состоит в расщеплении по физическим процессам исходной нестационарной системы уравнений Навье–Стокса (1) или Эйлера (2). Стационарное решение задачи, если оно существует, получается в результате установления. Расчет каждого временного шага в свою очередь разбивается, на три этапа по аналогии с методом крупных частиц, изложенным в работе [8].

На первом этапе пренебрегаем всеми эффектами переноса, учитывающими обмен между расчетными ячейками. В исходной системе уравнений отбрасываем конвективные члены следующего вида $\text{div}(\psi \rho \mathbf{V}) = 0$, где $\psi = (1, u, v, w, E)$. На данном этапе определяются промежуточные значения искомых параметров потока.

На втором этапе вычисляются эффекты переноса, учитывающие обмен между ячейками – находятся за время Δt потоки массы ΔM^n через границы расчетных ячеек. При этом полагается, что вся масса переносится только за счет нормальной к границе составляющей скорости (рис. 1).

Поток массы через j -ю грань i -го элемента определяется по формуле

$$\begin{aligned} \Delta M_{i,j}^n &= \rho_{s,j}^n \tilde{v}_{i,j}^n S_i^j \Delta t, \text{ где} \\ \rho_s^n &= \begin{cases} \rho_i^n, & \text{при } \tilde{V}_{i,j}^{norm} > 0; \\ \rho_{neigh i(j)}^n, & \text{при } \tilde{V}_{i,j}^{norm} < 0. \end{cases} \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь $\rho_{s,j}^n$ — плотность в i -м тетраэдральном элементе, если поток вытекает из него через грань j , и плотность в соседнем через грань j тетраэдральном элементе, если поток втекает через j (т.е. нижний индекс s у переменной $\rho_{s,j}^n$ равен индексу i текущего тетраэдра, если поток вытекает через грань j , и индексу соседнего через грань j тетраэдра, если поток втекает через рассматриваемую грань); $\tilde{v}_{i,j}^n$ — нормальная составляющая вектора скорости на j -й грани i -го тетраэдра; S_i^j — площадь j -й грани i -го элемента; $neigh i(j)$ — индекс элемента граничащего с элементом i через грань j (рис. 1); Δt — шаг по времени.

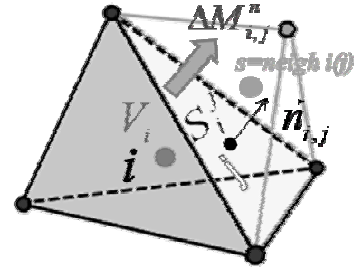


Рис. 1. Определение потока массы через j -ю грань i -го элемента

На третьем этапе определяются в новый момент времени окончательные значения газодинамических параметров потока на основе законов сохранения массы, импульса и энергии для каждого элемента и всей системы в целом:

$$\begin{aligned} \Psi_i^{n+1} M_i^{n+1} &= \Psi_i^n M_i^n - \sum_{j=1}^4 \Psi_s^n \Delta M_{i,j}^n, \\ \Psi_s^n &= \begin{cases} \Psi_i^n, & \text{при } \tilde{V}_{i,j}^{norm} > 0; \\ \Psi_{neigh i(j)}^n, & \text{при } \tilde{V}_{i,j}^{norm} < 0; \end{cases} \\ \Psi &= (1, u, v, w, E) \end{aligned} \quad (5)$$

Знак “-” перед суммой возникает вследствие того, что поток массы $\Delta M_{i,j}^n$ принят положительным, если поток вытекает из ячейки i через грань j (в соответствии с направлением внешней нормали к грани j).

Для решения уравнений в частных производных на неструктурированных сетках необходимо строить аппроксимации специального вида, существенно отличающиеся от конечных разностей, записанных на структурированной сетке [8].

Аппроксимация уравнений на каждом этапе проводится с использованием элементов конечно-объемного подхода, в рамках которого определяются усредненные значения производных по контрольному объему (в данной работе по тетраэдральному элементу).

$$\begin{aligned} \left\langle \frac{\partial f}{\partial \alpha} \right\rangle_{V_i} &= \frac{1}{V_i} \int_{V_i} \frac{\partial f}{\partial \alpha} dV = \frac{1}{V_i} \oint_{S_i} f \mathbf{i} \cdot d\mathbf{S} \approx \frac{1}{V_i} \sum_{j=1}^4 S_i^j n_{i,j}^\alpha f_i^j, \\ f &= (u, v, w, p, q_\alpha, \tau_{\alpha\beta}), \quad i = 1 \dots N, \quad j = 1 \dots 4, \\ \alpha &= x, y, z; \quad \beta = x, y, z. \end{aligned} \quad (6)$$

Здесь V_i – объем i -го тетраэдра; S_i^j – площадь поверхности j -й грани i -го элемента; $n_{i,j}^a$ – x, y или z -я составляющая единичной нормали j -й грани i -го элемента.

На основе изложенного метода решения уравнений газовой динамики, была создана серия компьютерных кодов (пакет программ), предназначенных для полного цикла численного моделирования на неструктурированных сетках трехмерной газодинамики гиперзвуковых летательных аппаратов сложной конфигурации.

3. ТЕСТОВЫЕ РАСЧЕТЫ

Изложенный метод интегрирования уравнений Эйлера и Навье – Стокса тестировался сравнением с результатами расчетов, полученными с использованием вычислительного кода NERAT [10], разработанного в Институте проблем механики РАН и адаптированного к регулярному многоблочному типу сеток. В качестве тестового случая рассматривалась задача вязкого обтекания сферы гиперзвуковым потоком совершенного газа. Выбор простейшей сферической геометрии обу-

словлен не только удобством использования данного объекта для получения и анализа тестовых решений и проверки качества вычислительных алгоритмов. Сфера является также одним из важнейших элементов конструкции ГЛА.

Условия набегающего потока воздуха соответствовали высоте $H = 30$ км и значению числа Маха $M = 6$. Пример сравнения параметров ударного слоя у сферы, полученных с использованием реализованного в данной работе метода и компьютерного кода NERAT приведен на рис. 2. Из представленных результатов можно сделать вывод, что, несмотря на недостаточное число расчетных элементов в ударном слое при использовании неструктурированных сеток (по сравнению с регулярными многоблочными сетками), значения параметров в ударном слое предсказываются достаточно точно.

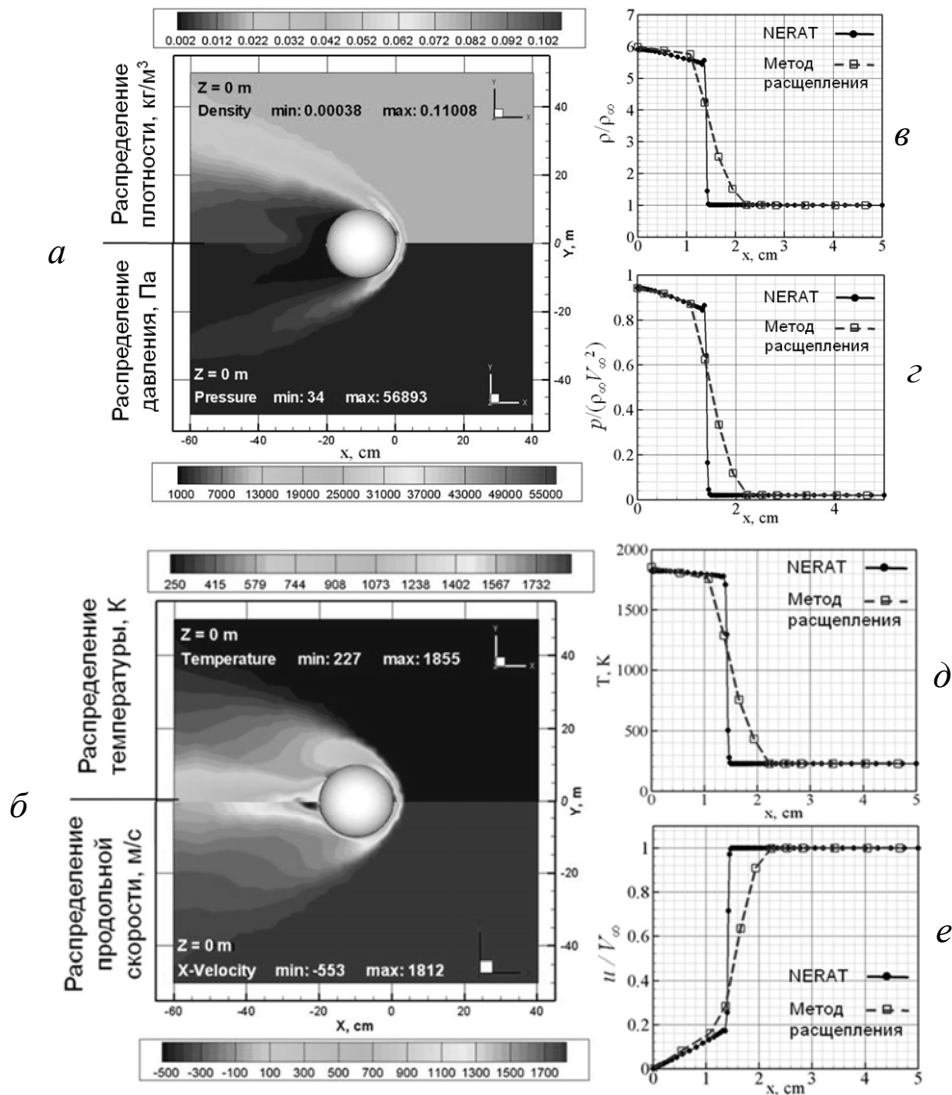


Рис. 2. Распределения плотности и давления (а), температуры и продольной скорости (б) вблизи сферы в центральном осевом сечении – результаты, полученные с применением метода расщепления (слева). Значения основных параметров потока вдоль передней критической линии тока, полученные с использованием NERAT и метода расщепления (справа): в – распределение плотности; г – распределение давления; д – распределение температуры; е – распределение продольной скорости

4. ВОЗМОЖНОСТИ МЕТОДА

Далее представлены результаты применения разработанной трехмерной газодинамической модели для исследования аэротермодинамики спускаемого космического аппарата (КА) Fire II [11, 12] (рис. 3) под углом атаки и гиперзвукового летательного аппарата сложной конфигурации X-43 [13] (рис. 4), иллюстрирующие возможности метода.

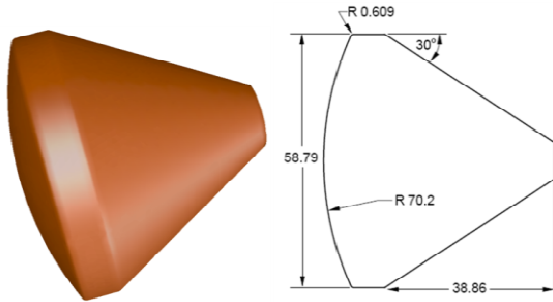


Рис. 3. Упрощенная геометрическая модель спускаемого аппарата Fire II [11, 12]

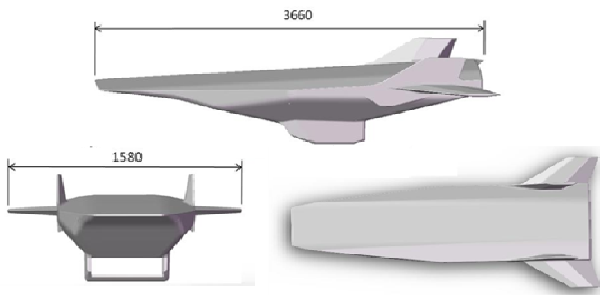


Рис. 4. Геометрическая модель ГЛА X-43, созданная по схематическим изображениям [13] с использованием системы автоматизированного проектирования SolidWorks [14]

Параметры расчета обтекания КА Fire II (рис. 3) соответствовали высоте 35 км и одной из точек реальной траектории входа космического аппарата в атмосферу Земли [12]. Расчеты проводились в рамках модели совершенного вязкого газа. Течение предполагалось ламинарным во всей области. Вычисления выполнялись для различных углов атаки от $\alpha = 0^\circ$ до $\alpha = 20^\circ$.

Исследовались особенности структуры полей течения и теплофизические процессы во всей возмущен-

ной области вокруг аппарата от головной ударной волны до дальнего следа, поведение местных аэродинамических и тепловых характеристик.

Изучалась структура сложных трехмерных вихревых течений у поверхности КА, проводилось исследование влияния угла атаки на поле течения, вихревые. Наиболее яркие особенности структуры течения около КА Fire II отмечены на рис. 5 (представленные данные соответствуют нулевому углу атаки α).

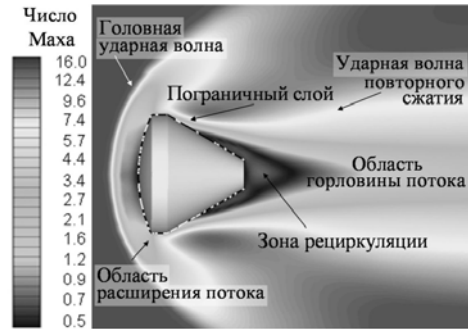


Рис. 5. Некоторые особенности структуры поля течения около спускаемого аппарата Fire II

Из рисунка видно, что при $\alpha = 0^\circ$ течение осесимметрично. Вариация угла атаки приводит к значительным изменениям структуры течения (рис. 6). Пограничный слой на наветренной стороне плотно прилегает к поверхности летательного аппарата. На подветренной стороне, напротив, происходит отрыв потока с образованием рециркуляционной зоны, пространственное положение и размеры которой определяются углом атаки. При возрастании угла атаки, головная ударная волна все больше прилегает к наветренной стороне (результат сильного сжатия потока), и отходит от подветренной стороны передней части летательного аппарата, застойная область, вблизи носовой части капсулы смещается вниз (рис. 6). Главный эффект от изменения угла атаки выражается в изменении формы и размера рециркуляционной области за капсулой. При значительных углах ($\alpha > 10^\circ$) ширина следа возрастает по сравнению с нулевым углом атаки (рис. 5, 6). Также на рис. 6 с помощью линий тензора касательных напряжений показана структура трехмерных вихревых течений у задней поверхности летательного аппарата Fire II при угле атаки $\alpha = 15^\circ$.

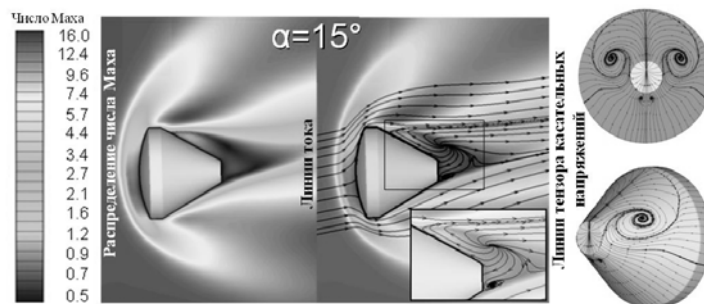


Рис. 6. Структура течения около Fire II при угле атаки $\alpha = 15^\circ$: распределения чисел Маха, линии тока в плоскости наклона. Структура трёхмерных вихревых течений у задней поверхности летательного аппарата Fire II (линии тензора касательных напряжений на задней поверхности модуля)

Условия набегающего потока воздуха, использующиеся при моделировании обтекания модели беспилотного самолета X-43 (рис. 4), испытательный полет которого проводился в рамках программы Нурер-X [13], соответствовали высоте $H=30$ км и различным режимам, отличавшимся значениями угла атаки и числами Маха. Расчеты выполнены для чисел Маха $M=6\div 10$ и углов атаки от 0^0 до 15^0 . Некоторые результаты расчетов для одного из режимов ($M=6, \alpha=0^0$) показаны на рис. 7. Приведенные, трехмерное поле течения (рис. 7, а) и поле течения в центральном осевом сечении (рис. 7, б), дают представление о сложной структуре ударных волн, образующихся при обтекании пространственной модели

гиперзвукового летательного аппарата. Также на рис. 7, в – д показаны поля основных параметров потока в центральном осевом сечении (чисел Маха, давлений и температур). Распределения температур по поверхности модели для $M=6$ и $\alpha=0^0$ представлены на рис. 7, е. Из распределений температур по поверхности ГЛА, приведенных на рис. 7, видно, что наибольший нагрев поверхности наблюдается на кромке носовой части ГЛА, и на кромке воздухозаборника энергетической установки. Несколько меньший нагрев отмечается на передних кромках элементов рулевого управления. Наибольшая температура в потоке на передней кромке при $M=6$ достигает $T=1503$ К.

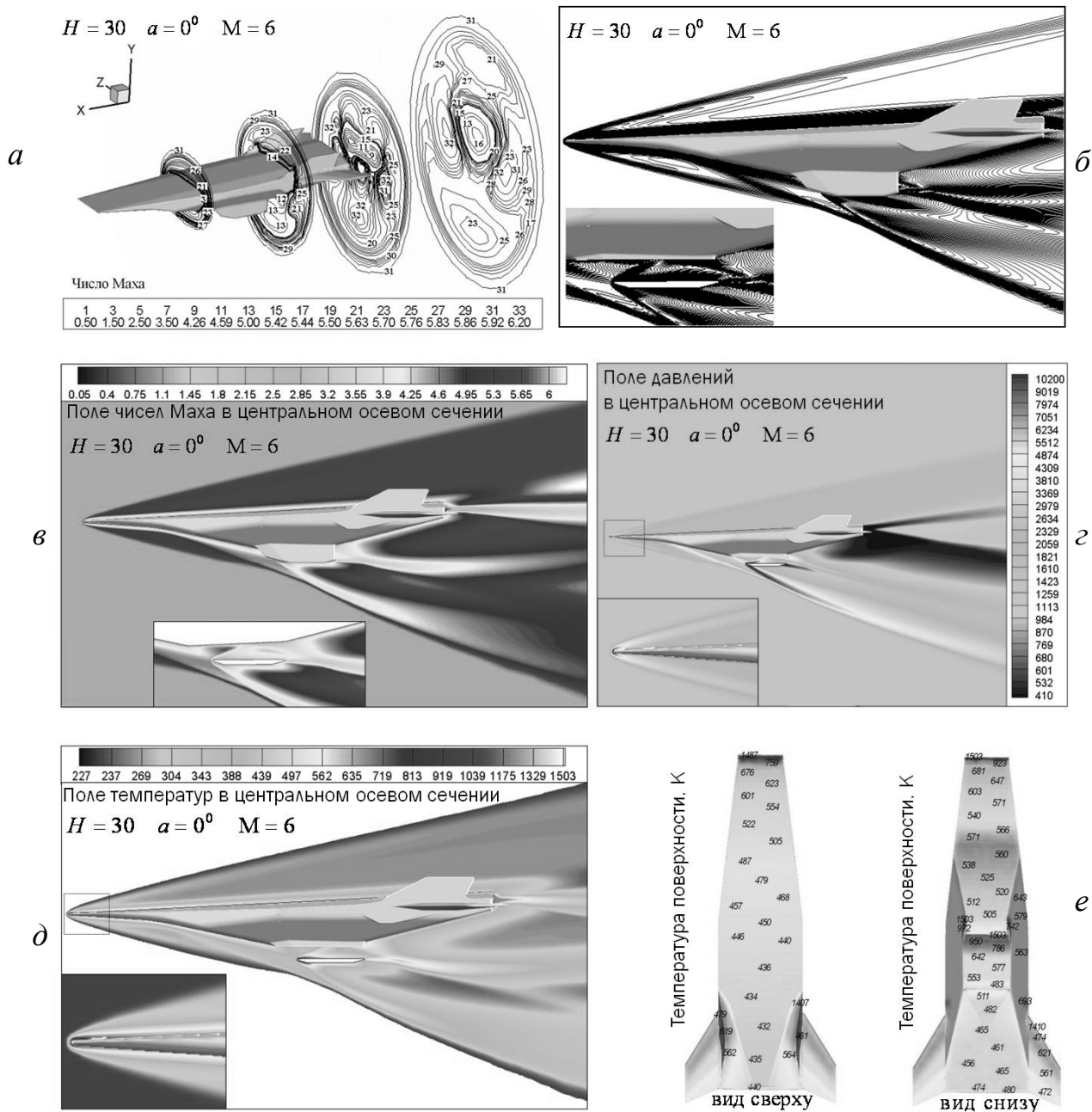


Рис. 7. Трехмерное поле течения (а), поле течения в центральном осевом сечении (б) (числа Маха), поля чисел Маха (в), давлений (г), температур (д) около X-43 при скорости полета $M=6$ на высоте 30 км под нулевым углом атаки, распределения температур по поверхности ГЛА для того же режима (е)

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе предложен алгоритм численной реализации метода расщепления по физическим процессам на трехмерных неструктурированных сетках для решения задач аэротермодинамики ГЛА. Изложены этапы построения разностных схем метода расщепления на трехмерной неструктурированной расчетной сетке. Создан компьютерный код, предназначенный для численного моделирования пространственной аэротермодинамики элементов конструкции и полных компоновок ГЛА на основе уравнений Эйлера и Навье–Стокса. Также проведено тестирование созданной трехмерной газодинамической модели на основе сравнения с результатами расчетов, полученными с использованием вычислительного кода NERAT. В качестве тестовой, рассматривалась задача вязкого обтекания сферы гиперзвуковым потоком совершенного газа. Моделирование проводилось на неструктурированных сетках различной размерности.

На основе построенной модели проведен расчет аэротермодинамики гиперзвуковых летательных аппаратов различных конфигураций.

Построенная в работе компьютерная модель аэротермодинамики гиперзвуковых летательных аппаратов может быть использована для численного моделирования гиперзвукового полета и расчета аэродинамических и тепловых характеристик ГЛА произвольной формы.

Созданный при выполнении работы программный комплекс, ориентированный на неструктурированные сетки, позволяет решать прикладные задачи аэродинамики в автоматическом или полуавтоматическом режиме.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена в Лаборатории радиационной газовой динамики ИПМех РАН в рамках проекта РФФИ № 10-01-00544 (разработка пространственной модели движения химически реагирующего газа), в рамках международного Российско-Итальянского проекта РФФИ № 09-08-92422-КЭа (разработка компьютерных радиационно-столкновительных моделей) и программы сотрудничества РАН и CNR, а также в рамках Программы фундаментальных исследований РАН (создание моделей физико-химической кинетики высокотемпературных газовых потоков) и Программы министерства образования и науки Российской Федерации РНПВШ 2.1.1/4693 (создание гибридных радиационно-столкновительных моделей аэрофизики).

Автор выражает благодарность своему научному руководителю, чл.-корр. РАН, проф. С.Т. Суржикову за идеи, положенные в основу данной работы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Марчук Г.И. Методы расщепления. – М.: Наука, 1988. – 263 с.
2. Харлоу Ф. Численный метод частиц в ячейках для задач гидродинамики. – В сб.: Вычислительные методы в гидродинамике. – М.: Мир, 1967. С. 316 – 342.
3. Evans M.V., Harlow F.H. The particle-in-cell method for hydrodynamics calculations / Los Alamos Scientific Lab. Rept. № LA – 2139. Los Alamos. 1957.
4. Rich M. A method for Eulerian fluid dynamics / Los Alamos Scientific Lab. Rept. № LAMS-2826. Los Alamos: 1963.
5. Hirt C.W. Heuristic stability theory for finite – difference equations // J. Comput. Phys. 1968. V. 2. №4. P. 339 – 355.
6. Белоцерковский О.М. Численное моделирование в механике сплошных сред. – М.: Наука, 1984. – 518 с.
7. Белоцерковский О.М., Давыдов Ю.М. Нестационарный метод крупных частиц для газодинамических расчетов // Ж. вычисл. матем. и матем. физ. 1971. Т.11. №1. С. 182 – 207.
8. Белоцерковский О.М., Давыдов Ю.М. Метод крупных частиц в газовой динамике. – М.: Наука, 1982. – 391 с.
9. Давыдов Ю.М. Расчет обтекания тел произвольной формы методом крупных частиц // Ж. вычисл. матем. и матем. физ. 1971. Т.11. №4. С. 1056 – 1063.
10. Суржиков С.Т. Метод расчета сверхзвукового обтекания сферы на основе AUSM конечно-разностных схем // Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. – Сер. “Машиностроение”. 2005. № 3. С.7 – 33.
11. Sinha K., Vadivelan C. Effect of angle of attack on re-entry capsule afterbody flowfield // AIAA Paper 2008-1283.
12. Slocumb T.H. Project Fire flight II afterbody temperatures and pressures at 11.35 kilometers per second / NASA TM X-1319. 1966.
13. Reubush D.E., Nguyen L.T., Rausch V.L. Review of X-43A return to flight activities and current status // AIAA 2003-7085. 2003. 12 p.
14. Котов М.А., Кузенов В.В. Создание сложных поверхностей гиперзвуковых летательных аппаратов системами САПР // Труды Всероссийской школы-семинара “Аэрофизика и физическая механика классических и квантовых систем”, Москва, 2009. С.271 – 273.