



DOI 10.22363/2312-8143-2018-19-1-22-37

УДК 004.94, 533.6

## МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ АЭРОДИНАМИЧЕСКОЙ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ МЕЖДУ ОТДЕЛЯЕМОЙ ПОЛЕЗНОЙ НАГРУЗКОЙ И САМОЛЕТОМ-НОСИТЕЛЕМ

Л.В. Быков<sup>1</sup>, О.А. Пашков<sup>1</sup>, М.Н. Правидло<sup>2</sup>, Д.С. Яньшев<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Московский авиационный институт (национальный исследовательский университет)  
Российская Федерация, 125993, Москва, Волоколамское шоссе, 4

<sup>2</sup> Открытое акционерное общество «Государственное машиностроительное конструкторское бюро «Вымпел» им. И.И. Торопова»  
Российская Федерация, 125424, Москва, Волоколамское шоссе, 90

Целями данной работы были разработка достоверной методики численного моделирования интерференции между самолетом-носителем и отделяемой полезной нагрузкой, исследование влияния интерференции на аэродинамические характеристики отделяемой нагрузки. Предложен алгоритм решения задачи влияния интерференции на поведение отделяемого объекта. Описана математическая модель обтекания твердого тела сверхзвуковым потоком. В качестве модели турбулентности течения использована модель турбулентности Ментера SST. Рассмотрены схема работы связанного решателя, методы дискретизации уравнений по времени в сочетании с линеаризацией потоков по методу Ньютона. Описаны особенности задания граничных условий и обезразмеривания аэродинамических характеристик исследуемого объекта. Исследования обтекания изолированного объекта проводились на неструктурированной расчетной сетке. Получены суммарные аэродинамические характеристики отделяемого объекта, как изолированного тела, так и в присутствии самолета-носителя. Проведено сравнение полученных аэродинамических характеристик изолированного изделия с аэродинамическими характеристиками, действующими на изделие, в присутствии носителя. Разработанная методика верифицирована по данным продувок. Представлены данные о влиянии носителя на аэродинамические характеристики отделяемой нагрузки. Сделан вывод о возможности использования предложенной методики при исследовании взаимного влияния движущихся в воздушной среде объектов.

**Ключевые слова:** самолет, полезная нагрузка, аэродинамические характеристики, интерференция, уравнения Навье-Стокса, турбулентность, численное моделирование

### Введение

Возросшие скорости самых различных движущихся механических объектов обусловили повышенное внимание к их аэродинамическим характеристикам. В последнее время определение аэродинамических характеристик расчетным путем получило широкое распространение, как в области разработки летательных аппаратов, так и в проектировании автомобилей, тягового парка железнодорожного транспорта и других областях машиностроения. В то же время в печати практически отсутствуют работы, посвященные взаимовлиянию движущихся вблизи друг друга объектов.

Известно, что на обеспечение безопасности отделения полезной нагрузки от самолета-носителя существенное влияние оказывает интерференция, возникающая между ними в начальные моменты времени. При этом происходит изменение аэродинамических характеристик отделяемого объекта по отношению к его же характеристикам, характерным для него как для изолированного тела. Знание аэродинамических характеристик изолированных тел и их изменения в результате интерференции позволяет оценить характер движения отделяемого объекта вблизи носителя, синтезировать оптимальный алгоритм управления, как процессом отделения, так и стабилизации отделяемого объекта на начальном этапе его самостоятельного движения.

Применение современных информационных технологий инженерного анализа позволяет обеспечить эффективное и адекватное решение задач моделирования аэродинамических процессов. Однако задача моделирования аэродинамической интерференции современными информационными технологиями практически не решается.

В настоящей работе предложен алгоритм решения подобной задачи. Получены суммарные аэродинамические характеристики отделяемого объекта в присутствии самолета-носителя и проведено сравнение полученных характеристик с аэродинамическими характеристиками изолированного изделия.

В рамках данной работы исследовалось обтекание изолированного объекта, а также компоновки, представляющей собой самолет-носитель с отделяемым объектом. В случае обтекания компоновки рассматривалось два положения изделия:

1) отделяемый объект находится в транспортном положении и имеет координату  $Y_{\text{отн}} = 0,0$  м;

2) отделяемый объект располагается на 0,6 м ниже транспортного положения (т.е. в положении отхода от транспортного положения) и имеет координату  $Y_{\text{отн}} = 0,6$  м.

### **Математическая модель обтекания твердого тела сверхзвуковым потоком**

**Параметры рабочего тела.** В рамках данной работы воздух рассматривался как идеальный вязкий газ. В таком случае расчетные параметры представляются в виде:

— плотность

$$\rho_{\text{см}} = \frac{P_{\text{ст}}}{R_{\text{ц}} T}, \quad (1)$$

где  $P_{\text{ст}}$  — местное статическое давление, Па;  $R_{\text{ц}}$  — универсальная газовая постоянная;  $T$  — местная температура, К;

— удельная изобарная теплоемкость и удельная теплопроводность задавалась по кусочно-линейному закону в виде функции от температуры;

— динамическая вязкость задавалась по известной формуле Сатерленда:

$$\mu_i = \mu_{\text{норм}} \left( \frac{T}{T_{\text{норм}}} \right)^{3/2} \frac{T_{\text{норм}} + S}{T + S}, \quad (2)$$

где  $\mu_{\text{норм}}$  — динамическая вязкость при нормальных условиях, Па·с;  $T$  — статическая температура, К;  $T_{\text{норм}}$  — температура при нормальных условиях, К;  $S$  — эффективная температура (константа Сатерленда), К.

Дискретизация уравнений по методу контрольного объема. Для решения уравнений механики сплошной среды в работе применен метод контрольного объема. Сущность метода контрольного объема выражается в интегрировании уравнения переноса в каждом выделенном объеме. В итоге, получается дискретное уравнение, представляющее закон сохранения в данном объеме.

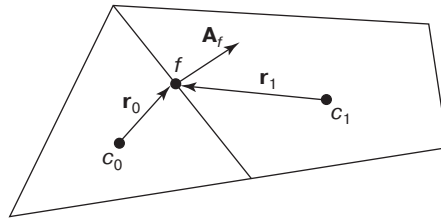
Дискретизация основных уравнений механики сплошной среды иллюстрируется на примере преобразования нестационарного уравнения переноса некой скалярной величины  $\varphi$ .

Так, для произвольного контрольного объема  $V$  будет справедливо следующее уравнение в интегральной форме:

$$\int_V \frac{\partial \rho \varphi}{\partial t} dV + \oint \rho \varphi \mathbf{u} \cdot d\mathbf{A} = \oint \Gamma_\varphi \nabla \varphi \cdot d\mathbf{A} + \int_V S_\varphi dV, \quad (3)$$

где  $\rho$  — плотность, кг/м<sup>3</sup>;  $\mathbf{u}$  — вектор скорости;  $\mathbf{A}$  — вектор площади поверхности, ограничивающей контрольный объем;  $\Gamma_\varphi$  — коэффициент диффузии для  $\varphi$ ;  $\nabla \varphi$  — градиент величины  $\varphi$ ;  $S_\varphi$  — источник  $\varphi$  на единицу объема.

Уравнение (3) применяется к каждому контрольному объему или ячейке расчетной области. Схема двухмерной, треугольной ячейки, приведена на рисунке 1 и служит примером такого контрольного объема.



**Рис. 1.** Пример контрольного объема  
 [Fig. 1. Example of control volume]

С применением метода дискретизации, уравнение (3) для данной ячейки принимает вид:

$$\frac{\partial \rho \varphi}{\partial t} V + \sum_f^{N_{\text{faces}}} \rho_f \mathbf{u}_f \varphi_f \cdot \mathbf{A}_f = \sum_f^{N_{\text{faces}}} \Gamma_\varphi \nabla \varphi_f \cdot \mathbf{A}_f + S_\varphi V, \quad (4)$$

где  $N_{\text{faces}}$  — число граней, охватывающих ячейку;  $\varphi_f$  — значение величины  $\varphi$ , проходящей через грань  $f$ ;  $\rho_f \mathbf{u}_f$  — поток массы через грань  $f$ ;  $\mathbf{A}_f$  — ориентированная грань

$f$  — контрольный объем;  $\nabla\varphi_f$  — градиент величины  $\varphi$ , вычисленный в центре грани  $f$ ;  $V$  — контрольный объем.

В дискретном виде уравнение переноса (4) содержит неизвестную скалярную переменную  $\varphi$  в центре ячейки, а также неизвестные ее значения в окружающих соседних ячейках. Это уравнение является, в общем случае, нелинейным относительно этих переменных. Линеаризации такого уравнения имеет вид:

$$a_p\varphi = \sum_{nb} a_{nb}\varphi_{nb} + b, \quad (5)$$

где нижний индекс  $nb$  относится к соседним ячейкам;  $a_p$  и  $a_{nb}$  — линеаризованные коэффициенты для переменных  $\varphi$  и  $\varphi_{nb}$ .

При проведении расчета дискретные значения величины  $\varphi$  определяются в центрах расчетных ячеек (точки  $c_0$  и  $c_1$  на рис. 1). Однако для вычисления конвективных членов в уравнении (4) необходимо знать значения величины  $\varphi$  на гранях ячейки  $\varphi_f$ . Для этого необходимо интерполировать их из значений в центре ячейки. В данном случае интерполяция выполнялась по схеме второго порядка против потока. Термин «против потока» означает, что значение величины  $\varphi$  на элементарной поверхности  $f$  получается из величины в ячейке вверх по потоку или «против потока» относительно направления скорости по нормали  $v_n$  в уравнении.

Известно, что для численного моделирования областей с большими градиентами физических величин целесообразно применять схемы дифференцирования второго порядка точности. В этом случае значения скалярной величины на гранях ячейки вычисляются с использованием подхода многомерного линейного восстановления [1]. При таком подходе точность более высокого порядка на гранях ячейки достигается путем разложения в ряд Тейлора величины  $\varphi$  в окрестности центра ячейки.

Таким образом, при использовании схемы против потока второго порядка, значение скалярной величины на гранях ячейки  $\varphi_f$  приводятся к виду:

$$\varphi_{f,SOU} = \varphi + \nabla\varphi \cdot \mathbf{r}, \quad (6)$$

где  $\varphi$  — значение величины в центре ячейки;  $\nabla\varphi$  — градиент  $\varphi$  в ячейке вверх по потоку;  $\mathbf{r}$  — вектор от центра ячейки, расположенной вверх по потоку, к центру грани ячейки.

Для определения градиента скалярной величины  $\varphi$  в центре ячейки  $c_0$  с использованием теоремы Грина—Гаусса может быть записана следующая дискретная форма:

$$(\nabla\varphi)_{c_0} = \frac{1}{V} \sum_f \bar{\varphi}_f \mathbf{A}_f, \quad (7)$$

где  $\bar{\varphi}_f$  — значение величины  $\varphi$  в центре грани ячейки;  $V$  — контрольный объем.

Суммирование осуществляется по всем граням  $f$ , образующим ячейку.

Значение  $\varphi_f$  определялось путем арифметического осреднения значений величины  $\varphi$  в центрах соседних ячеек:

$$\bar{\varphi}_f = \frac{\varphi_{c_0} + \varphi_{c_1}}{2}. \quad (8)$$

Наконец, градиент  $\nabla\varphi$  ограничивался с помощью стандартного ограничителя [2], в целях подавления осцилляций вблизи скачков уплотнения, ударных волн и вблизи областей с большими градиентами физических величин.

Члены диффузии в уравнении (4) представлены как центрально-разностные. Центрально-разностная схема второго порядка точности для вычисления значений  $\varphi_f$  на поверхности элементарной ячейки базируется на применении следующего соотношения:

$$\bar{\varphi}_{f,CD} = \frac{1}{2}(\varphi_0 + \varphi_1) + \frac{1}{2}(\nabla\varphi_0 \cdot \mathbf{r}_0 + \nabla\varphi_1 \cdot \mathbf{r}_1), \quad (9)$$

где индексами 0 и 1 отмечены значения параметров в двух соседних ячейках, имеющих общую грань  $f$ ;  $\nabla\varphi_0$  и  $\nabla\varphi_1$  — градиенты, вычисленные в ячейках 0 и 1 соответственно;  $\mathbf{r}$  — вектор, направленный из центра ячейки к центру грани ячейки (индексы 0 и 1 обозначают ячейки 0 и 1 соответственно).

Известно, что центрально-разностная схема в отдельных случаях может приводить к бесконечно большому значению вычисляемой величины  $\varphi$  и нефизичным колебаниям. Эти особенности могут стать причиной неустойчивости численного метода. Однако указанный недостаток устраняется путем использования метода отложенной коррекции. При использовании этого метода значение скалярной переменной на элементарной поверхности ячейки вычисляется следующим образом:

$$\varphi_f = \varphi_{f,UP} + (\varphi_{f,CD} - \varphi_{f,UP}), \quad (10)$$

где индексом  $UP$  отмечено значение  $\varphi_f$  вверх по потоку. Слагаемое  $\varphi_{f,UP}$  вычисляется неявно, а разность  $(\varphi_{f,CD} - \varphi_{f,UP})$  — явно.

Для дискретизации нестационарного члена в уравнении (4) использовался неявный метод первого порядка точности.

В общем случае выражение для изменяющейся во времени переменной  $\varphi$  может быть представлено в виде:

$$\frac{\partial\varphi}{\partial t} = F(\varphi), \quad (11)$$

где функция  $F$  включает в себя любую пространственную дискретизацию.

При использовании неявного метода дискретизации первого порядка точности по времени функция  $F(\varphi)$  на следующем шаге по времени определяется следующим соотношением:

$$\frac{\varphi^{n+1} - \varphi^n}{\Delta t} = F(\varphi^{n+1}). \quad (12)$$

В свою очередь  $\varphi^{n+1}$  представляется уравнением

$$\varphi^{n+1} = \varphi^n + \Delta t F(\varphi^{n+1}). \quad (13)$$

Оно может быть решено итерационно на каждом шаге по времени перед переходом на следующий шаг.

Преимущество полностью неявной схемы состоит в том, что она является, безусловно, устойчивой относительно размера шага по времени.

**Особенности моделирования турбулентности.** В рамках данной работы рассматривались потоки с высокими числами Рейнольдса. Для замыкания системы уравнений Навье—Стокса применялась модель турбулентности Менгера SST [3], которая является одной из многих моделей, использующих принцип осреднения по Рейнольдсу.

**Схема работы связанного решателя.** Для решения набора уравнений неразрывности, количества движения, энергии и переноса компонентов применялся связанный решатель.

При определении осредненных свойств потока газа в контрольном объеме  $V$ , ограниченном замкнутой поверхностью  $A$ , система уравнений механики сплошной среды записывалась в интегральной форме в виде [4]:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \mathbf{W} dV + \oint [F - G] \cdot dA = \int_V \mathbf{H} dV, \quad (14)$$

где вектор  $\mathbf{H}$  содержит источниковые члены. Векторы  $\mathbf{W}$ ,  $\mathbf{F}$  и  $\mathbf{G}$  определялись следующим образом:

$$\mathbf{W} = \begin{Bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ \rho w \\ \rho E \end{Bmatrix}, \quad \mathbf{F} = \begin{Bmatrix} \rho v \\ \rho v u + p \hat{i} \\ \rho v v + p \hat{j} \\ \rho v w + p \hat{k} \\ \rho v E + p v \end{Bmatrix}, \quad \mathbf{G} = \begin{Bmatrix} 0 \\ \tau_{xi} \\ \tau_{yi} \\ \tau_{zi} \\ \tau_{ij} v_j + q \end{Bmatrix}, \quad (15)$$

где  $\rho$ ,  $E$  и  $p$  — плотность, кг/м<sup>3</sup>, полная энергия на единицу массы, Дж/м<sup>3</sup> и давление газа в контрольном объеме, Па;  $\tau$  — тензор вязких напряжений;  $q$  — плотность теплового потока, Вт/м<sup>2</sup>;  $u$ ,  $v$ ,  $w$  — компоненты вектора скорости газа в декартовой системе координат.

Полная энергия на единицу массы газа  $E$  связана с энтальпией торможения  $H_0$  следующим соотношением:

$$E = H_0 - p/\rho; \quad (16)$$

$$H_0 = h + |\mathbf{u}|^2/2. \quad (17)$$

где  $h$  — термодинамическая статическая энтальпия газа, кДж/моль;  $|\mathbf{u}|$  — модуль скорости газа.

Запись уравнений Навье—Стокса в форме (14) обеспечивает хорошую сходимость расчета в областях сверхзвукового течения. Однако при моделировании областей низкоскоростного течения возникают трудности в расчете по причине возникающей численной жесткости уравнений, которая обусловлена сложностью правильного определения скорости звука в слабо сжимаемых и несжимаемых потоках [5]. Для устранения указанного недостатка уравнение (14) подвергалось преобразованию, которое получается преобразованием зависимой переменной в уравнении (14)  $\mathbf{W}$  в переменную  $\mathbf{Q}$  с использованием дифференцирования сложной функции. Эта операция проводится по схеме:

$$\frac{\partial \mathbf{W}}{\partial \mathbf{Q}} \frac{\partial}{\partial t} \int_V \mathbf{Q} dV + \oint [\mathbf{F} - \mathbf{G}] \cdot d\mathbf{A} = \int_V \mathbf{H} dV, \quad (18)$$

где  $\mathbf{Q}$  — вектор  $\{p, u, v, w, T\}^T$ ;

$$\frac{\partial \mathbf{W}}{\partial \mathbf{Q}} = \begin{bmatrix} \rho_p & 0 & 0 & 0 & \rho_T \\ \rho_p u & \rho & 0 & 0 & \rho_T u \\ \rho_p v & 0 & \rho & 0 & \rho_T v \\ \rho_p w & 0 & 0 & \rho & \rho_T w \\ \rho_p H_0 - \delta & \rho u & \rho v & \rho w & \rho_T H_0 + \rho C_p \end{bmatrix}. \quad (19)$$

Здесь

$$\rho_p = \left. \frac{\partial \rho}{\partial p} \right|_T, \quad \rho_T = \left. \frac{\partial \rho}{\partial T} \right|_p. \quad (20)$$

Выбор простых переменных  $\mathbf{Q}$  в качестве зависимых переменных потому вполне обоснован, что при использовании второго порядка точности дискретизации по пространству вектор  $\mathbf{Q}$  должен быть восстановлен быстрее, чем вектор  $\mathbf{W}$ , для обеспечения получения более точных градиентов скорости и температуры в вязких потоках.

Осуществим переобусловливание выражения (19) путем замены матрицы определителя  $\partial \mathbf{W} / \partial \mathbf{Q}$  на матрицу  $\Gamma$ .

В результате система в консервативной форме примет следующий вид:

$$\Gamma \frac{\partial}{\partial t} \int_V \mathbf{Q} dV + \oint [\mathbf{F} - \mathbf{G}] \cdot d\mathbf{A} = \int_V \mathbf{H} dV, \quad (21)$$

где

$$\Gamma = \begin{bmatrix} \Theta & 0 & 0 & 0 & \rho_T \\ \Theta u & \rho & 0 & 0 & \rho_T u \\ \Theta v & 0 & \rho & 0 & \rho_T v \\ \Theta w & 0 & 0 & \rho & \rho_T w \\ \Theta H_0 - \delta & \rho u & \rho v & \rho w & \rho_T H_0 + \rho C_p \end{bmatrix}. \quad (22)$$

Здесь

$$\Theta = \left( \frac{1}{U_r^2} - \frac{\rho_T}{\rho C_p} \right). \quad (23)$$

Относительная скорость  $U_r$  в уравнении (24), выбирается локально так, чтобы собственные значения системы оставались хорошо обусловленными относительно конвективных и диффузионных временных масштабов [6].

Резльтирующие собственные значения предварительно обработанной системы (21) равны:

$$u, u, u, u' + c', u' - c', \quad (24)$$

где  $u = v \cdot \hat{n}$ ;  $u' = u(1 - \alpha)$ ;  $c' = \sqrt{a^2 u^2 + U_r^2}$ ,  $\alpha = (1 - \beta U_r^2)/2$ ,  $\beta = \left( \rho_p + \frac{\rho_T}{\rho C_p} \right)$ .

Следует учесть, что если плотность среды задается по закону идеального газа, то  $\beta = (k \cdot R \cdot T)^{-1} = 1/c^2$ . Таким образом, когда  $U_r = c$  (при звуковых и сверхзвуковых скоростях),  $\alpha = 0$ , а собственные значения преобразованной системы принимают свою традиционную форму:  $u \pm c$ .

Однако в случае низкоскоростного течения, когда  $U_r \rightarrow 0$ , а  $\alpha \rightarrow 1/2$ , все собственные значения становятся того же порядка величины, что и  $u$ . Эти условия выполняются до тех пор, пока относительная скорость и местная скорость будут величинами одного порядка.

Таким образом, собственные значения преобразованной системы остаются хорошо обусловленными при всех скоростях.

Вектор невязкого потока  $\mathbf{F}$ , в уравнении (21), вычисляется с помощью стандартной противопоточной схемы в сочетании с методом расщепления потока Ройе [7; 8]. При использовании такого подхода предполагается, что вектор потока  $\mathbf{F}$  содержит характерную информацию, которая распространяется через расчетную область со скоростью и направлением согласно собственным значениям системы.

Разделив вектор  $\mathbf{F}$  на несколько частей, где каждая часть содержит информацию, перемещающуюся в характерном направлении и, применив к каждой части дифференцирование вверх по потоку в соответствии с их собственными значениями, получим следующее выражение для дискретного потока на каждой элементарной поверхности:



$$\mathbf{F} = \frac{1}{2}(\mathbf{F}_R + \mathbf{F}_L) - \frac{1}{2} \Gamma |\hat{A}| \delta \mathbf{Q}, \quad (25)$$

где  $\delta \mathbf{Q}$  — пространственная разница  $\mathbf{Q}_R - \mathbf{Q}_L$ .

Потоки  $\mathbf{F}_R = F(\mathbf{Q}_R)$  и  $\mathbf{F}_L = F(\mathbf{Q}_L)$  вычисляются с использованием восстановленных векторов решения  $\mathbf{Q}_R$  и  $\mathbf{Q}_L$  с «правой» и «левой» стороны от грани ячейки. Матрица  $|\hat{A}|$  задается следующим образом:

$$|\hat{A}| = M |\Lambda| M^{-1}, \quad (26)$$

где  $\Lambda$  — диагональная матрица собственных значений;  $M$  — матрица перехода от симметризованных к консервативным переменным, которая диагонализует матрицу  $\Gamma^{-1}A$ . Здесь  $A$  — якобиан невязкого потока  $\partial \mathbf{F} / \partial \mathbf{Q}$ .

Уравнение (25) можно рассматривать как центрально-разностную схему второго порядка, плюс дополнительное матричное разложение. Член дополнительного матричного разложения описывает распространение в процессе установления численных возмущений всех переменных вверх по потоку в случае сверхзвукового течения. Кроме того, он обеспечивает связь поля скорости и поля давления, что необходимо для получения устойчивого решения в областях низкоскоростного течения.

Дискретизация по времени в рассматриваемом решателе осуществляется так называемым методом установления.

В рамках данной работы дискретизация по времени уравнений (21) осуществлялась с помощью неявной схемы Эйлера в сочетании с линеаризацией потоков по методу Ньютона. В результате была получена следующая линеаризованная система в так называемой дельта-форме [9]:

$$\left[ D + \sum_j^{N_{faces}} S_{j,k} \right] \Delta \mathbf{Q}^{n+1} = -\mathbf{R}^n, \quad (27)$$

где  $\mathbf{R}^n$  — вектор невязок.

Центральные и недиагональные матрицы коэффициентов  $D$  и  $S_{j,k}$  определяются следующим образом:

$$D = \frac{V}{\Delta t} \Gamma + \sum_j^{N_{faces}} S_{j,i}; \quad (28)$$

$$S_{j,k} = \left( \frac{\partial \mathbf{F}_j}{\partial \mathbf{Q}_k} - \frac{\partial \mathbf{G}_j}{\partial \mathbf{Q}_k} \right) A_j. \quad (29)$$

В выражении (28) значение шага по времени  $\Delta t$  вычисляется из значения критерия Куранта—Фридрихса—Леви (CFL) следующим образом:

$$\Delta t = \frac{2 \text{ CFL } V}{\sum_f \lambda_f^{\max} A_f}, \quad (30)$$

где  $V$  — объем ячейки;  $A_f$  — площадь грани ячейки;  $\lambda_f^{\max}$  — максимум локальных собственных значений, заданных уравнением (26).

Уравнения (27) решались мультисеточным методом, описанным в работе [10].

**Особенности задания граничных условий.** В рамках данной работы расчетная область определялась следующими граничными условиями: сверхзвуковой вход, выход потока, твердая стенка.

На входе в расчетную область использовалось граничное условие входа сверхзвукового потока. Поскольку в этом случае скорость набегающего потока больше скорости звука все собственные значения матрицы, определяющей конвективный перенос через границу, имеют положительный знак, т.е. возмущения распространяются от границы внутрь расчетной области. В этом случае на границе необходимо задавать все параметры течения в явной форме. В работе задавались три компоненты скорости, статическая температура и статическое давление набегающего потока.

На выходной границе расчетной области использовалось граничное условие выхода потока в область с фиксированным давлением. В том случае, если выходящий через границу поток является сверхзвуковым, все возмущения распространяются наружу из расчетной области. Значения параметров потока на границе получались путем экстраполяции из ячеек, расположенных перед выходной границей (т.е. вверх по потоку).

Таким образом, только четыре из пяти характеристик потока ( $p, u, v, w, T$ ) считались направленными из расчетной области. Одна характеристика направлялась внутрь расчетной области. Четыре параметра течения экстраполировались из ячеек, расположенных перед выходной границей, а пятый параметр (статическое давление  $p$ ) задавался на границе явно. Принималось, что на выходной границе статическое давление равно статическому давлению набегающего потока.

Для границы расчетной области, совпадающей с поверхностью исследуемого тела, задавались следующие граничные условия:

— для уравнений количества движения — условие прилипания. Это означает, что на поверхности обтекаемого тела нормальная и касательная составляющие вектора скорости потока равны нулю, т.е.  $u_x = 0, u_y = 0, u_z = 0$ ;

— для уравнения энергии принималось условие адиабатичности твердой поверхности.

**Особенности задания начального приближения.** Поскольку при моделировании внешнего обтекания твердого тела можно выделить преимущественное направление потока в большей части расчетной области, то в качестве начального приближения было решено в начале итерационного процесса в каждой ячейке расчетной области задавать такие же значения всех параметров потока, как и на входной границе.

**Обезразмеривание аэродинамических характеристик.** В рамках данной работы суммарные аэродинамические силы обезразмеривались (на примере коэффициента продольной силы) следующим образом:

$$c_x = \frac{R_x}{\frac{\rho v_\infty^2}{2} S},$$

где  $S$  — площадь миделя,  $m^2$ ,  $S = 0,0531 m^2$ ;  $\rho$  — статическая плотность невозмущенного потока, Па;  $v_\infty$  — скорость набегающего потока, м/с;  $R_x$  — проекция полной аэродинамической силы на ось  $OX$  системы координат связанной с изделием, Н.

Суммарные аэродинамические моменты обезразмеривались следующим образом (на примере коэффициента  $m_z$ ):

$$m_z = \frac{M_z}{\frac{\rho v_\infty^2}{2} SL},$$

где  $S$  — площадь миделя,  $m^2$ ,  $S = 0,0531 m^2$ ;  $L$  — характерный линейный размер изделия (длина изделия), м,  $L = 4,490 m$ ;  $\rho$  — статическая плотность невозмущенного потока, Па;  $v_\infty$  — скорость набегающего потока, м/с;  $M_z$  — составляющая полного аэродинамического момента по оси  $OZ$  системы координат, связанной с изделием, Н·м.

### Результаты численных исследований

В рамках данной работы были проведены исследования обтекания изолированного объекта при параметрах набегающего потока (табл. 1), а также компоновки представляющей собой самолет-носитель с отделяемым объектом при параметрах набегающего потока (табл. 2).

Таблица 1

Параметры потока, набегающего на изолированный объект  
[Parameters of flow over isolated object]

$M_\infty$	$P_{\infty}$ , Па	$T_{\infty}$ , К	$\rho_{\infty}$ , кг/м <sup>3</sup>	$V_{\infty}$ , м/с
1,7	101 325	288	1,225	578,3

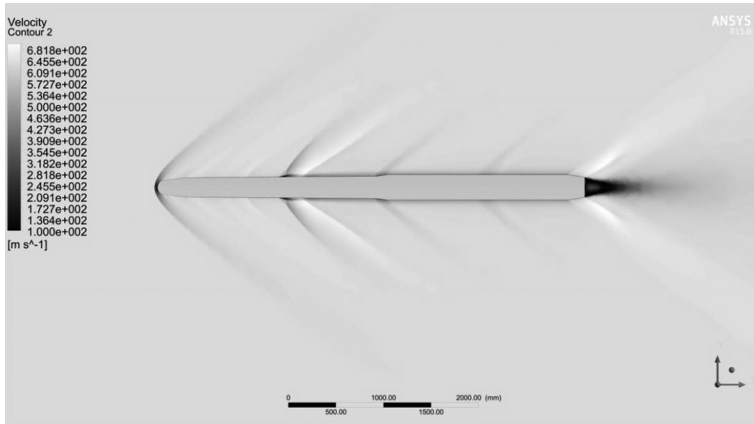
Таблица 2

Параметры потока, набегающего на компоновку  
[Parameters of flow over payload and parent aircraft]

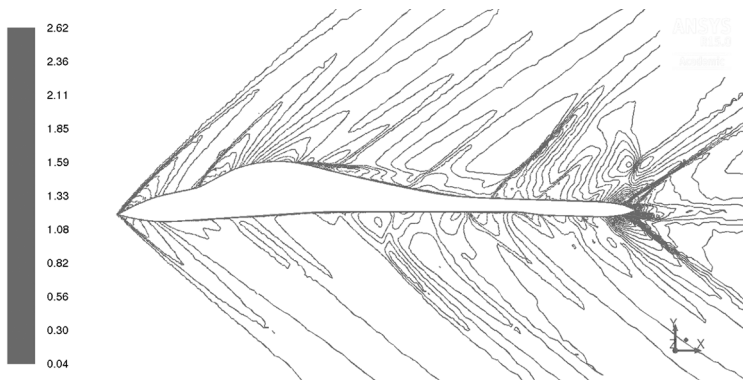
$M_\infty$	$P_{\infty}$ , Па	$T_{\infty}$ , К	$\rho_{\infty}$ , кг/м <sup>3</sup>	$Y_{\text{отн}}$ , м	$V_{\infty}$ , м/с
1,7	101 325	288	1,225	0,0	578,3
1,7	101 325	288	1,225	0,6	578,3

Исследования обтекания изолированного объекта проводились на неструктурированной сетке размерностью 9 млн тетраэдральных ячеек.

Для проведения исследований обтекания самолета-носителя с отделяемым объектом была построена неструктурированная расчетная сетка размерностью 24 млн тетраэдральных ячеек. Для достоверного моделирования пограничного слоя был построен призмослой толщиной в 6 ячеек.



**Рис. 2.** Структура скачков уплотнения в окрестностях изолированного объекта  
**[Fig. 2. Shock structure near isolated object]**



**Рис. 3.** Поле чисел Маха вблизи самолета-носителя в плоскости OXY ( $M_\infty = 1,7$ )  
**[Fig. 3. Mach field near parent aircraft in OXY plane ( $M_\infty = 1,7$ )]**

Полученные результаты (рис. 2, 3) позволили провести сравнение аэродинамических характеристик изолированного объекта и объекта в присутствии самолета-носителя, т.е. оценить аэродинамическую интерференцию между изделием и носителем.

В таблице 3 представлены коэффициенты аэродинамических сил и моментов, действующих на изделие, в присутствии носителя в двух положениях:  $Y_{\text{отн}} = 0,0$  м и  $Y_{\text{отн}} = 0,6$  м, а также коэффициенты аэродинамических сил и моментов изолированного изделия.

Таблица 3

**Аэродинамические характеристики отделяемого объекта**  
**[Aerodynamic characteristics of the ejectable payload]**

Параметры расчета	Коэффициенты					
	$C_x$	$C_y$	$C_z$	$m_x$	$m_y$	$m_z$
$Y_{\text{отн}} = 0,0$ м	0,9440	0,2883	0,7114	0,0013	0,2618	-0,7141
$Y_{\text{отн}} = 0,6$ м	0,9803	0,2960	0,1858	0,0006	0,0979	-0,1887
Изолированное изделие	1,8748	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0

### Выводы

Анализ полученных результатов показал, что в отличие от изолированного изделия, коэффициенты нормальной и боковой силы изделия в присутствии носителя не равны нулю. Видно также, что в присутствии носителя у изделия не равны нулю коэффициенты момента тангажа и рыскания. Эти эффекты связаны с затенением хвостового оперения изделия конструктивными элементами носителя, а также интерференцией между ними. Из таблицы 3 видно:

— коэффициенты боковой силы, момента тангажа и рыскания резко убывают при отдалении изделия от носителя. При удалении изделия от носителя интерференция резко ослабевает, что и приводит к уменьшению боковой силы, а также моментов тангажа и рыскания. В положении  $Y_{\text{отн}} = 0,6$  м, т.е. на удалении от носителя, хвостовое оперение изделия обтекает практически симметрично, что вполне ожидаемо при нулевом угле атаки;

— коэффициенты нормальной и продольной силы при удалении изделия от носителя ведут себя по-разному. Этот эффект, вероятно, связан с некоторой скошенностью потока в горизонтальной плоскости, которая индуцируется стреловидной консолью крыла.

Следует отметить, что при удалении изделия от носителя наблюдается некоторое увеличение коэффициента продольной силы. Причем коэффициенты продольной силы изделия при  $Y_{\text{отн}} = 0,0$  м и  $Y_{\text{отн}} = 0,6$  м значительно меньше коэффициента продольной силы изолированного изделия. Это, вероятно, также связано с затенением хвостовой части изделия. Так, коэффициент продольной силы изделия при  $Y_{\text{отн}} = 0,0$  м составляет лишь 50% от его значений для изолированного изделия, а при  $Y_{\text{отн}} = 0,6$  м — 52%.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] McBride B.J., Gordon S., Reno M.A. Coefficients for Calculating Thermodynamic and Transport Properties of Individual Species // National Aeronautics and Space Administration. Office of Management Scientific and Technical Information Program. 1993.
- [2] Barth T.J., Jespersen D. The design and application of upwind schemes on unstructured meshes // Technical Report AIAA-89-0366. AIAA 27th Aerospace Sciences Meeting, Reno, Nevada. 1989.
- [3] Menter F.R. Two-Equation Eddy-Viscosity Turbulence Models for Engineering Applications // AIAA Journal. August 1994. № 32(8). Pp. 1598–1605.
- [4] *Быков Л.В., Молчанов А.М., Щербачев М.А., Янышев Д.С.* Вычислительная механика сплошных сред в задачах авиационной и космической техники: учеб. пособие. М.: ООО «Ленанд», 2015, 668 с.
- [5] Venkateswaran S., Weiss J. M., Merkle C.L. Propulsion Related Flowfields Using the Preconditioned Navier–Stokes Equations // Technical Report AIAA-92-3437. AIAA/ASME/SAE/ASEE 28th Joint Propulsion Conference, Nashville, TN. July 1992.
- [6] Weiss J.M., Smith W. A. Preconditioning Applied to Variable and Constant Density Flows // AIAA Journal. November 1995. № 33(11). Pp. 2050–2057.
- [7] Roe P.L. Characteristic based schemes for the Euler equations // Annual Review of Fluid Mechanics. 18. 337–365. 1986.
- [8] Roe P.L. A survey of upwind differencing techniques // Lecture Notes in Physics, 1989, 323, 69.

- [9] Weiss J.M., Maruszewski J.P., Smith W.A. Implicit Solution of the Navier-Stokes Equations on Unstructured Meshes // Technical Report AIAA-97-2103. 13th AIAA CFD Conference, Snowmass, CO July. 1997.
- [10] Hutchinson B.R., Raithby G.D. A Multigrid Method Based on the Additive Correction Strategy // Numerical Heat Transfer. 9. 1986. 511–537.

© Быков Л.В., Пашков О.А., Правидло М.Н., Янышев Д.С., 2017

#### **История статьи:**

Дата поступления в редакцию: 18 октября 2017

Дата принятия к печати: 10 января 2018

#### **Для цитирования:**

*Быков Л.В., Пашков О.А., Правидло М.Н., Янышев Д.С.* Математическое моделирование аэродинамической интерференции между отделяемой полезной нагрузкой и самолетом-носителем // Вестник Российского университета дружбы народов. Серия: Инженерные исследования. 2018. Т. 19. № 1. С. 22–37. DOI 10.22363/2312-8143-2018-19-1-22-37

#### **Сведения об авторах:**

*Быков Леонид Владимирович* — кандидат технических наук, доцент кафедры авиационно-космической теплотехники Московского авиационного института (национальный исследовательский университет). *Область научных интересов:* высокоэнтальпийные течения, тепломассообмен, газовая динамика, турбулентность, аэродинамика летательных аппаратов. *Контактная информация:* e-mail: bykov@mai.ru

*Пашков Олег Анатольевич* — кандидат технических наук, научный сотрудник кафедры авиационно-космической теплотехники Московского авиационного института (национальный исследовательский университет). *Область научных интересов:* тепломассообмен, газовая динамика, турбулентность, аэродинамика летательных аппаратов. *Контактная информация:* e-mail: gfon2@yandex.ru

*Правидло Михаил Натанович* — доктор технических наук, директор Научно-исследовательского и лётно-испытательного центра АО «Государственное машиностроительное конструкторское бюро “Вымпел” им. И.И. Торопова». *Область научных интересов:* динамика полета объектов управления, динамика сложных механических систем в составе авиационных комплексов. *Контактная информация:* e-mail: bykov@mai.ru

*Янышев Дмитрий Сергеевич* — кандидат технических наук, доцент кафедры авиационно-космической теплотехники Московского авиационного института (национальный исследовательский университет). *Область научных интересов:* высокоэнтальпийные течения, тепломассообмен, газовая динамика, турбулентность, излучение. *Контактная информация:* e-mail: dyanishev@gmail.com

## NUMERICAL SIMULATION OF AERODYNAMIC INTERFERENCE BETWEEN EJECTED PAYLOAD AND THE PARENT AIRCRAFT

L.V. Bykov<sup>1</sup>, O.A. Pashkov<sup>1</sup>, M.N., Pravidlo<sup>2</sup>, D.S. Yanyshev<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Moscow Aviation Institute (National Research University)  
4, Volokolamskoe shosse, Moscow, 125993, Russian Federation

<sup>2</sup> State Machinery Design Bureau «Vympel»  
90, Volokolamskoe shosse, Moscow, 125424, Russian Federation

The purpose of this paper is to develop reliable methodology for numerical modeling of the interference between parent aircraft and ejectable payload and to investigate the influence of the interference on aerodynamic characteristics of the payload. An appropriate algorithm for the said problem is proposed. A mathematical model for supersonic flow around a solid body as well as its finite volume discretization process is described. In the presented mathematical model, a turbulence model is added to the Navier-Stokes system of equations. Namely, Menter's SST model was chosen. Coupled solver algorithm is reviewed. Implicit Euler scheme is used for time discretization and Newton's method is implemented to linearize the system of equations.

The specifics of determining the appropriate boundary conditions and nondimensionalization of the aerodynamic coefficients are described. The calculations for the isolated payload were performed on an unstructured grid with 9 million cells and for the payload interfered by the parent aircraft — on a 24 million grid. As a result, the summarized aerodynamic characteristics for the payload were obtained for the isolated payload as well as for the payload in presence of the parent aircraft. The characteristics of the isolated object are compared with the ones of the object in presence of the parent aircraft in two different positions —  $Y_{rel} = 0$  m and  $Y_{rel} = 0.6$  m.

The developed method was verified using wind tunnel data. It was identified that in presence of the parent aircraft, the coefficients of normal and side force are not zero as opposed to the isolated payload. Moving away from the parent aircraft decreases the interference and thus the side force, as well as the pitch and yaw torques. The obtained results show that the proposed method could be used in other cases of aerodynamic interference between moving objects.

**Key words:** aircraft, payload, aerodynamic characteristics, interference, Navier-Stokes equations, turbulence, numerical simulation

### REFERENCES

- [1] McBride B.J., Gordon S., Reno M.A. Coefficients for Calculating Thermodynamic and Transport Properties of Individual Species // National Aeronautics and Space Administration. Office of Management Scientific and Technical Information Program. 1993.
- [2] Barth T.J., Jespersen D. The design and application of upwind schemes on unstructured meshes // Technical Report AIAA-89-0366. AIAA 27th Aerospace Sciences Meeting, Reno, Nevada. 1989.
- [3] Menter F.R. Two-Equation Eddy-Viscosity Turbulence Models for Engineering Applications // AIAA Journal. August 1994. No. 32(8). Pp. 1598–1605.
- [4] Bykov L.V., Molchanov A.M., Shcherbakov M.A., Yanyshev D.S. Vychislitel'naja mehanika sploshnyh sred v zadachah aviacionnoj i kosmicheskoy tehniki [Computational continuum mechanics for problems of aerospace engineering]. Textbook. M.: OOO «Lenand» Publ., 2015. 668 p. (in Russ.).
- [5] Venkateswaran S., Weiss J.M., Merkle C.L. Propulsion Related Flowfields Using the Preconditioned Navier–Stokes Equations // Technical Report AIAA-92-3437. AIAA/ASME/SAE/ASEE 28th Joint Propulsion Conference, Nashville, TN. July 1992.
- [6] Weiss J.M., Smith W.A. Preconditioning Applied to Variable and Constant Density Flows // AIAA Journal. November 1995. No. 33(11). Pp. 2050–2057.

- [7] Roe P.L. Characteristic based schemes for the Euler equations // *Annual Review of Fluid Mechanics*. 18. 337–365. 1986.
- [8] Roe P.L. A survey of upwind differencing techniques // *Lecture Notes in Physics*, 1989, 323, 69.
- [9] Weiss J.M., Maruszewski J.P., Smith W.A. Implicit Solution of the Navier–Stokes Equations on Unstructured Meshes // *Technical Report AIAA-97-2103*. 13th AIAA CFD Conference, Snowmass, CO July 1997.
- [10] Hutchinson B.R., Raithby G.D. A Multigrid Method Based on the Additive Correction Strategy // *Numerical Heat Transfer*. 9. 1986. 511–537.

**Article history:**

Received: October 18, 2017

Accepted: January 10, 2018

**For citation:**

Bykov L.V., Pashkov O.A., Pravidlo M.N., Yanyshv D.S. (2018). Numerical simulation of aerodynamic interference between ejected payload and the parent aircraft. *RUDN Journal of Engineering Researches*, 19(1). 22–37. DOI 10.22363/2312-8143-2018-19-1-22-37

**Bio Note:**

*Leonid V. Bykov* — Candidate of Technical Sciences, Director of the Institute of additional vocational education, associate professor at Aerospace Thermal Engineering Dept., Moscow Aviation Institute (National Research University), Moscow. *Research interests:* high-enthalpy flows, heat and mass transfer, gas dynamics, turbulence, aircraft aerodynamics. *Contact information:* e-mail: bykov@mai.ru

*Oleg A. Pashkov* — Candidate of Technical Sciences, researcher at Aerospace Thermal Engineering Dept., Moscow Aviation Institute (National Research University), Moscow. *Research interests:* heat and mass transfer, gas dynamics, turbulence, aircraft aerodynamics. *Contact information:* e-mail: gfon2@yandex.ru

*Mikhail N. Pravidlo* — Doctor of Technical Sciences, Director of the Scientific Research and Flight Test Centre at “Vympel” State Machine Building Design Bureau, Moscow. *Research interests:* flight dynamics of control objects, dynamics of complex mechanical systems as a part of aircraft systems. *Contact information:* e-mail: gfon2@yandex.ru

*Dmitry S. Yanyshv* — Candidate of Technical Sciences, associate professor at Aerospace Thermal Engineering Dept., Moscow Aviation Institute (National Research University), Moscow. *Research interests:* high enthalpy flows, heat and mass transfer, gas dynamics, turbulence, radiative heat transfer. *Contact information:* e-mail: dyanishev@gmail.com