Неустойчивость местных сверхзвуковых зон на профиле крыла с интерцептором

© А.Г. Кузьмин

Санкт-Петербургский государственный университет, 198504 Санкт-Петербург, Россия e-mail: a.kuzmin@spbu.ru

Поступило в Редакцию 17 апреля 2025 г. В окончательной редакции 15 июля 2025 г. Принято к публикации 25 июля 2025 г.

Проведено численное исследование турбулентного трансзвукового обтекания воздухом профиля NASA SC(2)-0710 с интерцептором. Решения осредненных по Рэйнольдсу уравнений Навье—Стокса получены с помощью программы, основанной на методе конечных объемов. Выявлена высокая чувствительность картины обтекания к углу поворота интерцептора, а также к изменениям числа Маха набегающего потока M_{∞} и угла атаки α . Продемонстрировано наличие гистерезиса подъемной силы в узких интервалах изменения M_{∞} и α . Показано, что положение местных сверхзвуковых зон может резко изменяться с увеличением M_{∞} вследствие отрыва пограничного слоя от нижней стороны профиля, влияющего на картину обтекания через область ближнего следа.

Ключевые слова: аэродинамический профиль, обтекание, ударные волны.

DOI: 10.61011/JTF.2025.12.61799.216-25

Введение

В предыдущие годы в ряде работ было выполнено численное моделирование обтекания закрылков и интерцепторов при фиксированных углах их поворота [1]. Кроме того, изучалась динамика аэродинамических сил, возникающих при нестационарном поведении поверхностей управления [2]. Вместе с тем структура течения в трансзвуковых условиях и его чувствительность к малым возмущениям не были исследованы достаточно полно.

Поворот интерцептора вызывает изменение профиля крыла, в результате которого кривизна его верхней стороны уменьшается или изменяет знак, образуя вогнутость вблизи начала интерцептора. Трансзвуковое обтекание профилей с участками малой кривизны изучалось в [3,4], где было показано возникновение неустойчивости вследствие слияния/расщепления формирующихся местных сверхзвуковых зон. В [5] численно исследовано трансзвуковое обтекание профиля NASA SC(2)-0710 с интерцептором/спойлером при его отклонениях от нейтрального положения на углы до 6° и числе Рэйнольдса $\mathrm{Re} = 1.5 \cdot 10^7$. Установлено существование гистерезиса подъемной силы в определенных интервалах изменения числа Маха набегающего потока M_{∞} и угла атаки α .

В настоящей работе проведено исследование аналогичных вопросов при меньшем числе Рэйнольдса ${\rm Re}=9\cdot 10^6.$ Проанализирована зависимость коэффициента подъемной силы C_L от M_∞ и α в диапазонах $0.820 \le M_\infty \le 0.865, \, -0.55 \le \alpha \le -0.25^\circ$ при угле поворота интерцептора $\theta=3^\circ.$

1. Метод расчета

Аэродинамический профиль NASA SC(2)-0710 толщины $10\,\%$ задается таблицей безразмерных декартовых координат $y_{\pm 0710}(x),\ 0 \le x \le 1$ [6], где "+" и "–" соответствуют верхней и нижней сторонам профиля. Выберем длину хорды равной $l_x=2.5\,\mathrm{m}$ и будем считать, что обезразмеривание выполнено по l_x . Модель интерцептора, установленного на верхней стороне профиля в интервале $0.55 \le x \le 0.77$, описывается выражениями [5]:

$$y_{+0710}(x) + (x - 0.55) \tan \theta$$

— для внешней стороны интерцептора,

$$y_{+0710}(x) + (x - 0.55) \tan -0.0012$$

— для его внутренней стороны,

где θ — угол отклонения от нейтрального положения (рис. 1). Внешними границами расчетной области являются дуги окружностей

$$\Gamma_1$$
: $x(y) = 105 - (145^2 - y^2)^{1/2}$

И

$$\Gamma_2: x(y) = -105 + (145^2 - y^2)^{1/2},$$

 $-100 \le y \le 100, -40 \le x \le 40,$

расположенные на достаточно большом расстоянии от профиля. На входной границе Γ_1 задается статическая температура набегающего потока воздуха $T_\infty=223.15$ K, уровень турбулентности 1 %, число Маха $M_\infty<1$ и угол атаки α , определяющие компоненты скорости $U_\infty=M_\infty a_\infty\cos\alpha$, $V_\infty=M_\infty a_\infty\sin\alpha$, где a_∞ — скорость звука. Для исследования влияния числа

Рэйнольдса Re задается меньшее, чем в [5], давление $p_{\infty}=13217\,\mathrm{Pa}$ на выходной границе Γ_2 ; при этом Re $=\rho_{\infty}M_{\infty}a_{\infty}l_x/\mu\approx9\cdot10^6$, где $\rho_{\infty}=0.2060\,\mathrm{kg/m^3}$ — плотность воздуха и $\mu=1.5\cdot10^{-5}\,\mathrm{kg/(m\cdot s)}$ — динамическая вязкость. На твердых стенках канала ставятся условия прилипания и отсутствия теплового потока. Воздух рассматривается как совершенный газ с постоянной адиабаты 1.4 и удельной теплоемкостью при постоянном давлении 1004.4 J/(kg·K). Для расчета динамической вязкости используется формула Сазерленда. Начальными условиями являются параметры набегающего потока или поле течения, полученное при других значениях M_{∞} и α

Численное моделирование двумерного турбулентного течения осуществлялось на основе системы нестационарных уравнений Навье—Стокса, осредненных по Рэйнольдсу. Использовалась модель турбулентности $k-\omega$ SST [7]. Искомыми величинами являлись осредненные значения статического давления p(x,y,t), температуры T(x,y,t) и компонент скорости потока U(x,y,t), V(x,y,t). Решения были получены с помощью программного комплекса ANSYS-19.1 CFX, основанного на методе конечных объемов [8]. При этом для дискретизации конвективных слагаемых использовалась схема повышенной разрешающей способности [9], а дискретизация по времени осуществлялась с помощью неявной противопотоковой схемы Эйлера.

Расчеты выполнены на 3D-сетке, насчитывавшей 586 240 ячеек и состоявшей из 40 слоев параллелепипедов на стенках канала и призм с треугольными основаниями в остальной области. Во всей области в направлении оси z использовалась одна ячейка длиной $l_z=0.01\,\mathrm{m}$. Сеточные узлы сгущались вблизи ударных волн, в пограничном слое и в ближнем следе. Безразмерная толщина y+ первого сеточного слоя на профиле была менее единицы. Тестовые расчеты на разных сетках показали, что вышеуказанная сетка обеспечивает достаточно хорошую точность численных решений [5, рис. 3].

2. Результаты

Полученные решения поставленной начально-краевой задачи при стационарных краевых условиях сходились во времени к стационарным распределениям параметров $p(x,y),\ T(x,y),\ U(x,y),\ V(x,y)$. В случае $M_{\infty}=0.81,\ \alpha=0^{\circ}$ и нейтрального положения интерцептора $\theta=0^{\circ}$ наблюдалось формирование местной сверхзвуковой зоны Z_{upper} значительных размеров на верхней стороне профиля. Интегрирование давления p(x,y) по профилю позволяет найти подъемную силу $L=137.2\,\mathrm{N},\$ а также коэффициент подъемной силы $C_L=0.594,\$ согласно формуле $C_L=2L/[\rho_{\infty}(U^2)_{\infty}S],\$ где $S=l_x\times l_z=2.5\times0.01\,\mathrm{m}=0.025\,\mathrm{m}^2-$ площадь проекции профиля толщины l_z на плоскость (x,z).

Отклонение интерцептора от нейтрального положения на угол $\theta=3^\circ$ вызывает торможение потока вдоль

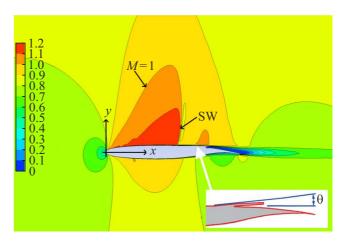


Рис. 1. Контуры числа Маха M(x,y)= const при $M_{\infty}=0.81$, $\alpha=0^{\circ}$ и отклонении интерцептора на угол $\theta=3^{\circ}$.

верхней стороны профиля, уменьшение размеров местной сверхзвуковой зоны Z_{upper} и ее расщепление на две части (рис. 1), где SW означает Shock Wave — ударная волна. Коэффициент подъемной силы при этом становится равным 0.417.

Дальнейшее увеличение угла поворота интерцептора θ с 3 до 6° при $M_\infty=0.81,~\alpha=0$ ° приводит к уменьшению значения C_L с 0.417 до 0.124. Импульсные переключения угла θ во времени с 0 на 3° и обратно с периодом 0.5 s вызывают колебания коэффициента подъемной силы в пределах $0.37 \le C_L \le 0.65$; при переключении θ в качестве начального условия использовалось поле течения, полученное за время 0.5 s для предыдущего значения θ .

Увеличение M_{∞} и/или уменьшение угла атаки сопровождается формированием местной сверхзвуковой зоны Z_{lower} на нижней стороне профиля. Взаимодействие зон Z_{upper} и Z_{lower} приводит к весьма сложному поведению C_L при изменениях параметров набегающего потока в диапазонах $-0.55^{\circ} \le \alpha \le -0.25^{\circ}$, $0.852 \le M_{\infty} \le 0.864$. На рис. 2, а показаны полученные зависимости коэффициента подъемной силы C_L от угла атаки lpha при $\theta=3^\circ$ и разных значениях M_∞ . Стрелки около кривых указывают направления пошагового изменения а. При этом в качестве начального условия на каждом шаге использовалось поле течения, полученное на предыдущем шаге. Верхним ветвям кривых отвечают картины обтекания с одной сверхзвуковой зоной на профиле, а нижним ветвям — с двумя сверхзвуковыми зонами, что иллюстрируется схемами, расположенными около кривой 4. Переходы между ветвями сопровождаются скачками C_L , вызванными неустойчивостью процесса слияния/расщепления сверхзвуковых зон и резким изменением положения ударной волны SW, показанной на рис. 1. Как видно, существует гистерезис при переходе от нижних ветвей к верхним и обратно. Наибольшая ширина гистерезиса наблюдается при $M_{\infty} = 0.845$.

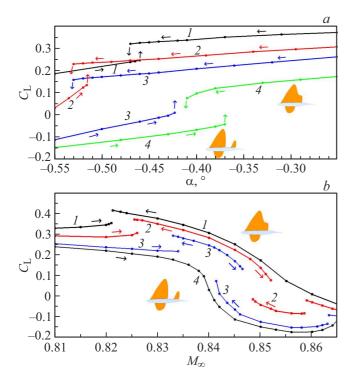


Рис. 2. Коэффициент подъемной силы C_L при угле отклонения интерцептора $\theta=3^\circ$: a — зависимость C_L от угла атаки α , кривые I-4 соответствуют $M_\infty=0.830,\ 0.840,\ 0.845,\ 0.850;$ b — зависимость C_L от числа Маха M_∞ , кривые I-4 соответствуют углам $\alpha=-0.25^\circ,\ -0.37^\circ,\ -0.50^\circ,\ -0.55^\circ.$

На рис. 2,b представлены зависимости C_L от числа Маха M_{∞} при разных значениях угла атаки. Переходы

с нижних ветвей кривых I-3 на верхние при увеличении M_{∞} от 0.82 до 0.84 объясняются слиянием двух местных сверхзвуковых зон на верхней стороне профиля и формированием здесь обширной сверхзвуковой зоны Z_{upper} с пониженным статическим давлением. При дальнейшем увеличении M_{∞} реализуется скачкообразное падение C_L в интервале 0.845 $< M_{\infty} < 0.853$, вызванное расщеплением зоны Z_{upper} на две части. Расщепление происходит вследствие торможения потока у задней кромки профиля из-за смещения линий тока в ближнем следе "вверх" подобно повороту закрылка против часовой стрелки [5]. Смещение линий тока, в свою очередь, вызвано резким расширением сверхзвуковой зоны Z_{lower} на нижней стороне профиля и сдвигом точки отрыва пограничного слоя к задней кромке.

На рис. 3,a и b показана поверхность, иллюстрирующая зависимость коэффициента подъемной силы C_L от двух параметров — α и M_∞ — при $\theta=3^\circ$. Поверхность состоит из нижней и верхней частей, проекции которых на плоскость (α,M_∞) перекрываются вследствие гистерезиса. Верхней части поверхности соответствуют картины обтекания с одной сверхзвуковой областью на верхней стороне профиля, а нижней — картины обтекания с двумя сверхзвуковыми областями на верхней стороне.

На рис. 3, c представлены бифуркационные кривые, полученные путем проецирования краев поверхности $C_L(\alpha, M_\infty)$ на плоскость (α, M_∞) . В затененной области происходит пересечение проекций верхней и нижней частей поверхности $C_L(\alpha, M_\infty)$, поэтому для значений α и M_∞ из этой области существуют два режима течения. Сравнение с результатами, полученными в [5],

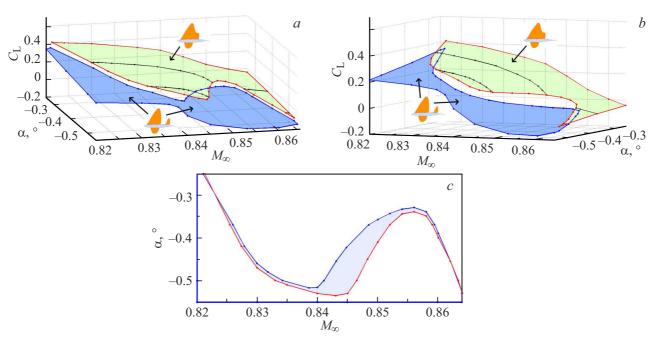


Рис. 3. a,b — поверхности, иллюстрирующие зависимость коэффициента подъемной силы C_L от числа Маха M_∞ и угла атаки α при $\theta=3^\circ$; c — бифуркационные кривые на плоскости (α,M_∞) .

показывает, что ширина гистерезиса существенно увеличивается при уменьшении давления p_{∞} и уменьшении числа Рэйнольдса; в частности, при $M_{\infty}=0.845$ ширина гистерезиса по углу атаки составляет 0.1° .

Благодарности

Работа выполнена с использованием ресурсов вычислительного центра Санкт-Петербургского государственного университета (http://cc.spbu.ru).

Конфликт интересов

Автор заявляет, что у него нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] A. Petrocchi, G.N. Barakos. AIAA Paper, 2023, 3527 (2023).
- [2] S. Geisbauer. AIAA Paper, 2023, 4316 (2023).
- [3] A.M. Chuen, M. Hafez. Int. J. Aerodynamics, 7 (2), 127 (2021).
- [4] A. Kuzmin. J. Phys. Conf. Ser., 1697, ID 012207 (2020).
- [5] A. Kuzmin. Int. J. Aeronautical Space Sci., 15 (3), 232 (2014).
- [6] Ch.D. Harris. NASA Technical Paper, 2969, Langley Research Center (1990).
- [7] F.R. Menter. https://turbmodels.larc.nasa.gov/sst.html (accessed April 15, 2025)
- [8] ANSYS Fluids Computational Fluid Dynamics. https://cae-expert.ru/product/ansys-cfd (accessed April 15, 2025)
- [9] T. Barth, D. Jespersen. AIAA Paper, 89, 0366 (1989).