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 $\mathrm{Re} = 9 \cdot 10^6$. Проанализирована зависимость коэффициента подъемной силы C_L от M_∞ и α в диапазонах $0.820 \le M_\infty \le 0.865$, $-0.55 \le \alpha \le -0.25°$ при угле поворота интерцептора $\theta = 3°$.

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

$$\Gamma_2 :\ x(y) = -105 + (145^2 - y^2)^{1/2},$$
$$-100 \le y \le 100, \quad -40 \le x \le 40,$$

расположенные на достаточно большом расстоянии от профиля. На входной границе Γ_1 задается статическая температура набегающего потока воздуха $T_\infty = 223.15\,\mathrm{K}$, 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 $p_\infty = 13217$ Pa на выходной границе Γ_2; при этом $\mathrm{Re} = \rho_\infty M_\infty a_\infty l_x/\mu \approx 9 \cdot 10^6$, где $\rho_\infty = 0.2060\,\mathrm{kg/m^3}$ — плотность воздуха и $\mu = 1.5 \cdot 10^{-5}\,\mathrm{kg/(m{\cdot}s)}$ — 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 $l_z = 0.01$ 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 $M_\infty = 0.81$, $\alpha = 0°$ и нейтрального положения интерцептора $\theta = 0°$ наблюдалось формирование местной сверхзвуковой зоны Z_{upper} значительных размеров на верхней стороне профиля. Интегрирование давления $p(x, y)$ по профилю позволяет найти подъемную силу $L = 137.2$ N, а также коэффициент подъемной силы $C_L = 0.594$, согласно формуле $C_L = 2L/[\rho_\infty (U^2)_\infty S]$, где $S = l_x \times l_z = 2.5 \times 0.01\,\mathrm{m} = 0.025\,\mathrm{m}^2$ — площадь проекции профиля толщины l_z на плоскость (x, z).

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

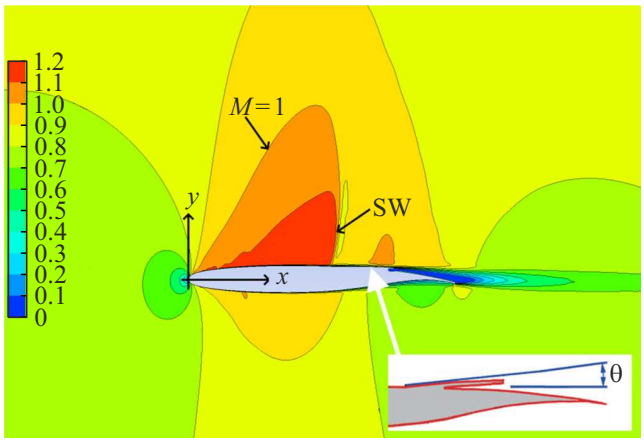

Рис. 1. Контуры числа Маха $M(x, y) = \mathrm{const}$ при $M_\infty = 0.81$, $\alpha = 0°$ и отклонении интерцептора на угол $\theta = 3°$.

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 $-0.55° \le \alpha \le -0.25°$, $0.852 \le M_\infty \le 0.864$. На рис. 2, *a* показаны полученные зависимости коэффициента подъемной силы C_L от угла атаки α при $\theta = 3°$ и разных значениях M_∞. Стрелки около кривых указывают направления пошагового изменения α. 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 $M_\infty = 0.845$.

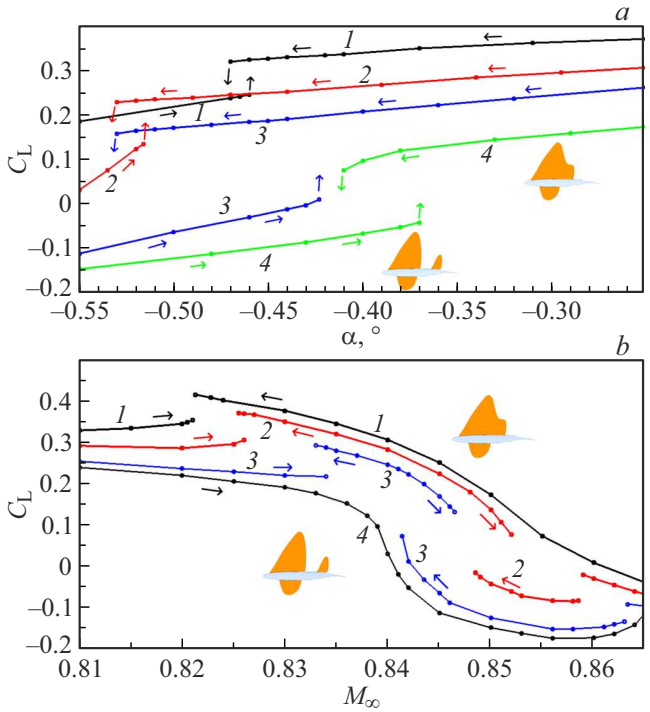

Рис. 2. Коэффициент подъемной силы C_L при угле отклонения интерцептора $\theta = 3°$: *a* — зависимость C_L от угла атаки α, кривые *1–4* соответствуют $M_\infty = 0.830$, 0.840, 0.845, 0.850; *b* — зависимость C_L от числа Маха M_∞, кривые *1–4* соответствуют углам $\alpha = -0.25°$, $-0.37°$, $-0.50°$, $-0.55°$.

На рис. 2, *b* представлены зависимости C_L от числа Маха M_∞ при разных значениях угла атаки. Переходы с нижних ветвей кривых *1–3* 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 $\theta = 3°$. 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],

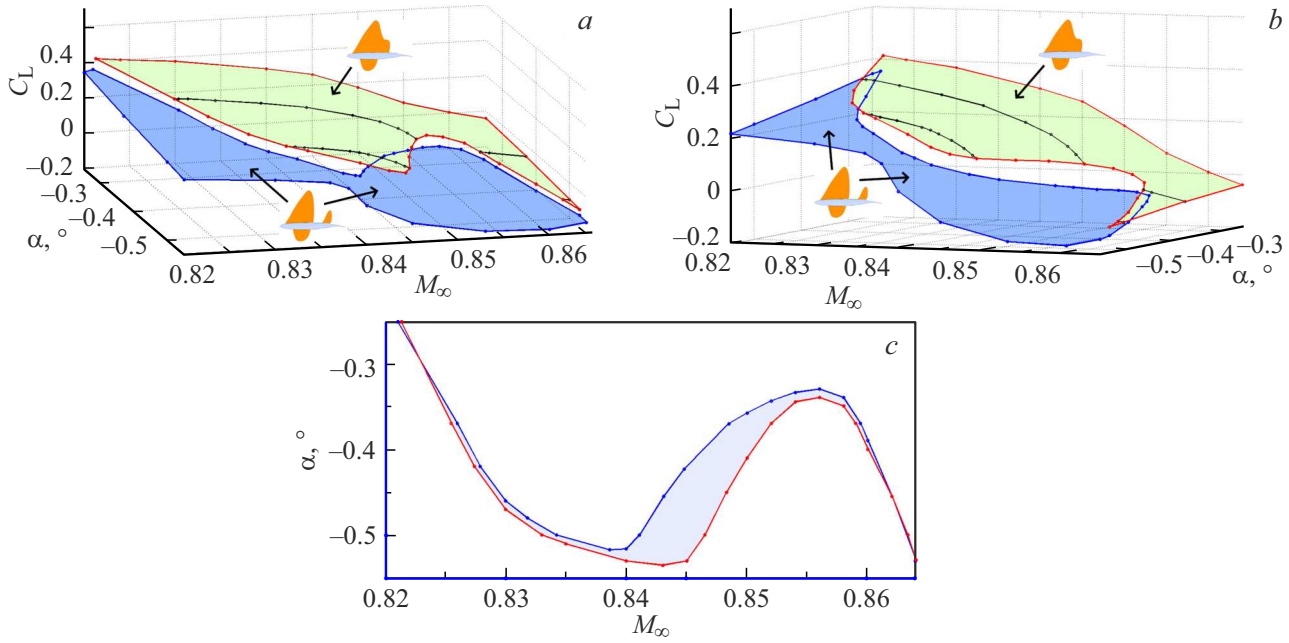

Рис. 3. *a, b* — поверхности, иллюстрирующие зависимость коэффициента подъемной силы C_L от числа Маха M_∞ и угла атаки α при $\theta = 3°$; *c* — бифуркационные кривые на плоскости (α, M_∞).

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).