

УДК 533.69.01, 533.682

МОДЕЛИРОВАНИЕ НЕСТАЦИОНАРНЫХ АЭРОДИНАМИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ПРОФИЛЯ НАСА 0015 ПО ДАННЫМ ЧИСЛЕННОГО РАСЧЕТА ОБТЕКАНИЯ

К. А. Абрамова*, Д. А. Алиева**, В. Г. Судаков***, А. Н. Храбров****

Центральный аэрогидродинамический институт им. проф. Н. Е. Жуковского, Жуковский, Московская обл.

* E-mail: kseniya.abramova@tsagi.ru

** E-mail: diana.alieva@tsagi.ru

*** E-mail: vit_soudakov@tsagi.ru

**** E-mail: khrabrov@tsagi.ru

Поступила в редакцию 19.07.2023 г.

После доработки 19.09.2023 г.

Принята к публикации 19.09.2023 г.

Исследуется возможность применения результатов численного моделирования для разработки приближенной феноменологической математической модели аэродинамики, пригодной для использования в задачах динамики, на примере нестационарного обтекания профиля НАСА 0015 при колебаниях по углу атаки с различными частотами, амплитудами и средними углами атаки. Для этого решаются уравнения Рейнольдса в стационарной и нестационарной постановках с моделью турбулентности $k-\omega$ -SST. Проводится валидация результатов расчета путем сравнения с данными эксперимента. По данным расчета идентифицируется модель нормальной силы и продольного момента, сформулированная в рамках подхода с введением внутренней динамической переменной. Результаты моделирования сравниваются с расчетными и экспериментальными данными. Приводится сопоставление с традиционным подходом моделирования с помощью линейной нестационарной модели, использующей динамические производные.

Ключевые слова: нестационарное обтекание, гистерезис аэродинамических характеристик, профиль крыла, численное моделирование

DOI: 10.31857/S1024708424010106 EDN: SDDSOT

Существует ряд подходов, позволяющих моделировать нестационарные аэродинамические характеристики самолета. В области линейности аэродинамических характеристик применяется традиционный подход, основанный на концепции вращательных и нестационарных аэродинамических производных [1]. На больших углах атаки в условиях отрывного обтекания — нелинейные подходы разной степени сложности [2]. Метод с введением внутренних динамических переменных для описания состояния отрывного обтекания [3] позволяет построить адекватную математическую модель аэродинамики, используя ограниченное количество данных.

Как правило, идентификация параметров математических моделей осуществляется по данным динамических экспериментов [4, 5], реже по летным данным [6, 7]. В первом случае известным ограничением является невозможность обеспечить подобие по числу Рейнольдса во время испытаний в аэродинамических трубах, во втором — ограниченное количество летных данных на больших углах атаки и сложность их первичной обработки. Численные методы лишены указанных недостатков, поэтому их использование для идентификации математических моделей нестационарной аэродинамики представляет значительный интерес.

Основной проблемой, возникающей при численном моделировании нестационарного обтекания, является выбор методов решения уравнений и моделей турбулентности, адекватно моделирующих течение и учитывающих его особенности.

В литературе исследуется рациональность применения существующих методов и моделей в различных задачах [8–13]. В работах [14–16] рассматривались как классические подходы, решение уравнений Рейнольдса в нестационарной постановке с различными моделями турбулентности (URANS), так и гибридные URANS—LES-методы (методы моделирования отсоединенных вихрей (DES, DDES)), методы крупных

вихрей (LES). Лучшее согласование достигается при использовании LES-подхода. Однако при этом затраты на проведение таких расчетов самые высокие по сравнению с другими указанными методами.

Валидация расчетных методов обычно проводится путем сравнения с экспериментальными данными. Для проведения адекватного сравнения необходимо удостовериться в сопоставимости условий проведения расчета и эксперимента, что представляет собой отдельную задачу.

В настоящей работе на примере нестационарного обтекания профиля NACA 0015 при колебаниях по углу атаки с различными частотами и амплитудами исследуется возможность применения результатов численного моделирования для разработки приближенной математической модели нестационарной аэродинамики, пригодной для использования в задачах проектирования роторов ветровых турбин с горизонтальной и вертикальной осью, а также роторов вертолетов. Для этого решаются уравнения Рейнольдса в стационарной и нестационарной постановках с двумя моделями турбулентности: Спаларта–Альмараса (S–A) и $k-\omega$ SST. Проводится валидация результатов расчета путем сравнения с данными эксперимента. По этим данным идентифицируется модель нестационарных коэффициентов подъемной силы и продольного момента, действующих на профиль при его неустановившемся движении на больших углах атаки. Модель формулируется в рамках подхода с введением внутренней динамической переменной [3]. Результаты моделирования сравниваются с расчетными и экспериментальными данными.

1. ЧИСЛЕННЫЙ РАСЧЕТ

Выбор эксперимента для валидации численного расчета

Колебания профиля NACA 0015 исследовались в экспериментах [17–19]. Для выбора численной постановки задачи исследования обтекания колеблющегося по углу атаки профиля крыла проведено сравнение с экспериментальными данными работы [18], которые являются тестовым случаем для многих численных работ.

Выбор этого эксперимента обусловлен еще и тем, что в нем представлен достаточно большой массив данных как для статического, так и для колеблющегося профиля с различными параметрами колебаний.

Исследовалась модель прямого крыла с профилем NACA 0015 с хордой $c = 0.3048$ м в сечении, полуразмах модели $L = 1.524$ м. В работе есть часть экспериментальных исследований, где для обеспечения двумерности течения у боковых сечений крыла устанавливались специальные пластины. Это позволит далее использовать двумерную постановку численной задачи.

В качестве турбулизаторов потока использовалась зубчатая лента на передней кромке крыла. По размаху крыла в нескольких сечениях располагались датчики давления. В данной работе приводится сравнение экспериментальных аэродинамических характеристик в эксперименте в двух сечениях: $y/L = 0.263$ (10 дифференциальных датчиков) и $y/L = 0.500$ (20 датчиков давления). Для интегрирования проводилась интерполяция распределения давления в сечении по специальной процедуре. Соответственно, данные о силах и моментах из расчета для сравнения с экспериментом приводятся только для компоненты давления.

Постановка численной задачи

Рассматривается режим обтекания профиля крыла NACA 0015 с числом Маха $M = 0.29$ и числом Рейнольдса $Re = 1.94 \cdot 10^6$ в набегающем потоке. Угол атаки изменяли в диапазоне $\alpha = 0-20^\circ$. В расчетах для верификации и валидации заданы точные параметры из эксперимента. Геометрическая модель профиля соответствует используемому в эксперименте.

Вокруг профиля была построена структурированная многоблочная расчетная сетка C–H-топологии. Сеточные сгущения сделаны в области по нормали к поверхности профиля (у первой ячейки $Y_+ \sim 1$), а также в области задней кромки и за профилем в области следа.

Для получения обтекания стационарного профиля решаются двумерные уравнения Рейнольдса для сжимаемого газа в стационарной постановке (2D RANS), для случая с колебаниями — в нестационарной постановке (2D URANS). Для замыкания уравнений используются различные модели турбулентности.

Для проведения численных исследований используется стандартный метод второго порядка по пространству и времени. На границах области задаются мягкие граничные условия. Профиль считался адiabатической стенкой. Динамический коэффициент вязкости в зависимости от температуры определяли с помощью закона Сазерленда.

Колебания профиля задаются вращением всей расчетной области относительно четверти хорды профиля. При этом элементы сетки не деформируются, а область вращается как единое целое. Вращение области задавалось следующим уравнением:

$$\alpha = \alpha_0 - \Delta\alpha \sin 2\pi ft,$$

где α_0 — средний угол атаки, $\Delta\alpha$ — амплитуда колебаний, f — частота колебаний, t — время.

Для каждого набора параметров рассчитывали несколько периодов колебаний, а для сравнения с экспериментальными данными выбирали период, где течение уже установилось.

Верификация

Для определения размера расчетной сетки, на которой возможно получить результаты, требуется проверить сходимость результатов по сеткам. Для этого рассматриваются различные размеры расчетных сеток (70 000, 250 000, 460 000, 1 100 000 ячеек). Сетки были получены увеличением количества ячеек в двух направлениях.

Проведены исследования обтекания стационарного профиля крыла. В данном блоке расчетов для замыкания уравнений Рейнольдса использовали однопараметрическую модель турбулентности S–A.

Полученные результаты показывают, что, начиная с сетки размером 250 000 ячеек, решение не меняется. Соответственно, для проведения дальнейших расчетов будет использоваться сетка такого размера.

Для выбора размера шага по времени и точности сходимости внутренних итераций для дуального шага по времени в случае колебаний профиля (2D URANS) также был проведен ряд расчетов. Важно отметить, что критерием выхода из внутренних итераций было достижение определенного значения точности. Рассматривалось абсолютное значение точности сходимости внутренних итераций.

Для режима с $M = 0.29$ и $\alpha = 20^\circ$ были рассмотрены 2 шага по времени $\Delta t = 2 \cdot 10^{-6}$, 10^{-5} и несколько различных точностей сходимости $\Delta = 5 \cdot 10^{-6}$, 10^{-5} , $5 \cdot 10^{-5}$, $5 \cdot 10^{-4}$. В результате указанных расчетов было определено, что можно проводить исследования с точностью сходимости $\Delta = 5 \cdot 10^{-4}$ и шагом по времени $\Delta t = 10^{-5}$, так как полученные кривые не различаются в пределах точности определяемых параметров.

Валидация

Для сравнения с экспериментальными данными рассматривались две модели турбулентности — S–A и $k-\omega$ -SST. На рис. 1 приведены аэродинамические характеристики для указанных моделей и экспериментальные данные для стационарного профиля в двух сечениях крыла.

Результаты расчетов с моделью $k-\omega$ -SST (рис. 1) лучше согласуются с экспериментальными данными для сечения $y/L = 0.500$ по C_y , чем модель S–A, в особенности в отрывной области при $\alpha > 16^\circ$. На линейном участке и в области максимального коэффициента нормальной силы сдвиг, по-видимому, обусловлен влиянием трехмерности течения. Сдвиг по углу атаки для модели SST меньше, чем для модели S–A, и составляет $\Delta\alpha \approx 1.5^\circ$.

На рис. 2 представлены кривые для случая с колебаниями профиля по углу атаки при $\alpha_0 = 10.88^\circ$, $\Delta\alpha = 4.22^\circ$, $f = 10.1$ Гц.

По форме зависимости $C_y(\alpha)$ и значениям модель $k-\omega$ -SST лучше описывает экспериментальную кривую. Для прямого хода по углам атаки, начиная с $\alpha = 10^\circ$, $m_z(\alpha)$ лучше моделируется с помощью модели

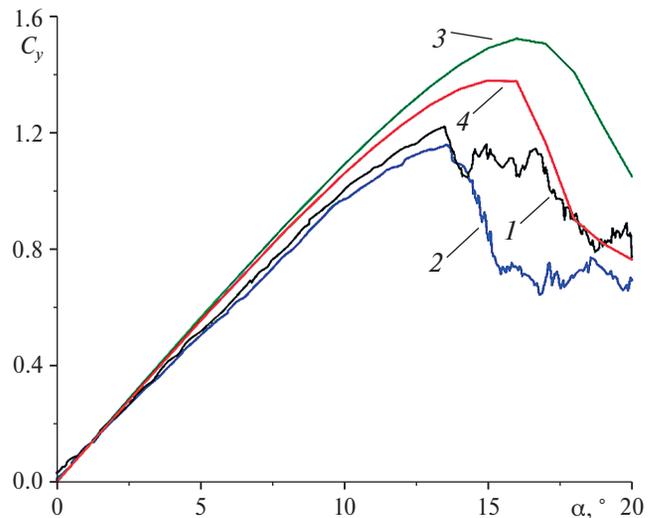


Рис. 1. Сравнение зависимости коэффициента нормальной силы от угла атаки $C_y(\alpha)$ -профиля для экспериментальных и численных результатов с различными моделями турбулентности для стационарного профиля крыла: 1 — эксперимент, сечение $y/L = 0.5$, 2 — эксперимент, сечение $y/L = 0.263$, 3 — модель турбулентности S–A, 4 — модель турбулентности $k-\omega$ -SST; $M = 0.29$.

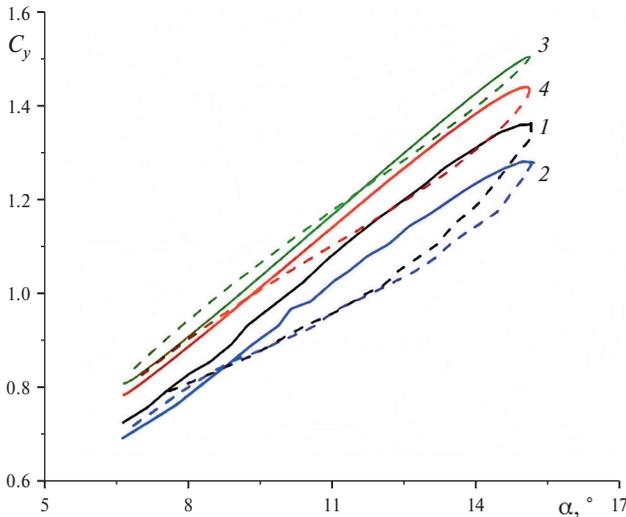


Рис. 2. Сравнение зависимости коэффициента нормальной силы $C_y(\alpha)$ от угла атаки профиля для экспериментальных и численных результатов с различными моделями турбулентности для колеблющегося профиля $\alpha_0 = 10.88^\circ$, $\Delta\alpha = 4.22^\circ$, $f = 10.1$ Гц: 1 — эксперимент, сечение $y/L = 0.5$, 2 — эксперимент, сечение $y/L = 0.263$, 3 — модель турбулентности S–A, 4 — модель турбулентности $k-\omega$ -SST; $M = 0.29$.

S–A, но начальный участок прямого хода и конечный обратного лучше при выборе $k-\omega$ -SST.

Для проведения расчетов, таким образом, далее будет использоваться модель турбулентности $k-\omega$ -SST.

Результаты расчетов

Основываясь на выбранных параметрах задачи, проведены параметрические расчеты колебаний профиля: вычисления проводились на сетке размером 250 000 ячеек, для замыкания уравнений использовалась модель турбулентности $k-\omega$ -SST, а шаг по времени выбирался исходя из сохранения количества точек на период колебаний.

Параметры набегающего потока: число Маха $M = 0.1428$, число Рейнольдса $Re = 0.97 \cdot 10^6$. Проведено два блока расчетов с частотами $f = 0.5, 1, 2$ Гц: расчеты колебаний профиля со средними углами атаки $\alpha_0 = 0-16^\circ$ с шагом $\Delta\alpha_0 = 4^\circ$ и амплитудой $\Delta\alpha = 4^\circ$ (рис. 3) и расчеты с большей амплитудой $\Delta\alpha = 8^\circ$ на средних углах атаки $\alpha_0 = 4, 11, 15^\circ$ (рис. 4). Дополнительно проведен расчет с $\alpha_0 = 11^\circ$, $\Delta\alpha = 9^\circ$. Результаты данных расчетов далее будут использованы для построения математической модели.

По рис. 3а видно, что при $\alpha < 12^\circ$ ширина гистерезисной петли практически одинакова для всех средних углов атаки. При $\alpha \geq 12^\circ$ увеличение среднего угла атаки приводит к увеличению ширины гистерезисной петли.

При увеличении частоты колебаний (рис. 4а, 4в) ширина гистерезисной петли также растет. Значение $C_{y\max}$ в случае динамического гистерезиса выше, чем в случае обтекания статического профиля, и достигается позже по углу атаки. Для m_z зависимость от частоты аналогичная (рис. 4б). На большем среднем

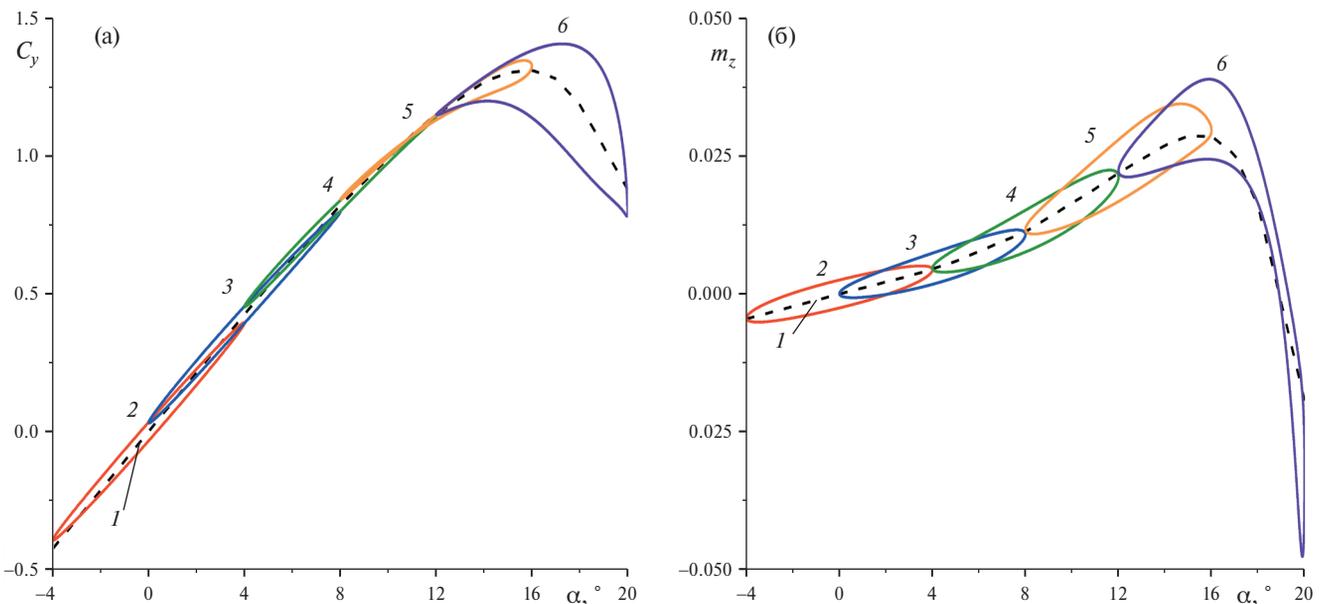


Рис. 3. Сравнение зависимости коэффициента нормальной силы от угла атаки $C_y(\alpha)$ и коэффициента момента тангажа $m_z(\alpha)$ профиля для численных результатов: 1 — обтекание стационарного профиля, колебания с амплитудой $\Delta\alpha = 4^\circ$ частотой $f = 2$ Гц и различными средними углами атаки α_0 : 2 — $\alpha_0 = 0$, 3 — $\alpha_0 = 4^\circ$, 4 — $\alpha_0 = 8^\circ$, 5 — $\alpha_0 = 12^\circ$, 6 — $\alpha_0 = 16^\circ$; $M = 0.1428$.

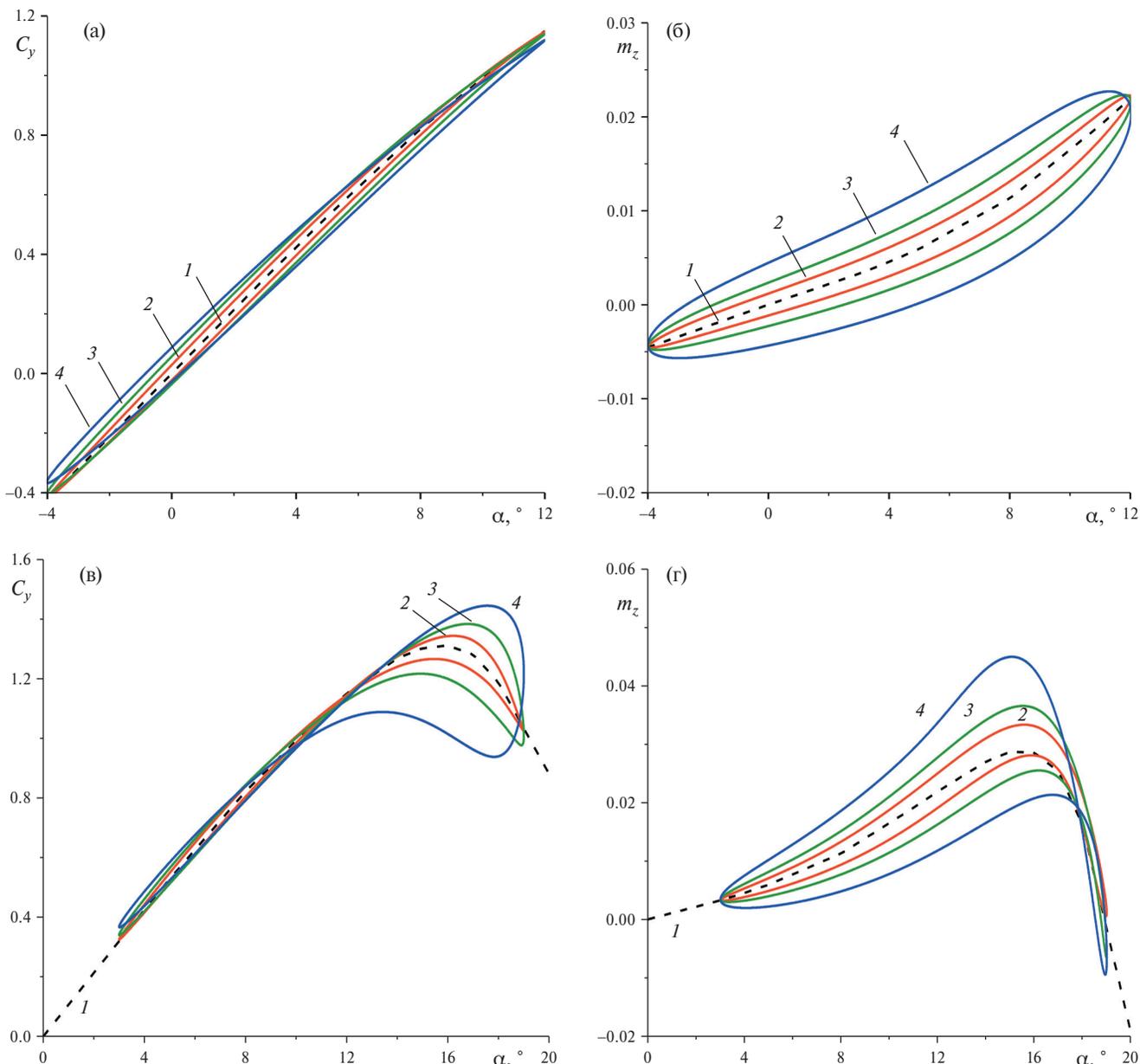


Рис. 4. Сравнение зависимости коэффициента нормальной силы от угла атаки $C_y(\alpha)$ и коэффициента момента тангажа $m_z(\alpha)$ профиля для численных результатов при а, б – $\alpha_0 = 4^\circ$; в, г – $\alpha_0 = 11^\circ$: 1 – обтекание стационарного профиля, колебания с амплитудой $\Delta\alpha = 8$ и различными частотами: 2 – $f = 0.5$ Гц, 3 – $f = 1$ Гц, 4 – $f = 2$ Гц; $M = 0.1428$.

угле атаки при увеличении частоты колебаний ширина кривой гистерезиса не только увеличивается, но и изменяется вид кривой в области $\alpha_0 \approx 18^\circ$ (рис. 4г).

2. МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Структура математической модели аэродинамики

Для задач динамики полета наиболее подходящим представляется подход с введением внутренних переменных состояния, которые отражают динамические свойства структуры отрывного течения [3]. Их изменение может быть описано системой обыкновенных дифференциальных уравнений. В общем виде модель имеет вид

$$\mathbf{C} = f(\xi, \mathbf{x}), \frac{d\mathbf{x}}{dt} = g(\xi, \mathbf{x}).$$

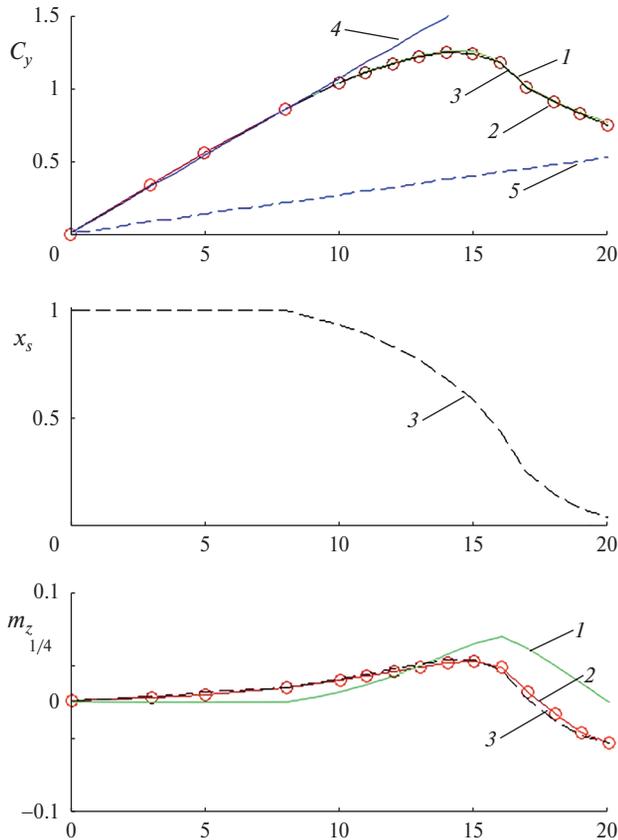


Рис. 5. Зависимости C_y , m_z и x_s от α . 1 — Решение Кирхгофа, 2 — статические CFD-расчеты (маркеры), 3 — аппроксимация Кирхгофа, 4 — аппроксимация при безотрывном обтекании, 5 — аппроксимация при полностью отрывном обтекании.

поведения коэффициента C_y при неустановившемся движении профиля. При тех же предположениях можно вывести и формулу для коэффициента момента тангажа, но оценки показывают, что она менее адекватна. На рис. 5 представлены красными сплошными линиями с маркерами результаты статических расчетов методами CFD-зависимостей $C_y(\alpha)$ (верхний график) и $m_z(\alpha)$ (нижний график).

Если рассматривать формулу (2.1) как уравнение для нахождения $x_s(\alpha)$ по известной зависимости $C_y(\alpha)$, можно получить предполагаемую зависимость положения точки отрыва на верхней поверхности профиля $x_s(\alpha)$. Эта зависимость изображена на среднем графике рис. 5 черной пунктирной линией. При взятии этой стационарной зависимости за основу в предположениях Кирхгофа зависимости для коэффициентов подъемной силы и момента тангажа принимают вид: зеленые сплошные линии на верхнем графике — $C_y(\alpha)$ и соответствующая линия на нижнем графике — $m_z(\alpha)$. Видно, что для $C_y(\alpha)$ аппроксимация весьма удовлетворительна, тогда как для $m_z(\alpha)$ оставляет желать лучшего. Поэтому математическая модель для подъемной силы строилась на основе формулы (2.1) с дополнительным динамическим уравнением, описывающим запаздывание развития отрыва потока для внутреннего переменного $x_s(\alpha)$, а для момента тангажа изменение m_z предлагается определять через изменение подъемной силы и положение фокуса профиля $\Delta x(\alpha)$:

$$m_z(\alpha, \Delta x) = m_{z_0} + \Delta x(\alpha) C_y(\alpha). \quad (2.2)$$

Здесь m_{z_0} — в общем случае ненулевой момент профиля при нулевой подъемной силе. В рассматриваемом случае в связи с симметричностью профиля $NACA\ 0015$ $m_{z_0} = 0$.

Таким образом, второй внутренней динамической переменной математической модели является Δx . В этом случае предлагаемая статическая аппроксимация $m_z(\alpha)$ совпадает с результатами CFD-расчета удовлетворительно (см. рис. 5, нижний график, черная пунктирная линия).

Здесь $\mathbf{C} = (C_y, m_z)$, $\boldsymbol{\xi} = (\alpha, \omega_z)$ — вектор кинематических параметров движения, \mathbf{x} — вектор внутренних переменных, определяющих состояние отрывного обтекания.

Для профиля на больших углах атаки внутренней переменной можно считать, например, положение точки отрыва потока x_s вдоль хорды профиля. В линейной постановке в качестве функции f может быть выбрано решение задачи Кирхгофа об отрывном обтекании профиля идеальной несжимаемой жидкостью [20, 21].

В рамках этой задачи считается, что отрыв потока происходит в некоторой точке верхней поверхности и с задней кромки, линии срыва потока, распространяясь вниз по течению, остаются вблизи оси Ox до бесконечности. Численное сравнение решения этой задачи с решением нелинейной задачи Чаплыгина–Лаврентьева с обтеканием пластинки со срывом струи с верхней поверхности [22], в рамках которой не ставится ограничивающее предположение о форме срывной зоны, показывает, что при углах атаки $\alpha < 20^\circ$ качественные различия отсутствуют, и решение Кирхгофа для коэффициента нормальной силы

$$C_y(\alpha, x_s) = \frac{\pi}{2} \sin \alpha (1 + \sqrt{x_s})^2 \quad (2.1)$$

можно считать приближенно верным. Учет конечности зоны отрыва потока [23] также не приводит к существенным качественным изменениям.

Таким образом, формулу Кирхгофа (2.1) можно использовать для моделирования нестационарного

Учитывая сказанное, математическая модель продольных аэродинамических характеристик профиля может быть записана в виде

$$C_y(t) = C_y(\alpha, x_s) + C_y^{\bar{\omega}_z} \bar{\omega}_z, \quad m_z(t) = C_y(t) \Delta x(t) + m_z^{\bar{\omega}_z} \bar{\omega}_z, \tag{2.3}$$

$$\tau_1 \dot{x}_s + x_s = x_{s_0} (\alpha - \tau_2 \bar{\alpha}), \quad \tau_3 \Delta \dot{x} + \Delta x + k_1 \Delta x^2 + k_2 \Delta x^3 = \Delta x_0 (\alpha - \tau_4 \bar{\alpha}).$$

Здесь $C_y^{\bar{\omega}_z}$ и $m_z^{\bar{\omega}_z}$ — вращательные производные, описывающие эффекты демпфирования присоединенного потока; x_{s_0} — положение точки отрыва потока в статических условиях, которое однозначно определяется по численной статической зависимости $C_y(\alpha)$ при помощи формулы (2.1) (см. рис. 5, средний график); τ_2, τ_4 — безразмерные характеристические времена запаздывания отрыва потока, τ_1, τ_3 — безразмерные характеристические времена релаксационных процессов динамической системы, Δx_0 — изменение аэродинамического фокуса в статических условиях [3]. В дифференциальное уравнение для Δx включены также нелинейные слагаемые с коэффициентами k_1, k_2 .

Таким образом, сформулирована математическая модель (2.3) в виде двух нелинейных соотношений и двух обыкновенных дифференциальных уравнений, описывающих эффекты запаздывания. Модель для продольных аэродинамических характеристик профиля содержит восемь неизвестных параметров $\tau_1, \tau_2, \tau_3, \tau_4, k_1, k_2, C_y^{\bar{\omega}_z}, m_z^{\bar{\omega}_z}$, которые необходимо идентифицировать по результатам численного расчета при вынужденных колебаниях профиля.

Идентификация параметров модели

Идентификация проводилась на части данных численного расчета вынужденных гармонических колебаний, а именно рассматривались колебания около среднего угла атаки $\alpha_0 = 11^\circ$ с амплитудой $\Delta\alpha = 8^\circ$

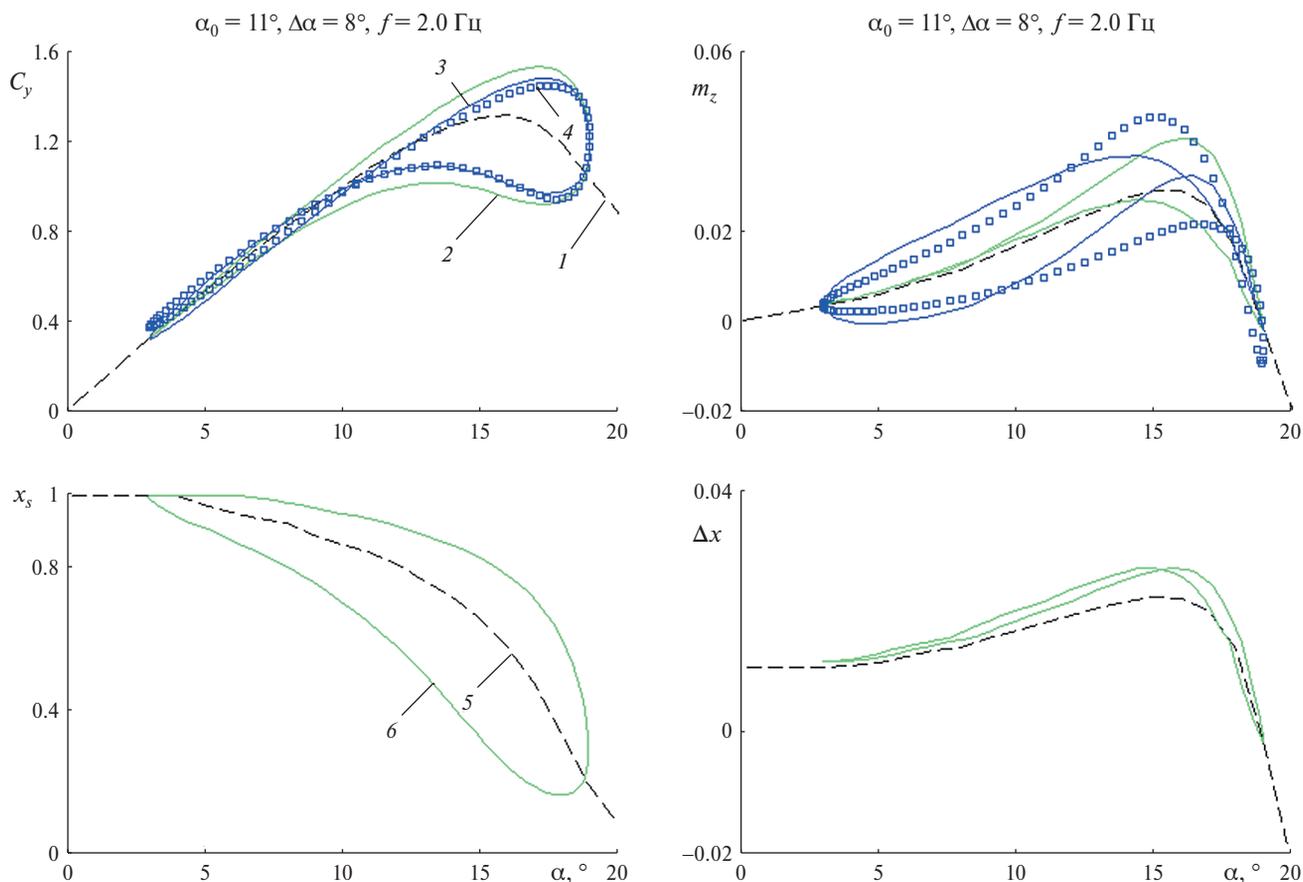


Рис. 6. Результаты идентификации параметров математической модели, $\alpha_0 = 8^\circ, \Delta\alpha = 11^\circ, f = 2$ Гц. 1 — статика, 2 — без учета линейного слагаемого, 3 — с учетом линейного слагаемого, 4 — результаты CFD расчета, 5 — статическое изменение внутренней переменной, 6 — динамическое изменение внутренней переменной.

и частотой 2 Гц, осредненных на один период путем минимизации функционалов рассогласования численного и смоделированного значений на заданном массиве точек полного периода длиной n

$$\Phi_{C_y}(\tau_1, \tau_2, C_y^{\bar{\omega}_z}) = \sum_{i=1}^n \left(C_y^{CFD}(t_i) - C_y^{\text{mod}}(t_i) \right)^2, \quad \Phi_{m_z}(\tau_3, \tau_4, k_1, k_2, m_z^{\bar{\omega}_z}) = \sum_{i=1}^n \left(m_z^{CFD}(t_i) - m_z^{\text{mod}}(t_i) \right)^2.$$

Были получены следующие параметры. Для C_y : $\tau_1 = 2.31$, $\tau_2 = 4.32$, $C_y^{\bar{\omega}_z} = -7.46$, для m_z : $\tau_3 = 0.1$, $\tau_4 = 0.69$, $m_z^{\bar{\omega}_z} = -1$, $k_1 = -6.17$, $k_2 = -20.34$. На рис. 6 на верхних графиках маркерами показаны результаты расчетов, по которым проводилась идентификация, сплошными синими линиями — результаты моделирования. На нижних графиках — соответствующие динамические положения точки отрыва и аэродинамического фокуса. Пунктирными линиями на всех графиках приведены статические характеристики $C_y(\alpha, x_{s0})$, $m_z(\alpha, x_{s0})$, x_{s0} , Δx_0 . Для коэффициента нормальной силы согласование удовлетворительное, для коэффициента момента тангажа модель занижает значение m_z в диапазоне $\alpha = 12-17^\circ$ при увеличении угла атаки и завышает в диапазоне $\alpha = 10-17^\circ$ при уменьшении α . Зелеными сплошными линиями на графиках показаны $C_y(t)$ и $m_z(t)$ без учета линейных слагаемых $C_y^{\bar{\omega}_z}$, $m_z^{\bar{\omega}_z}$. При малых углах атаки, $\alpha < 10^\circ$, значительная петля динамического гистерезиса в m_z обусловлена большим в относительных величинах линейным демпфированием. Самопересечение петли при $\alpha = 16^\circ$ говорит о смене знака демпфирования. Динамические значения C_y при безотрывном обтекании близки к статическим.

Результаты моделирования

При помощи разработанной математической модели продольных аэродинамических характеристик, идентифицированной по части результатов CFD, проводилось моделирование нестационарных аэродинамических нагрузок при гармонических колебаниях профиля для всех расчетных случаев. На рис. 7–10 показаны результаты моделирования (линии) для нескольких случаев в сравнении с расчетом (маркеры).

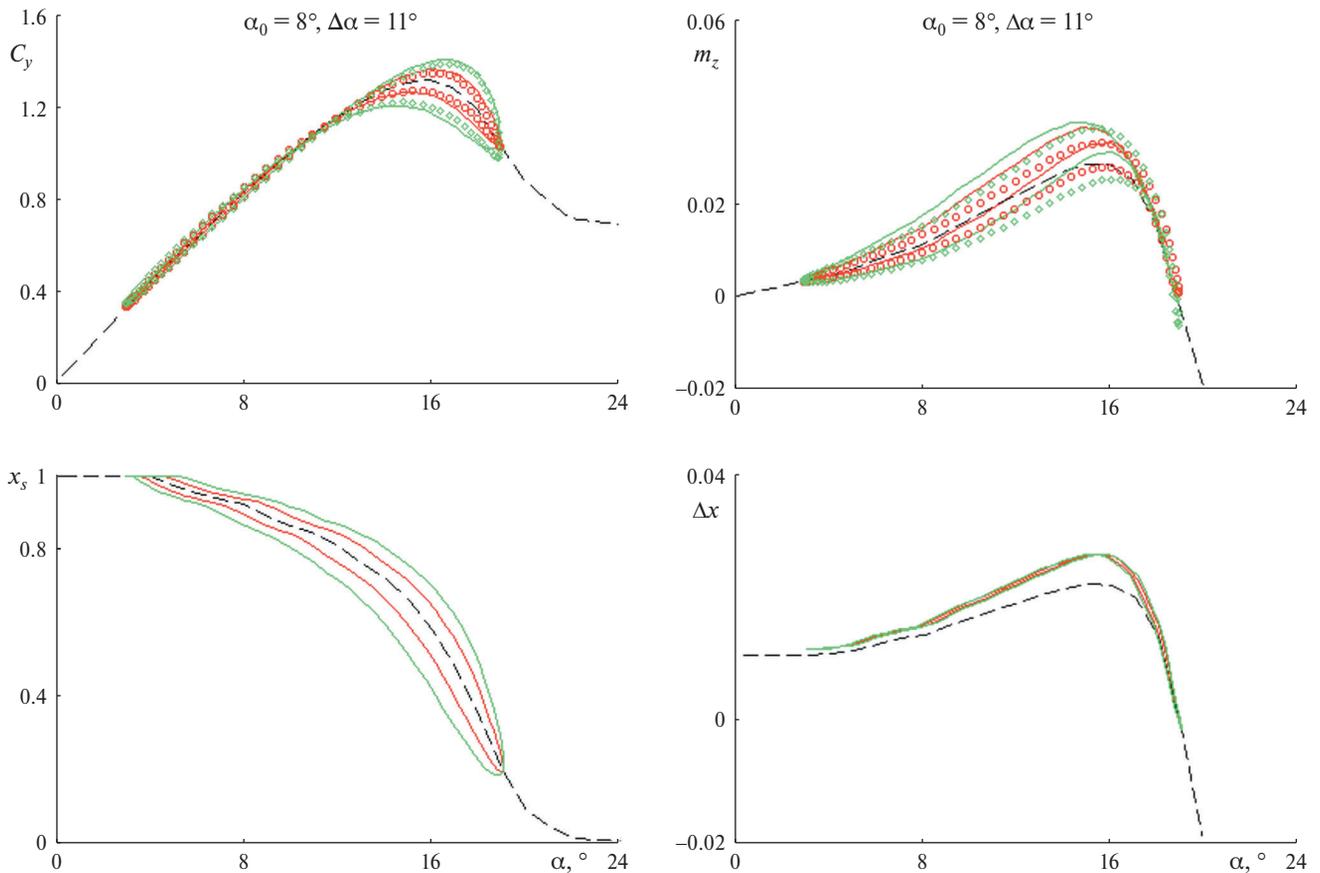


Рис. 7. Динамическое изменение C_y , m_z , x_s , Δx при гармонических колебаниях с $\alpha_0 = 8^\circ$, $\Delta\alpha = 11^\circ$ и частотами $f = 0.5$, 1 Гц.

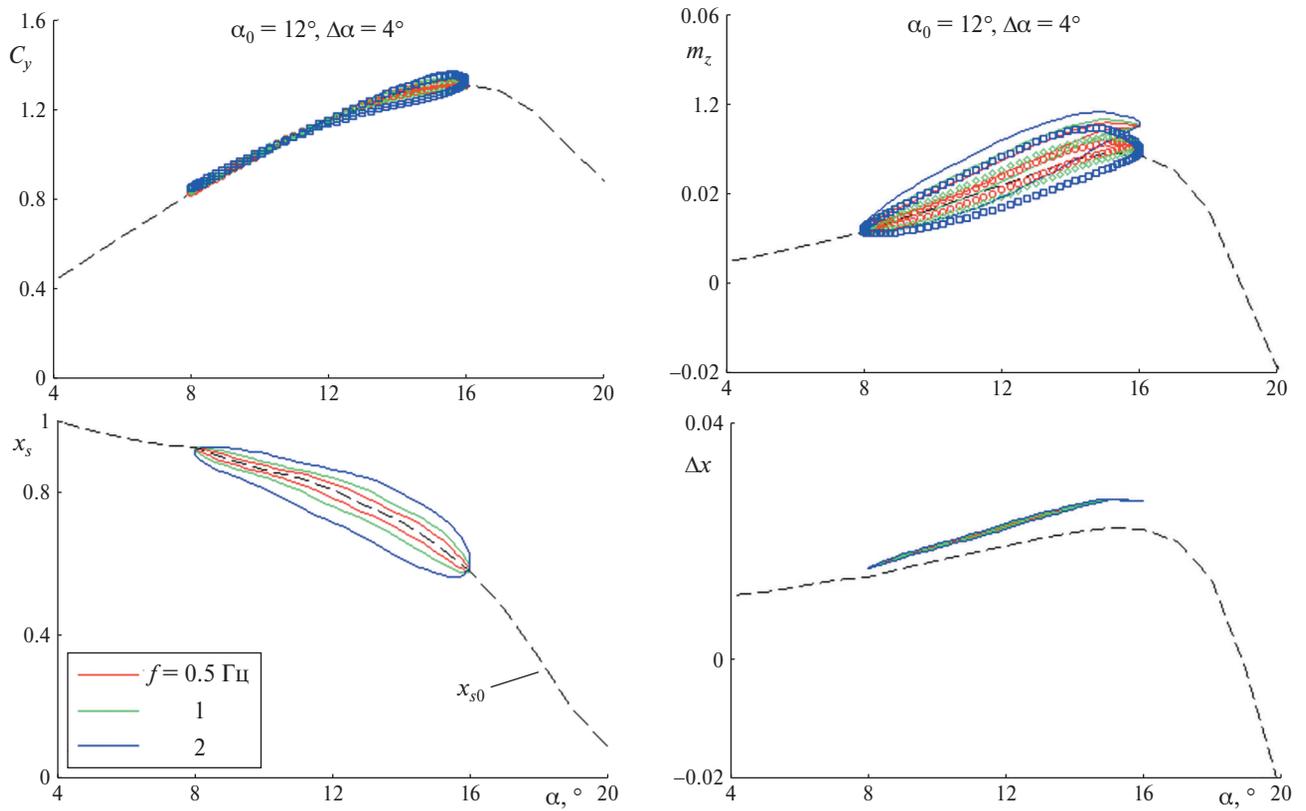


Рис. 8. Динамическое изменение C_y , m_z , x_s , Δx при гармонических колебаниях с $\alpha_0 = 12^\circ$, $\Delta\alpha = 4^\circ$ и частотами $f = 0.5$, 1, 2 Гц.

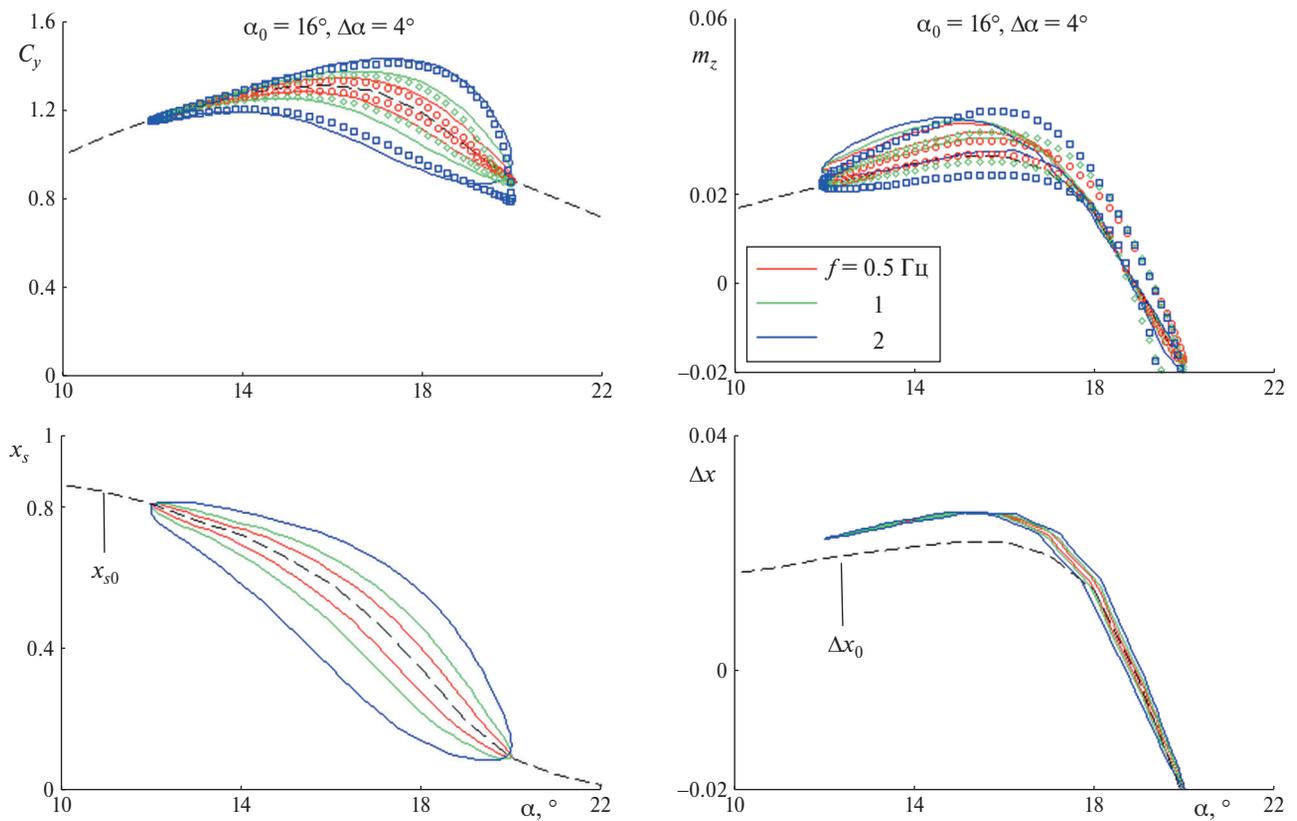


Рис. 9. Динамическое изменение C_y , m_z , x_s , Δx при гармонических колебаниях с $\alpha_0 = 16^\circ$, $\Delta\alpha = 4^\circ$ и частотами $f = 0.5$, 1, 2 Гц.

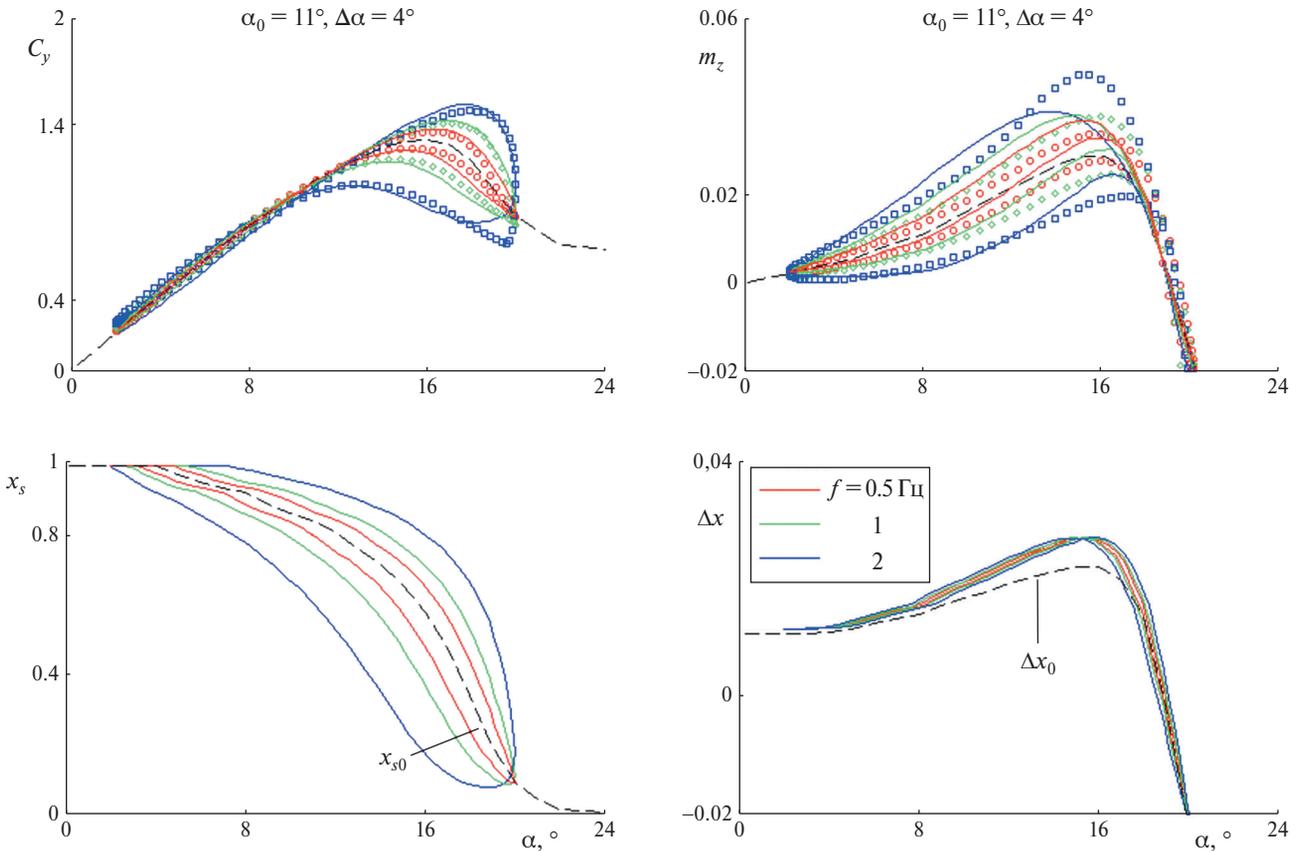


Рис. 10. Динамическое изменение C_y , m_z , x_s , Δx при гармонических колебаниях с $\alpha_0 = 11^\circ$, $\Delta\alpha = 9^\circ$ и частотами $f = 0.5$, 1, 2 Гц.

Пунктирные линии на всех графиках соответствуют статическим зависимостям нормальной силы, момента тангажа, положения точки отрыва и аэродинамического фокуса от угла атаки. Для C_y согласование результатов моделирования с расчетными данными удовлетворительное для всех частот колебаний как при безотрывном обтекании (см. рис. 8), так и в области $\alpha = 14\text{--}20^\circ$, где отрывное обтекание обуславливает возникновение значительных петель динамического гистерезиса (см. рис. 6, 9). Динамическое положение точки отрыва во всех случаях существенно отличается от своего статического значения. Можно отметить отличие расчетной кривой для частоты $f = 2$ Гц в области смены направления движения, связанное, по-видимому, с эффектами, не учитываемыми в модели.

Для коэффициента момента тангажа результаты удовлетворительно согласуются для частот $f = 0.5$, 1 Гц, для $f = 2$ Гц согласование носит скорее качественный характер, модель занижает значение m_z в области $\alpha \approx 14\text{--}18^\circ$.

При большой частоте $f \approx 10$ Гц тенденции аналогичны. Результаты расчета и моделирования m_z близки при колебаниях около $\alpha_0 \approx 11^\circ$ с амплитудой 4° (рис. 11), для $\alpha_0 \approx 15^\circ$ и той же амплитуды расчет демонстрирует более широкие гистерезисные петли.

Положение точки отрыва потока можно извлечь из результатов CFD-расчета непосредственно по условию обнуления значения коэффициента трения (обнуления нормальной производной тангенциальной компоненты скорости) на поверхности профиля, что позволяет оценить правомерность применения формулы (2.1). На рис. 12 маркерами показана расчетная статическая зависимость для C_y .

С использованием этих данных по формуле (2.1) для линейного случая вычислено положение точки отрыва x_{s0} (нижний график, сплошная линия), а затем по этому положению снова вычислен C_y (верхний график, сплошная линия) по (2.1). Результаты для C_y весьма близки. На нижнем графике рис. 12 пунктирной линией показана полученная в расчете зависимость $x_{s0}(\alpha)$. Видно, что в нелинейном случае отрыв потока начинается позднее, при $\alpha = 11^\circ$ по сравнению с $\alpha = 9^\circ$ в линейном случае.

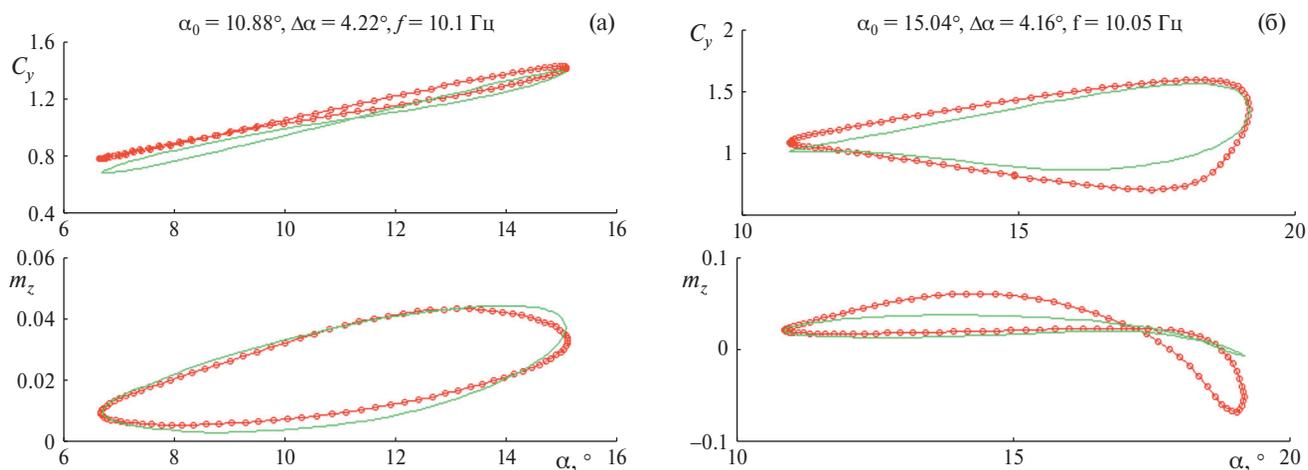


Рис. 11. Динамическое изменение C_y, m_z при гармонических колебаниях: а) $\alpha_0 = 10.88^\circ, \Delta\alpha = 4.22^\circ$ и частотой $f = 10.1$ Гц, б) $\alpha_0 = 15.04^\circ, \Delta\alpha = 4.16^\circ$ и частотой $f = 10.05$ Гц.

На верхнем графике рис. 12 пунктирной линией показано решение Кирхгофа для C_y , если в качестве x_{s0} выбрана расчетная кривая. Она превышает расчетные значения C_y (маркеры) при $\alpha > 9^\circ$. Однако в целом согласование удовлетворительное, и можно заключить, что, во-первых, внутренняя переменная x_s действительно описывает положение точки отрыва потока, а во-вторых, что использование линейного приближения Кирхгофа для $C_y(\alpha, x_s)$ оправдано.

В задачах динамики полета на режимах безотрывного обтекания традиционно использует математическую модель продольных аэродинамических характеристик, основанную на концепции аэродинамических производных:

$$\begin{aligned}
 C_y(t) &= C_{y0} + C_y^\alpha(\alpha)\alpha + C_y^{\ddot{\alpha}}(\alpha)\ddot{\alpha}, \\
 m_z(t) &= m_{z0} + m_z^\alpha(\alpha)\alpha + m_z^{\ddot{\alpha}}(\alpha)\ddot{\alpha}.
 \end{aligned}
 \tag{2.4}$$

Представляет интерес, как соотносятся результаты нелинейного моделирования (2.3) и традиционного подхода (2.4). Для сравнения было задано гармоническое движение $\alpha = \alpha_0 + \Delta\alpha \sin(\omega t)$ с амплитудой $\Delta\alpha = 3^\circ$ около средних углов атаки в диапазоне $\alpha = 0-20^\circ$ с шагом 2° с частотами $f = 0.5, 1, 2$ Гц. Результаты моделирования с использованием выражения (2.3) показаны на рис. 13. По эти данным с помощью метода линейной регрессии были идентифицированы коэффициенты модели (2.4).

Для коэффициента момента тангажа статическая m_z^α и нестационарная $m_z^{\ddot{\alpha}}$ показаны на рис. 13в. Линии для $f = 1$ и 2 Гц эквидистантно сдвинуты по вертикали на 0.1 и 0.2 для ясности рисунка. Полученные кривые демонстрируют типичные особенности, наблюдаемые в эксперименте в аэродинамической трубе с аналогичным движением. А именно: демпфирование тангажа остается примерно постоянным при безотрывном обтекании, затем по мере развития отрыва потока его величина нелинейным образом уменьшается и восстанавливается до прежних значений при полностью отрывном течении. Минимальное значение $m_z^{\ddot{\alpha}}$ зависит от частоты колебаний, что указывает на нелинейный характер зависимости m_z от параметров движения и, следовательно, неприменимость модели (2.4) в этой области.

Подставляя полученные коэффициенты обратно в формулы (2.4), можно получить зависимости коэффициентов силы и момента от времени $C_y(t), m_z(t)$, какими они были бы в случае справедливости линейного приближения (см. рис. 13б). Можно видеть, как и следовало ожидать, различия в области развития отрывного обтекания, в особенности для большой частоты $f = 2$ Гц.

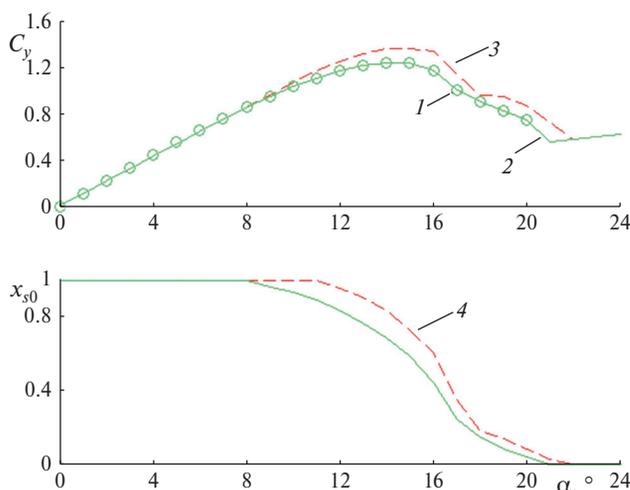


Рис. 12. Сравнение расчетного значения x_{s0} и C_y с решением Кирхгофа: 1 — CFD-расчет, 2 — аппроксимация по формуле Кирхгофа, 3 — аппроксимация по формуле Кирхгофа с x_{s0} из расчета, 4 — x_{s0} из расчета.

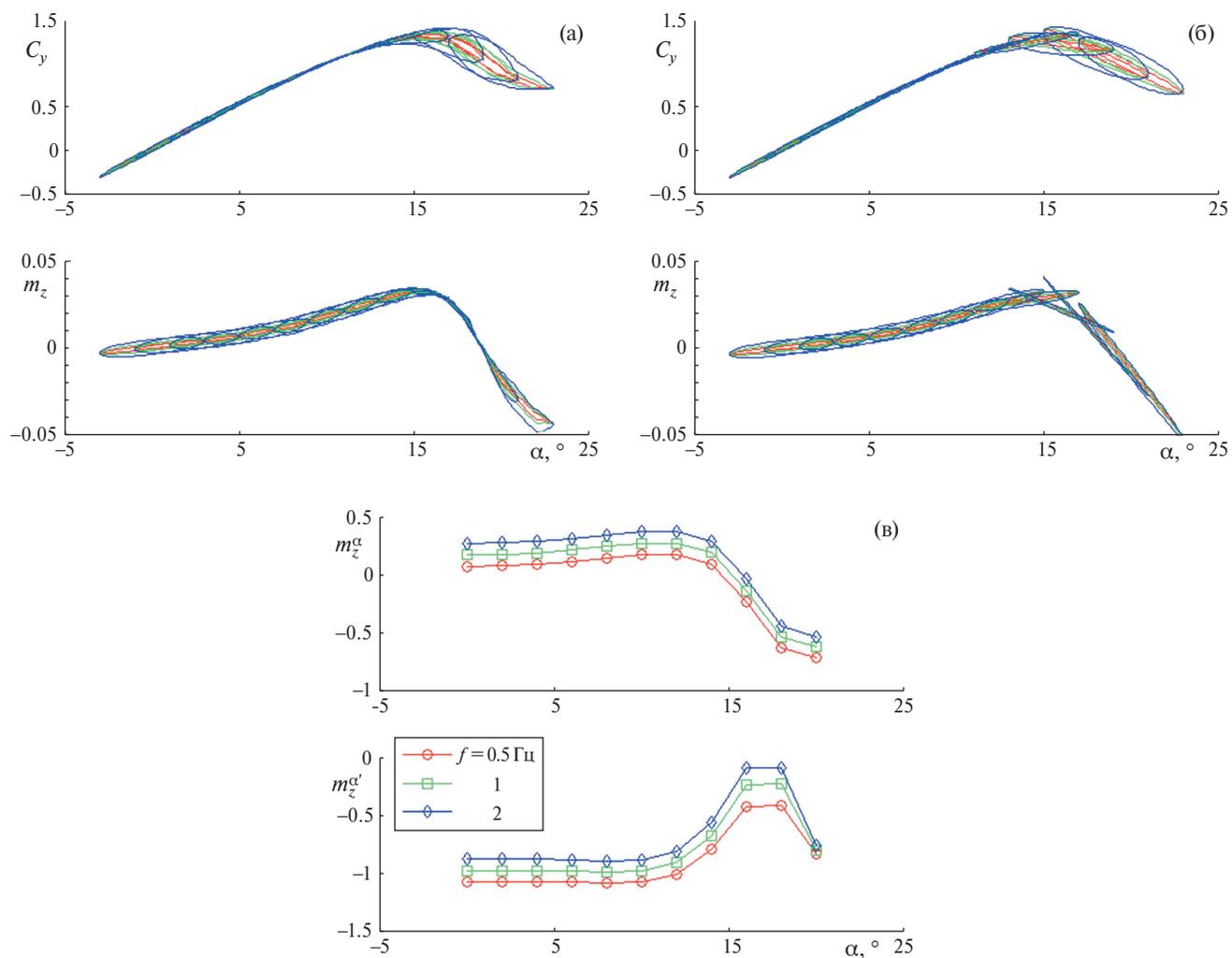


Рис. 13. Моделирование C_y , m_z при колебаниях с малой амплитудой (а), аэродинамические производные m_z (в), моделирование колебаний с малой амплитудой при помощи аэродинамических производных (б).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Обоснован выбор постановки численной задачи обтекания профиля крыла с вынужденными колебаниями по углу атаки. Проведена верификация по размеру расчетных сеток, по шагу по времени и валидация по моделям турбулентности для замыкания уравнений Рейнольдса. Приведено сравнение с экспериментальными данными, и на основе как стационарных, так и динамических характеристик профиля выбрана модель, которая лучше согласуется с экспериментальными данными.

Проверена возможность построения математической модели на основе результатов численного моделирования. Проведены численные расчеты колебаний профиля крыла с различными средними углами атаки, амплитудами и частотами колебаний. На их основе построена математическая модель для подъемной силы и момента тангажа.

Продемонстрировано качественное согласование результатов. Указанный верифицированный метод является достаточно быстрым и эффективным способом построения математической модели и не требует большого количества экспериментальных или летных данных. Показано, что при таком подходе возможно точнее моделировать продольные аэродинамические характеристики по сравнению с традиционным использованием линейной модели.

Разработанная математическая модель может быть использована при проектировании роторов вертолетов, ветроэнергетических турбин, как с горизонтальной, так и с вертикальной осью вращения при одновременном решении динамических и аэродинамических задач.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 21-19-00659).

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Аэродинамика, устойчивость и управляемость сверхзвуковых самолетов / Под ред. Г.С. Бюшгенса. М.: Наука, Физматлит, 1998. 816 с.
2. *Greenwell D.I.* A review of unsteady aerodynamic modelling for flight dynamics of manoeuvrable aircraft // AIAA 2004-5276. 2004.
3. *Goman M.G., Khrabrov A.N.* State-space representation of aerodynamic characteristics of an aircraft at high angles of attack // Journal of Aircraft. V. 31. № 5. 1994. P. 1109–1115.
4. *Murphy P.C., Klein V.* Transport aircraft system identification from wind tunnel data // AIAA 2008-6202. 2008.
5. *Abramov N., Khrabrov A., Vinogradov Yu.* Mathematical modeling of aircraft unsteady aerodynamics at high incidence with account of wing – tail interaction // AIAA 2004-5278. 2004.
6. *Jategaonkar R., Fischenberg D., Gruenhagen W.* Aerodynamic modeling and system identification from alight data – recent applications at DLR // Journal of Aircraft. V. 41. № 4. 2004. P. 682–691.
7. *Brandon J.M., Morelli E.A.* Real-time onboard global nonlinear aerodynamic modeling from flight data // AIAA 2014-2554. 2014.
8. *Srinivasan G.R., Ekaterinaris J.A., McCroskey W.J.* Evaluation of Turbulence Models for Unsteady Flows of an Oscillating Airfoil // Computers & Fluids. 1995. V. 24. № 7. P. 833–861.
9. *Ekaterinaris J.A., Platzer M.F.* Computational Prediction of Airfoil Dynamic Stall, S0376-0421(97)00012-2 // Prog. Aerospace Sci. 1997. V. 33. P. 759–846.
10. *Wang S., Ingham D.B., Ma L., Pourkashanian M., Tao Z.* Turbulence modeling of deep dynamic stall at relatively low Reynolds number // Journal of Fluids and Structures. 2012. V. 33. P. 191–209.
11. *Wang S., Ingham D.B., Ma L., Pourkashanian M., Tao Z.* Numerical investigations on dynamic stall of low Reynolds number flow around oscillating airfoils // Computers and Fluids. 2010. V. 39. № 9. P. 1529–1541.
12. *Menter F.R.* Zonal two equation $k-\omega$ turbulence models for aerodynamics flows // AIAA Paper, 93-2906. 1993.
13. *Menter F.R., Kuntz M., Langtry R.* Ten Years of Industrial Experience with the SST Turbulence Model // 4th International Symposium of Turbulence, Heat and Mass Transfer. 2003.
14. *Martinat G., Braza M., Hoarau Y., Harran G.* Turbulence modelling of the flow past a pitching NACA 0012 airfoil at 10^5 and 10^6 Reynolds Numbers // Journal of Fluids and Structures. 2008. V. 24. P. 1294–1303.
15. *Kasibholta V.R., Tafti D.* Large Eddy Simulation of the Flow past Pitching NACA 0012 Airfoil at 10^5 Reynolds Number // Proceedings of the ASME 2014 4th Joint US-European Fluids Engineering Division Summer Meeting, FEDSM 2014-21588. 2014.
16. *Szydowski J., Costes M.* Simulation of flow around a static and oscillating in pitch NACA 0015 airfoil using URANS and DES // Proceeding of ASME 2004 Heat Transfer / Fluids Engineering Summer Conference. American Society of Mechanical Engineers. 2004. P. 891–908.
17. *Coton F.N., Galbraith R.A.M.* An Experimental Study of Dynamic Stall on a Finite Wing // The Aeronautical Journal. 1999. V. 103. № 1023. P. 229–236.
18. *Piziali R.A.* An experimental investigation of 2D and 3D oscillating wing aerodynamics for a range of angle of attack including stall // NASA Technical Memorandum 4632-1993. 1993.
19. *Schreck S.J., Helin H.F.* Unsteady Vortex Dynamics and Surface Pressure Topologies on a Finite Wing // Journal of Aircraft. 1994. V. 31. № 4. P. 899–907.
20. *Храбров А.Н.* Неединственность ламинарного отрывного обтекания профиля под углом атаки в схеме Кирхгофа // Ученые записки ЦАГИ. 1985. Т. XVI. № 5.
21. *Колинько К.А., Храбров А.Н.* Математическое моделирование нестационарной подъемной силы крыла большого удлинения в условиях срыва потока. // Ученые записки ЦАГИ. 1998. Т. XIX. № 3-4.
22. *Khrabrov A., Ol M.* Effects of flow separation on aerodynamic loads in linearized thin airfoil theory // Journal of Aircraft. 2004. V. 41. № 4.
23. *Храбров А.Н.* Использование линейной теории кавитации для математического моделирования отрывного обтекания профиля с конечной зоной отрыва // Ученые записки ЦАГИ. 2001. Т. XXXII. № 1-2.

MODELING OF THE UNSTEADY AERODYNAMIC CHARACTERISTICS OF THE NACA 0015 AIRFOIL FROM THE DATA OF NUMERICAL CALCULATIONS OF THE FLOW

K. A. Abramova^{*}, D. A. Alieva^{}, V. G. Sudakov^{***}, A. N. Khrabrov^{****}**

Zhukovski Central Aerohydrodynamic Institute (TsAGI), Moscow region, 140180, Russia

^{*} *e-mail: kseniya.abramova@tsagi.ru*

^{**} *e-mail: diana.alieva@tsagi.ru*

^{***} *e-mail: vit_soudakov@tsagi.ru*

^{****} *e-mail: khrabrov@tsagi.ru*

The possible application of the results of numerical modeling in developing an approximate phenomenological mathematical aerodynamic model applicable in solving the problems of dynamics is studied with reference to the example of the unsteady flow past the NACA 0015 airfoil oscillating in the angle of attack at different frequencies, amplitudes, and mean angles of attack. For this purpose, the Reynolds equations are solved in both steady and unsteady formulations, together with the $k-\omega$ -SST turbulence model. The results of the calculations are validated by means of comparing them with the experimental data. The model of the normal force and the longitudinal moment formulated within the framework of an approach introducing an internal dynamic variable is identified according to the data of calculations. The results of the modeling are compared with the numerical and experimental data. The comparison with the conventional approach to the modeling based on the linear unsteady model with the use of dynamic derivatives is also carried out.

Keywords: unsteady flow, hysteresis, aerodynamic characteristic, wing airfoil, numerical modeling