

УДК 629.7.018

РАСЧЕТ ДИНАМИЧЕСКОГО СРЫВА НА КОЛЕБЛЮЩЕМСЯ ПРОФИЛЕ

О. Ю. Коротков, Г. М. Шумский

Новосибирский государственный технический университет, 630092 Новосибирск

Рассмотрена математическая модель нестационарного отрывного обтекания колеблющегося профиля, основанная на вязко-невязком подходе. Точки отрыва и интенсивность вытесненной во внешний поток завихренности определяются с помощью уравнений пограничного слоя в интегральной форме. Исследуется динамический срыв на колеблющемся профиле. Выявлены механизм и природа антидемпфирования.

Ряд критических режимов обтекания лопастей вертолетов, ветрогенераторов, компрессоров, а также крыльев самолетов в значительной степени обусловлен отрывом потока. Эти режимы могут сопровождаться ухудшением несущих свойств, неоднозначностью характеристик на прямом и обратном ходе, потерей демпфирования, возникновением автоколебаний. Экспериментальное и численное исследование обтекания, нестационарных аэродинамических характеристик в указанных режимах, а также процессов, происходящих при этом, является актуальной проблемой, решение которой необходимо для выработки рекомендаций при проектировании несущих систем. Изучению нестационарных аэродинамических характеристик профилей в режимах отрывного обтекания посвящен ряд работ (см., например, [1–6]). Предложенный в настоящей работе достаточно простой численный подход позволяет получить практически важные результаты при рассмотрении отрывного обтекания колеблющегося профиля, исследование которого в настоящее время не завершено.

1. Рассматривается нестационарное отрывное обтекание профиля, колеблющегося по заданному закону, в потоке вязкой несжимаемой жидкости. Алгоритм решения задачи определения нестационарных аэродинамических характеристик строится на основе вязко-невязкого подхода [1, 7]. Суть этого подхода состоит в последовательном решении на каждом шаге по времени двух задач. На первом этапе исходя из потенциальности внешнего обтекания определяются характеристики невязкого течения, в том числе распределение скорости на поверхности обтекаемого тела. Затем по известным параметрам внешнего течения находятся точки отрыва (например, R_1 на рис. 1) и параметры оторвавшихся участков пограничного слоя. Для этого используются уравнения пограничного слоя в интегральной форме.

При рассмотрении задачи невязкого обтекания предполагается, что одна из линий контактного разрыва L_2 сходит с верхней, гладкой поверхности профиля, а другая L_1 — с его острой задней кромки (рис. 1). Обоснованием указанной схемы обтекания для рассматриваемого класса задач, т. е. при отрывном обтекании профилей с относительной толщиной $c > 0,12$ (толщина отнесена к хорде профиля b) и значениях числа Рейнольдса $Re > 10^6$, служат известные экспериментальные данные [8]. Эти данные позволяют сделать вывод о том, что при численном моделировании нестационарного отрывного обтекания при больших практически важных числах Рейнольдса ($Re > 10^6$) для достаточно толстых профилей ($c > 0,12$) возможно использование упрощенной схемы течения с предположением о преобладании турбулентного отрыва. Следует отметить, что это допущение

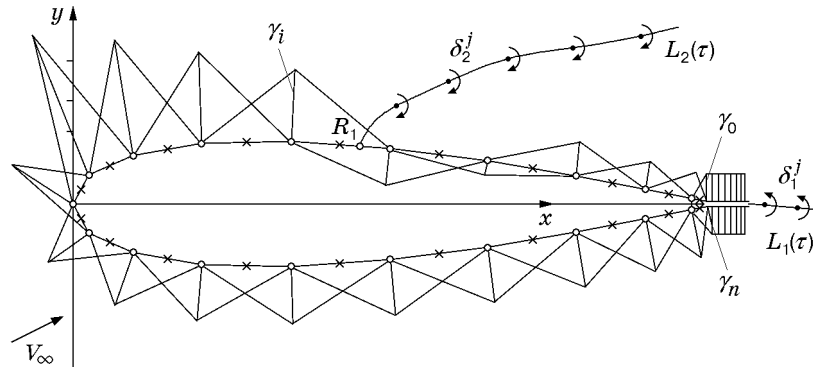


Рис. 1

не распространяется на тонкие профили, а также на малые числа Re , для которых влияние замкнутых циркуляционных зон (пузырей) может быть определяющим.

2. При численном решении задачи контур профиля аппроксимируется многоугольником, каждая сторона которого представляет собой элементарную панель (рис. 1). На каждой из этих панелей располагается непрерывный вихревой слой с неизвестной безразмерной суммарной погонной интенсивностью, изменяющейся по линейному закону. Свободная завихренность, сходящая с верхней и нижней поверхностями профиля на задней кромке, моделируется двумя панелями с постоянными интенсивностями γ_0 и γ_n (рис. 1). На следующих шагах по времени эти панели заменяются одним дискретным свободным вихрем с циркуляцией δ_1^j .

Следуя методу панелей [9], рассматривается треугольное распределение вихревой интенсивности в узлах панелей γ_i . Из условий непротекания, выполненных в контрольных точках, расположенных посередине панелей, а также из условия постоянства циркуляции по жидкому замкнутому контуру, охватывающему всю вихревую систему, записывается система линейных алгебраических уравнений относительно неизвестных интенсивностей γ_i . Эта система решается на каждом шаге по времени. Оторвавшийся с верхней поверхности профиля пограничный слой моделируется системой дискретных вихрей с циркуляциями δ_2^j . Принято допущение, согласно которому для рассматриваемого класса задач нестационарные процессы во внешнем течении существенно инерционнее процессов в пограничном слое [10]. Поэтому расчет параметров пограничного слоя проводится по методу Э. Труккенбротта в квазистационарной постановке, который наряду с хорошей сходимостью с экспериментальными результатами отличается относительной простотой и компактностью вычислений. Положение свободных вихрей с циркуляциями δ_1^j и δ_2^j в любой момент времени определяется на основе решения уравнений движения. Для нахождения нестационарных аэродинамических характеристик профиля используется интеграл Коши — Лагранжа.

Предложенный алгоритм универсален и позволяет легко переходить к рассмотрению нестационарного безотрывного обтекания (при $\delta_2^j = 0$) или стационарного безотрывного обтекания (при $\delta_1^j = 0$ и $\delta_2^j = 0$).

Выполненные исследования позволяют оценить влияние числа вихревых панелей на профиле и шага по времени на точность вычислений. В частности, в результате сравнения с точными решениями, известными численными и экспериментальными данными число панелей на профиле n выбрано равным 40, а величина шага по времени $\Delta\tau = 0,05$. Здесь $\tau = tV_\infty/b$ — безразмерное время; V_∞ — скорость набегающего потока; t — время.

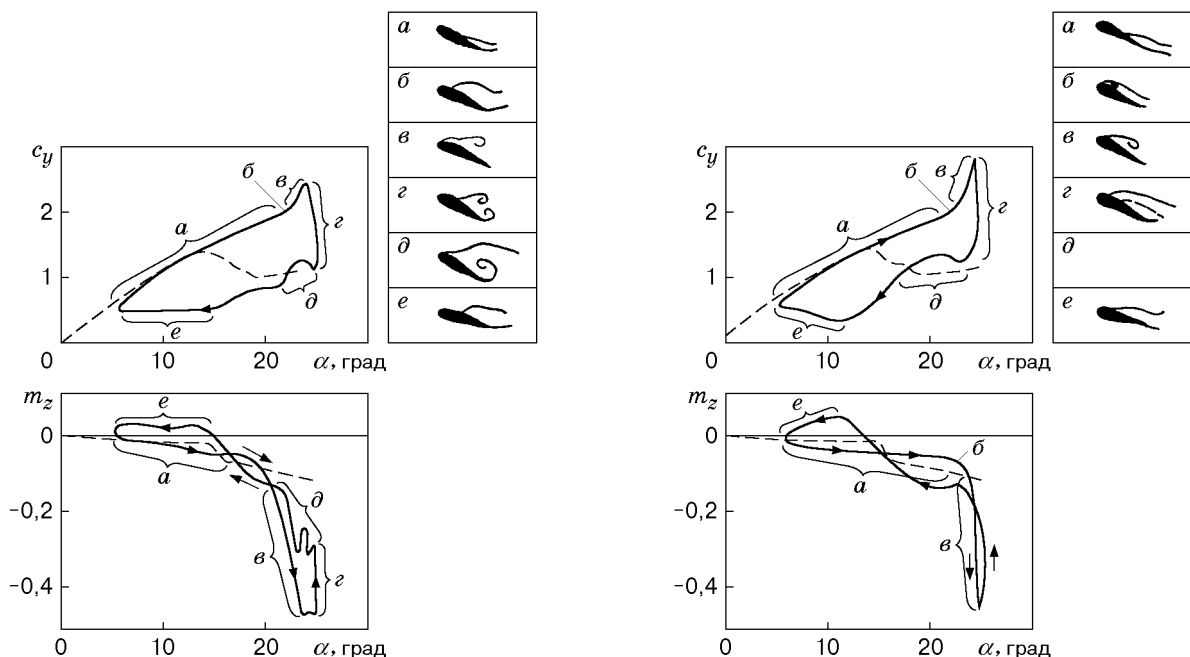


Рис. 2

3. К числу наиболее интересных и практически важных критических режимов обтекания профилей относится динамический срыв. В качестве примера рассматриваются колебания по углу атаки профиля *NACA 0012* по гармоническому закону $\alpha = \alpha_0 + \theta \sin(\omega\tau)$. Ниже приведены численные и экспериментальные результаты для параметров $\alpha_0 = 15^\circ$; $\theta = 10^\circ$; $\omega = 0,3$. При этом центровка профиля (т. е. безразмерная координата оси вращения профиля вдоль хорды) равнялась $x_T = 0,25$ и $Re = 2,5 \cdot 10^6$. Данный режим изучался ранее экспериментально [11], однако некоторые особенности механизма формирования нестационарных аэродинамических характеристик не были объяснены.

Разработанный алгоритм позволяет наряду с исследованием суммарных нестационарных аэродинамических характеристик изучать структуру обтекания профиля. На рис. 2 показана последовательность физических процессов и соответствующих нестационарных аэродинамических характеристик, реализующихся на колеблющемся профиле в рассматриваемом численном (рис. 2, *слева*) и физическом [11] (рис. 2, *справа*) экспериментах. Отметим, что полученное в численном эксперименте обтекание по схеме *д* в физическом эксперименте [11] обнаружить не удалось. На рис. 2 штриховыми линиями показаны зависимости статических значений коэффициентов c_y , m_z от угла атаки, полученные на прямом ходе профиля ($\dot{\alpha} > 0$) как в эксперименте, так и в расчете при $\tau \rightarrow \infty$.

Обтекание по схеме *а* представляет собой постепенное развитие диффузорного отрыва (срыва с задней кромки). За счет инерционности течения происходит значительное затягивание досрывного обтекания.

Схема обтекания *б* как в физическом, так и в численном экспериментах соответствует моменту зарождения вихря в окрестности передней кромки профиля.

Последующее резкое увеличение подъемной силы и пикирующего момента связывается в обоих экспериментах с воздействием развивающегося вихря динамического срыва (схема *в*). Далее для краткости будем называть его динамическим вихрем.

Схема *г* соответствует отходу динамического вихря, вследствие чего происходит резкое ухудшение несущих свойств профиля. При этом в численном эксперименте обнаружено, что в окрестности задней кромки зарождается кормовой вихрь, мощная индукция которого вызывает резкое увеличение коэффициента c_y на обратном ходе (схема *д*). Аналогичное

явление наблюдается и в эксперименте, но физического объяснения в работе [11] оно не получило.

Взаимодействие динамического (носового) и кормового вихрей наиболее сильно проявляется в поведении момента тангажа. Известно, что при колебаниях профиля по тангажу с одной степенью свободы динамический срыв сопровождается потерей устойчивости движения [11], что проявляется в изменении направления обхода петли $m_z(\alpha)$, т. е. возникновении режима антидемпфирования, которому соответствует обход петли по часовой стрелке.

Опишем механизм формирования антидемпфирования. За счет запаздывания перемещения точки отрыва в окрестности носка профиля сохраняется безотрывное обтекание, поэтому момент не “падает” в отрицательную область (петля на кривой $m_z(\alpha)$, соответствующая схеме *a*). Затем появляется динамический вихрь (схема *b*), создающий большой отрицательный момент (схема *в*). При этом возникает кормовой вихрь, который вытесняет динамический и, будучи противоположно направленным, компенсирует разрежение на корме профиля. Поэтому момент резко возрастает (схема *г*), но не превышает момента на прямом ходе, так как поток на носке профиля уже сорван (схема *д*). Следствием указанного процесса является образование области антидемпфирования в некоторой окрестности среднего угла атаки. Следует отметить, что вытеснение кормовым вихрем динамического препятствует развитию обширной зоны антидемпфирования в окрестности максимального угла атаки.

Схема *e* соответствует обтеканию профиля на режиме глубокого срыва. При уменьшении угла атаки в некоторой окрестности α_{\min} происходит достаточно быстрое восстановление досрывных характеристик.

Хорошее согласование стационарных аэродинамических характеристик, полученных в расчете и эксперименте (штриховые линии на рис. 1), свидетельствует о возможности получения на основе алгоритма достоверных результатов и при стационарном обтекании профилей умеренной толщины ($c > 0,12$) при больших числах Рейнольдса ($Re > 10^6$).

С помощью численного моделирования рассмотрены физические особенности формирования нестационарных аэродинамических нагрузок на профиле NASA 0012 в широком диапазоне изменения приведенных частот колебаний ω . На рис. 3 показана зависимость определяющего аэродинамического демпфирования коэффициента гармонической линеаризации момента тангажа $m_d = m_z^{\dot{\alpha}} + m_z^{\omega z}$ от ω . Здесь же показана зависимость этого коэффициента, полученная при безотрывном обтекании (штриховая линия). Из данных, приведенных на рис. 3, следует, что можно выделить три характерных диапазона частот колебаний ω : $\omega < 0,4$; $0,4 < \omega < 1,7$ (зона антидемпфирования); $\omega > 1,7$.

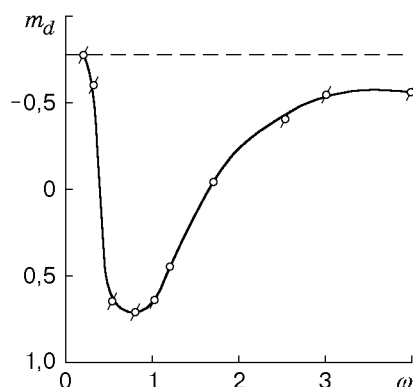


Рис. 3

Сопоставление рассмотренной зависимости коэффициента гармонической линеаризации момента тангажа от ω с соответствующей зависимостью, полученной при безотрывном обтекании, подтверждает, что обнаруженная область антидемпфирования определяется динамическим срывом потока.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Белоцерковский С. М., Котовский В. Н., Ништ М. И.** Математическое моделирование плоскопараллельного отрывного обтекания. М.: Наука, 1988.
2. **Шумский Г. М.** Расчет нестационарных аэродинамических характеристик колеблющейся пластинки под большими углами атаки // Учен. зап. ЦАГИ. 1985. Т. 16, № 5. С. 93–96.
3. **Коротков О. Ю., Шумский Г. М.** Численное исследование динамического срыва на профилях. Новосибирск, 1992. (Препр. / Сиб. науч.-исслед. ин-т авиации; № 2-92).
4. **Korotkov O. Yu., Shumsky G. M.** Algorithms and programs for the analysis of aerodynamics characteristics of lifting systems at high angels of attack // Proc. of the 2nd Sino-Russian symp. on aerodynamics, Beijing, 17 June, 1992. Beijing: CAAE, 1992. P. 69–77.
5. **Tuncer I. H., Wu J. C., Wang C. M.** Theoretical and numerical studies of oscillating airfoils // AIAA J. 1990. V. 28, N 9. P. 1615–1624.
6. **Aso S., Hayashi M. E.** Experimental and computational studies on dynamic stall in low speed flow // Abstr. of IUTAM Symp. on fluid dynamics of high angle of attack. Tokyo, 1992. P. 11, 12.
7. **Sarpkaya T.** Vortex-induced oscillations a selective review // Trans. ASME. J. Appl. Mech. 1979. V. 46. P. 241–258.
8. **Чжен П.** Управление отрывом потока. М.: Мир, 1979.
9. **Woodward F. A.** An improved method for the aerodynamic analysis of wing-body-tail configuration in subsonic and supersonic flow: NASA CR-2228-1. 1973.
10. **Шлихтинг Г.** Теория пограничного слоя. М.: Наука, 1974.
11. **Carr L. W.** Progress in analysis and prediction of dynamic stall // J. Aircraft. 1988. N 1. P. 6–17.

Поступила в редакцию 15/VII 1999 г.
