

УДК 533.6.01

## ДИНАМИЧЕСКИЙ СРЫВ ПОТОКА С ТОНКОГО ПРОФИЛЯ И СРЫВ У ПЕРЕДНЕЙ КРОМКИ КОЛЕБЛЮЩЕГОСЯ КРЫЛА ПРИ МАЛЫХ ЧИСЛАХ РЕЙНОЛЬДСА

© 2019 г. А. Вань<sup>а</sup>, Ч. Фань<sup>а</sup>, Я. У<sup>а,\*</sup>, Я. Юй<sup>б</sup>

<sup>а</sup> School of Mechanical Engineering, Shanghai Jiao Tong University, Shanghai 200240, China

<sup>б</sup> Gas Turbine Research Institute, School of Mechanical Engineering, Shanghai Jiao Tong University, Shanghai 200240, China

\* E-mail: yadongwu@sjtu.edu.cn

Поступила в редакцию 08.10.2018 г.

После доработки 15.11.2018 г.

Принята к публикации 18.12.2018 г.

Исследованы нестационарные аэродинамические характеристики плоской пластины и профиля NASA 0012, колеблющихся по углу атаки в окрестности угла статического срыва потока при малом числе Рейнольдса  $3.2 \times 10^4$ . Кинематика колебательного движения описывается синусоидальной функцией с различными частотой и амплитудой колебаний. Исследование для двумерного случая проведено как экспериментальными, так и численными методами. Цель экспериментов состояла в непосредственном измерении аэродинамических сил и момента. При численном моделировании нестационарное поле течения и коэффициенты подъемной силы (CL) рассчитывались с использованием гамма-тета SST (Shear Stress Transport) модели турбулентности. Имеет место хорошее качественное согласование расчетных и экспериментальных данных по CL, что указывает на адекватность модифицированной RANS модели для расчета переходных течений. В целом динамические эффекты сильнее проявляются в случае профиля NASA 0012, чем для пластины. При фиксированном значении приведенной частоты форма петли гистерезиса CL имеет некоторые характерные особенности, а именно: процесс присоединения потока при движении вниз для NASA 0012 протекает медленнее, чем для пластины, так что имеет место медленный переход для CL, а с задней кромки даже при малых углах атаки сходят стационарные вихри, что приводит к локальной неустойчивости CL. Исследование влияния приведенной частоты K и амплитуды показало, что угол атаки, соответствующий максимуму CL, более чувствителен к изменениям первого параметра, а параметром, определяющим угол динамического срыва потока, как для пластины так и для профиля NASA 0012, является приведенная угловая скорость тангажа  $\alpha$ . Помимо того, результаты, полученные при  $K = 0.07$ , показывают, что при максимальном угле атаки коэффициенты подъемной силы и сопротивления близки к их статическим значениям для крыльев изученной геометрии и в рассмотренном диапазоне амплитуд.

**Ключевые слова:** аэродинамика, колебания, малые числа Рейнольдса, переход, угол срыва потока

**DOI:** 10.1134/S0568528119040121

### ОБОЗНАЧЕНИЯ

$a$  – точка вращения

$c$  – хорда, м

$K$  – приведенная частота,  $\omega \times c / 2U$

$U$  – средняя скорость потока в аэродинамической трубе, м/с

$s$  – размах крыла, м

$t$  – толщина тела, м

$\alpha$  – угол атаки, °

$\alpha'$  – приведенная угловая скорость тангажа, °

$\alpha_0$  – средний угол атаки, °

$\alpha_1$  – амплитуда колебаний, °

$\alpha_{\max}$  – максимальный угол атаки, °

$\alpha_{\max CL}$  – угол атаки, соответствующий максимальному коэффициенту подъемной силы

$\omega$  – частота колебаний, Гц

$t$  – физическое время, с

$\tau$  – безразмерное время,  $t \times c/2U$

AR – удлинение

CL – коэффициент подъемной силы

CD – коэффициент сопротивления

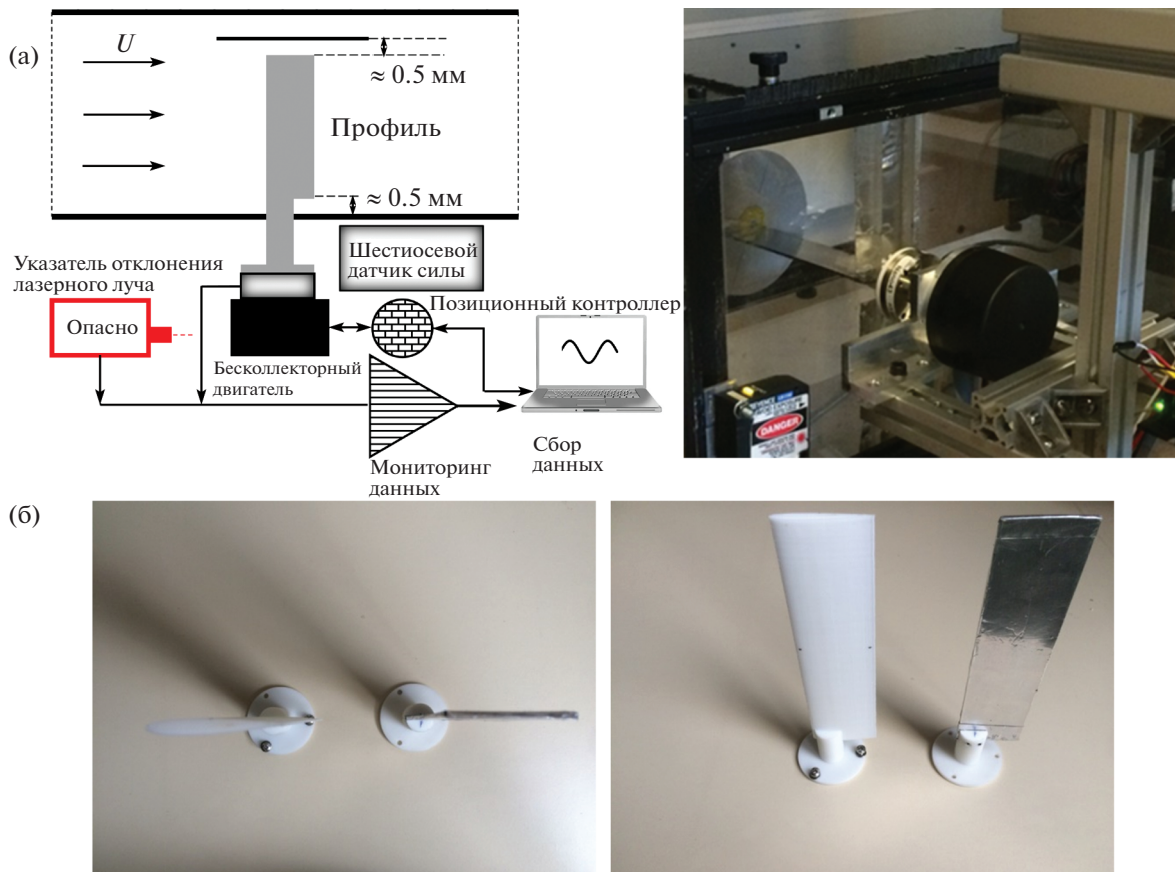
CM – коэффициент аэродинамического момента

Re – число Рейнольдса

Срыв потока приводит к уменьшению подъемной силы вследствие того, что угол атаки превышает критическое значение. Он может быть подразделен на два класса в зависимости от того, находится ли профиль в движении или нет. В работе [1] описаны три типа статического срыва для профилей различной геометрии при числе Рейнольдса  $5.8 \times 10^6$ , а именно (1) срыв у задней кромки ( $t/c \geq 15\%$ ), который начинается с отрыва потока с задней кромки профиля, а затем точка отрыва перемещается по направлению к передней кромке с ростом угла атаки; (2) срыв у передней кромки ( $9\% < t/c < 15\%$ ) происходит после схлопывания ламинарного отрывного пузыря у передней кромки, которое приводит к отрыву потока на всей верхней поверхности профиля и внезапной потере подъемной силы [2, 3]; и (3) срыв потока с тонкого профиля ( $t/c \leq 9\%$ ), также связанному с наличием отрывного пузыря у передней кромки и продвижением точки присоединения вниз по потоку к задней кромке при увеличении угла атаки. Если присоединение потока возможно, срыв не происходит. В случае динамического срыва сохраняются такие характерные особенности классического статического срыва, как уменьшение подъемной силы и рост сопротивления, но срыв значительно запаздывает. Известно, что вихрь на передней кромке является главным фактором увеличения подъемной силы и он же играет крайне важную роль в аэродинамическом нагружении в ходе динамического процесса [4]. В случае колеблющегося профиля на нестационарные аэродинамические явления оказывает воздействие ряд факторов, в том числе частота и амплитуда колебаний, число Рейнольдса и другие.

Большинство предыдущих исследований по колеблющемуся профилю было сосредоточено на случае больших чисел Рейнольдса ( $O(10^5 \sim 10^6)$ ), применительно к случаям вертолетов и ветровых турбин [5–10]. В прошедшее десятилетие большое внимание уделялось микросамолетам (MAV) с характерными размером и весом 15 см и 100 г соответственно, в полете при низких числах Рейнольдса ( $O(10^4)$  или меньше) [11–15]; эти исследования были во многом основаны на изучении полета насекомых и птиц. В частности, в [16] изучено влияние удлинения плоской пластины на ее аэродинамические характеристики при числах Рейнольдса в диапазоне от  $2.6 \times 10^4$  до  $7.6 \times 10^4$ . Отмечено, что вихрь у конца крыла оказывает большое влияние на аэродинамические характеристики крыльев малого удлинения, но этот эффект уменьшается, когда удлинение превосходит значение, равное трем. В работе [17] изучено влияние числа Рейнольдса на колебания профиля NASA 0012 от  $-6^\circ$  до  $6^\circ$  в диапазоне малых чисел Рейнольдса ( $Re = 2.3 \times 10^4, 3.3 \times 10^4, 4.8 \times 10^4$ ). Обнаружено, что нестационарный ламинарный отрыв не зависит от наличия обратного течения. Однако увеличение числа Рейнольдса может вызвать ламинарный отрыв, что означает сильную чувствительность пограничного слоя к числу Рейнольдса. Далее, коэффициенты подъемной силы и сопротивления весьма сильно изменяются вследствие изменений параметров пограничного слоя, обусловленных, в свою очередь, изменениями малого числа Рейнольдса [18]. Следовательно, крайне важно постоянно отслеживать поведение аэродинамических сил и полей течения при различных частотах и амплитудах колебаний.

С целью улучшения понимания эффектов частоты и амплитуды колебаний в развитии микросамолетов в настоящей работе исследуются аэродинамические силы и момент в зависимости от параметров пограничного слоя на жесткой пластине и профиле NASA 0012 при малом числе Рейнольдса  $3.2 \times 10^4$ . Выполнены экспериментальное и численное исследования. Исследование проведено в двумерном случае, поскольку оно позволяет определить зависимость аэродинами-



**Рис. 1.** (а) Экспериментальная установка для измерения динамических нагрузок; (б) вид сверху и сбоку плоской пластины и профиля NACA 0012.

ческих характеристик от различных параметров при малых затратах [19, 20]. Таким образом, экспериментальная установка является номинально двумерной; конкретно, исследование выполнено в дозвуковой замкнутой аэродинамической трубе лаборатории гидродинамики LadHyX парижского университета Saclay [21]. Нестационарные силы и момент измерялись непосредственно шестиосевым датчиком силы. Численные результаты, включая данные по полям течения и подъемной силе, были получены с использованием гамма-тета SST (Shear Stress Transport) модели, которая была ранее успешно применена к расчету профиля S809 и весьма рекомендуется для решения задач о переходе в течениях и о возникновении срыва потока [22–24].

## 1. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

Эксперименты выполнены для двух различных крыльев, а именно, для жесткой плоской пластины с длиной хорды  $s = 0.035$  м, размахом  $s = 0.138$  м и толщиной 0.0017 м, что соответствует отношению толщины к хорде 4.86% и удлинению (AR), равному 3.94; и для профиля NACA 0012 с длиной хорды  $s = 0.038$  м, размахом  $s = 0.14$  м и удлинением, равном 3.68. Аэродинамическая труба была замкнутого типа, с шириной рабочей части 0.26 м и высотой 0.24 м, так что расстояние между профилем и стенками было в три раза больше длины хорды, что предотвращало эффект загромождения рабочей части. Круговой щиток был расположен вблизи от конца пластины (на расстоянии 0.5 мм, см. рис. 1) для исключения, насколько возможно, эффекта конечного вихря. Соответственно, все эксперименты можно рассматривать как двумерные.

Гармоническое движение крыльев создавалось бесколлекторным двигателем Maxon EC 60 мощностью 100 Вт (производство Швейцарии), управляемым цифровым позиционным контроллером EPOS2 24/5. Интегрированный цифровой датчик углового положения позволяет отследить его с точностью  $0.088^\circ$ . Аэродинамические силы и момент, действующие на профиль, измерялись шестиосевым датчиком силы. Частота опроса при измерении сил и движения со-

ставляла 1024 Гц. Скорость жидкости определялась по измерениям динамического давления с частотой опроса 5 Гц. Все эксперименты проводились с воздухом при следующих конкретных параметрах движения.

При этих условиях эксперимента интенсивность турбулентности в рабочей части аэродинамической трубы составляет примерно 4.2%. Истинная аэродинамическая сила представляет собой разность динамического измерения в потоке и динамического измерения в статическом воздухе. Эта процедура устраняет нагрузки, обусловленные ускорением крыла и самого двигателя.

## 2. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

При численном моделировании расчетная область и геометрия профиля строятся в соответствии с экспериментальной установкой (рис. 2). Расчетная область двухблочная: внутренняя зона представляет собой круг, вращающийся вокруг начала координат, а внешняя зона стационарна и достаточно протяжена как вверх, так и вниз по потоку. На круговой поверхности раздела расположены 360 равноудаленных узлов сетки, так что ошибка интерполяции не возникает, если увеличение угла атаки выражается целым числом градусов. Шаблон сетки построен при помощи пакета Pointwise<sup>®</sup>, причем структурированная и неструктурированная сетки находятся во взаимно однозначном соответствии на поверхности раздела. Описанная конфигурация дублируется в направлении по размаху крыла с отстоянием в 1 мм, с тем чтобы построить трехмерную область с граничным условием симметрии. Высота первого слоя над профилем составляла 0.01 мм, с тем чтобы величина  $y^+$  не превышала единицы, а коэффициент роста сеточного размера в направлении нормали был не более 1.1. Таким образом, поверхность крыла, на которой имеет место прилипание, завернута в тонкий пограничный слой. В качестве граничных условий на входе в область задавались компоненты скорости и тот же уровень турбулентности, что и в эксперименте, а на выходе задавалось статическое давление. Гармонические колебания реализовывались посредством заданной функции. Решение системы уравнений RANS, включающей гамма-тета модель SST (Shear Stress Transport), осуществлялось при помощи пакета ANSYS CFX<sup>®</sup>, который считается одним из самых надежных инструментов для моделирования присоединенных пограничных слоев при наличии положительного градиента давления на основе турбулентной модели вихревой вязкости. При этом подходе сохраняются преимущества эмпирических соотношений при описании перехода и моделей турбулентности для малых чисел Рейнольдса. После тестирования вычислений по шагу по времени для каждого варианта выбирался свой собственный шаг, меньший 0.001 с, и вычисления проводились для не менее чем пяти периодов, с тем чтобы удостовериться в устойчивости полей течения относительно периода колебаний.

Для проверки влияния числа узлов сетки на результаты были выполнены расчеты трех вариантов с различным количеством узлов (рис. 3). Легко видеть, что это количество до некоторой степени сказывается на коэффициенте подъемной силы, особенно для пластины, но разница в результатах, полученных на средней и наиболее подробной сетке, незначительна. Таким образом, чрезмерная подробность сетки не обязательна, и все ниже представленные расчеты проводились на средней сетке.

## 3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

### *Статические данные (эксперимент)*

Экспериментальные данные по зависимости коэффициентов подъемной силы и сопротивления от угла атаки в статическом режиме представлены на рис. 4.

Для пластины наклон кривой для коэффициента подъемной силы при малых углах атаки ( $\alpha \leq 6^\circ$ ) весьма близок к  $2\pi$ , что согласуется с квазистационарной теорией тонкого профиля и подтверждает надежность экспериментальной установки. При критическом статическом угле атаки, составляющем примерно  $7^\circ$ , уменьшение подъемной силы не особенно заметно. Для профиля NASA 0012 отмечается довольно резкое изменение коэффициента подъемной силы при  $12^\circ$ , что приписывается срыву у передней кромки. Кроме того, наклон кривой коэффициента подъемной силы меньше теоретического при углах атаки, меньших  $3^\circ$ , что вызвано отрывом с задней кромки [25]. В соответствии с аэродинамическими характеристиками пластины и NASA 0012, средние значения углов атаки при гармонических колебаниях были выбраны близкими к их соответствующим статическим критическим углам атаки, с тем чтобы непосредственно выявить динамические эффекты.

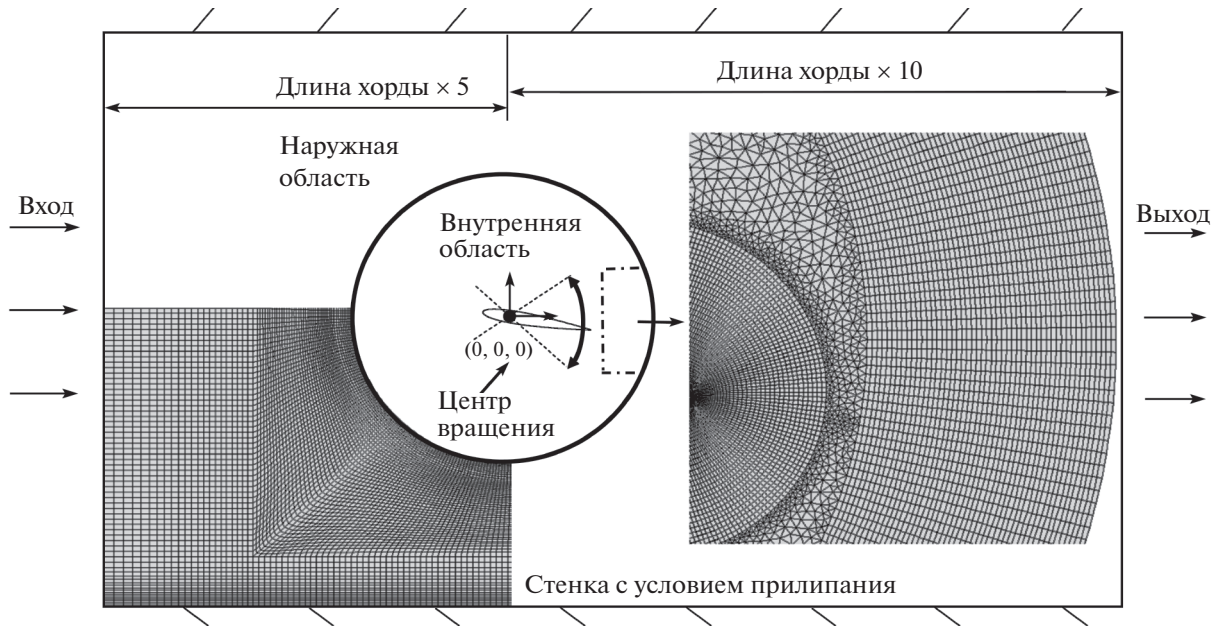


Рис. 2. Схематическое изображение расчетной области для случая профиля NACA 0012.

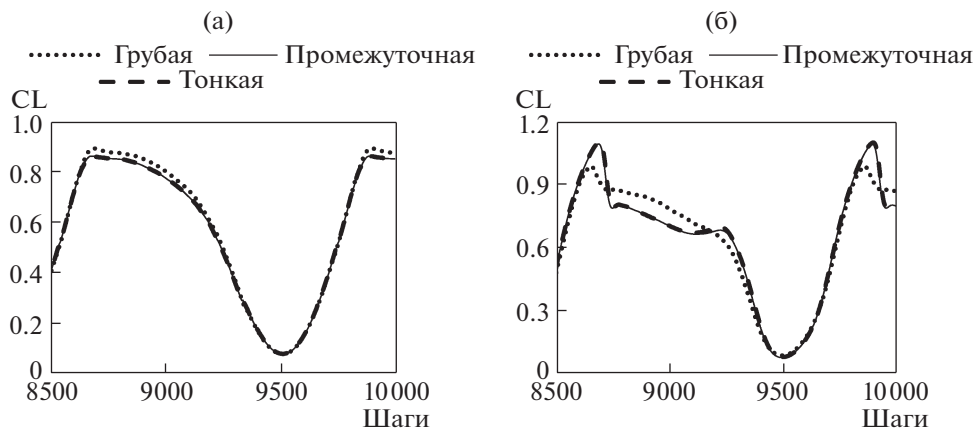


Рис. 3. Чувствительность сетки для (а) плоской пластины и (б) профиля NACA 0012.

### Динамические характеристики. Сравнение данных эксперимента и моделирования

Численное моделирование представляет собой мощный и удобный способ решения физических задач и получения информации о полях течения. Оно избавляет от необходимости применять более сложные инструменты для представления интересующих нас областей, в результате чего стоимость эксперимента существенно сокращается. На рис. 5 сравниваются расчетные и экспериментальные значения коэффициента подъемной силы плоской пластины. В целом формы петли гистерезиса близки для трех различных значений приведенной частоты. При минимальном значении частоты,  $K = 0.03$ , рассчитанный коэффициент подъемной силы очень хорошо совпадает с экспериментальными результатами. Однако с увеличением приведенной частоты начинается отклонение от результатов измерений, особенно вблизи динамического критического угла атаки. Таким образом, можно заключить, что, хотя гамма-тета модель способна уловить основные особенности перехода в течении, она еще нуждается в совершенствовании в случае высокой приведенной частоты для получения более точных результатов для динамических сил.

На рис. 6 построены поле вектора скорости и линии равной завихренности. Используемый  $Q$  критерий представляет собой один из методов современной механики жидкости и газа, позво-

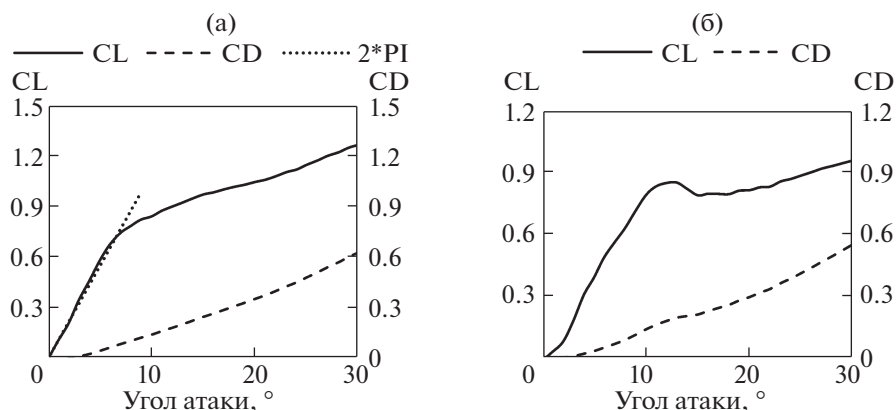


Рис. 4. Коэффициенты подъемной силы и сопротивления в статическом режиме при углах атаки от  $0^\circ$  до  $30^\circ$  и  $Re = 3.2 \times 10^4$ ; (а) пластина и (б) NACA 0012.

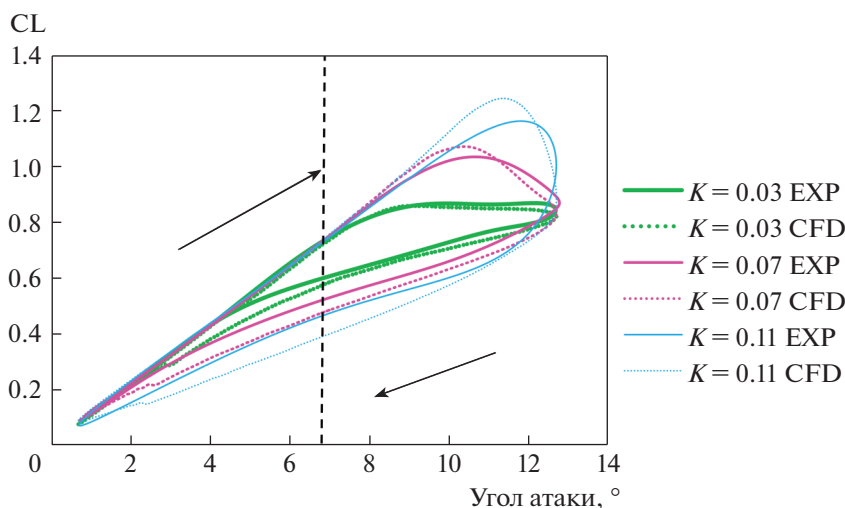


Рис. 5. Сравнение коэффициентов подъемной силы плоской пластины для трех приведенных частот ( $K = 0.03$ ,  $0.07$ ,  $0.11$ ).

ляющий различать вихри вместо вычисления функции завихренности. Этот метод исключает эффект тангенциальной силы, сохраняя лишь вращательную компоненту для представления вихря. Структура вихря в данных вычислениях остается не особенно ясна, так как основная идея метода RANS заключается в осреднении уравнений Навье–Стокса по времени, превращая таким образом нестационарные проблемы турбулентности в стационарные. Однако различие между фазами движения профиля вверх и вниз заметно.

Согласно картине вектора скорости, в фазе движения вверх при угле атаки  $3.7^\circ$  у передней кромки образуется отрывной пузырь. При дальнейшем увеличении угла атаки зона отрыва расширяется, а ядро вихря сдвигается к задней кромке. До примерно  $6.7^\circ$  коэффициент подъемной силы растет линейно. Когда обратное течение занимает при  $9.7^\circ$  всю верхнюю поверхность профиля, происходит срыв потока. Вихрь обнаруживает тенденцию покинуть пластину, но подъемная сила остается почти неизменной, так как угол атаки продолжает увеличиваться. В этом случае, поскольку приведенная частота и максимальный угол атаки малы, эффект вихря у передней кромки менее заметен. Развитие поля течения находится в соответствии со статическим срывом потока с тонкого профиля. Поля вектора скорости не сильно различаются в фазах движения вниз и вверх, хотя в первом случае интенсивность вихря меньше.

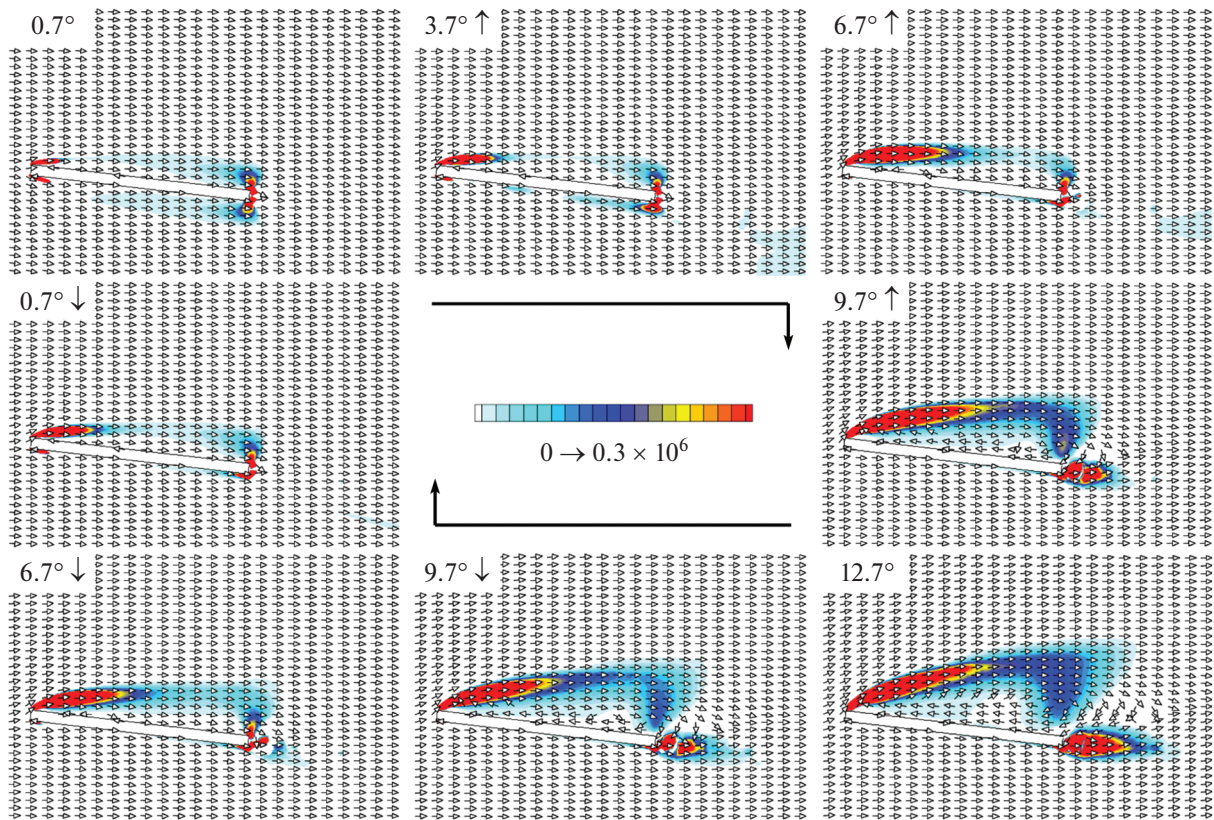


Рис. 6. Поле вектора скорости и линии равной завихренности по Q критерию при  $K = 0.03$  (пластина).

В случае *NACA 0012* поведение рассчитанного коэффициента подъемной силы также согласуется с экспериментальными результатами (рис. 7), опять-таки подтверждая правильность применения  $\gamma$ - $\theta$  модели. Однако численное моделирование дает неточный результат для времени срыва вихря с передней кромки, так что рассчитанное значение критического динамического угла атаки оказывается меньше, чем в эксперименте. Более того, быстрый рост *CL* был обнаружен в окрестности критического динамического угла атаки при значении приведенной частоты  $K = 0.11$ , что связано с завышением интенсивности вихря у передней кромки. Помимо того, восстановление течения в фазе движения вниз происходит быстрее.

В отличие от статического срыва у передней кромки, вместо образования ламинарного пузыря у передней кромки происходит отрыв потока у задней кромки (рис. 8). С увеличением угла атаки отрывной пузырь движется к передней кромке, а тем временем вниз по потоку от него снова происходит присоединение течения. При угле атаки  $14^\circ$  вихрь, образовавшийся у передней кромки, начинает сходиться с задней кромки, что приводит к внезапному срыву потока. Можно также видеть, что обращенное течение занимает всю верхнюю поверхность профиля *NACA 0012* при максимальном угле атаки.

В фазе движения вниз результаты обработки по Q критерию показывают, что протяженность вихря, сходящего с передней кромки, велика, но его интенсивность резко падает. Сравнение с полем вектора скорости при  $6^\circ$  показывает, что в фазе движения вниз отрывной пузырь медленно движется по поверхности крыла, что требует больше времени для восстановления течения. Это явление объясняет, почему *CL* профиля *NACA 0012* испытывает плавный переход в некоторой части фазы движения вниз. При минимальном угле атаки еще существует небольшой вихрь, сходящий с задней кромки, что вызывает локальную неустойчивость величины *CL*, хотя она не обнаружена в случае тонкого профиля.

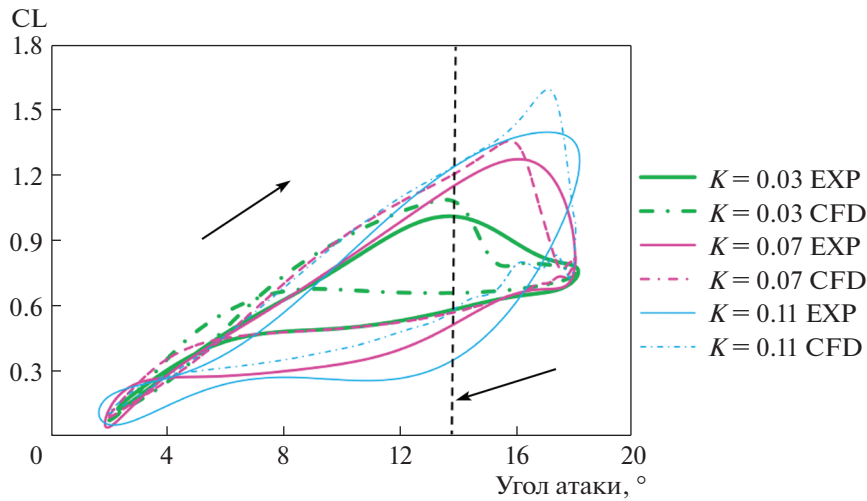


Рис. 7. Сравнение коэффициентов подъемной силы профиля NASA 0012 для трех приведенных частот ( $K = 0.03, 0.07, 0.11$ ).

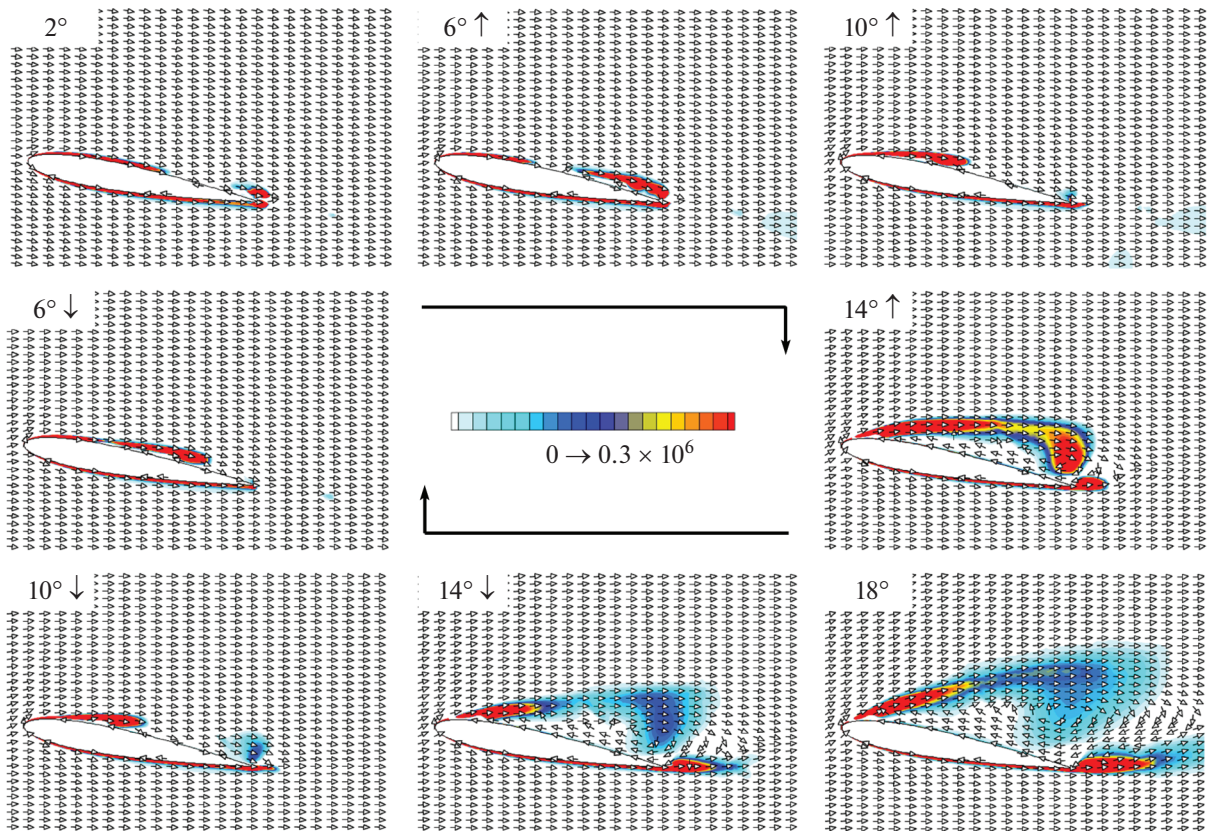


Рис. 8. Поле вектора скорости и линии равной завихренности по Q критерию при  $K = 0.03$  (NASA 0012).

*Влияние приведенной частоты*

Одним из важных параметров, оказывающим влияние на динамический срыв потока, является приведенная частота колебаний. В этом разделе максимальный угол атаки фиксирован, так что степень отрыва потока остается на одном уровне. В случае плоской пластины отрывной пузырь занимает лишь часть ее верхней поверхности при  $9.7^\circ$  и  $K = 0.11$  (фиг 9). Согласно контуру



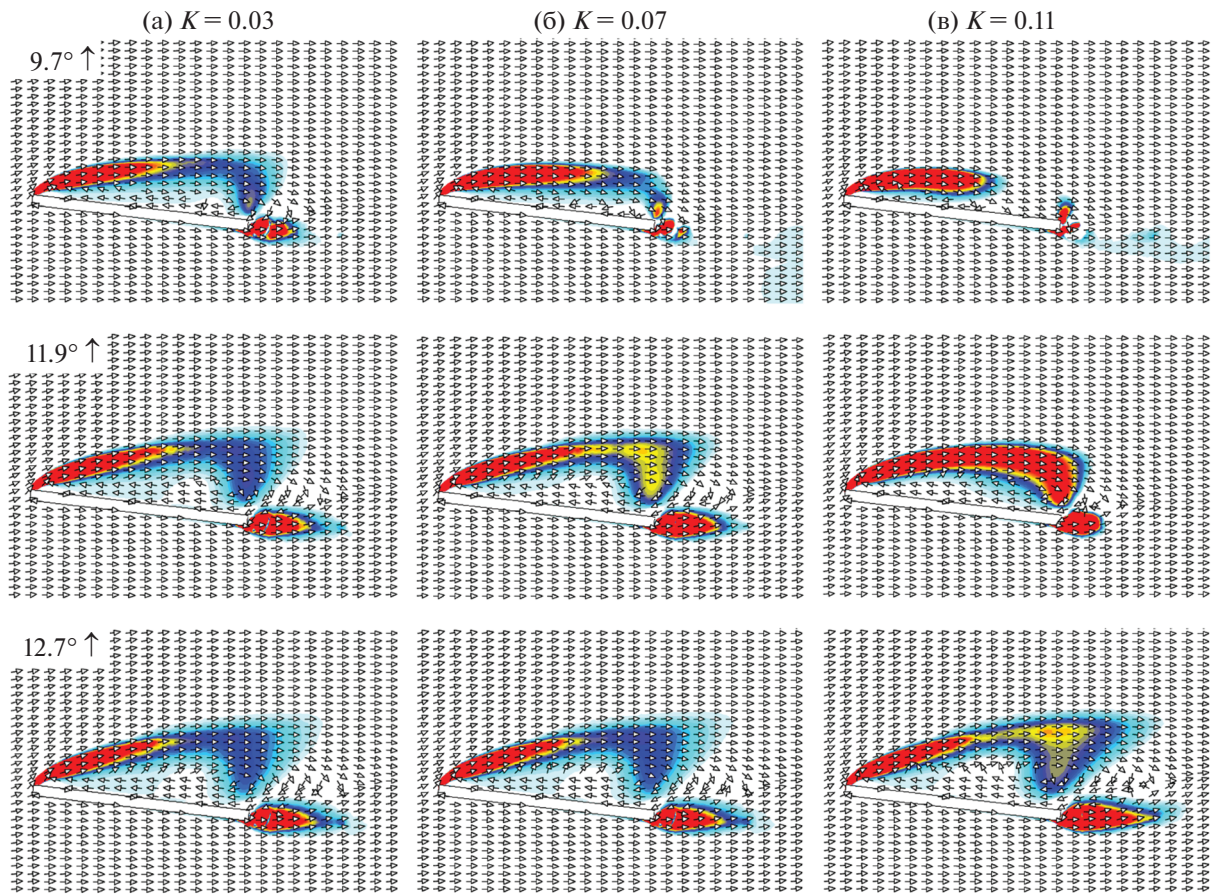


Рис. 9. Влияние приведенной частоты при углах атаки 9.7°, 11.9° и 12.7° для пластины при (а)  $K = 0.03$ , (б)  $K = 0.07$  и (в)  $K = 0.11$ .

завихренности, построенному по Q критерию, интенсивность вихря у передней кромки пропорциональна приведенной частоте. Таким образом, рост подъемной силы возникает не только вследствие образования вихря у передней кромки, но и благодаря отложенному отрыву потока. Следует заметить, что увеличение приведенной частоты может привести к более серьезным последствиям после переноса вихря, образовавшегося у передней кромки. Это объясняет, почему

Таблица 1. Параметры эксперимента

Геометрия крыла Параметры	Пластина	NACA 0012
Точка вращения ( $a$ )	Четверть хорды	Четверть хорды
Гармонические колебания	$\alpha = \alpha_0 + \alpha_1 \sin(K \times \tau)$	
Приведенная угловая скорость тангажа $\alpha'$	$\alpha' = \alpha_1 \times K \times \cos(K \times \tau)$	
$\alpha_0$	6.7°	10°
$\alpha_2$	2°, 4°, 6°	2°, 4°, 6°, 8°
Приведенная частота K	0.01–0.11 (с шагом 0.02)	0.01–0.11 (с шагом 0.02)
частота $\omega$ (Гц)	1.18, 3.55, 5.91, 8.28, 10.64, 13.01	1.01, 3.02, 5.03, 7.04, 9.05, 11.06
U	13.6 м/с	12.6 м/с
Re	$3.2 \times 10^4$	

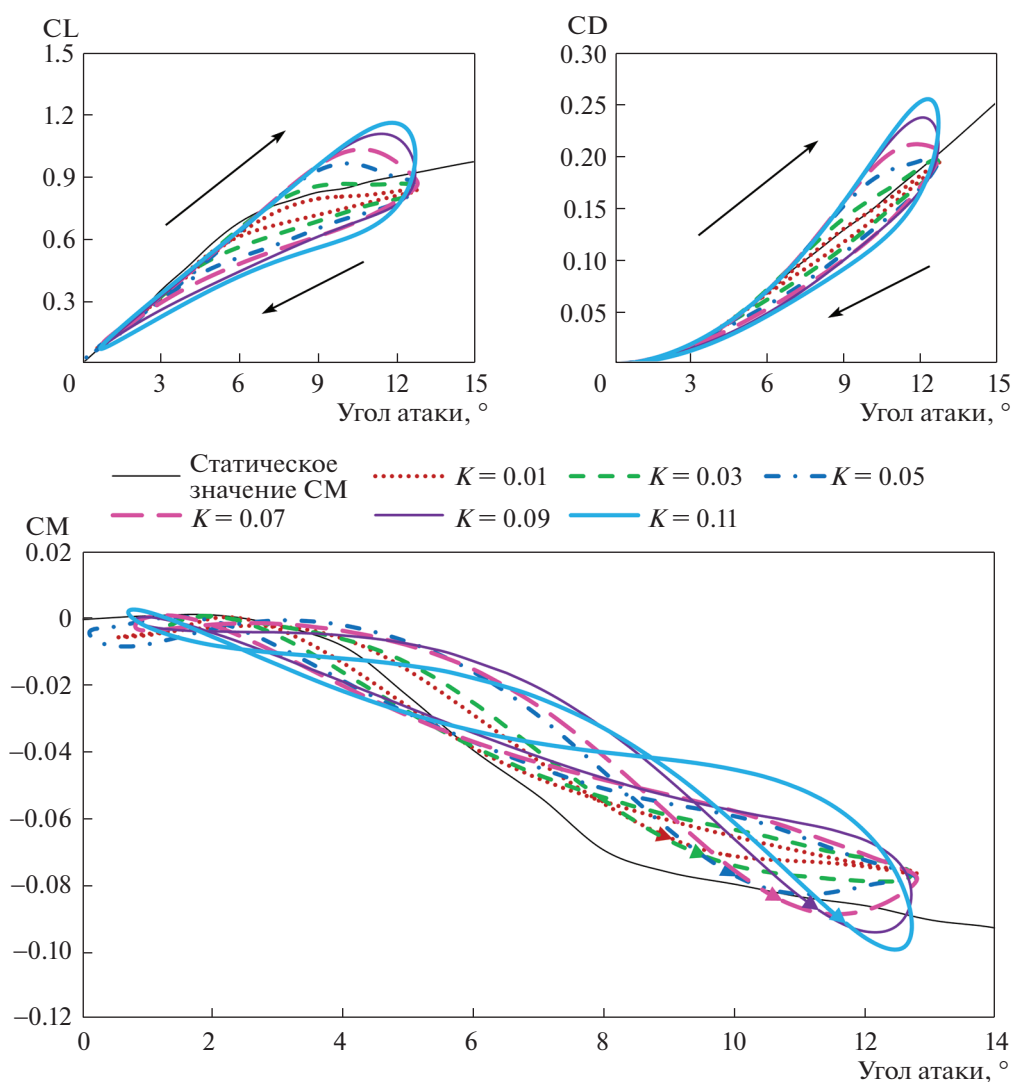
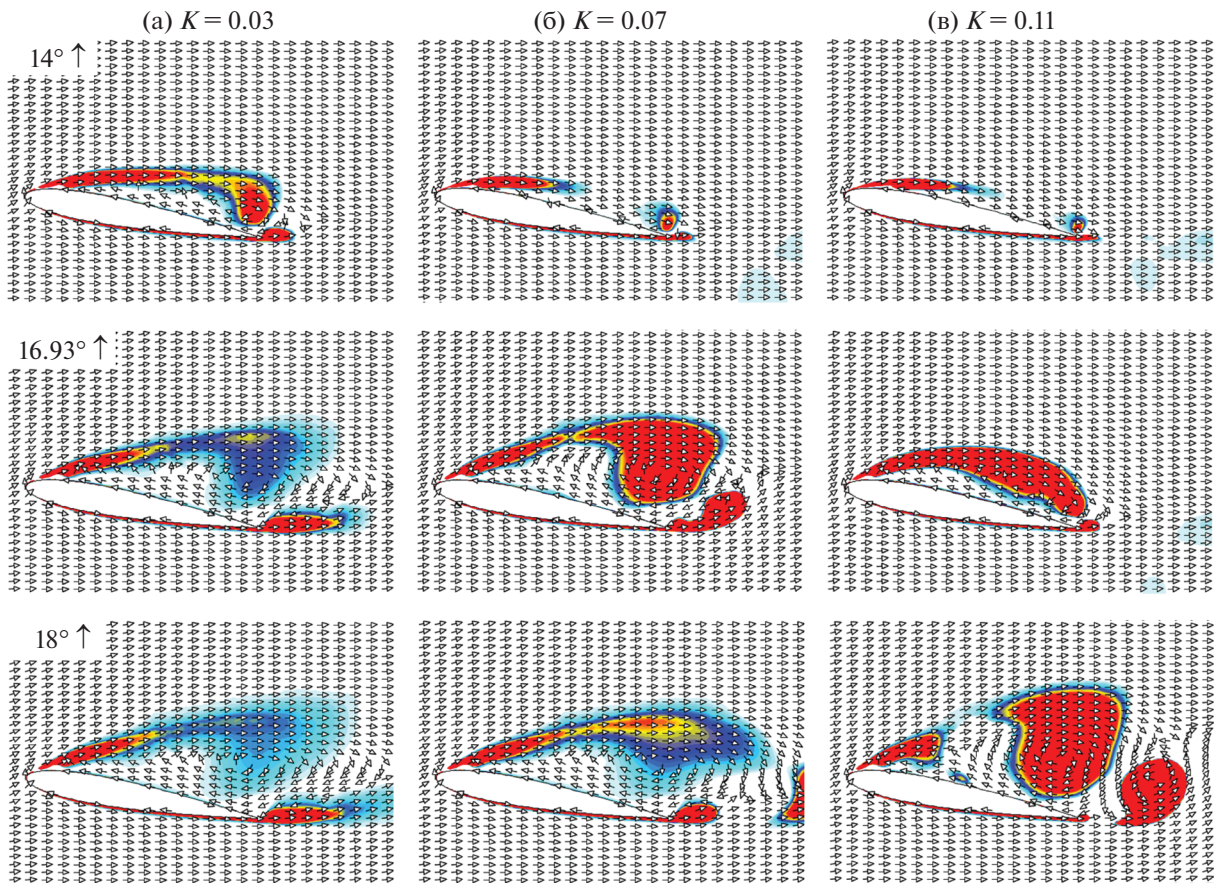


Рис. 10. Петля динамической нагрузки при различных значениях приведенной частоты.

увеличение приведенной частоты приводит к более выраженному эффекту гистерезиса, что верно также и для коэффициента сопротивления  $CD$ .

В исследованном диапазоне наклоны кривых для  $CL$  почти идентичны или очень близки к соответствующим наклонам в статическом случае для всех приведенных частот в фазе движения вверх (рис. 10). Однако они совершенно различны в фазе после срыва потока, когда  $CL$  уменьшается, хотя угол атаки еще продолжает расти. После схода с задней кромки вихря, образованного у передней кромки,  $CL$  начинает падать, но увеличение угла атаки может помочь росту подъемной силы. Поэтому для  $K = 0.03$  влияние вихря у передней кромки мало и увеличение угла атаки может несколько компенсировать потерю подъемной силы в результате схода вихря с задней кромки, так что значение  $CL$  остается почти неизменным. Однако для больших значений приведенной частоты рост угла атаки уже не способен возместить потерю подъемной силы, что приводит к более быстрому падению величины  $CL$ .

Изменение коэффициента момента  $CM$  указывает на перемещение центра давления. При малых углах атаки центр давления находится в точке, близкой к четверти хорды, соответствующей точке вращения, так что  $CM$  близок к нулю. В фазе движения профиля вверх центр давления смещается к задней кромке вместе с переносом вихря, образованного у передней кромки. После схода этого вихря с задней кромки центр давления движется обратно к четверти хорды, и величина  $CM$  восстанавливается.



**Рис. 11.** Влияние приведенной частоты при углах атаки  $14^\circ$ ,  $16.93^\circ$  и  $18^\circ$  (NASA 0012); (а)  $K = 0.03$ , (б)  $K = 0.07$  и (в)  $K = 0.11$ .

По сравнению со случаем плоской пластины эффект приведенной частоты для случая профиля NASA 0012 более ярко выражен, так как максимальный угол атаки достигает величины  $18^\circ$ , что свидетельствует о большей степени отрыва потока. Более подробно этот вопрос обсуждается в следующем разделе. На рис. 11 видно, как обширный и интенсивный вихрь образуется у передней кромки и растет с ростом приведенной частоты. Видно далее, что момент образования вихря у передней кромки задерживается. Можно заключить, что фактором, задерживающим отрыв потока и образование вихря у передней кромки, является приведенная частота. Кроме того, наклоны кривых  $C_L$  и  $C_D$  также меняются с приведенной частотой; их максимальные значения достигаются приблизительно при  $10^\circ$ , что соответствует среднему углу атаки (рис. 12). Поскольку в случае профиля NASA 0012 точка вращения также расположена у четверти хорды, поведение  $C_M$  практически аналогично его поведению в случае пластины.

#### Влияние амплитуды

Другим параметром, играющим важную роль в определении степени отрыва потока и приведенной угловой скорости тангажа, является амплитуда гармонических колебаний. На рис. 13 и 14 представлен эффект амплитуды при постоянных среднем угле атаки и приведенной частоте. Независимо от амплитуды, при фиксированной приведенной частоте формы петли гистерезиса одинаковы для пластины и профиля NASA 0012, так что форма динамической нагрузки определяется приведенной частотой и геометрией крыла, а не степенью отрыва потока. Кроме того, динамический угол срыва потока уменьшается с уменьшением амплитуды при одной и той же приведенной частоте. Причина этого состоит в том, что уменьшается приведенная угловая скорость тангажа, в результате чего наведенный эффект кривизны профиля не является выраженным, и подъемная сила рано достигает пикового значения. В заключение заметим, что динамический

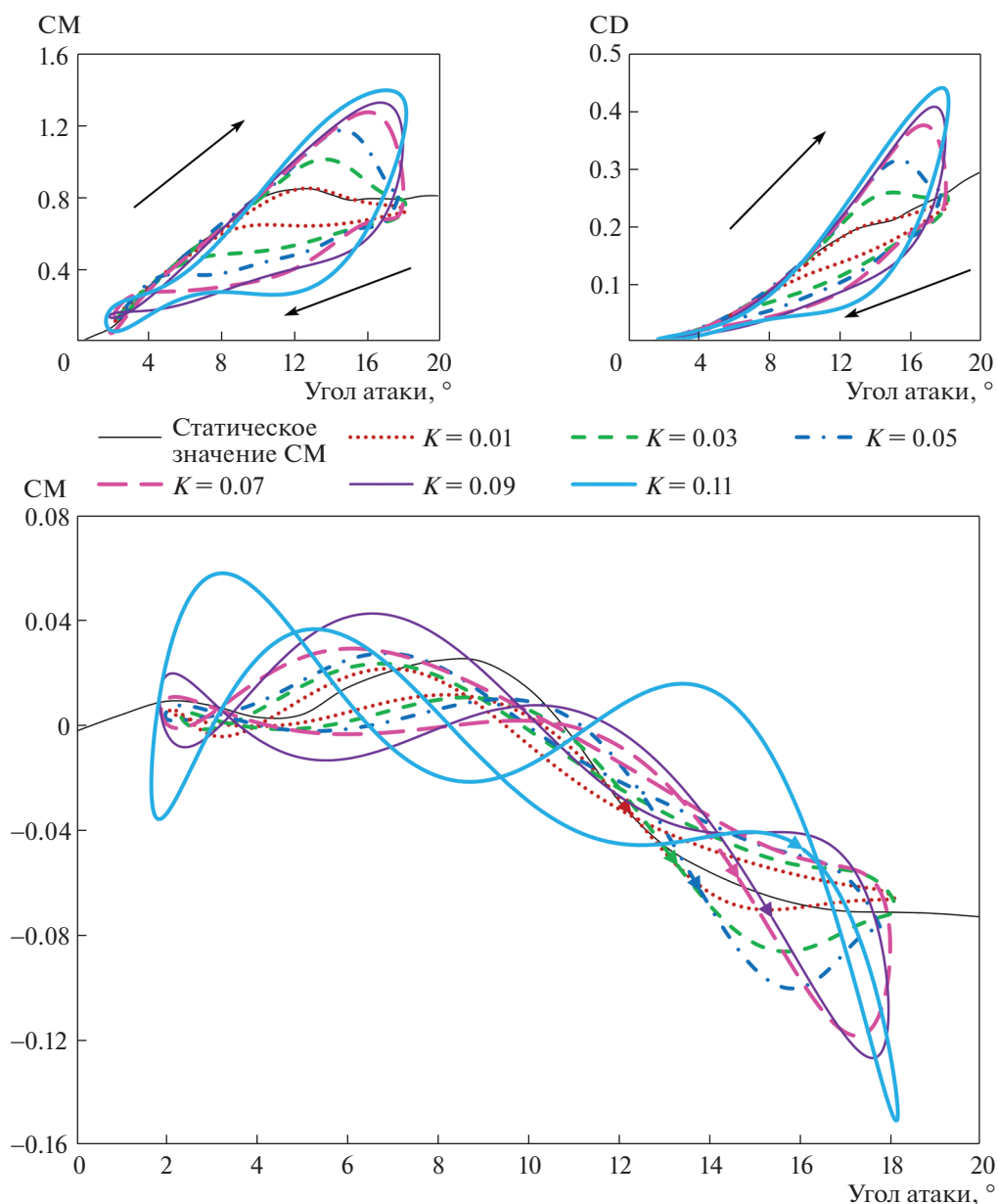
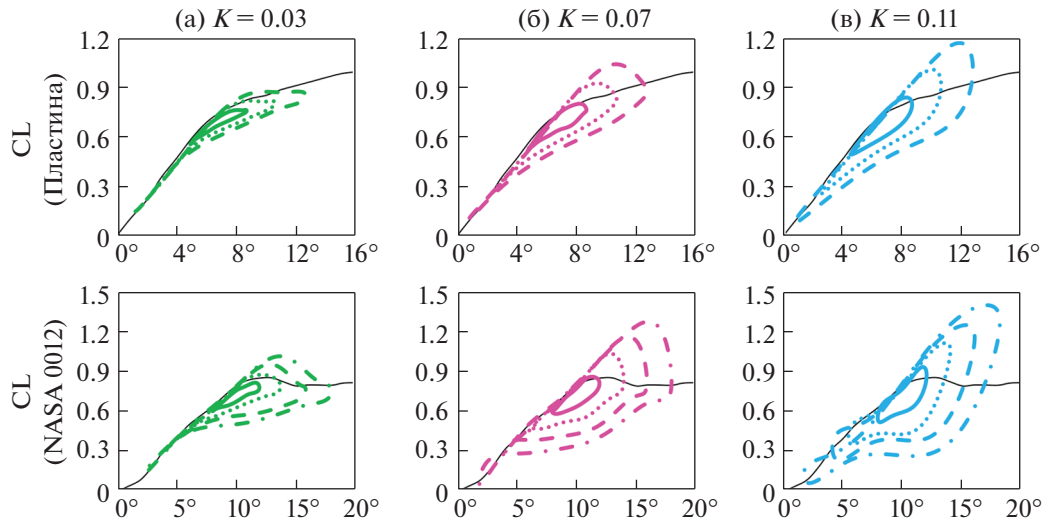


Рис. 12. Петли динамической нагрузки для NASA 0012 для различных значений приведенной частоты.

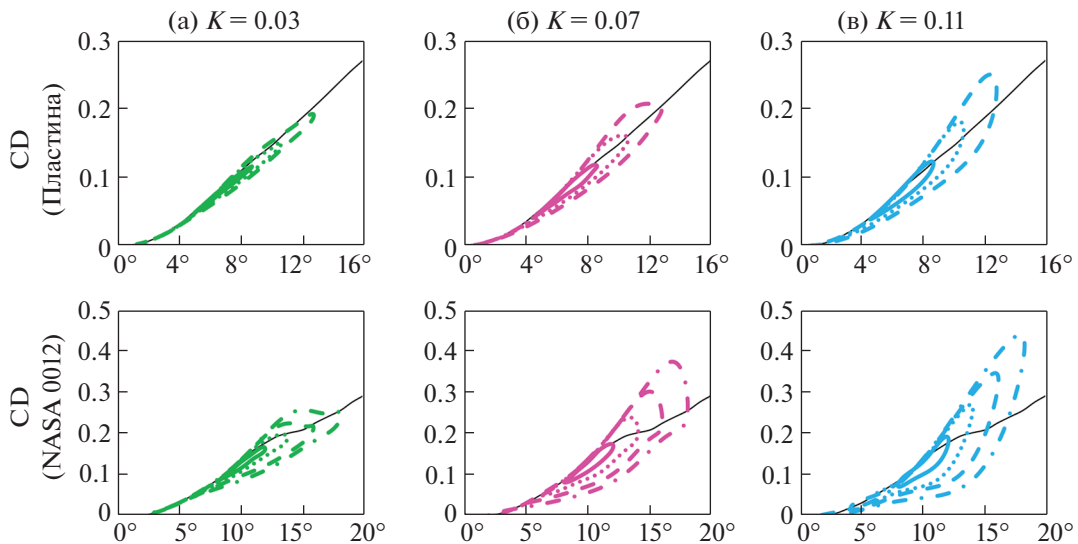
угол срыва потока в основном определяется приведенной угловой скоростью тангажа, связанной с приведенными частотой и амплитудой.

Отметим также тот интересный факт, что коэффициенты подъемной силы и сопротивления при максимальном угле атаки и  $K = 0.07$  приблизительно равны их соответствующим статическим значениям, независимо от амплитуды колебаний и геометрии крыла.

Угол атаки, соответствующий максимальному значению  $CL$  ( $\alpha_{\max CL}$ ), зависит и от приведенной частоты, и от амплитуды (рис. 15). Для профиля NASA 0012  $\alpha_{\max CL}$  растет при увеличении каждого из этих параметров, но более чувствителен к изменениям приведенной частоты, особенно при больших амплитудах колебаний. Что касается пластины, вся область может быть разделена на две части значением  $K = 0.05$ : в правой части поведение аналогично случаю NASA 0012, а в левой части  $\alpha_{\max CL}$  растет с ростом амплитуды при условии, что приведенная частота убывает.



**Рис. 13.** Зависимость коэффициента подъемной силы от угла атаки при различных амплитудах (пластина, амплитуды 2°, 4°, и 6°; NASA 0012, амплитуды 2°, 4°, 6° и 8°) и приведенных частотах: (а)  $K = 0.03$ , (б)  $K = 0.07$  и (в)  $K = 0.11$ .



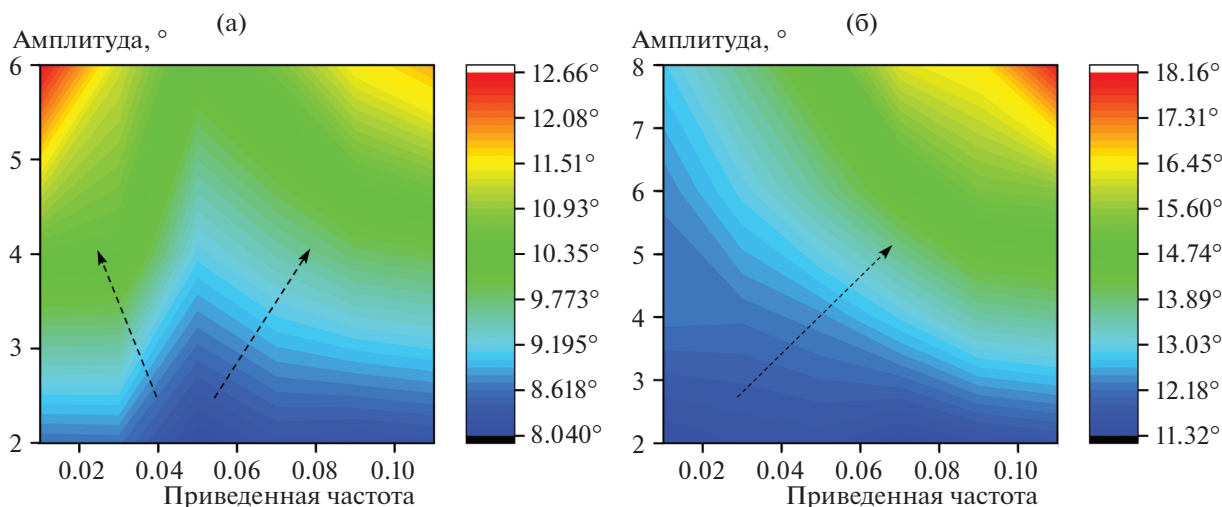
**Рис. 14.** Зависимость коэффициента сопротивления от угла атаки при различных амплитудах (пластина, амплитуды 2°, 4°, и 6°; NASA 0012, амплитуды 2°, 4°, 6° и 8°) и приведенных частотах: (а)  $K = 0.03$ , (б)  $K = 0.07$  и (в)  $K = 0.11$ .

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В рамках работ, связанных с развитием будущих микросамолетов, исследованы два явления динамического срыва потока при гармонических колебаниях при малых числах Рейнольдса: срыв потока с тонкого профиля и срыв у передней кромки. Экспериментальное и численное исследования для плоской пластины и профиля NASA 0012 позволили связать поля течения у этих двух типов крыльев и действующие на них силы. Основные выводы работы следующие.

1. Гамма-тета SST модель перехода позволяет уловить основные особенности течения при переходе: однако, точность полученных значений коэффициента подъемной силы недостаточна, особенно при высоких приведенных частотах. Целью будущих работ может быть модификация эмпирической формулы модели перехода.

2. В случае срыва потока с тонкого профиля (пластины) динамический эффект на поле течения не особенно велик. Однако при динамическом срыве потока у передней кромки (NASA 0012) у задней кромки возникает обратное течение и отрывной пузырь перемещается к передней



**Рис. 15.** Влияние амплитуды и приведенной частоты на значение угла атаки, соответствующее максимуму  $CL$ : (а) пластина и (б) NACA 0012.

кроме в фазе движения профиля вверх. Это явление больше сходственно со статическим срывом потока с задней кромки. Таким образом, эффект наведенной кривизны профиля ярче выражен в случае NACA 0012.

3. Отрывной пузырь на NACA 0012 движется медленнее в фазе движения профиля вниз, что показывает, что полю течения требуется больше времени для полного восстановления. Кроме того, при малых углах атаки имеют место сход вихря с задней кромки и локальная неустойчивость в поведении коэффициента подъемной силы. Таким образом, профиль NACA 0012 более чувствителен по отношению к динамическому эффекту, чем пластина.

4. Изучение эффектов приведенной частоты и амплитуды показало, что, хотя интенсивность вихря у передней кромки определяется приведенной частотой, динамический угол срыва потока также зависит и от амплитуды. Следовательно, динамический угол срыва потока при гармоническом движении определяется приведенной угловой скоростью тангажа, которая зависит от приведенной частоты и амплитуды. Влияние этих параметров на угол атаки, соответствующий максимуму, аналогично для пластины и NACA 0012 при  $K > 0.05$ .

5. При  $K = 0.07$  коэффициенты подъемной силы и сопротивления, соответствующие максимальному углу атаки, не зависят от амплитуды и геометрии крыла и приблизительно равны своим значениям в статическом случае.

Первый автор благодарит профессора Xavier Amandolese за руководство работой по нестационарной аэродинамике во время стажировки во Франции.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. McCullough G.B., Gault D.E. Examples of three representative types of airfoil-section stall at low speed // NASA TN № 2502. 1951.
2. Ward J.W. The behaviour and effects of laminar separation bubbles on aerofoils in incompressible flow // J. Aeronaut. Sci. 1963. V. 67. P. 783–790.
3. Crimi P., Reeves B. A method for analyzing dynamic stall // 10th Aerospace Sciences Meeting, 1972. P. 37.
4. McCroskey W.J. The phenomenon of dynamic stall // NASA Techn. Memo. № 81264. 1981.
5. McCroskey W.J., Carr L.W., McAlister K.W. Dynamic stall experiments on oscillating airfoils // AIAA J. 1976. V. 14. № 1. P. 57–63.
6. McAlister K.W., Carr L.W., McCroskey W.J. Dynamic stall experiments on the NACA 0012 airfoil // NASA Techn. Paper № 1100. 1978.
7. Wernert P., Geissler W., Raffel M., Kompenhans J. Experimental and numerical investigations of dynamic stall on a pitching airfoil // 1996. AIAA J. V. 34. № 5. P. 982–989.
8. Linn A.B. Determination of average lift of a rapidly pitching airfoil // Worcester Polytechnic Institute, 1999.
9. Gerontakos P. An experimental investigation of flow over an oscillating airfoil // Diss. McGill University, 2004.
10. Krzysiak A. Experimental investigation of a dynamic stall on the oscillating NACA 0012 airfoil // Prace Instytutu Lotnictwa, 1-52, 2006.

11. *Ellington C.P., Van Den Berg C., Willmott A.P., Thomas A.L.R.* Leading-edge vortices in insect flight // *Nature*. 1996. V. 384. № 6610. P. 626.
12. *Pines D.J., Bohorquez F.* Challenges facing future micro-air-vehicle development // *J. Aircraft*. 2006. V. 43. № 2. P. 290–305.
13. *Platzter M.F., Jones K.D., Young J., Lai J.C.S.* Flapping wing aerodynamics: progress and challenges // 2008. *AIAA J.* V. 46. № 9. P. 2136–2149.
14. *Okamoto M., Azuma A.* Aerodynamic characteristics at low Reynolds number for wings of various planforms // 2011. *AIAA J.* V. 49. № 6. P. 1135–1150.
15. *Shyy W., Aono H., Kang C., Liu H.* An introduction to flapping wing aerodynamics. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2013.
16. *Mizoguchi M., Itoh H.* Effect of aspect ratio on aerodynamic characteristics of rectangular wings at low Reynolds numbers // 50<sup>th</sup> AIAA Aerospace Sciences Meeting Including the new Horizons Forum and Aerospace Exposition, 2012. P. 52.
17. *Kim D.H., Chang J.W.* Unsteady boundary layer for a pitching airfoil at low Reynolds numbers // *J. Mech. Sci. Technol.* 2010. V. 24. № 1. P. 429–440.
18. *Kim D.H., Chang J.W.* Low-Reynolds-number effect on the aerodynamic characteristics of a pitching NACA 0012 airfoil // *Aerospace Sci. Technol.* 2014. V. 32. № 1. P. 162–168.
19. *Naderi A., Mojtahedpoor M., Beiki A.* Numerical investigation of non-stationary parameters on effective phenomena of a pitching airfoil at low Reynolds number // *J. Appl. Fluid Mech.* 2016. V. 9. P. 2.
20. *Bangga G., Sasongko H.* Dynamic stall prediction of a pitching airfoil using an adjusted two-equation URANS turbulence model // *J. Appl. Fluid Mech.* 2017. V. 10. № 1. P. 1–10.
21. *Yu Y., Amandolese X., Fan C., Liu Y.* Experimental study and modelling of unsteady aerodynamic forces and moment on flat plate in high amplitude pitch ramp motion // *J. Fluid Mech.* 2018. V. 846. P. 82–120.
22. *Menter F.R., Langtry R.B., Likki S.R., Suzen Y.B., Huang P.G., Völker S.* A correlation-based transition model using local variables – part I: model formulation // *J. Turbomach.* 2006. V. 128. № 3. P. 413–422.
23. *Langtry R.B., Menter F.R., Likki S.R., Suzen Y.B., Huang P.G., Völker S.* A correlation-based transition model using local variables – part II: test cases and industrial applications // *J. Turbomach.* 2006. V. 128. № 3. P. 423–434.
24. *Roy S., Huque Z., Lee K., Kommalapati R.* Turbulence model prediction capability in 2D airfoil of NREL wind turbine blade at stall and post stall region // *J. Clean Energy Technol.* 2017. V. 5. № 6.
25. *Poirel D., Harris Y., Benaissa A.* Self-sustained aeroelastic oscillations of a NACA 0012 airfoil at low-to-moderate Reynolds numbers // *J. Fluids Structures.* 2008. V. 24. № 5. P. 700–719.

## **Dynamic Thin-airfoil Stall and Leading-Edge Stall of Oscillating Wings at Low Reynolds Number**

**Chengwei Fan<sup>1</sup>, Yadong Wu<sup>1,#</sup>, Yuelong Yu<sup>2</sup>, and Anjenq Wang<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>*School of Mechanical Engineering, Shanghai Jiao Tong University, Shanghai 200240, China*

<sup>2</sup>*Gas Turbine Research Institute/ School of Mechanical Engineering, Shanghai Jiao Tong University, Shanghai 200240, China*

This paper investigates the unsteady aerodynamic characteristics of an oscillating flat plate and NACA 0012 around the angle of attack (AoA) close to their static stall angle at a low Reynolds number,  $3.2 \times 10^4$ . The kinematic oscillation motion is described by a sinusoidal function in which the oscillation frequency and amplitude are variable. Both experimental and numerical methods are applied in two-dimensional space. The experiment aims at measuring aerodynamic forces and moment directly. For numerical simulation, the SST (Shear Stress Transport) gamma theta model is employed to solve the unsteady flow field and compute lift coefficients (CLs). Good agreement between experimental and numerical results of CL is reached qualitatively, which demonstrates the feasibility of modified RANS model in the flow transition case. In general, NACA 0012 is greatly influenced by the dynamic effect in contrast with the flat plate. For a given reduced frequency, the shape of hysteresis loop of CL shows some distinguishing features: the process of flow reattachment of NACA 0012 is slower than that of flat plate in downstroke phase, so a smooth transition of CL is observed; there are still vortices shedding from trailing-edge even for small angle of attack, which results in a local instability of CL. By studying the effects of reduced frequency and amplitude, it's been found that the AoA corresponding to the maximum CL is more sensitive to the former and the reduced pitch rate is the main parameter to determine the dynamic stall angle for both flat plate and NACA 0012. In addition, the results of show that the lift and drag coefficient at maximum angle of attack are close to their static value for the discussed amplitudes and wing geometries.

*Keywords:* aerodynamic, oscillation, low Reynolds number, transition, stall angle