

УДК 533.6.01

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ПЕРЕМЕННОЙ ПО РАЗМАХУ КРЫЛА ВОЛНИСТОСТИ НА ЕГО АЭРОДИНАМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

© 2020 г. И. А. Тунио^{a,*,**}, Д. Кумар^{b,c}, Т. Хуссейн^a, М. Джатой^d, Сафиулла^e

^a Department of Mechanical Engineering, Mehran UET Jamshoro 76090, Sindh, Pakistan

^b Dept. of Mechanical Engineering, MUET, Shaheed Zulfiqar Ali Bhutto Campus, Khairpur Mir's, 66020, Sindh, Pakistan

^c Centre for Smart Infrastructure & Digital Construction Department of Civil and Construction Engineering, Faculty of Science, Engineering and Technology, Swinburne University of Technology, Hawthorn-3122, Melbourne, Australia

^d Department of Electrical Engineering Technology, The Benazir Bhutto Shaheed University of Technology & Skill Development (BBSUTSD), Khairpur Mirs, 66020, Sindh, Pakistan

^e Department of Mechanical System Engineering, Hiroshima University, Hiroshima, Japan

*E-mail: intizar.tunio@faculty.muets.edu.pk

**E-mail: intizar_tunio@hotmail.com

Поступила в редакцию 21.08.2019 г.

После доработки 19.11.2019 г.

Принята к публикации 17.12.2019 г.

Бугорки на плавниках китов-горбачей позволяют добиться положительного гидродинамического эффекта. В прошлом имели место многочисленные попытки использовать подобные бугорки на крыльях самолета для получения положительного аэродинамического эффекта. Активно исследовалось влияние толщины профиля, формы крыла в плане, числа Рейнольдса Re и длины волны и амплитуды волнистости на аэродинамические характеристики волнистого крыла и картину его обтекания. Однако эффект переменной длины волны вдоль размаха конечного крыла и его влияние на физику течения еще недостаточно исследованы. Цель настоящей работы состоит в изучении влияния переменной по размаху конечного крыла длины волны волнистости и определяющего механизма течения в предотрывном и отрывном режимах обтекания. Волнистые профили строятся на основе профиля NACA0021; результаты моделирования сравниваются с аналогичными результатами для профиля с гладкой передней кромкой (базовым профилем) при числе Рейнольдса $Re = 1.2 \times 10^5$. Валидация результатов моделирования выполнена на основе имеющихся в литературе экспериментальных данных. Рассмотрены две различные модели крыла; в первой из них ($\lambda 0305h1$) длина волны возрастала от корня крыла до его оконечности, а во второй из них ($\lambda 0503h1$), напротив, убывала. Результаты, полученные для аэродинамического качества L/D составляют 16.89 и 4.22% для крыльев $\lambda 0503h1$ и $\lambda 0305h1$ соответственно. В отрывном же режиме максимальное увеличение L/D составляет 2.97 и 19.18% для $\lambda 0503h1$ и $\lambda 0305h1$ соответственно, при угле атаки 20° . Отмечено, что модель $\lambda 0503h1$ имеет меньшее значение L/D в отрывном режиме из-за образования вихрей на поверхности крыла. Вихри создают циркуляционную зону на крыле, в результате чего давление на верхней стороне крыла растет. На основании полученных результатов сделано заключение, что волнистость по размаху крыла самолета в отрывном режиме создает благоприятный эффект. Также сделан вывод о том, что увеличение длины волны волнистости от корня крыла к его оконечности предоставляет большие преимущества в аэродинамике крыла, чем уменьшение длины волны волнистости в направлении к его оконечности.

Ключевые слова: пассивное управление течением, аэродинамические характеристики, неоднородная волнистость передней кромки, длина волны волнистости, амплитуда волнистости, конечное крыло

DOI: 10.31857/S0568528120040106

Использование крыльев с волнистой передней кромкой как способ улучшения их аэродинамических характеристик привлекло внимание после работы [1], в которой форма грудного плавника кита-горбача была проанализирована с точки зрения гидродинамической эффективности.

Плавники имеют бугорки на передней кромке, благодаря чему подъемная сила сохраняется при больших углах атаки, а отрыв замедляется при наличии эффективной маневренности. В той же статье высказано предположение, что бугорки действуют аналогично генератору вихря на крыле самолета. В работе [2] трехмерный метод панелей был использован для сравнения характеристик крыльев с гладкой и волнистой передними кромками при угле атаки 10° . В предотрывном режиме были получены увеличение подъемной силы на 4.8% и уменьшение сопротивления на 10.9%, что подтвердило результаты работы [1]. Далее, в [3] было выполнено экспериментальное исследование на идеализированной модели плавника кита-горбача и проведено сравнение с моделью, имеющей гладкую переднюю кромку. Результаты показали, что данная идеализированная модель давала увеличение максимальной подъемной силы на 6% и критического угла атаки на 40%. Также было показано, что бугорки на передней кромке крыла обеспечивают уменьшение сопротивления крыла при углах атаки от 11° до 18° . В последующей работе [4] выполнены эксперименты, позволившие проанализировать и сравнить аэродинамические характеристики идеализированной модели плавника кита для случаев крыльев с полным размахом и полуразмахом, а также при наличии либо отсутствии выступающей части на передней кромке. Результаты экспериментов показали, что на модели крыла с полным размахом подъемная сила убывает, а сопротивление растёт, тогда как в случае модели с полуразмахом ситуация противоположная. Влияние трехмерности было экспериментально исследовано в [5], где показано, что указанные эффекты важны при анализе гидродинамической эффективности передней кромки крыла. Впоследствии в [6] выполнено экспериментальное исследование трехмерных эффектов геометрии бугорков. Полученные результаты показали, что трехмерные эффекты менее значительны, чем первоначально предполагалось, хотя амплитуда и длина волны бугорков, а также число Рейнольдса играют существенную роль.

Предполагалось, что механизмы, ответственные за описанную аэродинамику, сходны с действием вихрегенератора, который увеличивает импульс внутри пограничного слоя и ограничивает отрыв в отрывном режиме [3, 7–10]. Однако в [11] было отмечено, что длина волны и амплитуда волнистости много больше толщины пограничного слоя, и, таким образом, бугорки нельзя рассматривать как генераторы вихрей. Высказано предположение, что неравномерный скос потока вниз ограничивает отрыв за вершинами бугорков: при этом автор утверждал, что длина хорды в углублении уменьшается, что приводит к росту продольного градиента давления и, как следствие, отрыву потока за углублением. Исследования показали, что механизм течения, ответственный за указанную аэродинамику, нуждается в дальнейшем исследовании. Однако в настоящей работе длина хорды вдоль размаха остается постоянной.

В работах [12, 13] выполнен экспериментальный анализ влияния длины волны и амплитуды бугорков. За основу взят профиль NASA 634-021, а указанные эффекты изучались в диапазонах от $0.25c$ до $0.5c$ (для длины волны) и от $0.025c$ до $0.12c$ (для амплитуды). Выполнено сравнение гидродинамических характеристик профилей с гладкой и волнистой передними кромками. Показано, что бугорки ухудшают характеристики профиля в предотрывном режиме, но увеличивают на 50%, по сравнению с базовой моделью, подъемную силу в отрывном режиме. В [14] влияние волнистой геометрии изучено при $Re = 800$ и угле атаки 20° путем численного моделирования: длина волны и амплитуда волнистости передней кромки изменялись в некотором диапазоне. Результаты моделирования показали, что имело место максимальное уменьшение сопротивления на 35%, наряду с уменьшением подъемной силы, по сравнению с базовой моделью, имеющей гладкую переднюю кромку. Дополнительно было обнаружено, что изменения длины волны и амплитуды бугорков влияют на циркуляционную зону, топологию следа и интенсивность вихрей в следе. Показано, что для отношения амплитуды к длине хорды $A/c < 0.07$ интенсивность вихрей слишком мала, чтобы предотвратить отрыв потока. Однако при $A/c > 0.07$ срыв вихрей в след ослабевает. Моделирование методом крупных вихрей (LES), выполненное Кимом и его сотрудниками, имело целью исследовать механизм течения, ответственный за аэродинамические преимущества профиля с синусоидально-волнистой передней кромкой. Численное моделирование было выполнено для осредненных во времени и нестационарных уравнений при числе Рейнольдса $Re = 1.2 \times 10^5$ и угле атаки 20° [15]. В недавней работе [16] при помощи прямого численного моделирования проанализировано влияние бугорков для бесконечного крыла при числе Рейнольдса $Re = 1000$. Результаты моделирования показали, что при этом значении Re для волнистого крыла с длиной волны волнистости, большей чем $0.5c$, имеет место уменьшение отношения L/D , которое еще более уменьшается с увеличением амплитуды. Кроме того, обнаружено, что эффект бугорков с более короткой длиной волны пренебрежимо мал. В целом проведенные исследования показывают, что параметры бугорков оказывают значительное влияние на аэродинамику крыла и картину его обтекания. Аналогичный вывод был сделан в недавней работе [17].

Многочисленные исследования показывают, что картина течения (циркуляционные зоны, область следа, интенсивность вихрей) в основном определяется геометрией бугорков и числом Рейнольдса [14, 18]. Влияние числа Рейнольдса на картину течения численно исследовано в [19] при $Re = 10000$ и 50000 ; был сделан вывод, что механизм течения, обнаруженный в предыдущей работе [16] при $Re = 1000$ остается важным и при более высоких числах Рейнольдса. Эти результаты показывают, что имеет смысл дальнейшее продолжение исследований влияния параметров бугорков на механизм обтекания крыла.

Однако большинство предыдущих исследований были проведены при переменной длине хорды (длина хорды меньше в сечении углубления), и механизм течения обсуждался именно с этой точки зрения [11]. Также в многочисленных работах эффект длины волны и амплитуды бугорков исследовался при различных углах атаки при постоянных значениях длины волны и амплитуды по размаху крыла, а влиянием переменной волнистости пренебрегалось. В действительности же бугорки на плавниках кита-горбача существенно неоднородны.

Основная цель данной работы состоит в изучении длины волны волнистости, переменной по размаху крыла, на его аэродинамическую эффективность и на механизм течения в предотрывном и отрывном режимах. Исследованы две модели волнистого крыла с увеличением (крыло $\lambda 0305h1$) и уменьшением (крыло $\lambda 0503h1$) длины волны от корня крыла до его оконечности. Также описан лежащий в основе механизм течения, определяющий аэродинамическое поведение крыла.

1. ЧИСЛЕННАЯ СХЕМА

1.1. Описание физической проблемы

Неоднородная по размаху волнистость накладывается на крыло с профилем NACA0021. Профиль плавника кита-горбача имеет максимальную толщину, приблизительно равную 21% длины хорды c , которая достигается на расстоянии в 40% от ее длины [1]. Модель бугорка задается преобразованием координат

$$\bar{X} = c + \xi(Z) = c - \frac{h}{2} \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda} z\right) \quad (1.1)$$

На рис. 1а показана геометрия, полученная преобразованием (1.1), примененным на задней кромке без изменения длины хорды крыла. В результате данного преобразования крыло имеет деформированные переднюю и заднюю кромки, тогда как в большинстве предыдущих работ деформации подвергалась лишь передняя кромка. Важно рассматривать длины волны и амплитуды бугорков в диапазонах, свойственных плавникам кита. Предыдущие исследования показали, что для взрослого кита-горбача расстояние между вершинами бугорков находится в интервале от $0.25c$ до $0.5c$, а расстояние от гребня до углубления (амплитуда) от $0.05c$ до $0.1c$ [12, 20]. Далее, критический анализ плавников показал, что бугорки на плавнике кита крайне неоднородны. Было также отмечено, что мало внимания уделялось переменной длине волны по размаху. В связи с этим в данной работе рассмотрен почти полный диапазон длин волн и максимальных амплитуд, характерных для взрослого кита-горбача, тем более что некоторые исследования показали, что меньшие по размеру бугорки не производят положительного эффекта на характеристики крыла. Модель бугорчатого крыла генерируется с изменением длины волны вдоль размаха, либо с ее уменьшением от $0.5c$ до $0.3c$ с интервалом $0.05c$, либо с увеличением от $0.3c$ до $0.5c$ с тем же интервалом $0.05c$. Подробности приведены в табл. 1. Координаты базового профиля были взяты с интернет-страницы университета Иллинойса, а обе соответствующие модели крыла были созданы посредством матобеспечения Pro-Engineer. Названия моделей имеют следующее происхождение: первые четыре цифры после λ представляют собой длину волны в десятых долях хорды (λ/c) у корня крыла и длину волны в десятых долях хорды (λ/c) у его оконечности, h означает амплитуду, а число при h означает десятую долю амплитуды для соответствующего варианта.

Трехмерные расчеты были проведены при помощи пакета ANSYS. Они были выполнены при шести углах атаки путем вращения модели крыла без изменения скорости набегающего потока. Входная и выходная границы расчетной области располагались на расстоянии, равном семи длинам хорды, от передней и задней кромок крыла соответственно. Одна боковая граница была прикреплена к концу крыла, а вторая боковая граница находилась на расстоянии четырех длин хорды от корня крыла. Крыло рассматривалось как консоль, прикрепленная к фюзеляжу в корневой части, и имеющая свободный конец. При рассмотрении конечного крыла

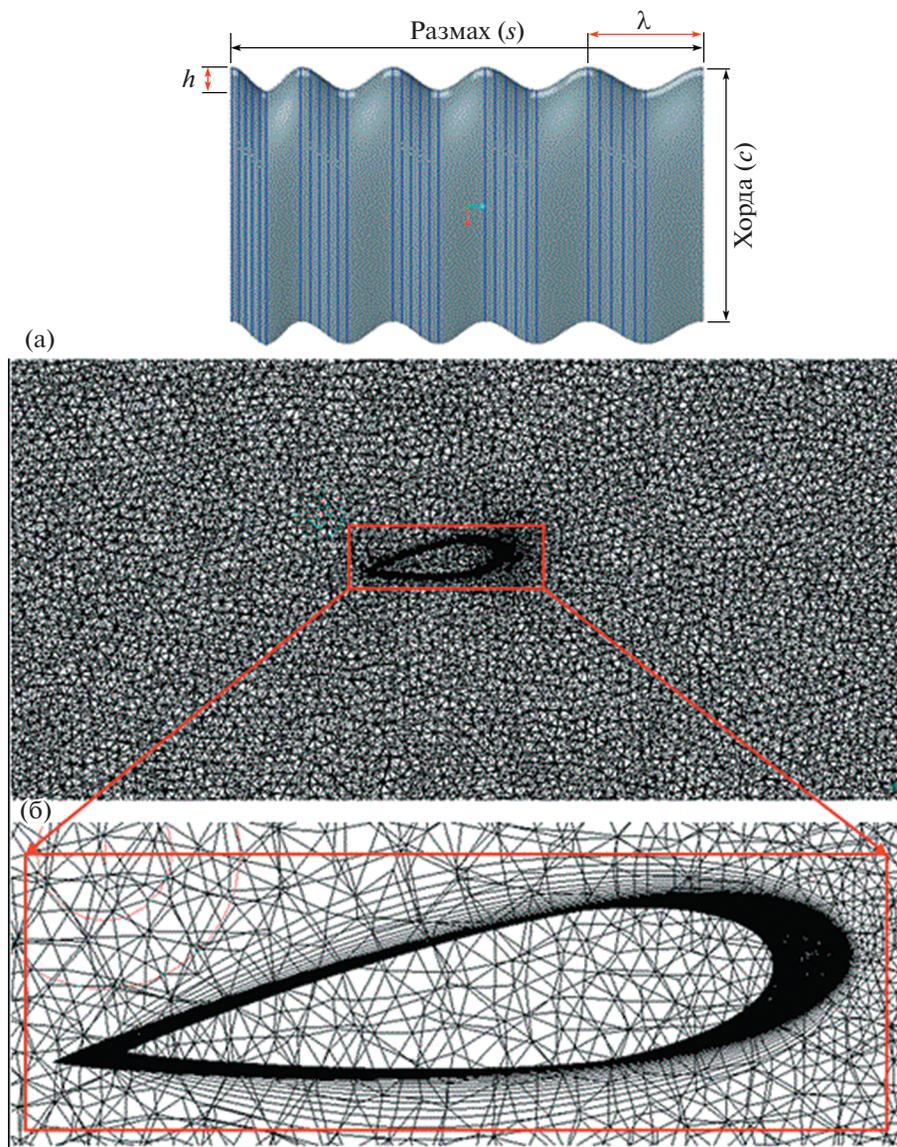


Рис. 1. Форма волнистого крыла $\lambda 0503h1$ в плане (а); увеличенное изображение расчетной сетки (б).

проявляются трехмерные эффекты. Расчетная сетка состояла из тетраэдральных элементов, а для генерации мелкой сетки в областях больших градиентов давления использовался алгоритм подстройки (patch confirming algorithm). Предыдущие исследования показали, что длина волны волнистости является одним из важных параметров, влияющих на характеристики крыла, и соответствующий эффект был изучен многими авторами. При этом влиянию переменной длины

Таблица 1. Характеристики волнистости в рассмотренных случаях

Модели	h/c	λ/c от корня к концу крыла	% Увеличение или уменьшение c вдоль размаха крыла для каждой длины волны
Базовая модель	0.0	—	—
$\lambda 0503h1$	0.1	0.5–0.3	0.05
$\lambda 0305h1$	0.1	0.3–0.5	0.05

волнистости уделялось меньше внимания. В действительности плавник кита-горбача имеет неоднородные по размеру выпуклости. Генерируется непериодическая сетка, которая используется для моделей с различными длинами волн. Для того чтобы уловить эффекты пограничного слоя, сетка вблизи поверхности крыла сильно измельчалась с использованием дополнительных слоев (inflation layers). В настоящей работе значение Y^+ берется меньшим единицы ($Y^+ < 1$); при этом высота первого элемента у поверхности крыла составляла 0.035 мм. На нижней и верхней поверхностях профиля ставились условия прилипания. Картина сетки на волнистом крыле с увеличением длины волны к его оконечности представлена на рис. 16. Уравнения переноса дискретизировались методом конечного объема в пакете ANSYS Fluent 14.5. Критерий сходимости определялся в соответствии со значениями коэффициентов аэродинамических сил of aerodynamic forces, momentum, continuity and turbulence model equations. На входной границе области граничное условие для скорости задавалось при интенсивности турбулентности 0.8%, причем скорость была нормальной к входной границе [6]. На выходной границе ставилось условие нулевого давления. Уравнения, описывающие течение, решались посредством алгоритма SIMPLE, а пространственная дискретизация осуществлялась при помощи противопоточной схемы второго порядка точности.

1.2. Вычислительная модель

Исследование проведено при весьма малых числах Маха и соответственно низких числах Рейнольдса. Поэтому моделирование проводится в рамках модели несжимаемой жидкости. Поток воздуха, обтекающий крыло, считается трехмерным, вязким и стационарным. Соответственно исходные дифференциальные уравнения в частных производных, как уравнения неразрывности и RANS (осредненные по Рейнольдсу уравнения Навье–Стокса), имеют следующий вид:

$$\frac{\partial U_i}{\partial x_i} = 0$$

$$\frac{\partial}{\partial x_j} (\rho U_i U_j) = -\frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial x_j} (-\rho \bar{u}_i' \bar{u}_j')$$

$$i, j = 1, 2, 3 \quad (1.2)$$

Последнее слагаемое в правой части второго уравнения представляет собой напряжение Рейнольдса, учитывающее турбулентность $-\rho \bar{u}_i' \bar{u}_j'$ в набегающем потоке. В пакете FluentTM доступны многие модели турбулентности, позволяющие моделировать напряжения Рейнольдса в соответствии с физическими условиями конкретной задачи. В настоящей работе использованы два различных подхода к моделированию напряжений Рейнольдса в уравнениях RANS, а именно модели $k - \varepsilon$ и $k - \omega$. Добавление члена с встречной диффузией в уравнение $k - \omega$ SST модели обеспечивает адекватное решение уравнений как вблизи, так и вдали от стенки

$$\frac{\partial (k u_j)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + P - \varepsilon$$

и

$$\frac{\partial (\varepsilon u_j)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + C_1 S \varepsilon - C_2 \frac{\varepsilon^2}{k + \sqrt{\nu \varepsilon}}$$

где

$$C_1 = \max \left[0.43, \frac{\eta}{\eta + 5} \right]$$

$$\eta = S \frac{k}{\varepsilon}$$

$$S = \sqrt{2 S_{ij} S_{ij}}$$

В этих уравнениях P представляет собой производство турбулентной кинетической энергии средними градиентами скорости, а σ_k и σ_ε – турбулентные числа Прандтля для k и ε соответственно. Приняты следующие значения констант модели: $C_2 = 1.9$, $\sigma_k = 1$ и $\sigma_\varepsilon = 1.2$.

$$\frac{\partial(ku_i)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\Gamma_k \partial k}{\rho \partial x_j} \right) + P + Y_k$$

$$\frac{\partial(\omega u_i)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\Gamma_\omega \partial \omega}{\rho \partial x_j} \right) + G_\omega - Y_\omega + D_\omega$$

В этих уравнениях P представляет собой производство кинетической энергии турбулентности средними градиентами скорости, а G_ω представляет собой производство ω ; Γ_k и Γ_ω ω представляют собой эффективные коэффициенты диффузии k и ω соответственно, Y_k и Y_ω — турбулентную диссипацию k и ω соответственно, и D_ω — встречную диффузию.

1.3. Тестирование независимости результатов от сетки

Тестирование сеточной независимости выполнено с целью проверить, что коэффициенты аэродинамических сил не зависят от измельчения сетки. В литературе имеется описание теста сеточной независимости для единственной модели при различных углах атаки [21, 22]. Таким образом, тестирования для единственного угла атаки и одной конфигурации достаточно, чтобы оценить приемлемый уровень точности. Поэтому в настоящей работе такое тестирование выполнено для базовой модели, имеющей гладкую переднюю кромку, при угле атаки 4° . С этой целью численные исследования были проведены на шести различных вычислительных сетках. Анализ результатов показал, что измельчение сетки существенно влияет на аэродинамические силы, действующие на поверхность крыла. Обнаружено, что величина L/D , рассчитанная на сетке, имеющей 3.8 миллиона ячеек, не отличается от величины этого отношения, полученной на сетке с 4 миллионами ячеек. Таким образом, дальнейшее измельчение сетки не оказывает влияния на аэродинамические силы, Поэтому в дальнейшем в работе использовалась сетка с 3.8 миллионами ячеек.

1.4. Валидация вычислительной модели

В аэродинамической трубе университета Аделаиды (Австралия) были выполнены эксперименты с профилем NACA0021 при числе Рейнольдса $Re = 1.2 \times 10^5$ [6]. Для валидации вычислительной модели турбулентности выбрана базовая модель с гладкой передней кромкой и использованы данные по коэффициентам подъемной силы и сопротивления. В настоящей работе применены две различные модели турбулентности, $k - \varepsilon$ и $k - \omega$. Сравнение численных результатов с экспериментальными данными проведено на рис. 2а и 2б. Сравнение по коэффициенту подъемной силы C_L показывает, что модель турбулентности $k - \varepsilon$ обеспечивает хорошее согласование с экспериментом при углах атаки от $\alpha = 0^\circ$ до $\alpha = 12^\circ$ с отклонением от экспериментальных результатов в пределах 4.5%. При углах атаки больших, чем 12° , модель $k - \varepsilon$ завышает значения C_L примерно на 60%. Аналогично поведение коэффициента сопротивления при углах атаки до 12° (рис. 2б); однако при больших углах атаки имеет место совершенно противоположная тенденция. Сравнение величин C_L , полученных при помощи модели $k - \omega$ и в эксперименте при различных углах атаки, показало, что модель $k - \omega$ занижает значения C_L при углах атаки, меньших 12° , с максимальной ошибкой в 19.8%. При этом в случае больших углов атаки в отрывном режиме значение коэффициента подъемной силы, рассчитанное по модели $k - \omega$, хорошо соответствовало экспериментальным данным (ошибка не превышала 4.8%). Аналогичное поведение отмечено для коэффициента сопротивления (рис. 2б). На основе полученных результатов сделан вывод, что модель $k - \varepsilon$ обеспечивает близкие к эксперименту результаты в диапазоне малых углов атаки (до 12°) с максимальным отклонением в 4.5%, тогда как при более высоких углах атаки лучшие результаты обеспечивает модель $k - \omega$ с максимальным отклонением от эксперимента в 4.8%. В связи со сказанным, в данной работе используется модель $k - \varepsilon$ при углах атаки до 12° и модель $k - \omega$ SST для более высоких углов атаки. Поскольку численное моделирование проведено при шести различных углах атаки с шагом в 4° , точное значение угла срыва потока может быть заключено между 12° и 16° , но в связи с дискретностью изменения по углу атаки значение 12° принимается за угол срыва.

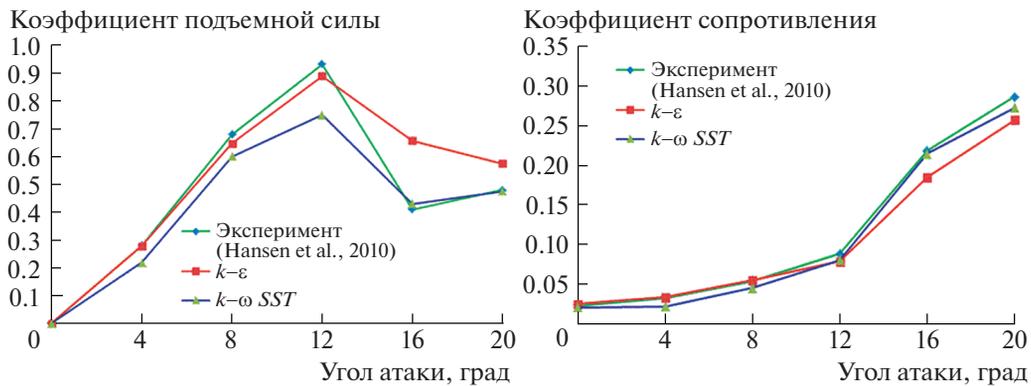


Рис. 2. Сравнение результатов численного моделирования и эксперимента [6]; коэффициент подъемной силы (а); коэффициент сопротивления (б).

2. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

2.1. Аэродинамические силы

Аэродинамическое поведение различных волнистых крыльев сравнивалось со случаем базовой модели при различных углах атаки в предотрывном и отрывном режимах. На рис. 3а–3в сравниваются аэродинамические характеристики базовой модели и волнистых крыльев с уменьшением длины волны от корня до оконечности (крыло $\lambda 0503h1$) и с увеличением длины волны (крыло $\lambda 0305h1$).

На рис. 3а приведены данные для коэффициента сопротивления при различных углах атаки. При нулевом угле атаки коэффициенты сопротивления во всех трех случаях одинаковы. Коэффициент сопротивления медленно растет, пока угол атаки не превышает 12° . Когда это значение превышено, коэффициент сопротивления резко растет до 20° . При начальных значениях углов атаки (от 0° до 12°) крыло $\lambda 0305h1$ имеет наименьший, по сравнению с двумя другими случаями, коэффициент сопротивления, но, как только это значение превышено, наблюдается противоположная картина, т.е. коэффициент сопротивления крыла $\lambda 0305h1$ наибольший.

На рис. 3б проведено сравнение зависимостей коэффициента подъемной силы от угла атаки для базовой модели и моделей $\lambda 0503h1$ и $\lambda 0305h1$. Очевидно, что этот коэффициент возрастает регулярным образом в начальной части графика, а затем убывает нерегулярным образом. На начальной стадии наибольшее значение коэффициента подъемной силы имеет базовая модель, а две другие модели показывают идентичные результаты. На позднейшей стадии наблюдается внезапное понижение коэффициента подъемной силы базовой модели, а его наибольшее значение имеет модель $\lambda 0305h1$.

На рис. 3в сравнивается аэродинамическое качество базовой модели и моделей $\lambda 0503h1$ и $\lambda 0305h1$ при различных углах атаки. Можно видеть, что отношение L/D постепенно возрастает при увеличении угла атаки до 8° и убывает при увеличении угла атаки свыше 8° . При малых углах атаки наибольшее значение L/D имеет базовая модель, а за ней следуют $\lambda 0305h1$ и $\lambda 0503h1$. При больших углах атаки имеет место иной сценарий. При углах атаки от 8° до 12° базовая модель имеет наибольшее значение L/D , но примерно то же значение имеют и две другие модели. Аналогично, значения L/D для всех трех моделей примерно одинаковы в диапазоне от 12° до 16° . После 16° лидирующее положение вновь занимает $\lambda 0305h1$, тогда как остальные модели дают почти неотличимые результаты.

2.2. Распределение давления по поверхности

Критический анализ распределения статического давления по поверхности крыла представляет собой исходный пункт для понимания физики обтекания, которая определяет поведение аэродинамических характеристик. На рис. 4 представлено распределение давления по базовой модели и моделям $\lambda 0503h1$ и $\lambda 0305h1$ при угле атаки 12° . Распределение статического давления по поверхности базовой модели на рис. 4а показывает, что на передней кромке имеет место значительное отрицательное давление, величина которого максимальна у корня крыла. Далее давле-

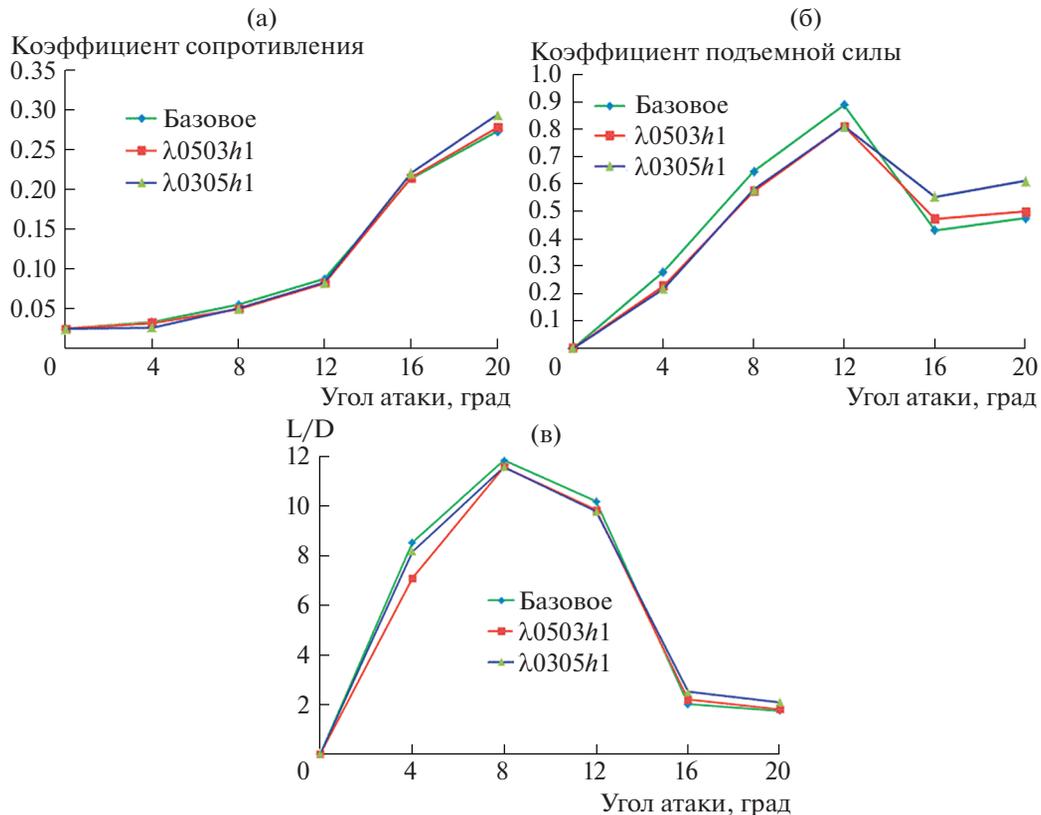


Рис. 3. Сравнение коэффициентов подъемной силы (а), коэффициентов сопротивления (б) и отношения L/D (в) для двух волнистых крыльев и крыла с гладкой передней кромкой при различных углах атаки.

ние меняется по размаху, убывая к оконечности крыла. Что касается распределения давления по волнистому крылу, отрицательное давление на передней кромке максимально за углублением у корня крыла, а затем убывает вдоль размаха для обоих вариантов волнистых крыльев. Уменьшение длины волны бугорков незначительно сказывается на распределении давления по крылу, что показывает рис. 4б, 4в. Сравнение распределений давления по базовому и волнистым крыльям показывает, что в базовом случае имеет место значительное отрицательное давление на передней кромке почти до самой оконечности крыла, тогда как у обоих волнистых крыльев область отрицательного давления на передней кромке ограничена зоной за углублением. По результатам сравнения распределений давления можно высказать предположение, что уменьшение отрицательного давления на передней кромке является главной причиной падения аэродинамической эффективности волнистого крыла при малых углах атаки. Тщательный анализ распределения давления по волнистому крылу показывает, что применение бугорков создает градиент давления по размаху крыла — положительный градиент давления от углубления впадины к возвышению и отрицательный градиент давления от возвышения к углублению.

На рис. 4г и 4д представлены распределения давления по базовому и волнистым крыльям при угле атаки 20° . Анализ распределений давления в предотрывном и отрывном режимах показывает, что в предотрывном режиме имеет место пик отрицательного давления в углублении волнистости, но он существует лишь около корня крыла и исчезает у его оконечности. В то же время в отрывном режиме пик отрицательного давления у оконечности крыла существует и для базовой, и для волнистых моделей. Аэродинамическое поведение всех крыльев в отрывном режиме можно лучше понять, имея в виду, что область отрицательного давления на передней кромке обширней у волнистых крыльев. Кроме того, ясно, что в случае гладкой передней кромки отрицательное давление существует только в малой области вблизи оконечности крыла, тогда как область отрицательного давления и само отрицательное давление значительно больше в случае волнистого крыла. Таким образом, большее отрицательное давление в более обширной области на передней кромке способствует улучшению аэродинамической эффективности при больших углах атаки.

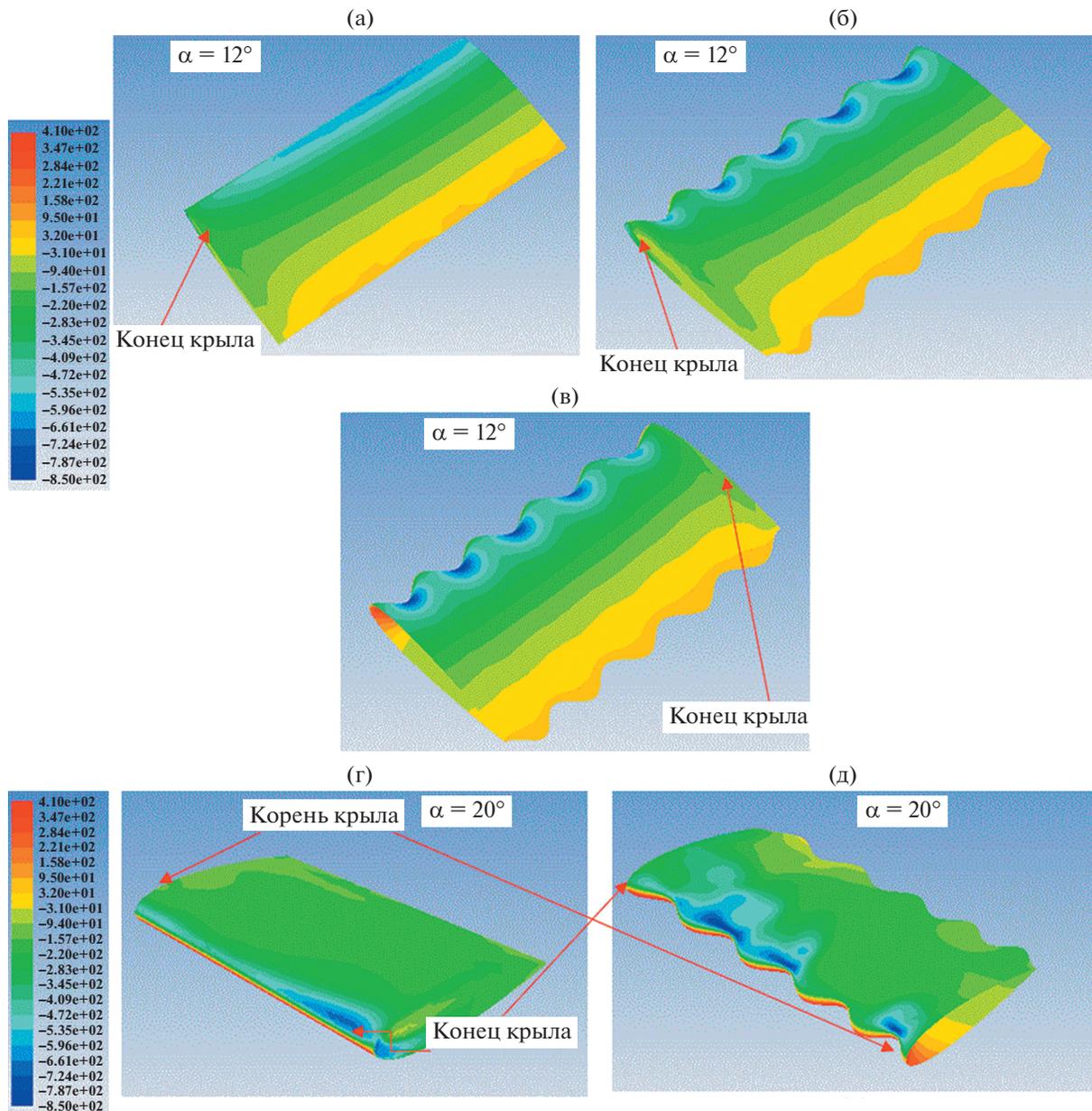


Рис. 4. Распределение статического давления по базовому крылу (а), волнистому крылу $\lambda 0503h1$ (б) и волнистому крылу $\lambda 0305h1$ (в) при угле атаки 12° и по базовому крылу (г) и волнистому крылу $\lambda 0305h1$ (д) при угле атаки 20° .

На рис. 5 приведены распределения скорости по базовому и волнистым крыльям. Из данных на рис. 5а следует, что большая часть крыла находится в условиях критического срыва, когда отрыв потока начинается непосредственно за передней кромкой. На рис. 5б представлено распределение скорости по волнистому крылу на возвышении волнистости, из которого видно, что отрыв потока ограничен областью за возвышением волнистости, чему причиной очень низкое отрицательное давление на возвышении на передней кромке. На рис. 5в построено распределение скорости в углублении волнистого крыла. По характеру распределения скорости видно, что поток отрывается от поверхности сразу за передней кромкой, затем присоединяется к поверхности, затем снова отрывается. Наконец, сделан вывод, что все базовое крыло при угле атаки 20° находится в условиях критического отрыва, в то время как у волнистого крыла отрыв потока имеет место лишь в углублении. Эти результаты находятся в соответствии с ранее опубликованными в литературе данными [14, 23, 24].

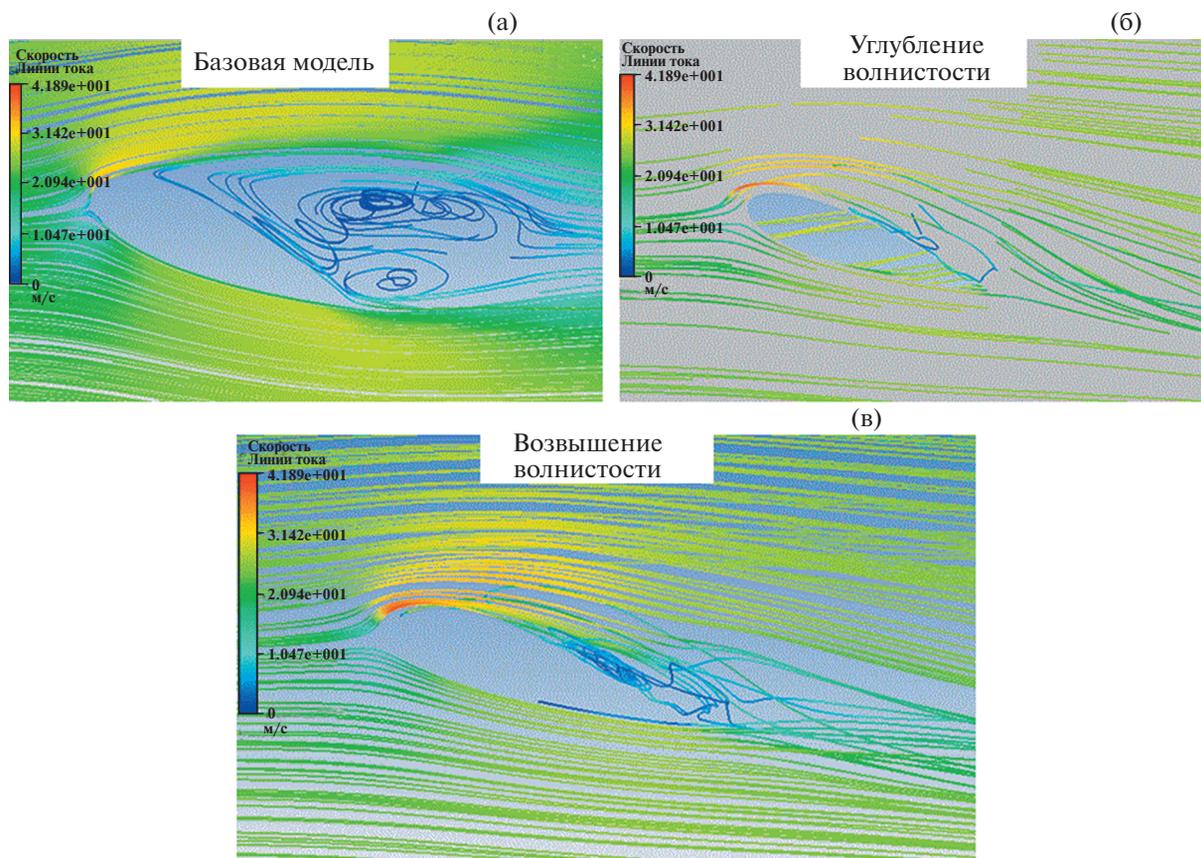


Рис. 5. Картина вектора скорости при угле атаки 20° , показывающая отрыв потока; базовое крыло на расстоянии $z = 35$ мм от корня (а); модель $\lambda 0503h1$, в углублении волнистости, $z = 17.5$ мм от корня (б); модель $\lambda 0503h1$, на возвышении волнистости, $z = 35$ мм от корня (в).

Ниже рассмотрено изменение завихренности в окрестности передней кромки базового и волнистых крыльев при углах атаки $\alpha = 8^\circ$ и $\alpha = 20^\circ$. На рис. 6а распределение завихренности представлено для базовой модели при $\alpha = 8^\circ$. Здесь виден очень тонкий слой отрицательной завихренности, примыкающий к верхней поверхности крыла. Этот тонкий слой порождает вращение жидких частиц по часовой стрелке. В результате количество движения в пограничном слое растет за счет постоянного переноса импульса из внешней жидкости. Это увеличение импульса в пограничном слое повышает аэродинамическую эффективность крыла при малых углах атаки. Напротив, при больших углах атаки, как показывает рис. 6б, области отрицательной завихренности смещаются вверх от передней кромки, а к верхней поверхности крыла примыкает область положительной завихренности, в результате чего жидкие частицы вращаются против часовой стрелки. В результате импульс в пограничном слое убывает, что приводит к отрыву потока. Таким образом, можно сделать вывод, что при высоких углах атаки аэродинамические характеристики крыла самолета ухудшаются вследствие отделения зоны отрицательной завихренности.

На рис. 6в, 6г представлено распределение завихренности вблизи передней кромки волнистого крыла при угле атаки 20° . Как указано выше, отделение зоны отрицательной завихренности от верхней поверхности крыла приводит к отрыву потока. В отличие от предыдущего случая, в случае волнистого крыла область отрицательной завихренности остается присоединенной к его верхней поверхности вдоль хорды и при высоких углах атаки. Эта присоединенная область отрицательной завихренности вызывает вращение жидких частиц по часовой стрелке, что, в свою очередь, увеличивает количество движения в пограничном слое путем переноса импульса из внешнего течения. Эти результаты находятся в соответствии с результатами, полученными в работах [1, 3, 12, 13, 25]. Рост импульса в пограничном слое позволяет предотвратить отрыв и спо-

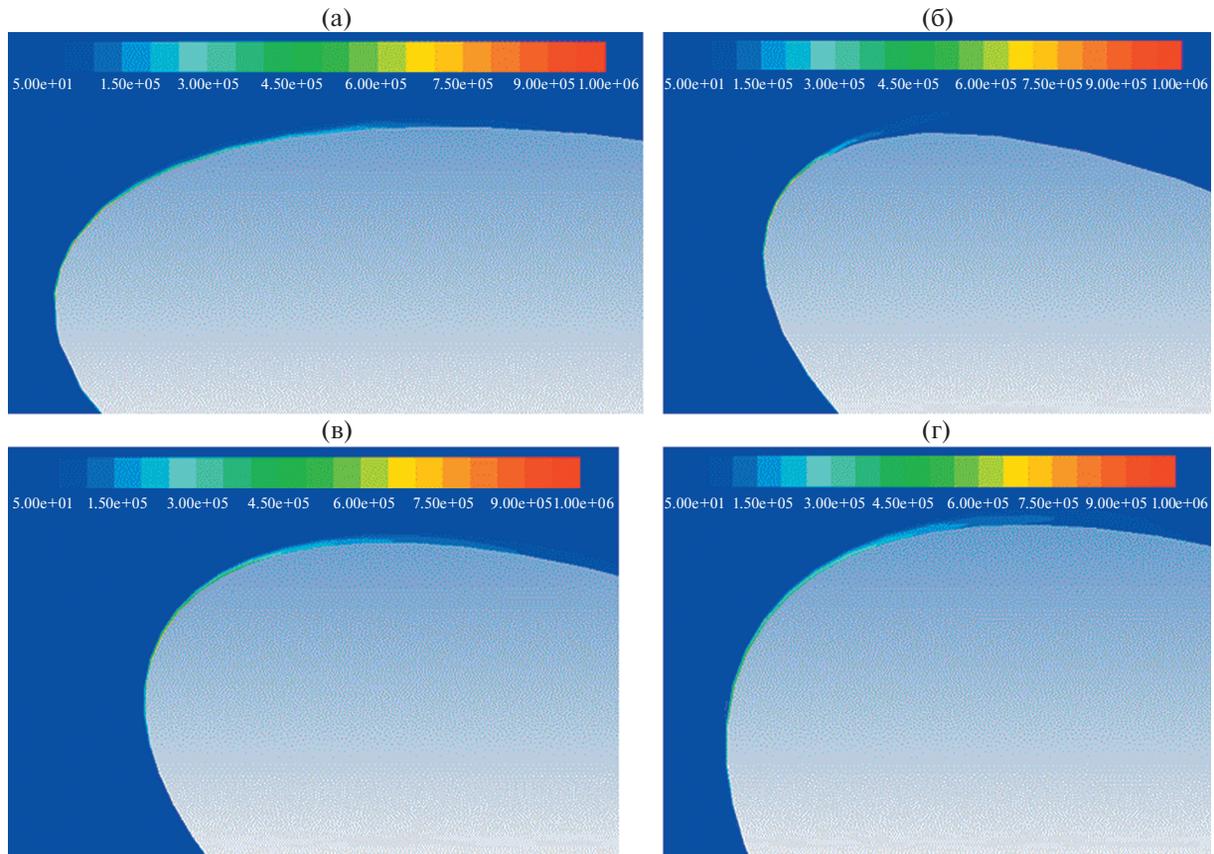


Рис. 6. Распределение завихренности вдоль передней кромки; базовая модель, $\alpha = 8^\circ$, 35 мм от корня (а); базовая модель, $\alpha = 20^\circ$, 35 мм от корня (б); модель $\lambda 0503h1$, на возвышении волнистости, $z = 35$ мм от корня (в); модель $\lambda 0503h1$, в углублении волнистости, $z = 35$ мм от корня (г).

способствует улучшению аэродинамической эффективности при больших углах атаки в результате увеличения критического угла атаки.

2.3. Механизм течения

На рис. 7а–7г построены картины линий тока для моделей $\lambda 0503h1$ и $\lambda 0305h1$ при угле атаки 20° . Поведение линий тока на поверхности крыла позволяет понять ухудшение аэродинамической эффективности волнистого крыла с убыванием длины волны от корня до оконечности. В этом случае (рис. 7а, 7б) можно видеть образование вихрей на верхней поверхности крыла. Эти вихри возникают из-за наличия острой концевой части волнистого крыла с уменьшающейся к концу крыла длиной волны. Благодаря острой концевой части жидкие частицы с нижней стороны крыла движутся вверх в окрестности задней кромки, создавая встречный градиент давления для жидких частиц, находящихся на верхней стороне крыла. Встречный градиент давления создает циркуляционную зону, а давление на верхней поверхности крыла растет. Помимо того, можно отметить, что в случае волнистого крыла с длиной волны, убывающей в направлении оконечности крыла (модель $\lambda 0503h1$), вихри возникают на всей верхней стороне крыла. Эти вихри могут быть образованы возмущениями, генерированными вихрями, образовавшимися в концевой части крыла. Падение разности давлений на верхней и нижней сторонах крыла приводит к уменьшению аэродинамического качества L/D . Однако в случае крыла с длиной волны волнистости, растущей в направлении оконечности, вихри возникают лишь у корня крыла (т.е., там, где длина волны волнистости очень мала), а на остальной части крыла образуются лишь отдельные вихри малой интенсивности, как показано на рис. 7в, 7г. Таким образом, величина L/D растет.

Обозначения

\bar{X}	преобразование координат в направлении размаха
c	длина хорды
Z	длина в направлении размаха
h	амплитуда бугорков
λ	длина волны бугорков
U_i	компонента скорости
ρ	плотность
μ	динамическая вязкость
P	давление в набегающем потоке

На основе рассчитанных распределений давления сделан вывод, что основной причиной уменьшения величины L/D в предотрывном режиме является уменьшение области отрицательного давления на передней кромке. В отрывном режиме основными причинами роста аэродинамической эффективности являются ограниченность зоны отрыва за возвышением волнистости и увеличение импульса в пограничном слое вследствие наличия присоединенной области отрицательной завихренности. Показано также, что уменьшение длины волны волнистости от корня к оконечности крыла λ_{0503h1} приводит к образованию вихрей на поверхности крыла вследствие заостренности концевых кромок; это приводит к уменьшению отношения L/D по сравнению с крылом λ_{0305h1} . Вихри, создающие зону циркуляционного течения, увеличивают градиент давления на поверхности крыла. На основе полученных результатов выдвинуто предположение, что существует некоторое значение длины волны волнистости, за которым дальнейшее уменьшение длины волны бугорков приводит к заострению задней кромки и создает благоприятные условия для отрыва потока.

Авторы благодарят технический университет Мехран (Джамшоро, Пакистан) и университет Хамдард (Карачи), предоставившие все необходимые условия для выполнения настоящей работы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Fish F.E., Battle J.M.* Hydrodynamic design of the humpback whale flipper // *J. Morphology*. 1995. V. 225. № 1. P. 51–60.
2. *Watts P., Fish F.E.* The influence of passive, leading edge tubercles on wing performance / *Proc. Twelfth Intl. Symp. Unmanned Untethered Submers. Technol.* 2001. Auton. Undersea Syst. Inst. Durham New Hampshire.
3. *Miklosovic D., Murray M.M., Howle L.E., Fish F.E.* Leading-edge tubercles delay stall on humpback whale (*Megaptera novaeangliae*) flippers // *Phys. Fluids*. 2004. V. 16. № 5. P. L39–L42.
4. *Miklosovic D.S., Murray M.M., Howle L.E.* Experimental evaluation of sinusoidal leading edges // *J. Aircraft*. 2007. V. 44. № 4. P. 1404–1408.
5. *Stanway M.J.* Hydrodynamic effects of leading-edge tubercles on control surfaces and in flapping foil propulsion. Massachusetts Institute of Technology, 2008.
6. *Hansen K., Kelso R., Dally B.* An investigation of three-dimensional effects on the performance of tubercles at low Reynolds numbers. 17th Australasian Fluid Mechanics Conference, Auckland, New Zealand, 2010.
7. *Fish F., Lauder G.* Passive and active flow control by swimming fishes and mammals // *Annu. Rev. Fluid Mech.* 2006. V. 38. P. 193–224.
8. *Fish F.E., Weber P.W., Murray M.M., Hawle L.E.* The tubercles on humpback whales' flippers: application of bio-inspired technology. Oxford University Press, 2011.
9. *Zhang M., Wang G., Xu J.* Aerodynamic control of low-Reynolds-number airfoil with leading-edge protuberances // *AIAA J.* 2013. V. 51. № 8. P. 1960–1971.
10. *Zhang M., Wang G., Xu J.* Experimental study of flow separation control on a low-Re airfoil using leading-edge protuberance method // *Experiments Fluids*. 2014. V. 55. № 4. P. 1710.
11. *Van Nierop E.A., Alben S., Brenner M.P.* How bumps on whale flippers delay stall: an aerodynamic model // *Phys. Rev. Lett.* 2008. V. 100. № 5. P. 054502.
12. *Johari H. et al.* Effects of leading-edge protuberances on airfoil performance // *AIAA J.* 2007. 45. № 11. P. 2634–2642.
13. *Custodio D.S.* The effect of humpback whale-like protuberances on hydrofoil performance. 2007.
14. *Favier J., Pinelli A., Piomelli U.* Control of the separated flow around an airfoil using a wavy leading edge inspired by humpback whale flippers // *Comptes Rendus Mécanique*. 2012. V. 340. № 1–2. P. 107–114.

15. Pérez-Torró R., Kim J.W. A large-eddy simulation on a deep-stalled aerofoil with a wavy leading edge // J. Fluid Mech. 2017. V. 813. P. 23–52.
16. Serson D., Meneghini J., Sherwin S. Direct numerical simulations of the flow around wings with spanwise waviness at a very low Reynolds number // Computers Fluids. 2017. V. 146. P. 117–124.
17. Zhao M., Zhang M., Xu J. Numerical analysis of effects of leading-edge protuberances at low Reynolds number. EWEA, 2015.
18. Skillen A., Revel A., Favier J., Pinelli A., Piomelli U. Investigation of wing stall delay effect due to an undulating leading edge: An LES study. TSFP DIGITAL LIBRARY ONLINE. Begel House Inc., 2013.
19. Serson D., Meneghini J.R., Sherwin S.J. Direct numerical simulations of the flow around wings with spanwise waviness // J. Fluid Mech. 2017. V. 826. P. 714–731.
20. Yoon H., Hung P.A., Jung J.H., Kim M.C. Effect of the wavy leading edge on hydrodynamic characteristics for flow around low aspect ratio wing // Computers Fluids. 2011. V. 49. № 1. P. 276–289.
21. Post M.L., Decker R., Sapell A.R., Hert J.S. Effect of bio-inspired sinusoidal leading-edges on wings // Aerospace Science and Technology. 2018. V. 81. P. 128–140.
22. Rostamzadeh N., Kelso R.M., Dally B. A numerical investigation into the effects of Reynolds number on the flow mechanism induced by a tubercled leading edge // Theor. Comput. Fluid Dyn. 2017. V. 31. № 1. P. 1–32.
23. Skillen A., Revelli A., Piomelli U., Favier J. Flow over a wing with leading-edge undulations // AIAA J. 2014. V. 53. № 2. P. 464–472.
24. Zhao M., Zhang M., Xu J. Numerical simulation of flow characteristics behind the aerodynamic performances on an airfoil with leading edge protuberances // Engineering Applications of Computational Fluid Mechanics. 2017. V. 11. № 1. P. 193–209.
25. Pedro H.T., Kobayashi M.H. Numerical study of stall delay on humpback whale flippers / 46th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit. 2008.

Перевод с англ. М.Г. Лебедева

Investigation of Varying Span-wise Waviness Wavelength Effect on Wing Aerodynamic Performance

I. A. Tunio^{a,#}, D. Kumar^{b,c}, T. Hussain^a, M. Jatoi^d, and Safiullah^e

^a Department of Mechanical Engineering, Mehran UET Jamshoro 76090, Sindh, Pakistan

^b Dept. of Mechanical Engineering, MUET, Shaheed Zulfiqar Ali Bhutto Campus, Khairpur Mir's, 66020, Sindh, Pakistan

^c Centre for Smart Infrastructure & Digital Construction Department of Civil and Construction Engineering, Faculty of Science, Engineering and Technology, Swinburne University of Technology, Hawthorn-3122, Melbourne, Australia

^d Department of Electrical Engineering Technology, The Benazir Bhutto Shaheed University of Technology & Skill Development (BBSUTSD), Khairpur Mirs, 66020, Sindh, Pakistan

^e Department of Mechanical System Engineering, Hiroshima University, Hiroshima, Japan

Tubercles on flippers of humpback whale offer the hydrodynamic advantage. Previously, multiple attempts were made to employ them on the airplane wings to get an aerodynamic advantage. The effect of airfoil thickness, wing plan-form, Reynolds number (Re), wavelength, and amplitude are actively investigated to understand their impact on wavy wing aerodynamic performance and the flow mechanism. However, the effect of varying wavelength along the span of the finite wing and its flow physics is yet to be explored. This research work, as such, aims at investigating the effect of varying waviness wavelength along the finite wingspan and its underlying flow mechanism in the pre-stall and post-stall regime. The wavy wing models were designed using airfoil NACA0021 profile, and simulation results were compared to the smooth leading edge (named as baseline model) at Reynolds number $Re = 1.2 \times 10^5$. The simulation results were validated against experimental results from the literature. Two different wavy wing models, i.e. increasing wavelength from root to tip of the wing $\lambda 0305h1$ and decreasing wavelength from root to tip of the wing $\lambda 0503h1$ were simulated. From aerodynamic force behavior, it is estimated that in the pre-stall regime, the maximum reduction in Lift-to-Drag (L/D) ratio is 16.89 and 4.22% for $\lambda 0503h1$ and $\lambda 0305h1$ respectively. However, in the post-stall regime maximum increase in (L/D) ratio of 2.97 and 19.18% was estimated for $\lambda 0503h1$ and $\lambda 0305h1$ respectively at 20° angle of attack. It is observed that the model $\lambda 0503h1$ has lower L/D ratio in the post-stall regime due to the vortices produced on the wing surface. The vortices create flow recirculation zone over the wing which causes increase in pressure at the upper surface of the wing. On the basis of obtained results, it is concluded that span-wise waviness on aircraft wing is only beneficial in the post-stall regime. It is also concluded that the increase in waviness wavelength from root to the tip provides higher aerodynamic advantage than for the case with decreasing waviness wavelength towards the tip.

Keywords: Passive flow control, Aerodynamic performance, Heterogeneous leading-edge