

УДК 533.6.013 : 629.735.33.015

© 2002 г. И.В. КОЛИН, В.Л. СУХАНОВ, Т.И. ТРИФОНОВА,
Д.В. ШУХОВЦОВ**СУЩЕСТВОВАНИЕ И УСТОЙЧИВОСТЬ ВНУТРЕННИХ ГРАНИЦ
ОБЛАСТИ МНОЖЕСТВЕННОГО ГИСТЕРЕЗИСА
СТАТИЧЕСКИХ АЭРОДИНАМИЧЕСКИХ СИЛ И МОМЕНТОВ**

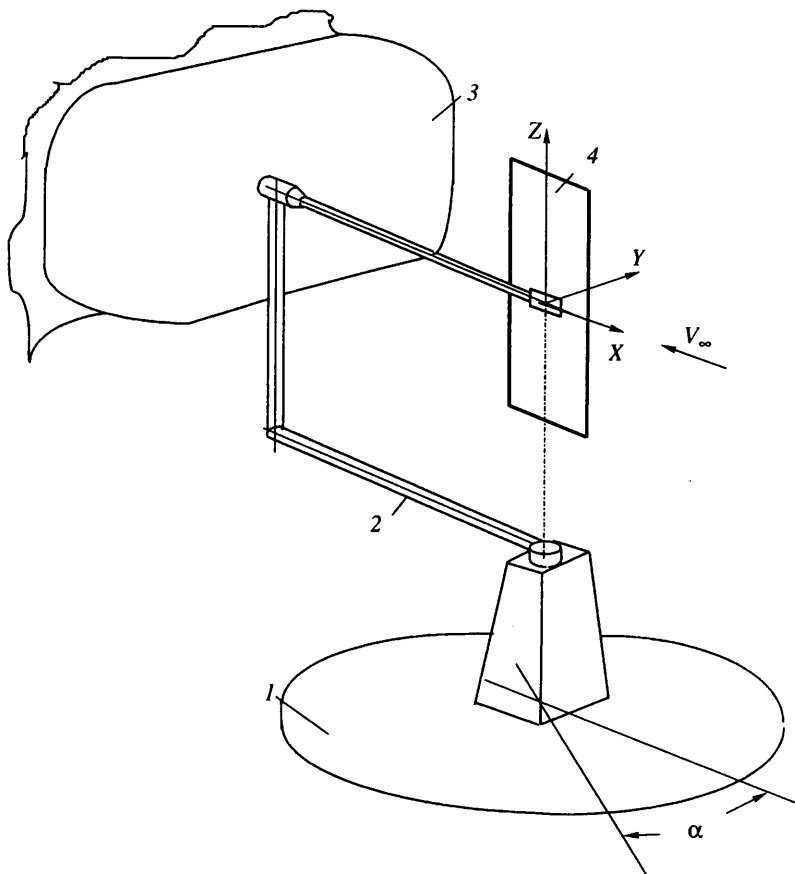
Приведены результаты экспериментальных исследований множественного статического гистерезиса в аэродинамических характеристиках прямоугольного крыла большого удлинения. Для различных границ области гистерезиса представлены схематические картины структур течений на крыле, временные зависимости коэффициентов $c_y(t)$, $m_z(t)$, $m_x(t)$ и их частотные спектры, полученные на неподвижной модели. Дан анализ временных зависимостей аэродинамических сил и моментов при углах атаки, на которых наблюдается их резкое изменение. Показано, что статический гистерезис может быть описан математической моделью, принятой в теории катастроф.

Для моделей самолетов с прямым крылом большого удлинения существуют области однозначной зависимости аэродинамических характеристик от параметров эксперимента (углов атаки α и скольжения β , чисел Рейнольдса Re), а также двузначной зависимости от этих параметров. В последнем случае зависимость имеет гистерезисный характер.

Особенности формирования такого гистерезиса в аэродинамических характеристиках, полученных для крыльев большого удлинения при малых числах Рейнольдса, изучены в [1–5]. В [1] рассматривался статический гистерезис аэродинамической зависимости $c_y = c_y(\alpha)$ для прямоугольного крыла ($\lambda = 5$) с профилем NASA-23012 в диапазоне чисел $Re = (1-4) \cdot 10^6$ при дозвуковых скоростях. Результаты исследований гистерезисных зависимостей коэффициентов аэродинамических сил и моментов от угла атаки α в диапазоне числа $Re = (0.2-0.8) \cdot 10^6$ для крыльев большого удлинения с относительными толщинами $s \geq 0.12$ изложены в [2–7]. Показано, что на режимах испытаний модели, соответствующих верхней и нижней границам области гистерезиса, существуют различные структуры отрывных течений на поверхности модели. Отмечается, что при углах атаки, с которых начинается гистерезис, реллизуются различные структуры течений, при этом ветви зависимостей $c_y(\alpha)$, $m_z(\alpha)$ на обратном ходе могут не совпадать между собой [6, 7].

В данном исследовании, продолжающем [1–7], приведены результаты испытаний модели прямоугольного крыла с целью уточнения топологии границ области гистерезиса. Основное внимание уделяется проблеме существования, неединственности и устойчивости внутренних границ области гистерезиса к возмущениям, действующим на модель в потоке аэродинамической трубы. Показано, что при одном и том же угле атаки модели число n различных значений аэродинамических сил и моментов может быть больше двух, а гистерезис является множественным.

Представляются статические аэродинамические зависимости $c_y(\alpha)$, $m_z(\alpha)$, $m_x(\alpha)$, а также схематические картины структур течений на крыле, построенные по данным визуализации течений методом шелковинок. Весовые испытания и визуализация



Фиг. 1. Схема крепления модели к установке ОВП-102Б: 1 – поворотный круг открытой рабочей части аэродинамической трубы; 2 – Г-образная рама установки ОВП-102Б; 3 – сопло рабочей части аэродинамической трубы; 4 – модель крыла

проведены одновременно. Для различных границ области множественного статического гистерезиса анализируются временные реализации $c_y(t)$, $m_z(t)$, $m_x(t)$, измеренные в стационарных условиях ($\alpha = \text{const}$), а также соответствующие им спектральные характеристики $A_{c_y}(f)$, $A_{m_z}(f)$, $A_{m_x}(f)$. При медленном изменении установочного угла атаки α исследуются временные зависимости аэродинамических сил и моментов при переходе с одной границы области множественного гистерезиса на другую.

1. Методика исследований. Экспериментальные исследования крыла проводились в аэродинамической трубе малых дозвуковых скоростей с открытой рабочей частью при числе $Re = 0.56 \cdot 10^6$. На фиг. 1 схематически показана модель крыла, закрепленная на хвостовой державке динамической установки ОВП-102Б. Установка жестко соединена с поворотным кругом аэродинамической трубы. Крыло с профилем NASA-0018 имеет следующие геометрические параметры: относительная толщина профиля $c = 18\%$, площадь $S = 0.288 \text{ м}^2$; средняя аэродинамическая хорда $b = 0.24 \text{ м}$; размах крыла $l = 1.2 \text{ м}$.

Измерения коэффициентов аэродинамических сил и моментов осуществлялись на внутримодельных тензометрических весах в связанной системе координат XYZ. Углы атаки задавались поворотным кругом трубы и изменялись от начального $\alpha_0 = -3^\circ$ до конечного $\alpha_N = 36^\circ$. Непрерывное отклонение модели из одного положения в другое

реализовывалось с помощью поворотного круга со скоростью $\alpha' = 0.5$ град/с. Гистерезисные зависимости стационарных аэродинамических сил и моментов определялись методом, основанным на измерении указанных сил и моментов при увеличении ($\alpha' > 0$), а затем при уменьшении ($\alpha' < 0$) углов атаки. Модель крыла устанавливали в потоке аэродинамической трубы при угле α_0 , регистрировали аэродинамические силы и моменты, действующие на модель. С помощью поворотного круга трубы увеличивали угол атаки на величину $\Delta\alpha$, затем останавливали модель и снова проводили измерения. После определения аэродинамических нагрузок при α_N повторяли все исследования при уменьшении α до его исходного значения α_0 , определяли те значения углов атаки, при которых нарушается однозначность зависимостей аэродинамических сил и моментов, т.е. находили область значений углов атаки, где существует гистерезис стационарных сил и моментов. Верхние и нижние границы области гистерезиса могут быть гладкими и монотонными, а боковые границы – линейными, близкими к вертикальным. В этом случае реализуется лишь область двужначной зависимости аэродинамических сил и моментов от углов атаки.

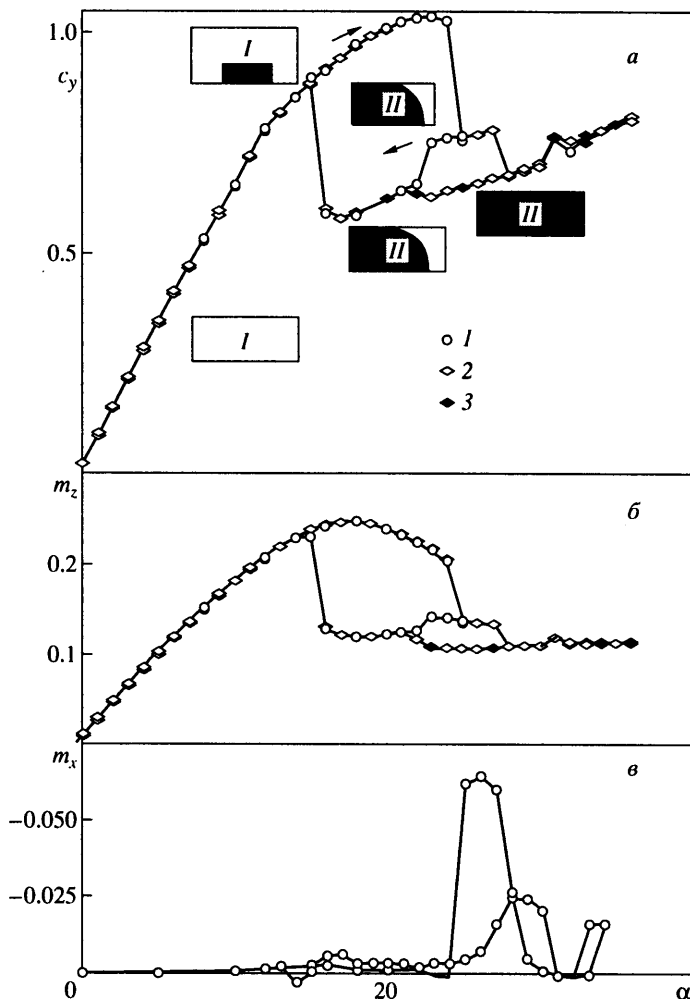
В испытаниях со скоростями $\alpha' > 0$ и $\alpha' < 0$ при особых значениях угла атаки измеряемые силы и моменты резко меняют свои величины. Для анализа топологии границ гистерезиса исследовались временные реализации аэродинамических нагрузок, измеренные при непрерывном движении модели в окрестности особых значений углов атаки.

В результате проведения таких исследований фиксировались эти особые значения угла атаки α . Затем испытания повторялись при $\alpha' > 0$ и $\alpha' < 0$. При этом начальные значения α при $\alpha' < 0$ выбирались в каждом из интервалов, на которые делится диапазон α его особыми значениями, полученными в испытаниях модели при $\alpha' > 0$, а при испытаниях с $\alpha' > 0$ начальные значения α также задавались в каждом из интервалов его особыми значениями, полученными в испытаниях с $\alpha' < 0$. При этом реализовывались внутренние границы области гистерезиса, который получался множественным, так как при одном значении α наблюдались несколько значений аэродинамических сил и моментов.

2. Результаты исследований. В качестве примера на фиг. 2, а представлены статические аэродинамические зависимости $c_y(\alpha)$, $m_z(\alpha)$, $m_x(\alpha)$, полученные для модели прямоугольного крыла при $\alpha' > 0$ и $\alpha' < 0$ в интервале угла атаки от -3 до 36° . Видно, что при $15^\circ \leq \alpha \leq 28^\circ$ в зависимостях $c_y(\alpha)$, $m_z(\alpha)$ наблюдается гистерезис. Область гистерезиса состоит из двух соприкасающихся подобластей. Зависимость коэффициента момента крена $m_x(\alpha)$ также является гистерезисной. На фиг. 2, а приведены схемы структур течений на крыле. Незаштрихованная область I соответствует безотрывному течению, а заштрихованная II – отрывному течению. Данные визуализации подтверждают результаты весовых испытаний, указывая на различие структур течений на крыле, соответствующих разным границам области гистерезиса. Верхняя граница в зависимостях $c_y(\alpha)$, $m_z(\alpha)$ характеризуется наличием на крыле области отрывного течения в окрестности задней кромки крыла. Границы этой области с ростом α увеличиваются по размаху и по хорде.

На внутренней границе области множественного гистерезиса обтекание крыла несимметричное, что приводит к появлению момента крена. Переход на нижнюю границу области гистерезиса сопровождается перемещением линии отрыва к передней кромке крыла. При испытаниях на режимах, соответствующих нижней границе гистерезиса, область отрывного течения на верхней поверхности крыла уменьшается, оставаясь несимметричной, а линия отрыва всегда располагается вблизи передней кромки крыла [8].

На фиг. 2, а, б приведены статические зависимости $c_y(\alpha)$, $m_z(\alpha)$, полученные при повторных испытаниях модели (данные (I)). Начальное значение угла атаки α_0 при прямом ходе выбиралось равным 8° , а конечное значение α_N 24° . Затем проводились испытания при $\alpha' < 0$. Видно, что в этом случае в зависимостях $c_y(\alpha)$, $m_z(\alpha)$ реализуется

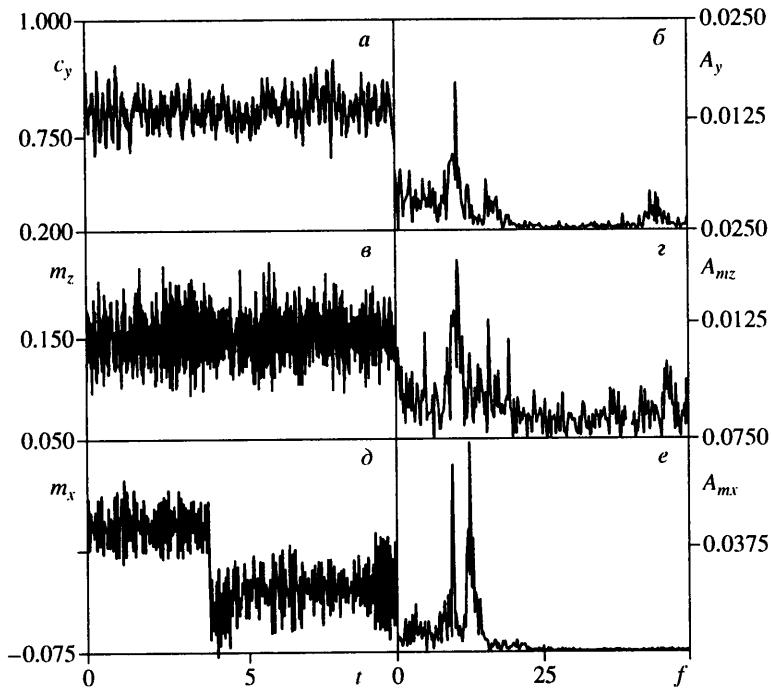


Фиг. 2. Статические аэродинамические зависимости $c_y(\alpha)$, $m_z(\alpha)$, $m_x(\alpha)$ для модели прямоугольного крыла ($\lambda = 5$) при числе $Re = 0.56 \cdot 10^6$: а – $c_y(\alpha)$ в интервале углов атаки $-3-36^\circ$; I – повторные испытания крыла в интервале $8-24^\circ$; 2 – $c_y(\alpha)$ при испытаниях с $\alpha' < 0$ от 24 до 8° ; 3 – $c_y(\alpha)$ при $\alpha' > 0$ от 8 до 24° ; б – $m_z(\alpha)$ в процессе прямого $\alpha' > 0$ и обратного $\alpha' < 0$ отклонения модели; в – $m_x(\alpha)$ при $\alpha' > 0$ и $\alpha' < 0$ на углах атаки от -3 до 36° ; I, II – безотрывное и отрывное течения

переход с верхней ветви статического гистерезиса на внутреннюю, а затем на нижнюю ветви. Следует отметить, что данные 2, 3, полученные при повторных испытаниях модели, хорошо согласуются с исходными.

Для анализа устойчивости внутренних границ области гистерезиса выполнены испытания, в которых после достижения внутренней ветви гистерезиса установочные углы атаки неоднократно увеличивались и уменьшались. Показано, что значения сил и моментов, соответствующих внутренней границе области гистерезиса, остаются постоянными при изменении знака производной α' .

При определении сил и моментов, соответствующих внутренней границе области гистерезиса, числа Рейнольдса варьировались на величину $\pm 5\%$. В эксперименте установлено, что результаты измерений практически не зависят от малых вариаций чисел Рейнольдса.



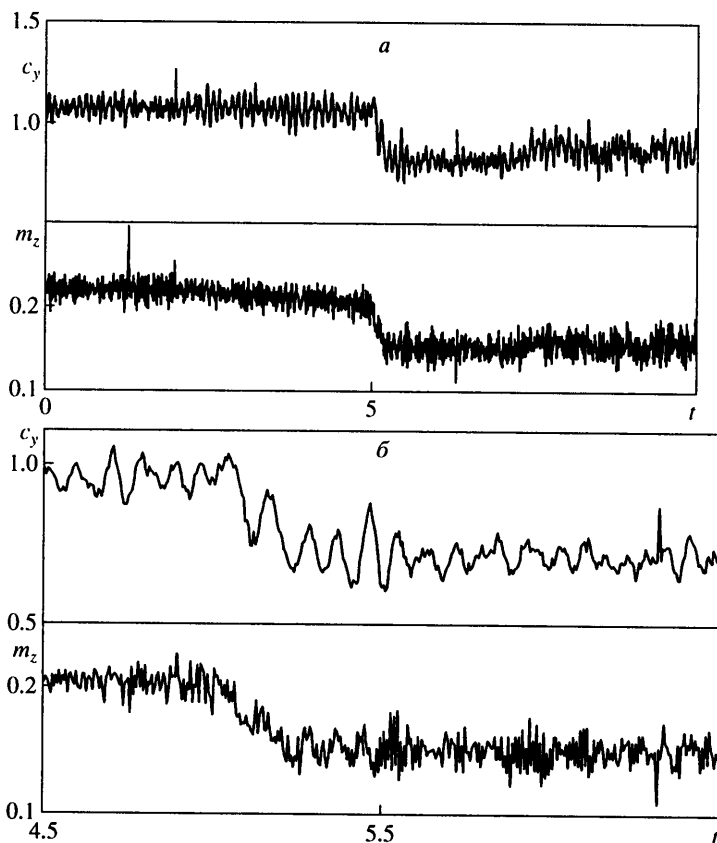
Фиг. 3. Временные реализации $c_y(t)$, $m_z(t)$, $m_x(t)$ и их спектры $A_{c_y}(f)$, $A_{m_z}(f)$, $A_{m_x}(f)$, полученные на неподвижной модели при угле атаки $\alpha = 24^\circ$: а – $c_y(t)$ за время $t = 10$ с с дискретностью $\Delta t = 0.005$ с; б – спектр $A_{c_y}(f)$ этой реализации в области частот до 50 Гц; в – $m_z(t)$; з – $A_{m_z}(f)$; д – $m_x(t)$; е – спектр $A_{m_x}(f)$ временного процесса по каналу m_x

Проведенные трубные испытания модели с изменением углов скольжения β на углах атаки, соответствующих внутренней границе области гистерезиса, подтвердили, что при малых углах скольжения ($\beta \leq 5^\circ$) значения сил и моментов, соответствующих внутренней границе области гистерезиса, остаются постоянными, а внутренние границы области гистерезиса устойчивы.

Приведенные выше статические аэродинамические зависимости $c_y(\alpha)$, $m_z(\alpha)$, $m_x(\alpha)$ (фиг. 2, а – в) получаются в результате осреднения соответствующих временных реализаций для каждого угла атаки α .

Временные зависимости $c_y(t)$, $m_z(t)$, $m_x(t)$ аэродинамических сил и моментов, измеренные на верхней ветви области множественного статического гистерезиса при $\alpha = \text{const}$, имеют регулярный характер, а соответствующие им частотные спектры $A_{c_y}(f)$, $A_{m_z}(f)$, $A_{m_x}(f)$, полученные по основной гармонике $A = (a^2 + b^2)^{0.5}$ при разложении временных реализаций в ряд Фурье, где a , b – коэффициенты ряда, практически плоские. При этом частота f варьировалась в диапазоне от 0 до 50 Гц. Таким временным процессам соответствует аттрактор типа точки [9].

Как отмечалось выше, внутренняя ветвь множественного статического гистерезиса в зависимостях $c_y(\alpha)$, $m_z(\alpha)$ характеризуется наличием несимметричного обтекания модели и резким изменением коэффициента момента крена m_x . Распределения $c_y(t)$, $m_z(t)$, например, на угле атаки $\alpha = 24^\circ$ (на фиг. 3, а, в), соответствующие внутренней границе области множественного гистерезиса, уже нерегулярны. В зависимости $m_x(t)$ (фиг. 3, д) имеет место скачкообразный переход от практически нулевого среднего значения момента крена к его ненулевому значению, а в частотных спектрах $A_{c_y}(f)$, $A_{m_z}(f)$, $A_{m_x}(f)$ (фиг. 3, б, з, е) заметно появление дополнительных гармоник. Кроме того,

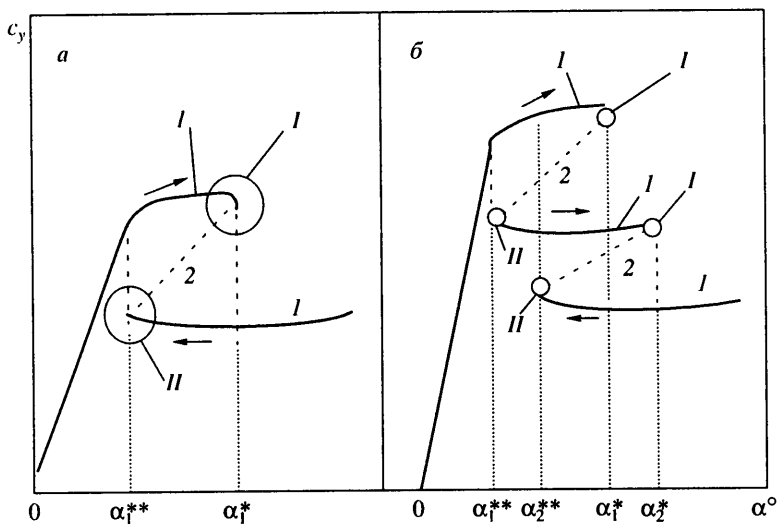


Фиг. 4. Временные зависимости $c_y(t)$, $m_z(t)$, измеренные при непрерывном изменении угла атаки в диапазоне $\alpha = 23\text{--}26^\circ$: а – за время $t = 10$ с; б – в интервале времени 4.5–6.5 с

в спектрах $A_{c_y}(f)$, $A_{m_z}(f)$, $A_{m_x}(f)$ видно присутствие сплошной низкочастотной компоненты. Математически такие процессы можно представить как странный аттрактор [9].

Таким образом, сравнивая зависимости $c_y(t)$, $m_z(t)$, $m_x(t)$ и их спектры $A_{c_y}(f)$, $A_{m_z}(f)$, $A_{m_x}(f)$, соответствующие разным границам множественного гистерезиса, можно отметить, что различия, обнаруживаемые в них, так же как и в структурах течений, имеют как количественный, так и качественный характер.

Для анализа результатов измерений временных зависимостей сил и моментов при медленном непрерывном переходе между ветвями множественного гистерезиса в эксперименте проведены исследования при непрерывном изменении угла атаки со скоростью $\alpha' = 0.5$ град/с. На фиг. 4, а представлены временные зависимости $c_y(t)$, $m_z(t)$ при $0 \leq t \leq 10$ с, полученные при непрерывном изменении угла атаки в диапазоне $\alpha = 23\text{--}26^\circ$. Видно, что при варьировании угла α в указанном диапазоне распределения $c_y(t)$, $m_z(t)$ изменяются. На фиг. 4, б показаны те же реализации в интервале времени $4.5 \leq t \leq 6.5$ с, в котором непосредственно происходит переход значений c_y , m_z с верхней границы области простого гистерезиса на нижнюю. Длина Δt этого интервала составляет 0.25 с. Анализируя распределения коэффициентов $c_y(t)$, $m_z(t)$ в указанном отрезке времени, можно отметить, что они содержат несколько гармоник. Во временной зависимости $c_y(t)$ при переходе с верхней ветви множественного



Фиг. 5. Зависимости $c_y(\alpha)$, представленные с точки зрения теории катастроф: I, II – первая и вторая складки; а – простой гистерезис, состоящий из двух ветвей устойчивых стационарных состояний (I) и неустойчивой ветви решений (2); б – множественный гистерезис, состоящий из трех ветвей устойчивых состояний и двух неустойчивых ветвей решений

гистерезиса на внутреннюю ветвь наблюдается первая гармоника с частотой системы $f = 17.5$ Гц. Если аппроксимировать в первом приближении рассматриваемые средние значения зависимостей $c_y(t)$, $m_z(t)$ линейной функцией, то, зная время перехода Δt , а также скорость α' , можно вычислить длину интервала $\Delta\alpha$ углов атаки, внутри которого осуществляется указанный переход, $\Delta\alpha = \Delta t \alpha' \approx 0.125$ град.

Из анализа временных реализаций, представленных на фиг. 4, следует, что между начальной и конечной точками перехода не существует ни одного стационарного режима, что свидетельствует о неустойчивости структуры течения на крыле в процессе перехода с одной границы области гистерезиса на другую.

Трубные испытания моделей показали, что число внутренних границ области гистерезиса может быть равно 1, 2 и больше, а сами границы вырождаться в точку.

Приведенные результаты исследований можно использовать при разработке математических моделей множества исследованного статического гистерезиса. Такой моделью может служить математическая модель, принятая в теории катастроф. В соответствии с этой теорией гистерезис без устойчивых внутренних границ представляет собой совокупность двух элементарных катастроф, называемых складками. В случае складки пространство управления одномерное. Бифуркационное множество представляет собой точку [9]. Тогда статическая зависимость $c_y(\alpha)$ разбивается на три области: две области, содержащие устойчивые стационарные состояния, и область с неустойчивой ветвью решений, располагающейся внутри гистерезиса (фиг. 5). В точках α_1^* , α_2^* , α_1^{**} , α_2^{**} , соответствующих бифуркационным углам атаки, происходит скачок с одной устойчивой ветви на другую. В случае области множественного гистерезиса, состоящего из нескольких соприкасающихся областей, количество складок возрастает и, следовательно, увеличивается мощность бифуркационного множества (фиг. 5, а, б).

Заключение. Анализ результатов исследования топологии границ области гистерезиса статических значений аэродинамических сил и моментов показал, что в ней может содержаться несколько внутренних границ и она состоит из нескольких

соприкасающихся подобластей; внутренние границы устойчивы к малым изменениям значений углов скольжения, числа Рейнольдса и изменениям знака производной α' ; временные зависимости $c_y(t)$, $m_z(t)$, $m_x(t)$ и их спектры $A_{c_y}(f)$, $A_{m_z}(f)$, $A_{m_x}(f)$, измеренные в точках верхней, нижней и внутренней границ множественного статического гистерезиса, отличаются друг от друга: верхней границе области гистерезиса соответствует аттрактор типа точки, внутренней и нижней границам – странный аттрактор. Из анализа временных процессов $c_y(t)$, $m_z(t)$, $m_x(t)$, полученных в процессе непрерывного медленного изменения угла α при переходе с одной границы области гистерезиса на другую, следует, что не реализуются какие-либо промежуточные стационарные режимы, что свидетельствует о неустойчивости разрушающейся структуры течения на крыле при достижении бифуркационных углов атаки.

Результаты исследований верхних и нижних границ областей, внутренней ветви множественного гистерезиса, а также переходов между различными ветвями гистерезиса позволяют в дальнейшем уточнить его математическую модель.

Данная работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (№ 01-01-00595).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Курьянов А.И., Столяров Г.И., Штейнберг Р.И. О гистерезисе аэродинамических характеристик // Уч. зап. ЦАГИ. 1979. Т. 10. № 3. С. 12–15.
2. Столяров Г.И., Табачников А.Г. Некоторые особенности аэродинамики крыльев большого удлинения при малых числах Рейнольдса // Тр. ЦАГИ. 1985. Вып. 2290. С. 71–83.
3. Колмаков Ю.А., Рыжов Ю.А., Столяров Г.И., Табачников В.Г. Исследование структуры обтекания прямоугольного крыла $\lambda = 5$ на больших углах атаки // Тр. ЦАГИ. 1985. Вып. 2290. С. 84–99.
4. Нейлинд В.Я., Столяров Г.И. Об одном виде отрывного течения на прямоугольном крыле малого удлинения // Уч. зап. ЦАГИ. 1982. Т. 13. № 1. С. 83–88.
5. Караваев Э.А., Прудников Ю.А., Часовников Е.А. Особенности формирования статического гистерезиса аэродинамических характеристик прямоугольного крыла // Уч. зап. ЦАГИ. 1986. Т. 17. № 6. С. 95–98.
6. Колин И.В., Трифонова Т.И., Лацков К.Ф. и др. Неединственность течений на моделях при малых дозвуковых скоростях. Препринт ЦАГИ № 87. 1996. М.: Изд. отдел ЦАГИ. С. 46–60.
7. Колин И.В., Трифонова Т.И., Шуховцов Д.В. Множественный гистерезис стационарных аэродинамических сил и моментов прямоугольного крыла $\lambda = 5$. Препринт ЦАГИ № 87. 1996. М.: Изд. отдел ЦАГИ. С. 1–11.
8. Кабин С.В., Колин И.В., Лацков К.Ф. и др. Исследование течений на прямоугольном крыле на режимах гистерезиса аэродинамических характеристик. Препринт ЦАГИ № 114. 1998. М.: Изд. отдел ЦАГИ. С. 103–128.
9. Берже П., Помо И., Видаль К. Порядок в хаосе. М.: Мир, 1991. 134–140 с.

Москва

Поступила в редакцию
9.VIII.2000