УДК 533.6

Влияние нестационарности набегающего потока на течение в следе за плохообтекаемым телом^{*}

В.Н. Зиновьев, В.А. Лебига, Д.С. Миронов, А.Ю. Пак

Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН, Новосибирск

E-mail: mironov_ds@itam.nsc.ru

В работе приводятся результаты исследования влияния локализованной во времени и пространстве неоднородности набегающего потока на структуру следа за симметричным каплевидным профилем в диапазоне углов атаки от –20° до +20°. Показано, что при некоторых углах атаки наличие такой неоднородности приводит к подавлению процесса вихреобразования. Обнаружены диапазоны углов атаки, при которых структура следа остается неизменной.

Ключевые слова: дозвуковое течение, двумерное обтекание, пульсации скорости, плохообтекаемое тело, локализованная неоднородность.

Введение

В последние годы наблюдается все более и более активное развитие беспилотных летательных аппаратов (БПЛА), которые находят широкое применение в самых различных сферах деятельности. Часто БПЛА применяются на малых высотах в условиях перенаселенных городов, где воздушное пространство может быть сильно возмущено вследствие наличия локальных турбулентных зон от различных препятствий, вихревых следов от других летательных аппаратов, рельефа местности. По этим причинам обтекание элементов конструкции БПЛА (крыльев, рулей и т. д.) сопряжено с внезапными кратковременными отрывами потока [1, 2]. Для предотвращения подобных ситуаций существует необходимость в создании надежных эффективных систем активного управления отрывными течениями с использованием датчиков на поверхности крыла, измеряющих параметры нестационарного обтекания. Эта система должна обеспечивать в реальном времени выделение полезного сигнала на фоне шума от других нестационарных процессов. Необходимо также разработать соответствующие алгоритмы фильтрации полезного сигнала, обеспечивающие его надежное выделение из внешних возмущений.

^{*} Работа выполнена при финансовой поддержке РНФ (грант № 20-49-08006).

[©] Зиновьев В.Н., Лебига В.А., Миронов Д.С., Пак А.Ю., 2023

В настоящей работе для воздействия на формирование отрывного течения в окрестности каплевидного профиля в набегающем на него потоке создавалась локализованная во времени и пространстве неоднородность. Влияние этой неоднородности на характер обтекания профиля анализировалось по измерениям средних и пульсационных характеристик скорости течения в следе за обтекаемым телом. Помимо широко распространенного преобразования Фурье при анализе экспериментальных данных использовался частотновременной метод обработки — преобразование Гильберта – Хуанга [3, 4], которое позволяет не только отслеживать наличие определенных мод возмущений в составе пульсаций потока, но и их изменение во времени по частоте и амплитуде.

Схема и методика проведения эксперимента

Серия экспериментов по моделированию быстрого введения локализованных во времени и пространстве возмущений проводилась в аэродинамической трубе T-325M Института теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН (ИТПМ). Данная установка имеет сменную рабочую часть квадратного сечения 40×40 мм². В представленной работе использовалась дозвуковая рабочая часть, в которой может быть реализована скорость набегающего потока в диапазоне 10–200 м/с. Для фиксации числа Маха в конце рабочей части аэродинамической трубы устанавливалась специальная регулируемая подпорная шайба, которая позволяла менять давление торможения в рабочей части в диапазоне значений от атмосферного до 10 атм. В результате изменение числа Рейнольдса могло происходить как за счет изменения средней скорости потока, так и за счет полного давления в рабочей части. Схема эксперимента и используемая система координат приведены на рис. 1.

В качестве модели обтекаемого тела рассматривался каплевидный профиль, ранее использованный в работе [5]. Профиль был изготовлен с применением технологии трехмерной печати. Длина модели составляла L = 40 мм при хорде C = 10 мм и максимальной толщине профиля H = 4 мм на 40 % хорды от передней кромки. Модель закреплялась на оси шагового двигателя SM2, который позволял изменять угол атаки в положительном (вращение оси по часовой стрелке) и отрицательном (против часовой стрелки) направлениях с точностью до 0,1 градуса.

Введение локализованных в пространстве и времени возмущений средней скорости потока осуществлялось за счет выдвижения в поток цилиндрического тела диаметром D = 6 мм с полусферическим наконечником на вершине — генератора локализованной неоднородности (ГЛН). Перемещение генератора выполнялось при помощи двух электромагнитов — толкающего (ЕМ2) и втягивающего (ЕМ1) типа (см. рис. 1). Как видно из рисунка, ГЛН был установлен на расстоянии 30 мм вверх по потоку от модели каплевидного профиля и перемещался вертикально в той же плоскости, что и датчик термоане-



Рис. 1. Схема эксперимента.

мометра. В том случае, когда ГЛН занимал выдвинутое в поток положение, считалось, что он находится в позиции «In» (левая часть рис. 1), а в течение остального времени — в позиции «Out» (правая часть рис. 1). При этом следует отметить, что в позиции «Out» ГЛН выступал из плоскости верхней стенки рабочей части приблизительно на 5 мм.

Для измерения скорости за каплевидным профилем использовался разработанный в ИТПМ СО РАН термоанемометр постоянного сопротивления с программным управлением от компьютера. Частотный диапазон выходного сигнала указанного термоанемометра составляет до 200 кГц при высоких степенях перегрева его датчика; максимально допустимое сопротивление холодного датчика — до 10 Ом. В рассматриваемых экспериментах использовались однониточные датчики с чувствительным элементом из позолоченной вольфрамовой нити диаметром 5 мкм. Датчик устанавливался на координатное устройство с приводом от шагового двигателя SM1, которое обеспечивало его перемещение с точностью ± 0,01 мм. Чувствительный элемент датчика располагался на расстоянии x = 36 мм ниже по течению от оси вращения каплевидного профиля, расположенной в сечении его наибольшего утолщения — на расстоянии 40 % длины хорды от передней кромки. Выходной сигнал с датчика термоанемометра оцифровывался 14-битным аналого-цифровым преобразователем (АЦП) с частотой дискретизации 1 МГц и длиной временной реализации (BP) N = 524288 точек, что приблизительно соответствовало продолжительности 0,524 секунды. После преобразования аналогового сигнала в цифровой данные поступали на персональный компьютер для дальнейшей обработки.

В ходе экспериментов выполнялись измерения продольной компоненты средней и пульсационной составляющих скорости за каплевидным профилем как при наличии локализованной неоднородности потока, так и без нее. Все эксперименты проводились при скорости набегающего потока $U_0 = 44$ м/с и полном давлении в форкамере $P_0 = 1,5$ атм, что соответствует числу Рейнольдса $\text{Re}_C = 4 \cdot 10^4$, определенному по длине хорды модели. Измерения выполнялись при фиксированных углах атаки каплевидного профиля в диапазоне от $\alpha = 20^\circ$ до $\alpha = -20^\circ$, задаваемых посредством шагового двигателя.

Типичный вид временной реализации сигнала термоанемометра для пульсационной составляющей продольной скорости в следе за моделью, измеренной в области внешней границы следа, приведенный на рис. 2, наглядно показывает алгоритм введения локализованной неоднородности в поток в ходе эксперимента. Из диаграммы видно, что через время $t_{out} = 100$ мс после начала записи ВР на толкающий электромагнит ЕМ1 подавалось



Рис. 2. Типичная временная реализация сигнала термоанемометра. *А* — амплитуда сигнала.

напряжение для выдвижения ГЛН в поток в позицию «In». Вследствие инерции сердечников электромагнитов фактическое движение ГЛН начиналось через некоторое время задержки порядка $t_{delay} = 25 - 30$ мс. В результате в следе за моделью в течение времени t_{real} наблюдалось существенное увеличение уровня пульсаций сигнала. По истечении времени $t_{in} = 100$ мс напряжение с ЕМ1 снималось и подавалось на втягивающий электромагнит ЕМ2 для возвращения ГЛН в исходное положение «Out». Соответственно, уровень пульсаций сигнала возвращался к исходной величине, которая имела место до выдвижения ГЛН в поток. Полный ход ГЛН составлял около 20 мм, а время выдвижения — около 25 мс. В ходе предварительных экспериментов было установлено, что аэродинамический след от находящегося в позиции «Out» ГЛН не попадает на каплевидный профиль и не оказывает влияния на характер его обтекания. В то время как при полном выдвижении ГЛН в позицию «In» полусферический наконечник ГЛН находится приблизительно на 3 мм ниже оси вращения каплевидного профиля, что в большинстве исследованных случаев оказывало заметное влияние на обтекание профиля.

Анализ экспериментальных данных

Для определения формы и характеристик локализованной неоднородности в месте расположения каплевидного профиля в рабочей части (при x = 0) при отсутствии модели в следе за ГЛН были проведены измерения профилей средней U(y) и пульсационной $\langle u \rangle (y)$ составляющих продольной скорости вдоль оси Y (при z = 0), а также вдоль оси Z (при y = 0). На рис. 3 представлены соответствующие профили для средней скорости (рис. 3*a*) и для пульсационной составляющей (рис. 3*b*). В качестве пульсаций скорости используется обезразмеренное среднеквадратическое отклонение скорости:

$$\langle u \rangle = \frac{\sqrt{u^2}}{\overline{U}} \cdot 100 \%,$$

где $u = U - \overline{U}$ (здесь черта сверху означант осреднение по времени).

Из вида полученных профилей можно сделать вывод, что создаваемая ГЛН локализованная неоднородность потока, набегающая как на сам каплевидный профиль, так и на часть следа за ним, имеет достаточно сложную пространственную форму и существенно неоднородное распределение по средней и пульсационной составляющим скорости. Так, в следе за ГЛН профиль *U*(*y*) имеет возрастающий (от нулевого значения) дефицит



Рис. 3. Профили средней скорости (*a*) и пульсаций скорости (*b*) в следе за ГЛН в сечении расположения каплевидного профиля (x = 30 мм). *a*: $1 - U(z), 2 - U(y); b: 1 - \langle u \rangle (z), 2 - \langle u \rangle (y).$

средней скорости при отрицательных значениях y/D и до 30 % — при положительных, а также уровень пульсаций скорости в профиле $\langle u \rangle \langle v \rangle$, достигающий значений более 20 %. В то же время профиль средней скорости U(z) имеет существенно меньший дефицит скорости — до 5 % при y/D = 0 — и уровень пульсаций в профиле $\langle u \rangle \langle z \rangle$ не более 3-4 %. Таким образом, судя по графикам, горизонтальный размер локализованной неоднородности (вдоль оси z) имеет величину, близкую к диаметру ГЛН, а в вертикальной плоскости (вдоль оси z) влияние генератора не распространяется ниже y/D = -0.5, то есть ее граница практически находится на уровне нижней стороны каплевидного профиля при нулевом угле атаки. Это означает, что влияние локализованной неоднородности на течение ниже этой границы незначительно и, следовательно, ее воздействие на обтекание профиля мало. При этом верхняя сторона каплевидного профиля подвержена большему воздействию локализованной неоднородности, поскольку она содержит пульсации скорости около 3-4 %, а дефицит средней скорости составляет около 5 %.

На рис. 4 представлены профили средней скорости в следе за каплевидным профилем, нормированные на скорость набегающего потока U_0 в отсутствие неоднородности. Как показано на рис. 4a, течение в следе за профилем практически не чувствительно к малым изменениям угла атаки в диапазонах $+1^{\circ} \div +5^{\circ}$ и $-1^{\circ} \div -5^{\circ}$, так как профили скорости совпадают между собой для положительных и отрицательных значений угла атаки соответственно. При этом минимумы скорости в профилях смещены в область отрицательных у при отрицательном угле атаке, в область положительных – при положительных углах атаки и находятся в положениях $y/H \approx \pm 0.5$, в то время как величина дефицита скорости остается почти неизменной и составляет около 10-12 %. Дальнейшее увеличение угла атаки в диапазоне $\alpha \sim 5^{\circ} - 10^{\circ}$ (см. рис. 4b) приводит к перестройке течения при обтекании профиля от безотрывного к срывному типу и к смещению минимума средней скорости ближе к центральной оси на $y/H \approx \pm 0.2$. Дефицит средней скорости при этом увеличивается до 20 % и остается практически неизменным при дальнейшем увеличении углов атаки как в положительном диапазоне ($\alpha = +10^{\circ} \div +20^{\circ}$), так и в отрицательном ($\alpha = -10^{\circ}\pm -20^{\circ}$). Таким образом, можно считать, что в исследованном диапазоне углов атаки имеется два устойчивых режима обтекания каплевидного



Рис. 4. Профили средней скорости при $\alpha = -20^{\circ} \div 20^{\circ}$. a: $\alpha = 5$ (*I*), 4 (*2*), 3 (*3*), 2 (4), 1 (5), -1 (6), -2 (7), -3 (8), -4 (9), -5 (*I0*) град; b: $\alpha = 20$ (*I*), 15 (*2*), 10 (*3*), 5 (4), 0 (5), -5 (6), -10 (7), -15 (8), -20 (9) град.

профиля в областях углов атаки — $\alpha = -5^{\circ} \div +5^{\circ}$ и $\alpha = \pm (10^{\circ} \div 20^{\circ})$, в которых среднее течение в следе меняется слабо, несмотря на существенное изменение угла атаки.

Как было показано ранее, уровень пульсаций внутри локализованной неоднородности, создаваемой с помощью ГЛН, может быть существенно выше уровня пульсаций вблизи внешней границы следа за обтекаемым каплевидным профилем. Однако подобная ситуация имеет место далеко не всегда. Так, например, на рис. 5а представлена ВР сигнала термоанемометра, полученная при угле атаки $\alpha = 5^{\circ}$ и поперечной координате y/H = 1,25. Здесь наблюдается существенно отличная картина от той, которая была приведена на рис. 2. На данной ВР наблюдается некоторое уменьшение амплитуды сигнала в интервале времени 130-230 мс, то есть в течение всего времени, когда ГЛН находится в потоке в позиции «In». Частотный спектр (см. рис. 5b), полученный в результате применения процедуры быстрого преобразования Фурье (БПФ) ко всей длине BP, приведенной на рис. 5a, содержит явно выраженный дискретный пик на частоте $f_0 = 2.6$ кГц, превышающий по амплитуде более чем на 20 дБ интенсивность возмущений на других частотах. Наличие указанного пика в спектре свидетельствует о существовании вихревой дорожки в следе за каплевидным профилем при этом режиме его обтекания. Однако, как известно, с помощью процедуры БПФ может быть получена информация только о присутствии в частотном спектре некоторых дискретных составляющих, но не о том, когда и в течение какого времени эти составляющие имеют место во временной области. Кроме того, амплитуда этих составляющих усредняется по всей длине ВР, и таким образом она может быть занижена в частотной области в случае, если дискретные составляющие во временной



Рис. 5. Исходный сигнал термоанемометра (*a*), его частотный спектр (*b*) и восстановленный сигнал в узкой полосе частот (*c*) при угле атаки $\alpha = 5^{\circ}$ и *у*/*H* = 1,25.

области занимают только некоторую часть ВР. Применение к частотному спектру процедуры узкополосной фильтрации на частоте вихреобразования $f_0 = 2.6$ кГц с шириной полосы 600 Гц с помощью процедуры обратного БПФ позволяет получить в итоге ВР пульсаций скорости, соответствующих вихревой дорожке (см. рис. 5с). Из полученного распределения видно, что в интервале времени 130-230 мс, то есть в момент нахождения ГЛН в позиции «In», имеет место значительное уменьшение амплитуды возмущений на частоте вихреобразования. Это означает, что в результате воздействия локализованной неоднородности режим обтекания каплевидного профиля меняется и фактически происходит подавление процесса генерации вихрей в следе за ним. При этом явно видно, что в те моменты времени, когда ГЛН находится в позиции «Out», процесс вихреобразования имеет место, что подтверждается наличием дискретных пиков в частотных спектрах, полученных для соответствующих частей ВР, — то есть до и после нахождения ГЛН в позиции «In». В то же время в частотном спектре, полученном для интервала ВР, когда ГЛН находится в позиции «In» (120-220 мс), дискретный пик отсутствует. Это свидетельствует о том, что наличие локализованной неоднородности в набегающем потоке приводит к временному разрушению детерминированной вихревой дорожки, а после окончания этого воздействия вихревая дорожка за ним достаточно быстро восстанавливается.

Каким образом изменяется частота вихреобразования в следе за обтекаемым каплевидным профилем в зависимости от угла атаки, показано на рис. 6. Отметим, что эти данные получены для течений, когда генератор возмущений в рабочей части отсутствовал, то есть находился в позиции «Out». Несмотря на то, что поперечное сечение обтекаемого профиля монотонно растет с увеличением угла атаки как в положительном, так и в отрицательном направлении, изменение частоты при этом носит немонотонный характер: сначала увеличивается, достигая максимального значения 2,6 кГц при угле $4-5^\circ$, а затем уменьшается. В силу симметрии каплевидного профиля распределение частот также симметрично относительно нулевого угла атаки.

Рассмотрим теперь, каким образом локальная неоднородность потока влияет на поведение пульсаций в следе за каплевидным профилем при различных углах атаки. На рис. 7 представлены профили суммарных пульсаций скорости, полученные для углов атаки $\alpha = -20^\circ \div 20^\circ$ в широком диапазоне частот: от 0 до 20 кГц. Согласно оценкам, погрешность измерения абсолютных значений средней скорости и пульсаций скорости не превышает 5 % для рассматриваемых условий эксперимента. Построенные на графиках профили получены в результате соответствующей обработки различных частей ВР (см. рис. 2 и 5): серые линии (<u out>) соответствуют положению ГЛН в позиции «Out» (для $N = 0 \div 128$ K); оранжевые ($\langle u | in \rangle$) — позиции «In» (для $N = 128 \div 256$ K), а синие (<u>) получены для всей длины реализаций. Как следует из графиков, почти все профили пульсаций имеют подобный вид с наличием одного максимума, смещенного относительно начала координат в положительную сторону для положительных углов атаки и в отрицательную — для отрицательных. При этом в распределениях пульсаций скорости для некоторых углов атаки, как, например, при $\alpha = 5^{\circ}$, можно выделить три основных области (см. рис. 7): внешняя, где уровень суммарных пульсаций скорости увеличивается с появлением неоднородности, затем область, где уровень пульсаций скорости не изменяется, и внутренняя, где уровень суммарных пульсаций скорости уменьшается. Подобное распределение также имеет место в профилях

пульсаций скорости при угле атаки $\alpha = 10^{\circ}$ и в меньшей степени при $\alpha = -5^{\circ}$ и -10° .

Рис. 6. Распределение частот вихреобразования в зависимости от угла атаки.





Рис. 7. Профили суммарных пульсаций скорости для $\alpha = -20^{\circ} \div 20^{\circ}$. $l = - \langle u \rangle, \langle ; 2 = \langle u _ in \rangle, \langle ; 3 = - \langle u _ out \rangle, \langle .$

Неудивительно, что профили $\langle u \rangle$ большей частью совпадают с профилями $\langle u_$ out>, так как этому положению ГЛН соответствует большая часть временной реализации. В верхней части следа профили $\langle u \rangle$ занимают промежуточное положение между двумя другими, так как вносимые генератором возмущения $\langle u_$ in> значительно превышают уровень пульсаций от каплевидного профиля $\langle u_$ out>, но при этом они ограничены по времени. Анализируя приведенные на рис. 7 графики, можно сделать вывод, что наличие локальной неоднородности в набегающем на каплевидный профиль потоке приводит к заметному уменьшению уровня суммарных пульсаций в средней части следа при положительных углах атаки вплоть до $\alpha = +15^\circ$. Причем максимальное влияние имеет место при малых углах атаки, а затем оно ослабевает и при $\alpha = +20^\circ$ становится практически незаметным. При отклонении профиля в область отрицательных углов атаки это влияние значительно менее существенно, хотя и имеет место при $\alpha = -5^\circ$ и $\alpha = -10^\circ$.

С применением процедуры частотной фильтрации, рассмотренной ранее при описании рис. 5, выясним на примере некоторых углов атаки влияние локализованной неоднородности на пульсации скорости в узкой полосе частот с шириной полосы 600 Гц и центром на частоте вихреобразования. Соответствующие профили пульсаций скорости $\langle u_f \rangle$, $\langle u_f _out \rangle$ и $\langle u_f_in \rangle$ в узкой полосе, полученные как для всей длины ВР в целом, так и для интервалов положения ГЛН в позициях «Out» и «In» соответственно, показаны на рис. 8. Как следует из графиков, все профили пульсаций скорости в узкой полосе для ГЛН в позициях «Out», в отличие от суммарных пульсаций скорости в широкой полосе частот, имеют распределения с двумя максимумами, которые соответствуют вихревым дорожкам от верхней и нижней поверхностей каплевидного профиля. При этом положение минимума, находящееся между этими максимумами, смещается в положительную



Рис. 8. Профили пульсаций скорости в узкой полосе частот при $\alpha = -20^\circ \div 20^\circ$. Обозначение см. на рис. 7.

сторону для положительных углов атаки и в отрицательную — для отрицательных. Также представляет интерес то обстоятельство, что интенсивность пульсаций в максимумах для данного угла атаки различна. Причем она во всех случаях имеет бо́льшую величину с подветренной стороны по сравнению с наветренной, что является следствием несимметричности течения около каплевидного профиля как для положительных, так и для отрицательных углов атаки.

Как следует из рис. 8, в верхней части представленных профилей источником пульсаций скорости главным образом является сам ГЛН в позиции «In», так как след за каплевидным профилем не распространяется на эту область. Во внутренней части следа эффект от воздействия локализованной неоднородности максимален для координат, где наблюдаются максимумы уровня пульсаций в случаях невозмущенного следа. При этом в плоскости симметрии, где присутствуют минимумы пульсаций в невозмущенном следе, наличие вводимой неоднородности почти не оказывает влияния на уровень пульсаций.

Особо можно выделить влияние неоднородности в набегающем потоке при малых положительных углах атаки. Как видно из примера профиля для $\alpha = +5^{\circ}$ на рис. 8, неоднородность приводит к полному разрушению вихревой дорожки и уровень пульсаций на этой частоте постоянный и равен фоновому уровню от самого генератора неоднородности по всей области, где распространяется его влияние. Отсутствие эффекта от воздействия ГЛН при малых отрицательных углах атаки, по всей видимости, связано с малым уровнем создаваемых генератором возмущений, приходящих на переднюю кромку каплевидного профиля при его отклонении вниз. То есть имеется некоторый пороговый уровень внешних возмущений, при котором можно наблюдать эффект подавления вихревой дорожки.

Поскольку натекание локализованной неоднородности на каплевидный профиль является существенно нестационарным процессом, в результате которого происходит значительная перестройка процесса обтекания, то для корректного изучения изменений, происходящих при этом в следе за каплевидным профилем, был проведен частотно-временной анализ временных реализаций с помощью преобразования Гильберта–Хуанга [3]. Этот метод состоит из двух основных этапов: эмпирического разложения по модам (англ. Empirical Mode Decomposition, EMD) и преобразования Гильберта. Эмпирическое разложение по модам основано на процессе отсеивания, когда из сигнала постепенно вычитаются собственные модальные функции, построенные как среднее от огибающих локальных минимумов и максимумов, с интерполяцией при помощи кубического сплайна. В результате разложения исходный сигнал (в данном случае зависимость скорости от времени) представляется в виде суммы:

$$V(t) = \sum_{i=1}^n c_i + r_n,$$

где c_i — собственные модальные функции (англ. Intrinsic Mode Functions, IMF), соответствующие пульсациям скорости в узком частотном диапазоне, r_n — остаточный тренд или постоянная составляющая. Из алгоритма разложения следует, что характерная частота отдельных IMF уменьшается с ростом номера. Отличительной особенностью результата такого разложения является то, что оно не имеет заранее предопределенного базиса, в отличие, например, от вейвлет-преобразования. При корректном разложении каждая из IMF имеет одно значение частоты в каждый момент времени, и в результате применения преобразования Гильберта для каждой IMF можно построить распределения частоты и амплитуды сигнала во времени.



Рис. 9. Временные зависимости амплитуд IMF № 4, 5 (*a*) и IMF № 7 (*b*) при y/H = 1,75, $\alpha = +5^{\circ}$.

Рассмотрим эффект влияния генератора локализованной неоднородности на пульсации скорости при положении датчика y/H = 1,75 при угле атаки $\alpha = +5^{\circ}$, где общий уровень пульсаций не изменяется с его выдвижением. Амплитуда высокочастотных пульсаций (см. рис. 9*a*), которым соответствуют IMF № 4 и 5 с центральными частотами порядка 6 и 5 кГц соответственно, в промежуток времени от 0,13 до 0,23 с увеличивается незначительно с выдвижением генератора неоднородности. При этом можно отметить, что пульсации скорости большей амплитуды наблюдаются заметно чаще по сравнению с промежутками времени, когда генератор неоднородности в потоке отсутствует. Из анализа IMF № 7 с центральной частотой 2,6 кГц, соответствующей процессу вихреобразования за каплевидным профилем, следует, что амплитуда пульсаций скорости уменьшается при наличии в потоке неоднородности. В среднем, как видно из рис. 9*b*, амплитуда уменьшается в два раза. Это хорошо согласуется с профилем пульсаций скорости в узком частотном диапазоне, показанном на рис. 4 для угла атаки $\alpha = +5^{\circ}$.

Для центральной области следа ($-0.5 \le y/H \le 1.75$), где наблюдается уменьшение уровня суммарных пульсаций скорости, наличие локализованной неоднородности приводит к уменьшению амплитуды пульсаций скорости как на основной частоте (что соответствует IMF № 6 на рис. 10*b*), так и на более высоких частотах (соответствует IMF № 3, 4, на рис. 10*a*). Представленный на рис. 10 пример для положения y/H = 1.25 соответствует точке профиля, в которой эффект локальной неоднородности максимален и амплитуда



Рис. 10. Временные зависимости амплитуд IMF № 3, 4 (*a*) и IMF № 6 (*b*) при y/H = 1,25, $\alpha = +5^{\circ}$.



Рис. 12. Временные зависимости амплитуд IMF № 4, 5 (*a*) и IMF № 7 (*b*) при y/H = -0,5 мм и $\alpha = +5^{\circ}$.

пульсаций скорости уменьшается в три раза. Таким образом, наличие локализованной неоднородности перед обтекаемым телом приводит к разрушению вихревой дорожки в следе за этим телом, несмотря на небольшой создаваемый генератором неоднородности дефицит скорости набегающего на профиль потока.

Следует отметить, что наличие локализованной неоднородности в набегающем на каплевидный профиль потоке не сказывается на низкочастотных пульсациях. Это можно наблюдать на временной зависимости амплитуды IMF № 8 на рис. 11, основная частота которой составляет 1,2 кГц.

В нижней точке одинаковых уровней пульсаций в положении y/H = -0,5 (см. рис. 12) влияние неоднородности на частоту процесса вихреобразования аналогично таковой при y/H = 1,25, т.е. происходит уменьшение амплитуды пульсаций в два раза, но при этом некоторое увеличение при более высоких частотах. В силу того, что генератор неоднородности находится напротив точки y/H = -0,5 меньший по продолжительности промежуток времени, время изменения амплитуд также меньше.

Выводы

Разработан и испытан метод введения неоднородности с помощью специального устройства для создания возмущенной области потока, локализованной в пространстве и времени. При обтекании стационарным невозмущенным потоком зависимость частоты процесса вихреобразования за каплевидным телом имеет немонотонный характер с максимумами в области $\pm 4^{\circ} - 5^{\circ}$, несмотря на монотонное увеличение поперечного сечения с увеличением угла атаки, что свидетельствует о сложной структуре течения в окрестности такого рода тел.

Получены сведения о среднем потоке, интенсивности и спектральном составе пульсаций в следе за каплевидным профилем при различных углах атаки ($\alpha = -20^\circ \div 20^\circ$) при его обтекании нестационарным и неоднородным потоком. Установлено, что в области за пределами следа от каплевидного профиля наличие генератора неоднородностей приводит к значительному увеличению пульсаций скорости в широком диапазоне частот. Показано, что прямое использование БПФ при исследовании нестационарной возмущенной области в среднем потоке некорректно и может привести к неверной интерпретации полученных результатов.

В качестве частотно-временного метода обработки данных использовалось преобразование Гильберта – Хуанга, заключающееся в эмпирическом разложении по собственным модальным функциям с последующим применением к этим модам преобразования Гильберта. В области внутри следа наличие неоднородности приводит к снижению суммарного уровня пульсаций в два раза по сравнению с максимальным значением в центре следа за счет уменьшения амплитуды пульсаций скорости в 2-3 раза на основной частоте процесса образования вихрей. При этом наблюдается небольшое увеличение амплитуд пульсаций скорости на частотах выше основной при y/H = -0,5; для более низких частот изменение амплитуд отсутствует. Несмотря на то, что по результатам дополнительных измерений сформированная неоднородность покрывает весь профиль каплевидного тела, она не влияет на нижнюю внешнюю границу следа.

Список литературы

- Абрамов М.М. Новые и перспективные направления применения беспилотных летательных аппаратов // Изв. ТулГУ. Технические науки. 2022. Вып. 3. С. 227–232.
- Бондарев А.Н., Киричек Р.В. Обзор беспилотных летательных аппаратов общего пользования и регулирования воздушного движения БПЛА в разных странах // Информационные технологии и телекоммуникации. 2016. Т. 4, № 4. С. 13–23.
- Huang N.E., Shen Z., Long S.R., Wu M.C., Shin H.H., Zheng Q., Yen N.-C., Tung C.C., Liu H.H. The empirical mode decomposition and the Hilbert spectrum for nonlinear and non-stationary time series analysis // Proc. R. Soc. A. 1998. Vol. 454. P. 903–995.
- 4. Миронов Д.С., Лебига В.А., Мяу Дж.Дж., Пак А.Ю., Зиновьев В.Н. Применение преобразования Гильберта–Хуанга для анализа пульсаций за прямым круговым цилиндром // Сиб. физ. журн. 2017. Т. 12, № 3. С. 49–59.
- Miau J.J., Lai Yi-H., Dong P., Zoghlami A. Unsteadiness of laminar separation bubble on blunt body // Advanced Experimental Mechanics. 2019. Vol. 4. P. 3–16.

Статья поступила в редакцию 11 ноября 2022 г., после доработки — 7 декабря 2022 г., принята к публикации 8 декабря 2022 г.