

УДК 533; 537.523.4; 53.096

Подавление трансзвукового бафтинга с помощью плазменных вихрегенераторов*

А.А. Сидоренко¹, А.Д. Будовский¹, П.А. Поливанов¹, О.И. Вишняков¹,
В.Г. Судаков², В.Н. Ищенко³

¹Институт теоретической и прикладной механики
им. С.А. Христиановича СО РАН, Новосибирск

²Центральный аэрогидродинамический институт им. Н.Е. Жуковского,
Жуковский, Московская обл.

³Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН,
Новосибирск

E-mail: budovsky@itam.nsc.ru

В работе представлены результаты экспериментального исследования возможности управления трансзвуковым бафтингом на прямом крыле с помощью плазменных вихрегенераторов. Воздействие разработанного устройства на течение заключается в создании продольного вихря в пограничном слое в результате асимметричного подвода энергии у поверхности миниатюрного вертикального ребра. Эксперименты выполнены с использованием модели крыла, имеющей сверхкритический профиль, в диапазоне чисел Маха набегающего потока $0,73 \div 0,78$ и чисел Рейнольдса $Re = (2,64 \div 2,8) \cdot 10^6$. Экспериментальные данные, полученные с помощью метода высокоскоростной шпирен-визуализации и измерений распределения давления в следе за моделью, показывают, что используемый метод управления позволяет воздействовать как на средние характеристики течения, так и на характеристики колебаний ударной волны.

Ключевые слова: трансзвуковой бафтинг, электрический разряд, управление течением.

Введение

При трансзвуковых скоростях полета на верхней стороне типичных крыловых профилей возникает локальная сверхзвуковая зона течения, которая замыкается скачком уплотнения. С образованием таких зон связано дополнительное волновое сопротивление летательного аппарата, снижающее его аэродинамическое качество. Более того, при превышении критических значений угла атаки и числа Маха взаимодействие скачка с пограничным слоем может приводить к значительному отрыву потока и развитию нестационарного течения. Возникновение подобных самоподдерживающихся колебаний потока, известных как трансзвуковой бафтинг, ограничивает угол атаки и полетное число Маха летательного аппарата. Это приводит к снижению допустимого значения нагрузки

* Эксперименты выполнены в рамках проекта FP7 BUTERFLI при поддержке гранта РФФ № 16-19-10407, разработка методик и обработка экспериментальных данных выполнена при финансовой поддержке гранта РФФ № 18-19-00547.

на крыло и, тем самым, негативно влияет на эксплуатационные характеристики самолета в целом [1, 2]. Практически проводимые в данной области исследования направлены на разработку методов управления такими течениями и ориентированы на снижение волнового сопротивления или на подавление/затягивание возникновения трансзвукового бафтинга. Поскольку обязательным условием существования бафтинга является наличие развитой отрывной зоны, вызванной положительным градиентом давления в ударной волне, изучению этих явлений уделяется большое внимание. На сегодняшний день опубликовано значительное количество результатов исследований активных и пассивных методов уменьшения или подавления отрывной зоны, основанных на повышении импульса потока в пограничном слое. К наиболее изученным и широко применяемым на практике, показавшим свою эффективность относится метод с использованием вихрегенераторов, устанавливаемых на поверхности крыла перед зоной возможного отрыва потока [3–8]. В силу того, что возникновение колебаний бафтинга связано также с наличием в потоке обратной связи, предпринимаются попытки создания способов управления, подавляющих ее. Для этой цели применяются, например, устройства демпфирования колебаний на задней кромке профиля [9]. К недостаткам подобных методов управления следует отнести неизбежное увеличение аэродинамического сопротивления.

Повышение импульса потока в пограничном слое за счет продольной завихренности лежит в основе действия струйных и синтетических струйных (с нулевым средним массовым расходом) генераторов вихрей [10–12]. Струйные генераторы вихрей, в том числе с выдувом струи нормально к наветренной поверхности профиля на задней кромке, исследовались в работе [13]. Другим способом повышения импульса в пограничном слое и подавления отрыва является вдув газа по касательной к поверхности вблизи ударной волны. Такой метод исследовался в работах [14–16], где было продемонстрировано повышение подъемной силы профиля.

Настоящая работа посвящена исследованию возможности применения методов плазменной аэродинамики для управления/подавления трансзвукового бафтинга на сверхкритическом профиле крыла. Плазменный метод управления течениями обладает определенными преимуществами. Устройства управления (актюаторы), работающие на основе электрического разряда, имеют простую конструкцию и позволяют осуществлять пропорциональное воздействие на течение. Кроме того они имеют быстрое время реагирования и могут применяться в системах активного управления течениями с обратной связью.

Начало бурного роста числа исследований в области плазменной аэродинамики связано с работой [17], где были представлены одни из первых экспериментальных данных по применению диэлектрического барьерного разряда для управления дозвуковым отрывным течением на профиле крыла. Воздействие барьерного разряда на пограничный слой заключается в разгоне газа в пристеночном слое. В более поздних исследованиях [18–21] барьерного разряда было показано, что он оказывает комплексное воздействие на поток, проявляющееся в периодическом ускорении и торможении последнего, а также вводит значительные акустические возмущения. Возможность эффективного применения плазменного метода для управления дозвуковыми и, как правило, ламинарными течениями была экспериментально показана в работах [22–28].

Разгон потока, производимый диэлектрическим барьерным разрядом, является ограниченным и, как правило, недостаточным для управления потоком при скоростях более 50 м/с. Существуют работы, в которых этот тип разряда применялся в трансзвуковом потоке, как, например, в исследовании [29], где была продемонстрирована возможность управления положением ударной волны на плоско-выпуклом профиле. В другой работе эксперименты по управлению трансзвуковым обтеканием аэродинамического профиля NASA3506 под углом атаки 8° в диапазоне чисел Маха $0,65 \div 0,75$ показали неэффективность применения диэлектрических барьерных разрядов для этих целей [30].

Примером успешного применения теплового механизма воздействия электрического дугового/искрового разряда на течение являются работы [31–33]. В них было экспериментально и численно показано, что для эффективного управления вихревым течением на коническом теле под углом атаки в дозвуковом потоке достаточно организовать локальный подвод энергии с помощью электрического разряда вблизи вершины конуса. Было получено, что такое воздействие приводит к перестройке вихревой конфигурации по всей длине конуса, а величина и направление аэродинамической силы изменяются пропорционально мощности разряда. При этом совместный анализ результатов расчета и эксперимента продемонстрировал хорошее качественное и количественное согласование и подтвердил механизм воздействия разряда на вихревое течение, связанный с отщеплением линий тока от поверхности конуса за счет тепловыделения в плазменном канале разряда.

Принцип управления трансзвуковым бафтингом в представленной работе заключается в применении новых активных устройств управления — плазменных вихрегенераторов, основанных на асимметричном подводе энергии вблизи миниатюрного вертикального ребра, обтекание которого приводит к генерации продольного вихря в пограничном слое, что должно способствовать повышению его сопротивляемости отрыву и изменению конфигурации отрывной зоны. Воздействие на характеристики отрывной зоны, в свою очередь, должно позволить управлять возникновением и характером протекания трансзвукового бафтинга. Таким образом, воздействие плазменного вихрегенератора на течение принципиально схоже с воздействием механических или струйных вихрегенераторов.

Экспериментальное оборудование

Эксперименты проводились в трансзвуковой аэродинамической трубе ЦАГИ Т-112 при давлении и температуре торможения $P_0 = 1$ бар и $T_0 = 291$ К соответственно. Число Маха набегающего потока варьировалось в ходе экспериментов в диапазоне $M = 0,73 \div 0,76$, что соответствует диапазону чисел Рейнольдса, вычисленных по хорде модели крыла, $Re = (2,64 \div 2,8) \cdot 10^6$. Аэродинамическая установка имеет рабочую часть квадратного сечения со сплошными боковыми и перфорированными верхней и нижней стенками (рис. 1). Боковые стенки рабочей части в месте установки экспериментальной модели оборудованы оптическими окнами, позволяющими проводить диагностику течения около модели методом теневой визуализации. В качестве экспериментальной модели использовалось крыло прямоугольной формы размахом 599 мм с хордой $c = 200$ мм и со сверхкритическим аэродинамическим профилем П-184-СР толщиной 15 %. Экспериментальная модель была оборудована дренажными отверстиями, распределенными по нижней и верхней поверхностям вдоль хорды профиля. Крыло было изготовлено из стали и имело каверну на верхней поверхности для монтажа диэлектрической вставки,

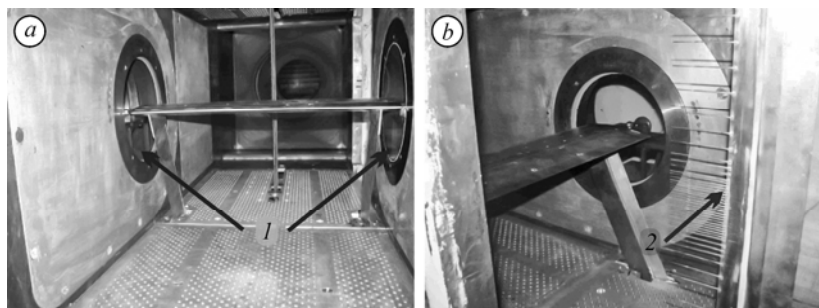


Рис. 1. Фотография экспериментальной модели в рабочей части трубы Т-112: вид со стороны передней (а) и задней (б) кромок.

1 — оптические окна, 2 — гребенка Пито.

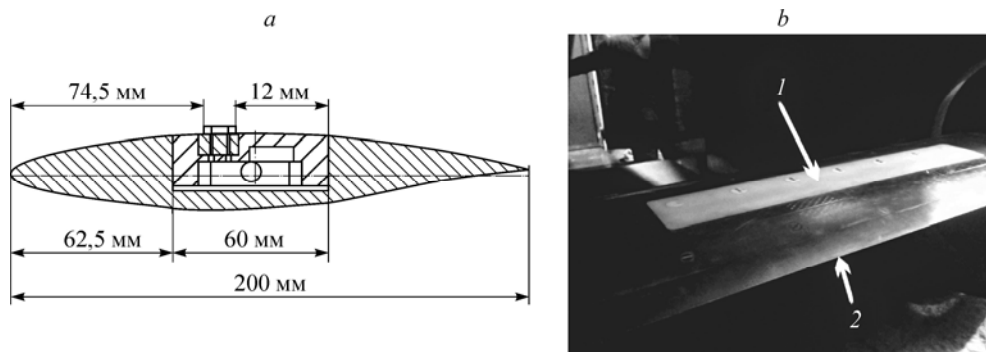


Рис. 2. Схема (а) и фотография (б) экспериментальной модели, оснащенной вставкой с актюаторами.

1 — вставка с разрядниками, 2 — задняя кромка крыла.

на которой монтировались актюаторы (рис. 2). На обеих поверхностях крыла на расстоянии 15 % по длине хорды от передней кромки профиля устанавливались линейные турбулизаторы для обеспечения турбулентного режима обтекания модели.

Диагностика течения около модели проводилась с помощью шлирен-визуализации, измерения распределения поверхностного давления в среднем сечении крыла и измерения распределения давления Пито в следе за моделью выполнялись с помощью вертикальной гребенки (см. рис. 1б). Для измерения распределения давления использовался 48-канальный модуль тензометрических датчиков давления с диапазоном измерений 100 кПа. Погрешность измерения давления не превышала 0,15 % измерительного диапазона.

Разрядники и высоковольтное оборудование

Принцип работы актюаторов, исследуемых в работе, основывается на взаимодействии энерговыделения в плазменном канале искрового электрического разряда с обтеканием миниатюрного вертикального ребра, ориентированного вдоль местной линии тока. В результате несимметричного энергоподвода создается поперечный градиент плотности и скорости потока в пограничном слое, приводящий к формированию продольного вихря в следе за разрядником. Вместе с тем, в отсутствие электрического разряда актюатор оказывает незначительное воздействие на течение в пограничном слое в силу своих малых геометрических размеров (оптимальная высота ребра составляет 0,4–0,8 толщины пограничного слоя δ). Можно утверждать, что такой актюатор имеет большее добавочное сопротивление, чем актюатор с заделанными заподлицо с поверхностью электродами, но меньшее, чем классический вихрегенератор. Более того, для эффективного воздействия на течение актюатору необходима меньшая величина энергоподвода, чем классическому разряднику поверхностного электрического разряда. Также по сравнению со струйными вихрегенераторами такой актюатор имеет более простую конструкцию и для обеспечения работы ему не требуется сложного дополнительного оборудования.

Принцип действия плазменного вихрегенератора был обоснован с помощью CFD (Computational Fluid Dynamics) моделирования. Численное решение уравнений Навье–Стокса, осредненных по числу Рейнольдса, проводилось как в стационарной (RANS), так и в нестационарной (URANS) постановке. В расчетах предполагалось наличие турбулентного пограничного слоя. Расчеты выполнялись с применением модели турбулентности $k-\omega$ SST на структурированной сетке, обеспечивающей около стенок значение $y^+ \approx 2-3$. Электрический разряд моделировался как объемный стационарный/нестационарный тепловой источник. Для исследования процесса вихрегенерации расчеты

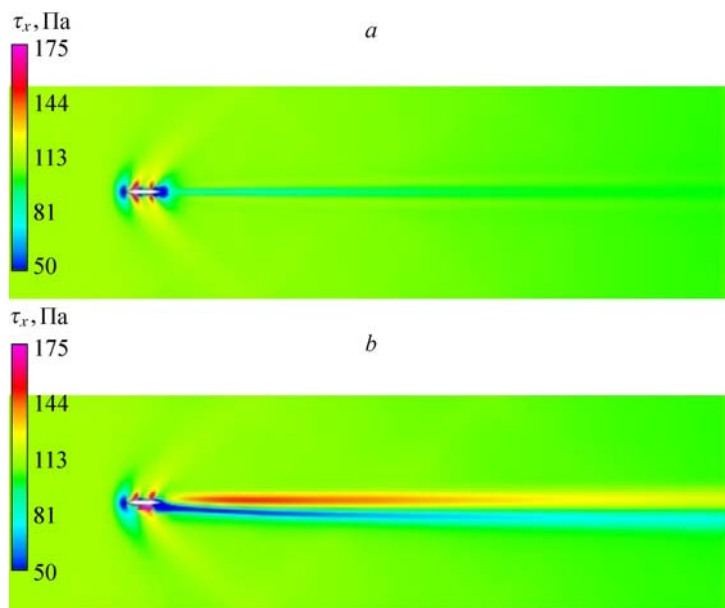


Рис. 3. Распределение напряжения трения на стенке для базового случая (а) и при подводе энергии вблизи плазменного вихрегенератора (b).

τ_x — продольная компонента сдвиговых напряжений на стенке.

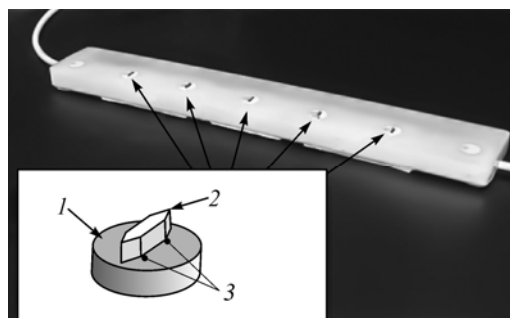
проводились при расположении плазменного вихрегенератора на поверхности плоской пластины. При этом параметры набегающего потока соответствовали случаю нахождения актюатора в локальной сверхзвуковой области на аэродинамическом профиле при трансзвуковой скорости набегающего потока для условий эксперимента в аэродинамической трубе ($M = 1,45$, $P_0 = 100000$ Па, $T_0 = 293$ К).

Ребро актюатора было ориентировано вдоль потока и имело высоту $0,4\delta$ (см. рис. 3а и 4). Результаты расчетов показали, что при отсутствии подвода энергии актюатор не оказывает значительного воздействия на течение в области пограничного слоя (рис. 3а, 5а). При подводе энергии с одной стороны ребра в следе ниже по потоку формируется продольный вихрь, что видно из распределения поверхностного трения (рис. 3b), а также из распределения массового расхода и расположения линий тока поперечного течения в сечении $x = 100$ мм (рис. 5b). В рассматриваемом случае объемный источник подвода энергии расположен на правой стороне актюатора, если смотреть в направлении вниз по потоку, что соответствует нижней поверхности ребра на рис. 3).

Плазменный вихрегенератор, исследованный в эксперименте, был спроектирован и изготовлен на основании результатов численного моделирования. Корпус актюатора был выполнен из диэлектрического керамического материала MACOR, в который заподлицо с поверхностью были вмонтированы медные электроды

Рис. 4. Фотография вставки и трехмерная модель плазменного вихрегенератора.

1 — плазменный вихрегенератор,
2 — вертикальный клин, 3 — электроды.



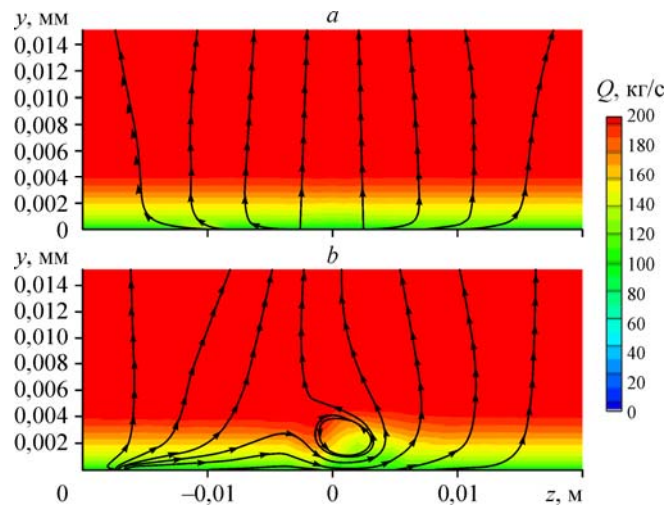


Рис. 5. Поле массового расхода и линии тока в следе актюатора для базового случая (а) и при подводе энергии вблизи плазменного вихрегенератора (b) при $x = 100$ мм.

Q — массовый расход.

диаметром 1 мм (см. рис. 4). Диэлектрическая вставка, монтируемая в модель крыла, содержала несколько актюаторов, равномерно распределенных по ее размаху (рис. 4). Передняя и задняя кромки ребра плазменного вихрегенератора располагались на расстоянии 74,5 и 86,5 мм от передней кромки, что соответствует 37 и 43 % хорды модели (см. рис. 2а). Всего на диэлектрической вставке располагалось пять актюаторов, расстояния между которыми были одинаковыми и составляли 60 мм. Ребро актюатора имело высоту 1,3 мм, длину 12 мм и толщину 1 мм. Электроды искрового разряда располагались с одной стороны ребра. Длина разрядного промежутка составляла 6 мм и была ограничена возможностями высоковольтного источника питания вследствие ограничения по току. Следует отметить, что конструкция актюаторов не подверглась эрозии и разрушению при воздействии на неё дуги искрового электрического разряда, таким образом, заданная аэродинамическая форма модели крыла за время проведения всей серии экспериментов в аэродинамической трубе не нарушалась.

Для питания плазменных актюаторов применялся импульсный высоковольтный генератор, схема которого приведена на рис. 6. Высоковольтный генератор состоит

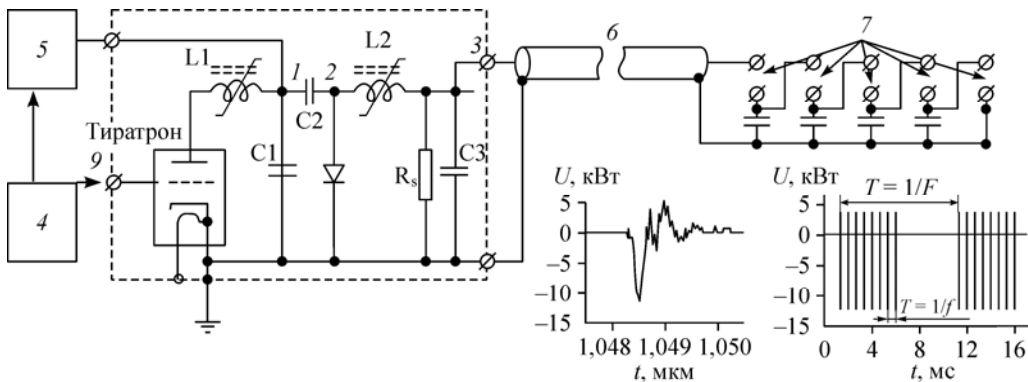


Рис. 6. Электрическая схема высоковольтного генератора и осциллограммы напряжения на выходе.

1 — точка 1, 2 — точка 2, 3 — точка 3, 4 — блок запуска, 5 — импульсный зарядный блок +20 кВ, 6 — коаксиальный кабель 1,5 м, 7 — разрядники.

из генератора импульсов на основе тиратрона Th, накопительных ёмкостей C1 и C2, катушек индуктивности L1 и L2, импульсного зарядного модуля, триггерного модуля, который управляет частотой повторения импульсов и позволяет работать в режиме синхронизации, зарядного блока C3 и других вспомогательных внешних устройств. Контроль и измерение тока на выходе зарядного блока осуществляется с помощью встроенного амперметра через шунтовое сопротивление R_s . Выход импульсного задающего генератора соединен с разрядными промежутками коаксиальным кабелем длиной 1,5 м. Кабель обладает собственной электрической емкостью в 100 пФ/м и служит одновременно для увеличения ёмкости нагрузки, обеспечивая тем самым более высокие значения амплитуды тока при электрическом пробое на разрядном промежутке. Амплитуда выходного напряжения может варьироваться в диапазоне 10÷30 кВ. Таким образом, высоковольтный генератор обеспечивает следующие параметры: амплитуда импульса напряжения на выходе ≤ 30 кВ, время нарастания импульса ≤ 200 нс, энергия в импульсе ~ 2 Дж, частота повторения импульсов до 3,5 кГц, время энергоподвода после электрического пробоя ≤ 2 мкс, средняя мощность на согласованной нагрузке 1 кВт. Высоковольтный генератор способен обеспечивать генерацию электрического разряда в непрерывном и пакетном режимах. В последнем случае высоковольтный сигнал напряжения с несущей частотой f модулируется низкой частотой F с помощью дополнительного внешнего генератора. Средняя электрическая мощность на разрядном промежутке в этом случае не зависит от значения F при условии сохранения скважности импульсов, которая в экспериментах составляла 0,5.

Для пяти используемых в эксперименте разрядных промежутков высоковольтный генератор стабильно работал до частоты повторения импульсов 1500 Гц. С точки зрения частотных характеристик бафтинга в условиях данных экспериментов воздействие электрического разряда такой частоты может рассматриваться как квазистационарное, поскольку это значение на порядок выше характерной частоты бафтинга. При возбуждении разряда в пакетном режиме частота 1500 Гц была выбрана в качестве несущей, а частота модуляции (частота следования пакетов) варьировалась в диапазоне 50 ÷ 100 Гц (число Струхала $Sh(F) = 0,04 \div 0,85$), близком к частоте бафтинга.

Параметры разряда в экспериментах измерялись с помощью двухканального осциллографа АКТАКОМ ADS-2111MV с использованием высоковольтных пробников напряжения и тока Tektronix P6015A и Tektronix P6021. Параметры разряда, измеренные в эксперименте при частоте возбуждения 1500 Гц, имели следующие значения: амплитуда импульса — 12 кВ, время нарастания импульса — 200 нс, энергия в импульсе — 0,12 Дж и электрическая мощность — ~ 180 Вт (6 кВ/м). Примеры осциллограмм напряжения и тока приведены на рис. 7.

Методика обработки данных теневой визуализации

В качестве основного метода измерения нестационарных параметров течения в экспериментах использовался метод шлирен-визуализации, так как установка в модель каких-либо электрических датчиков давления была сочтена рискованной из-за близости высоковольтного разряда. Шлирен-визуализация осуществлялась с использованием высокоскоростной цифровой камеры Motion Xtra N3. Частота кадров в экспериментах составляла 5 кГц. Длина записи была выбрана относительно небольшой: 515–620 кадров, что обуславливалось ограниченным объемом встроенной памяти камеры и необходимостью записи нескольких серий в течение одного пуска аэродинамической установки.

Анализ данных визуализации течения выполнялся в предположении его квазидвумерной структуры. Пример осредненных теневых картин и результатов постобработки

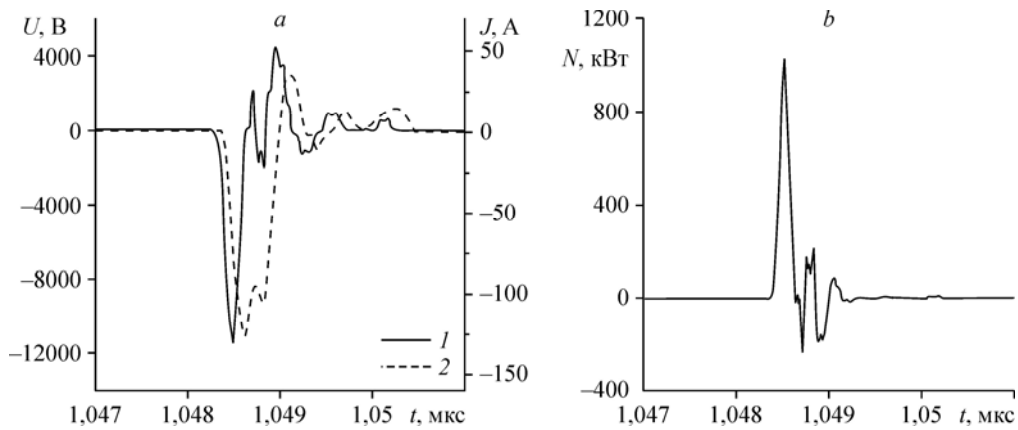


Рис. 7. Пример осциллограмм.

a — напряжение $U(1)$, ток $J(2)$, b — мощность $N(b)$.

представлен на рис. 8. На рисунке можно видеть часть верхней поверхности крыла с установленным плазменным вихрегенератором, основную ударную волну, которая замыкает локальную сверхзвуковую зону 3, а также слабый косой скачок, генерируемый на стыке разрядной вставки и поверхности модели 2. Исходная картина визуализации представлена на рис. 8а. Результаты автоматической обработки изображений, при которой положение ударной волны определялось двумя различными методами, приведены на рис. 8b и 8с. Так как основная ударная волна имеет изогнутую форму, ее положение измерялось вдоль прямой линии 4, расположенной на расстоянии 10 мм от поверхности крыла. Результат распознавания отображен на рисунках зонами белого цвета. Первый метод основан на выделении ударной волны по максимальному значению градиента интенсивности в направлении потока (слева направо). Из примера, приведенного на рис. 8b, видно, что таким методом часто не удается однозначно выделить основную ударную волну на зашумленных изображениях.

При использовании второго метода форма и положение основной ударной волны приближенно задаются в виде изогнутой линии для первого кадра каждой серии (рис. 8с) и формируется идеализированное растровое изображение для участка течения, содержащего ударную волну, на котором она представлена в виде темной линии на равномерном

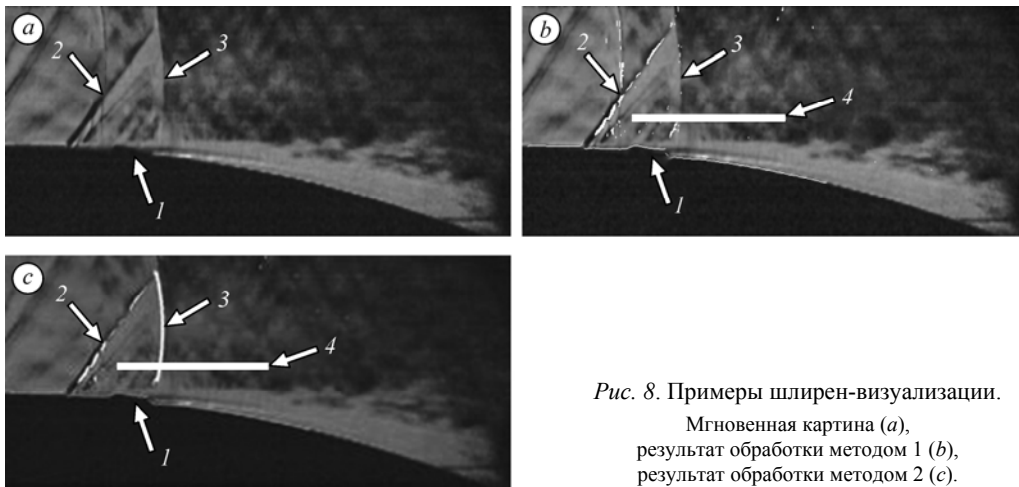


Рис. 8. Примеры шlieren-визуализации.

Мгновенная картина (а),
результат обработки методом 1 (b),
результат обработки методом 2 (с).

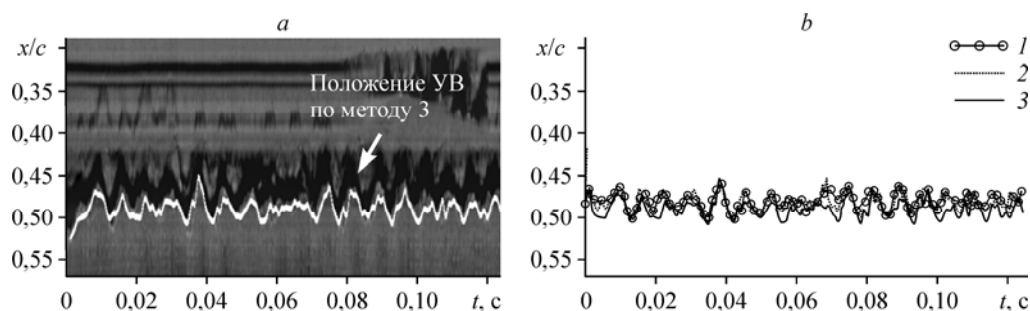


Рис. 9. Пример временной развертки интенсивности и результат обработки методом 3 (а) и пример осциллограммы колебания ударной волны при обработке данных разными методами (b) при $M_\infty = 0,76$, $\alpha = 5^\circ$.

b: 1–3 — методы 1, 2 и 3 соответственно.

сером фоне. Используя два изображения, корреляционный алгоритм определяет текущее положение ударной волны и ее положение на последующих кадрах. Совокупность мгновенных положений ударной волны для серии кадров дает информацию о ее движении во времени, частоте и амплитуде колебаний.

Наглядно движение ударной волны можно видеть на временной развертке интенсивности шпирен-изображения вдоль линии 4 (см. рис. 8b, 8c), представленной на рис. 9a. Положение ударной волны отмечено здесь белой линией, проведенной по линии максимума градиента интенсивности. Фактически этот третий метод обнаружения ударной волны эквивалентен первому, но менее подвержен влиянию артефактов изображений.

Зависимости положения ударной волны от времени, полученные с помощью всех трех способов, представлены на рис. 9b. Вертикальная ось на рисунке соответствует расстоянию от передней кромки крыла вдоль хорды, а горизонтальная отображает время записи кадра. В большинстве проведенных экспериментов время записи было весьма коротким (0,13 с), что обусловлено возможностями использованного оборудования.

Точность определения местоположения ударной волны была оценена на основании значения масштабного коэффициента системы шпирен-визуализации, который составляет 0,2 мм/пиксель, что соответствует 0,1 % длины хорды крыла.

Результаты экспериментов

Эксперименты проводились при числах Маха набегающего потока $M_\infty = 0,73, 0,74, 0,76, 0,78$ и угле атаки модели $\alpha = 5^\circ$, что соответствует режиму начала бафтинга для рассматриваемого профиля крыла. Частота и режим возбуждения электрического разряда во время экспериментов варьировались. Было обнаружено, что увеличение угла атаки крыла при фиксированном значении числа Маха приводит к росту амплитуды колебаний ударной волны, а колебания становятся квазигармоническими. В экспериментах началом развития трансзвукового бафтинга было принято считать момент, когда амплитуда колебаний ударной волны достигала значений $> 2\%$ хорды, а ее интенсивность была достаточной для развития отрывной области ниже по потоку. Развитие трансзвукового бафтинга на данном профиле при схожих параметрах потока подробно изучалось в работе [34].

В настоящей работе основное внимание уделялось исследованию вновь разработанных устройств управления трансзвуковым бафтингом без детального исследования возникновения и развития бафтинга. Для каждого пуска трубы записывались данные высокоскоростной шпирен-визуализации и распределение давления в следе за моделью с помощью вертикально ориентированной гребенки.

Таблица

Параметры проведенных экспериментов

M_∞	Несущая частота f , Гц	Частота модуляции F , Гц	Число Струхалиа $Sh(f)$, непрерывный режим возбуждения разряда	Число Струхалиа $Sh(F)$, пакетный режим возбуждения разряда	U_∞ , м/с
0,76	100	-	0,082	-	244
0,76	150	-	0,12	-	244
0,76	200	-	0,16	-	244
0,76	500	-	0,4	-	244
0,76	1000	-	0,82	-	244
0,76	1500	-	1,22	-	244
0,76	1500	50	-	0,04	244
0,76	1500	67	-	0,05	244
0,76	1500	83	-	0,07	244
0,73	1500	100	-	0,085	237
0,74	1500	100	-	0,084	239
0,76	1500	100	-	0,082	244
0,78	1500	100	-	0,08	250

Исследование влияния параметров возбуждения разряда

В первую очередь были проведены эксперименты по исследованию влияния частоты и режима возбуждения разряда плазменного вихрегенератора на структуру течения. Данные были получены при фиксированном значении $M_\infty = 0,76$ и угле атаки модели $\alpha = 5^\circ$. Как было показано в предварительных исследованиях, эта комбинация параметров соответствует режиму начала трансзвукового бафтинга. Число Струхалиа Sh рассчитывалось по хорде крыла, скорости набегающего потока и частоте электрического разряда в зависимости от режима его возбуждения: пакетному режиму соответствовала частота F , непрерывному — f . Сводная информация параметров проведенных экспериментов представлена в таблице.

Спектры пульсаций положения ударной волны, полученные на основании шпирен-визуализации, изображены на рис. 10 и 11. Несмотря на короткий период записи, приведенные данные позволяют получить представление об основных нестационарных

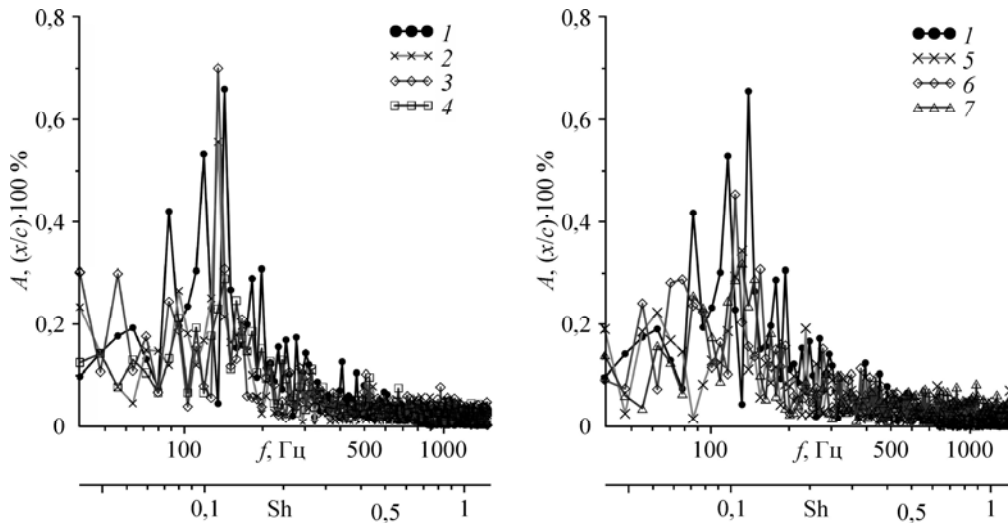
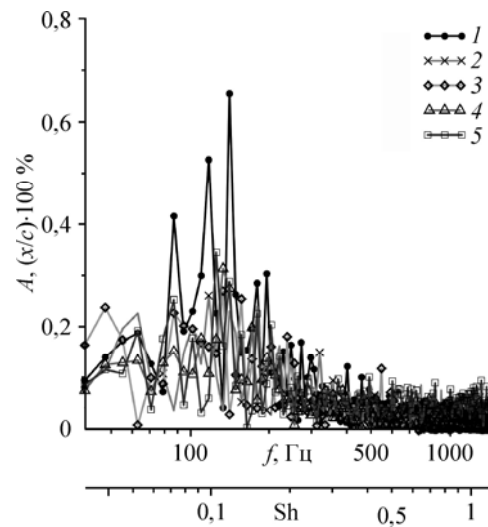


Рис. 10. Спектры пульсаций ударной волны при возбуждении электрического разряда в непрерывном режиме при $M_\infty = 0,76$ и $\alpha = 5^\circ$.

1 — разряд выключен; частота разряда $f = 100$ Гц (2), 150 (3), 200 (4), 500 (5), 1000 (6), 1500 (7) Гц.

Рис. 11. Спектры пульсаций ударной волны при возбуждении электрического разряда в пакетном режиме при $M_\infty = 0,76$, $\alpha = 5^\circ$ и несущей частоте разряда $f = 1500$ Гц.

1 — разряд выключен; частота следования пакетов $F = 50$ (2), 67 (3), 83 (4), 100 (5) Гц.



параметрах течения. В базовом случае при отсутствии энергоподвода выделенный пик, соответствующий частоте бафтинга, находится в диапазоне 135–140 Гц. Также наблюдаются пики на частотах около 80 и 110 Гц. Активация плазменного генератора при возбуждении искрового электрического разряда в непрерывном режиме приводит к заметному подавлению колебаний ударной волны (рис. 10а, 10b). Данные, представленные на рисунках, демонстрируют значительное снижение амплитуды выделенных спектральных пиков. Видно, что наибольший эффект достигается при возбуждении разряда с частотой 200–1500 Гц. Лишь в одном случае — при возбуждении разряда частотой 150 Гц (с соответствующим значением $Sh(f) = 0,13$), близкой к частоте бафтинга, — наблюдается увеличение амплитуды главного пика, в то время как амплитуды вторичных пиков также уменьшаются. Данные, полученные в режиме пакетного энергоподвода, также демонстрируют подавление амплитуды пульсаций ударной волны при всех реализованных значениях частоты модуляции F .

Исследование влияния числа Маха

Эксперименты по управлению трансзвуковым бафтингом с помощью плазменных вихрегенераторов при изменении M_∞ проводились при фиксированном значении $\alpha = 5^\circ$. Временные развертки интенсивности шпирен-изображений, полученные для $\alpha = 5^\circ$ и $M_\infty = 0,73, 0,74, 0,76, 0,78$, представлены на рис. 12. При каждом значении числа Маха рассматривались три тестовых случая: базовый случай при отсутствии энергоподвода, случай возбуждения разряда в непрерывном режиме с частотой 1500 Гц и случай возбуждения разряда в пакетном режиме ($f = 1500$ Гц, $F = 100$ Гц, $Sh(F) = 0,082$).

Из рис. 12 видно, что в предбафтинговом режиме ($\alpha = 5^\circ$, $M_\infty = 0,73$) на временных развертках в базовом случае наблюдаются негармонические колебания ударной волны с малой амплитудой. Эти колебания почти полностью подавляются при возбуждении разряда в непрерывном режиме, в то время как модуляционный пакетный режим не приводит к заметному эффекту, возможно, из-за недостаточной мощности энергоподвода. В следующем тестовом случае — при $M_\infty = 0,74$ в отсутствие энергоподвода — колебания ударной волны выражены более явно. Эта комбинация угла атаки и числа Маха соответствует режиму начала трансзвукового бафтинга. Из рисунка видно, что энергоподвод в режиме непрерывного возбуждения разряда приводит к почти полному подавлению бафтинга, в то время как энергоподвод в пакетном режиме не дает заметных результатов. Увеличение числа Маха до значения 0,76 приводит к усилению бафтинга с появлением характерных гармонических колебаний ударной волны, отчетливо наблюдающихся на рис. 12. В этом тестовом случае непрерывный энергоподвод также приводит

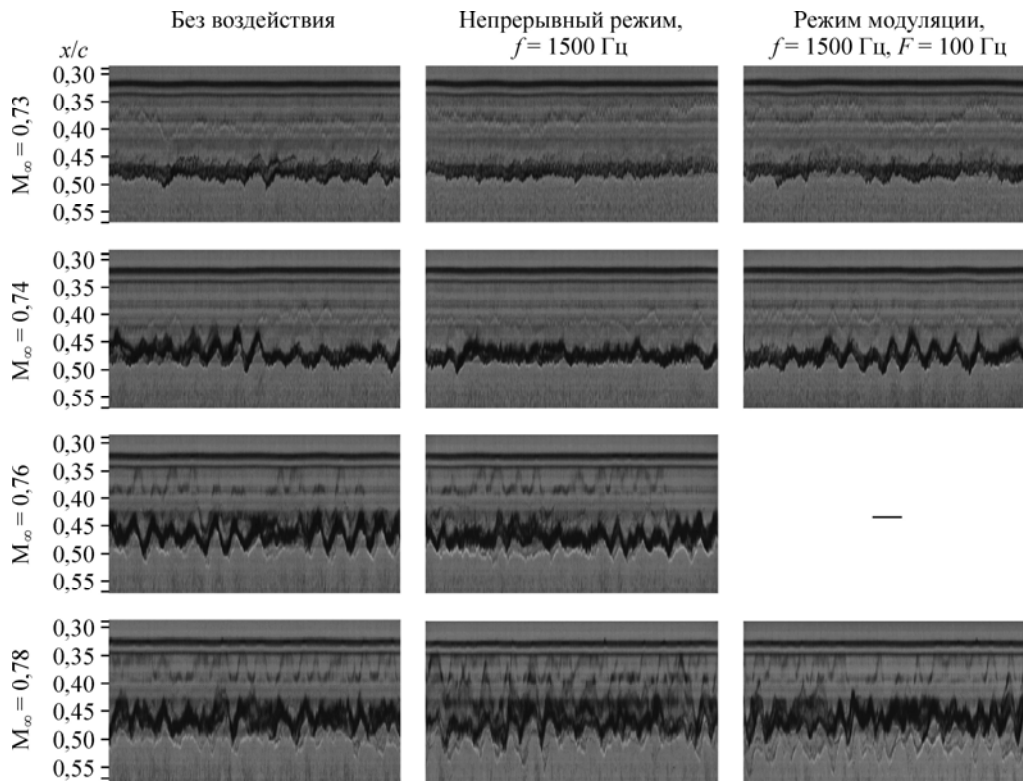


Рис. 12. Временные развертки интенсивности шлирен-изображений при варьировании числа Маха набегающего потока.

к заметному ослаблению бафтинга, но полностью не устраняет его. В случае $M_\infty = 0,78$ данные шлирен-визуализации являются весьма зашумленными, возможно из-за нарушения квазидвумерности ударной волны или появления дополнительных градиентов плотности в зоне взаимодействия ударной волны с пограничным слоем. Однако в целом анализ изображений показывает, что включение разряда не оказывает влияния на амплитуду колебаний ударной волны.

В дополнение к данным шлирен-визуализации в экспериментах выполнялись измерения вертикального распределения давления в следе за крылом с помощью гребенки трубок Пито, как это показано на рис. 1. По этим данным можно судить о ширине следа за моделью, а также о потерях полного давления в нем. Полученные распределения давления в следе (рис. 13) свидетельствуют, что наибольший эффект от воздействия плазменного вихрегенератора наблюдается при $M_\infty = 0,74$ и $0,76$ (рис. 13b, 13c). Видно, что в обоих случаях включение разряда приводит к увеличению потерь давления в следе. Соответствующие спектры пульсации ударной волны представлены на рис. 14. В случае $M_\infty = 0,73$ на спектрах выделяются несколько пиков сравнительно малой амплитуды, среди которых, тем не менее, выделяется пик с частотой 140 Гц. Видно, что активация плазменного вихрегенератора практически не влияет на эти и более высокочастотные колебания ударной волны, но приводит к заметному проседанию спектра в низкочастотной области при возбуждении разряда в непрерывном режиме и к противоположному эффекту в режиме пакетного энергоподвода.

При увеличении числа Маха до 0,74 на спектрах отчетливо проявляется выделенный пик на частоте 140 Гц, соответствующей частоте бафтинга. Этот пик почти полностью

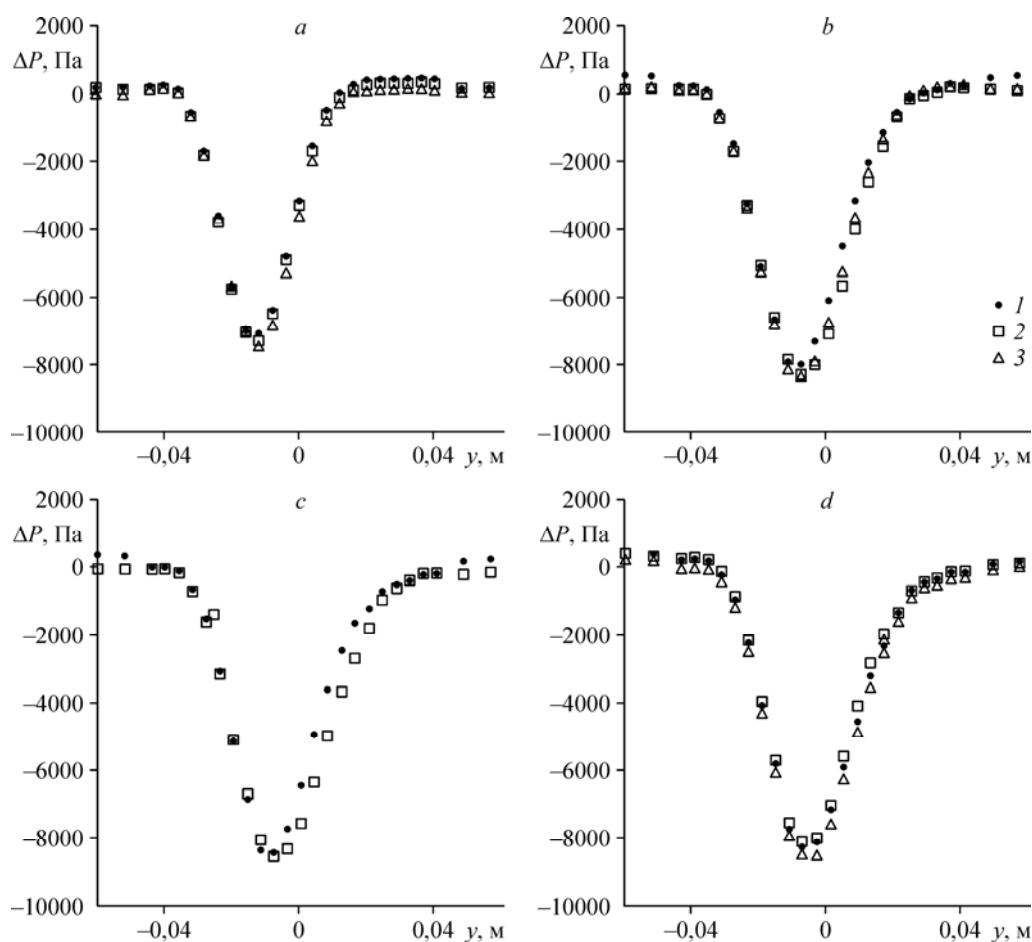


Рис. 13. Распределение давления в следе модели при $\alpha = 5^\circ$.

$M_\infty = 0,73$ (a), $0,74$ (b), $0,76$ (c), $0,78$ (d); 1 — разряд выключен; 2 — возбуждение разряда в непрерывном режиме с несущей частотой $f = 1500$ Гц; 3 — возбуждение разряда в пакетном режиме с несущей частотой $f = 1500$ Гц и частотой следования пакетов $F = 100$ Гц.

подавляется при непрерывном энергоподводе и увеличивается вдвое при подводе энергии в режиме частотной модуляции с $F = 100$ Гц. Аналогичный результат получен при $M_\infty = 0,76$, где колебания на частоте бафтинга уменьшаются более чем вдвое при возбуждении разряда в непрерывном режиме. При $M_\infty = 0,78$ спектр пульсаций ударной волны в области частот $50 \div 250$ Гц помимо пика, соответствующего частоте бафтинга, содержит еще несколько пиков примерно равной амплитуды. Очевидно, это связано с нарушением квазидвумерного движения ударной волны или с влиянием артефактов изображения, возникающих вследствие возмущений плотности потока, порожденных пульсациями в отрывной зоне. Тем не менее, данные свидетельствуют, что непрерывный энергоподвод приводит к заметному подавлению колебаний на частоте бафтинга, а энергоподвод в пакетном режиме усиливает колебания ударной волны.

Обобщение данных о влиянии плазменных вихрегенераторов на параметры трансзвукового бафтинга и аэродинамические характеристики крыла представлено на рис. 15. Среднеквадратичное значение смещения ударной волны (x_{sw}) при бафтинге в зависимости от числа Маха набегающего потока приведено на рис. 15a. Расчет этой величины выполнялся путем интегрирования соответствующих спектров пульсаций в диапазоне

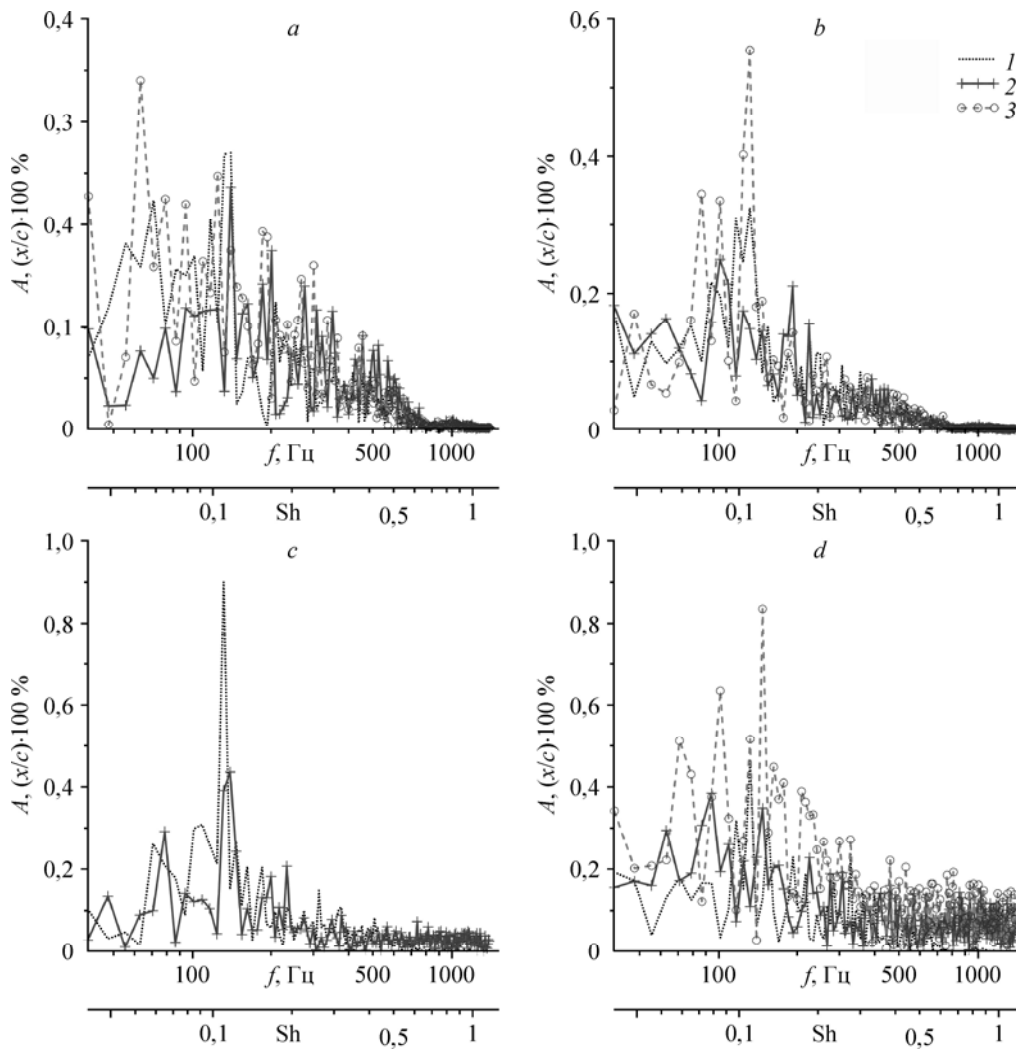


Рис. 14. Спектры пульсаций ударной волны при $\alpha = 5^\circ$.

$M_\infty = 0,73$ (a), $0,74$ (b), $0,76$ (c), $0,78$ (d); 1 — разряд выключен; 2 — возбуждение разряда в непрерывном режиме с несущей частотой $f = 1500$ Гц; 3 — возбуждение разряда в пакетном режиме с несущей частотой $f = 1500$ Гц и частотой следования пакетов $F = 100$ Гц.

частот $80 \div 220$ Гц, т.е. в окрестности характерной частоты трансзвукового баффинга. Данные о влиянии плазменного вихрегенератора на коэффициент сопротивления крыла представлены на рис. 15b. Коэффициент аэродинамического сопротивления рассчитывался на основе данных о потерях полного давления в следе за моделью, полученных с помощью гребенки трубок Пито, с использованием следующего соотношения:

$$C_x = 2 \int_{\bar{y}1}^{\bar{y}2} \left\{ \frac{\left[\frac{p(\bar{y}) + p_0}{p_\infty} \right]^{y-1/y} - 1}{\left[\frac{p_0}{p_\infty} \right]^{y-1/y} - 1} \cdot \left(\frac{p(\bar{y}) + p_0}{p_0} \right)^{y-1/y} - \frac{\left[\frac{p(\bar{y}) + p_0}{p_\infty} \right]^{y-1/y} - 1}{\left[\frac{p_0}{p_\infty} \right]^{y-1/y} - 1} \right\} dy.$$

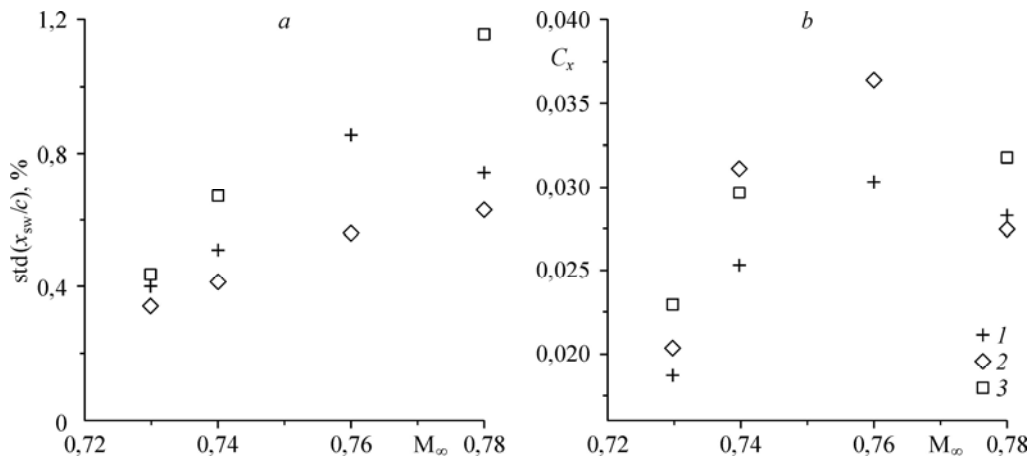


Рис. 15. Зависимости среднеквадратичных значений пульсаций ударной волны (а) и коэффициента сопротивления (b) от значения числа Маха набегающего потока при $\alpha = 5^\circ$.
 1 — разряд выключен, 2 — возбуждение разряда в непрерывном режиме с несущей частотой $f = 1500$ Гц,
 3 — возбуждение разряда в пакетном режиме с несущей частотой $f = 1500$ Гц и частотой следования пакетов $F = 100$ Гц.

Из рисунков видно, что увеличение числа Маха до значения 0,76 сопровождается увеличением колебаний ударной волны (рис. 15а), а также ростом аэродинамического сопротивления модели (рис. 15б). Включение плазменных вихрегенераторов приводит к подавлению пульсаций ударной волны. Вместе с тем, это сопровождается увеличением сопротивления по сравнению с базовым случаем (без энергоподвода). Видно, что в диапазоне $M_\infty = 0,73 \div 0,76$ эффект воздействия плазменного вихрегенератора является схожим при всех режимах энергоподвода, но более выражен для случая непрерывного возбуждения разряда. При $M_\infty = 0,78$ активация плазменного вихрегенератора в пакетном режиме приводит к интенсификации бафтинга и увеличению аэродинамического сопротивления крыла, в то время как при возбуждения вихрегенератора в непрерывном режиме наблюдается противоположный эффект.

Заключение

Выполнено экспериментальное исследование возможности управления трансзвуковым бафтингом на модели прямого крыла. Управление течением осуществлялось с помощью вновь разработанных устройств — плазменных вихрегенераторов, использующих искровой электрический разряд. Параметры и режим возбуждения электрического разряда варьировались в ходе экспериментов.

Анализ экспериментальных данных показал, что нестационарное поведение ударной волны и состояние течения в следе модели являются взаимосвязанными. В базовом случае, при отсутствии энергоподвода, интенсивные колебания ударной волны и генерируемой ей отрывной зоны сопровождаются ростом потерь полного давления в следе за моделью.

Экспериментальные данные показывают, что плазменный вихрегенератор имеет хорошие перспективы и может рассматриваться как эффективный метод управления колебаниями ударной волны в трансзвуковом потоке. Также показано, что такое устройство способно воздействовать как на средние, так и на пульсационные характеристики течения. Получено, что активация плазменного вихрегенератора приводит к желаемому подавлению трансзвукового бафтинга, но может сопровождаться увеличением аэродинамического сопротивления крыла по сравнению с базовым случаем при отсутствии энергоподвода. Тем не менее, было также получено, что при некоторой комбинации угла атаки и числа Маха применение плазменного вихрегенератора может приводить как к подавлению бафтинга, так и к снижению коэффициента аэродинамического сопротивления.

Список литературы

1. **Crouch J.D., Garbaruk A., Magidov D., Travin A.** Origin of transonic buffet on aerofoils // *J. Fluid Mech.* 2009. Vol. 628. P. 357–369.
2. **Molton P., Dandois J., Lepage A., Brunet V., Bur R.** Control of buffet phenomenon on a transonic swept wing // *AIAA J.* 2013. Vol. 51, Iss. 4. P. 761–772.
3. **Gadetskiy V.M., Serebriyskiy Ya.M., Fomin V.M.** Investigation of the influence of vortex generators on turbulent boundary layer separation // *NASA TT F-16056.* 1974.
4. **Lin J.C.** Review of research on low-profile vortex generators to control boundary-layer separation // *Progress in Aerospace Sci.* 2002. Vol. 38, Iss. 4. P. 389–420.
5. **Mounts J.S., Barber T.J.** Numerical analysis of shock-induced separation alleviation using vortex generators // *AIAA Paper.* 1992. No. 92–0751.
6. **McCormick D.C.** Shock-boundary layer interaction with low profile vortex generators and passive cavity // *AIAA J.* 1993. Vol. 31, No. 1. P. 91–96.
7. **Godard G., Stanislas M.** Control of a decelerating boundary layer. Part 1. Optimization of passive vortex generators // *Aerospace Sci. and Technology.* 2006. Vol. 10. P. 181–191.
8. **Holden H.A., Babinsky H.** Effect of microvortex generators on separated normal shock / boundary layer interactions // *J. Aircraft.* 2007. Vol. 44, No. 1. P. 170–174.
9. **Caruana D., Mignosi A., Robitaille C., Correge M.** Separated flow and buffeting control // *Flow, Turbulence and Combustion.* 2003. Vol. 71. P. 221–245.
10. **Pearcey H.H.** Shock-induced separation and its prevention by design and boundary layer control // *Boundary layer and flow control — its principles and application* / Ed. by G.V. Lachmann. 1961. Vol. 2. P. 1170–1361.
11. **Rao M.K.** An experimental investigation of the use of air jet vortex generators to control shock induced boundary layer separation // *Ph.D. Dissertation.* London: City University, 1988. 264 p.
12. **Pearcey H.H., Rao K., Sykes D.M.** Inclined air-jets used as vortex generators to suppress shock-induced separation // *AGARD CP-534, Paper No. 40.* Fluid Dynamics Panel Symposium on Computational and Experimental Assessment of Jets in Crossflow, Winchester, UK. 1993. P. 40.1–40.10.
13. **Dandois J., Molton P., Lepage A., Geeraert A., Brunet V., Dor J.-B., Coustols E.** Buffet characterization and control for turbulent wings // *Aerospace Lab J.* 2013. P. 1–17.
14. **Боксер В.Д., Волков А.В., Петров А.В.** Применение тангенциального выдува струй для снижения сопротивления сверхкритических профилей при больших дозвуковых скоростях // *Ученые записки ЦАГИ.* 2009. Т. 40, № 1. С. 8–16.
15. **Petrov A.V., Bokser V.D., Sudakov G., Savin P.V.** Application of tangential jet blowing for suppression of shock-induced flow separation at transonic speeds // *ICAS Paper 2010-3.7.2,* 2010.
16. **Петров А.В.** Экспериментальные методы увеличения подъемной силы крыла. М.: Физматгиз, 2011. 402 с.
17. **Roth J.R., Sherman D.M., Wilkinson S.P.** Boundary layer flow control with a one atmosphere uniform glow discharge surface plasma // *AIAA 36th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, NV.* AIAA Paper. 1998. No. 98-0328.
18. **Roth J.R., Dai X.** Optimization of the aerodynamic plasma actuator as an electrohydrodynamic (EHD) electrical device // *AIAA 2006-1203, AIAA 44th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, NV.* AIAA Paper. 2006. No. 2006-1203. P. 9–12.
19. **Baird C., Enloe C.L., McLaughlin T.E., Baughn J.W.** Acoustic testing of the dielectric barrier discharge (DBD) plasma actuator // *AIAA 2005-565, AIAA 43rd Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, NV.* AIAA Paper. 2005. No. 2005-565.
20. **Поливанов П.А., Вишняков О.И., Сидоренко А.А., Маслов А.А.** Исследование нестационарного поля течения, генерируемого диэлектрическим барьерным разрядом // *Журн. технич. физики.* 2012. Т. 57, № 4. С. 31–41.
21. **Поливанов П.А., Вишняков О.И., Сидоренко А.А., Маслов А.А.** Сравнение течений, индуцированных диэлектрическим барьерным и скользящим разрядами // *Прикл. мех. и технич. физика.* 2013. Т. 54, № 3. С. 21–29.
22. **Moreau E.** Airflow control by non-thermal plasma actuators // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2007. Vol. 40, Iss. 3. P. 605–636.
23. **Malmuth N.D., Maslov A.A., Sidorenko A.A., Fomichev V.P., Korotaeva T.A.** ITAM Study of Aerodynamics in Weakly Ionized Plasma // *AIAA Paper.* 2008. No. 2008-4336.
24. **Corke T.C., Enloe C.L., Wilkinson S.P.** Dielectric barrier discharge plasma actuators for flow control // *Annual Rev. of Fluid Mech.* 2010. Vol. 42. P. 505–529.
25. **Sidorenko A.A., Zanin B.Yu., Postnikov B.V., Budovsky A.D., Starikovskii A.Yu., Roupasov D.V., Zaviatlov I.N., Malmuth N.D., Smereczniak P., Silkey J.S.** Pulsed discharge actuators for rectangular wing separation control // *Collection of Technical Papers — 45th AIAA Aerospace Sciences Meeting, Reno, United States,* 8–11 Jan., 2007. Vol. 16, S. I. P. 11422–11432.
26. **Sidorenko A.A., Budovsky A.D., Pushkarev A., Maslov A.A.** Flight Testing of DBD plasma separation control system // *AIAA 46th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno NV.* AIAA Paper. 2008. No. 2008-373.

27. **Roupassov D.V., Nikipelov A.A., Nudnova M.M., Starikovskii A.Y.** Flow separation control by plasma actuator with nanosecond pulsed-periodic discharge // AIAA J. 2009. Vol. 47, No. 1. P. 168–185.
28. **Feng L.H., Jukes T.N., Choi K.-S., Wang J.-J.** Flow control over a NACA 0012 airfoil using dielectric-barrier-discharge plasma actuator with a Gurney flap // Exp. Fluids. 2012. Vol. 52, Iss. 6. P. 1533–1546.
29. **Yuriev A.S., Korzh S.K., Pirogov S.Yu., Savischenko N.P., Leonov S.B., Ryzhov E.V.** Transonic streamlining of profile at energy addition in local supersonic zone // Proceedings of the 3-rd Workshop on magneto — plasma-aerodynamics in aerospace applications, Moscow, IVTAN. 2001. P. 201–207.
30. **Pavon S., Ott P., Leyland P., Dorier J.-L., Hollenstein Ch.** Effects of a surface dielectric barrier discharge on transonic flows around an airfoil // AIAA Paper. 2009. No. 2009-649.
31. **Maslov A.A., Zanin B.Yu., Sidorenko A.A., Postnikov B.V., Fomichev V.P., Budovsky A.D., Malmuth N.** Two-channel spark discharge for flow control on a body of revolution // 43rd AIAA Aerospace Sci. Meeting and Exhibit — Meeting Papers. 2005. P. 15451–15455.
32. **Маслов А.А., Сидоренко А.А., Будовский А.Д., Занин Б.Ю., Козлов В.В., Постников Б.В., Фомичёв В.П.** Управление вихревым обтеканием конуса с помощью электрического искрового разряда // Прикл. мех. и технич. физика. 2010. Т. 51, № 2. С. 211–217.
33. **Budovsky A.D., Sidorenko A.A.** Numerical simulation of vortex flow control on a cone at incidence by means of electrical discharge // 16th Int. Conf. on the Methods of Aerophysical Research (ICMAR'2012), Kazan, Russia, 19–25 Aug., 2012. Pt. 1. P. 64–65.
34. **Abramova K.A., Brutyan M.A., Khairullin K.G., Petrov A.V., Potapchik A.V., Soudakov V.G.** Buffet delay on transonic airfoil by tangential jet blowing // 7th European Conf. for Aeronautics and Space Sci. (EUCASS). 3–6 July, 2017. Milan, Italy. 6 p.

*Статья поступила в редакцию 27 февраля 2019 г.,
после доработки — 27 марта 2019 г.,
принята к публикации 26 апреля 2019 г.*