

Плазменные струи, создаваемые диэлектрическим барьерным разрядом симметричного актуатора

В. М. Бочарников, В. В. Володин, В. В. Голуб

Симметричный актуатор на диэлектрическом барьерном разряде создает плазменную струю, направленную перпендикулярно его поверхности. Тяга подобной струи, часто называемой синтетической, зависит от ряда геометрических и электрических параметров. Получена зависимость погонной тяги от расстояния между внешними электродами при различных напряжениях. Исследовано влияние материала электродов на величину погонной тяги. Проведено сравнение зависимостей погонной тяги от расстояния между внешними электродами для меди, алюминия, никеля и титана. Обнаружено, что геометрическая форма внешних электродов симметричного актуатора существенно влияет на величину погонной тяги.

Ключевые слова: диэлектрический барьерный разряд, плазменная струя, погонная тяга, симметричный плазменный актуатор.

Введение

В настоящее время активно развивается производство беспилотных летательных аппаратов как в России, так и за рубежом. Единственным источником энергии многих БПЛА являются солнечные батареи, что делает актуальной задачу снижения энергозатрат на поддержание полета и маневрирование. Также стоит отметить новую технологию изготовления крыльев БПЛА, при которой на 30 % снижается общий вес, но возникает проблема детального управления обтеканием по всей длине крыла. Размах крыльев БПЛА составляет порядка 10 м. В этом случае актуаторы (исполнительные устройства) на диэлектрическом барьерном разряде (ДБР) могут оказаться единственным надежным средством управления.

Целью данной работы является исследование симметричного актуатора на ДБР, который создает плазменную струю, направленную перпендикулярно его поверхности, в интересах определения его реальных возможностей и преимуществ перед другими известными вариантами актуаторов.

Обзор используемых актуаторов

В практической аэродинамике актуаторы рассматриваются как средство для управления обтеканием тел с целью его перестройки в благоприятном направлении, например, для ликвидации отрыва потока [1, 2] и увеличения подъемной силы [3–5], сдвига положения ламинарно-турбулентного перехода [6, 7], уменьшения интенсивности скачка уплотнения [8] и т. п. Так как все актуаторы требуют затрат какого-то вида энергии, то их использование можно отнести к энергетическим методам управления обтеканием тел. Главная задача актуатора состоит в том, чтобы малыми энергетическими воздействиями в чувствительной зоне течения вызвать глобальную перестройку обтекания в лучшую сторону.

При приложении к электродам актуатора переменного напряжения начинается ионизация воздуха и ДБР развивается в виде серии микроударов, которые хорошо заметны на диаграммах тока [9, 10]. Промежуток времени между микроударами составляет несколько микросекунд, тогда как длительность отдельного микроудара – несколько десятков наносекунд. Многократно повторяющаяся последовательность подобных микроударов и формирует ДБР, визуально кажущийся практически однородным и стационарным.

При положительной полярности высоковольтного открытого электрода микроудары являются хорошо выраженными стримерами, а при отрицательной – напоминают диффузный тлеющий разряд [11, 12]. Длина зоны разряда в направлении от кромки открытого электрода в стримерной фазе

Бочарников Владимир Максимович, научный сотрудник.

Володин Владислав Владимирович, старший научный сотрудник, к.ф.-м.н.

Голуб Виктор Владимирович, зав. отделом физической газодинамики, д.ф.-м.н.

Объединенный институт высоких температур РАН.

Россия, 125412, Москва, ул. Ижорская, 13, стр. 2.

Тел.: +7(919) 101-74-68, +7(495) 485-85-66.

E-mail: vova.m.bocha@gmail.com

Статья поступила в редакцию 2 ноября 2017 г.

© Бочарников В. М., Володин В. В., Голуб В. В., 2017

разряда в несколько раз больше, чем в диффузной. Это говорит о том, что процессы, происходящие в зоне ДБР при положительных и отрицательных полупериодах напряжения, приложенного к электродам, сильно отличаются [13]. Величина максимальной скорости, индуцированной актуатором, и его импульс зависят от конструктивных особенностей конкретного актуатора и способа его питания.

Согласно многочисленным экспериментам величина реактивной силы резко нарастает с увеличением амплитуды приложенного напряжения. Этот рост продолжается, пока разряд сохраняет визуальную однородность. При превышении приложенным напряжением некоторой критической величины в разряде появляются «шнуры» искрового пробоя, реактивная сила (импульс актуатора) достигает своей максимальной величины – наступает «насыщение». При меньшей частоте питающего напряжения насыщение происходит позже. При дальнейшем увеличении напряжения сила не возрастает и даже падает. В результате скорость и импульс генерируемой актуатором пристеночной струи не может быть выше определенного значения при заданных конструктивных ограничениях. Характерная скорость струи при работе актуатора пока не превышает 5–7 м/с. Максимальный импульс при разумных ограничениях на напряжение питания (не более 20 кВ) равен порядка 0,08–0,12 Н/м. Эффект насыщения импульса управляющей струи существенно ограничивает область применения плазменных актуаторов для управления обтеканием. В этом их принципиальное отличие от традиционных струйных систем управления.

Теоретически существуют методы, позволяющие увеличить величину импульса и пристеночной струи, формируемой актуатором. Согласно многочисленным экспериментальным данным, приведенным в обзорной работе [11], напряжение, при котором наступает эффект насыщения, увеличивается, если уменьшать емкость актуатора (как конденсатора), другими словами, если увеличивать толщину диэлектрика между электродами и снижать его диэлектрическую проницаемость.

Заметим, что снижение экранирующего эффекта поверхностного заряда, накапливающегося на диэлектрике во время отрицательного полупериода, позволяет повысить величину объемной силы. Принципиально этого можно достичь, отводя электроны через диэлектрик на положительный электрод при использовании диэлектрика со слабо проводящими свойствами. Теоретически этот метод обоснован в работе [9], но экспериментально пока не получил подтверждения.

Всего в цикле ДБР различают несколько основных фаз, приводящих к возникновению объемной силы и формированию пристеночной струи [9–14].

В связи с этим форма электрического сигнала влияет на характеристики пристеночной струи. В статье [15] исследован сигнал симметричной треугольной формы. Были рассмотрены 2 фазы: нарастания и спада напряжения. Отмечено, что нарастание напряжения сопровождается несколькими выбросами тока, которым предшествует монотонное нарастание в течение 50 мкс. В этой фазе внешний электрод является анодом и формирует ионное облако, которое при столкновении с нейтральными атомами создает объемную силу и пристеночное течение. В фазе спада напряжения, внешний электрод является катодом, который эмитирует лавину электронов, создавая подобие электронного ветра. Как следствие, возникает множество мелких (в 100 раз меньше, чем в фазе нарастания) выбросов тока. Ионное облако локализовано вблизи края электрода, а объемная сила направлена в обратную сторону и существенно ниже по модулю, чем в первой фазе. Если в первой фазе величина объемной силы практически не зависит от скорости нарастания напряжения, то во второй с повышением частоты увеличивается и возвращающая сила.

В [15] были проведены численные исследования объемной силы при синусоидальной форме сигнала. Механизм возникновения объемной силы, как в фазе нарастания, так и в фазе спада напряжения, идентичен сигналу треугольной формы за одним исключением. Скорость спада для сигнала треугольной формы имеет постоянное значение, а для синусоидальной формы увеличивается. За счет этого увеличивается и возвращающая сила второй фазы. Таким образом, при треугольной форме импульса возвращающая сила второй фазы имеет меньшее значение, чем при синусоидальной. Вследствие этого интегральная объемная сила на 15–20 % выше для треугольной формы сигнала.

В работе [9] предложена феноменологическая модель генерации интегральной объемной силы, действующей со стороны электрического поля на жидкую среду при работе актуатора. Достаточно простой численный подход для нахождения объемной силы описан в работе [16]. Он приближенный и базируется на модели, предложенной в работе [17], в которой решаются два дифференциальных уравнения: распределения электрического потенциала и распределения в пространстве плотности объемного заряда.

Питающее напряжение в зависимости от способа воздействия ДБР на поток можно разделить на три типа. Импульсный низкочастотный сигнал, импульсный высокочастотный и непрерывный. Воздействие на поток, в случае импульсов с частотой порядка 100 Гц, определяется тепловым

эффектом краткосрочного (порядка 10 нс) зажигания ДБР. Такого рода воздействие позволяет затягивать отрыв потока при закритических углах атаки. Локальная подача тепла приводит к образованию вихря, который движется вдоль поверхности крыла, турбулизируя пограничный слой. Характерное количество импульсов, необходимых для этого, составляет не более 10 с энергозатратом в десятки мДж на импульс. Дальнейшее горение разряда позволяет поддерживать установившийся режим и увеличить значение критического угла атаки на 10° [18]. Такого рода актуаторы позволяют увеличить КПД вертолетного винта за счет увеличения критического угла атаки.

При относительно низких напряжениях поверхностный ДБР существует как набор стримеров в фазе роста напряжения и как диффузионный лист плазмы в фазе спада [19]. Положения стримеров не воспроизводятся от периода к периоду. Длина стримера значительно превышает типичное расстояние между точками его возникновения на электроде. Для данного режима характерно развитие ионизационно-перегревной неустойчивости и, как следствие, контракции лидера [20]. В высокочастотном ДБР каналы лидера восстанавливаются в одном и том же положении в каждом периоде из-за сильного влияния распределений плотности и заряда из предыдущих циклов. Высокопроводящие плазменные области в контрагированных филаментах не участвуют в генерации тяги из-за низких значений электрического поля. Это приводит к падению общей электрогидродинамической эффективности разряда. Наличие контрагированных филамент приводит к поперечной модуляции тангенциальной составляющей наведенной скорости и изменению пространственно-временного поведения объемной силы.

При непрерывной генерации ДБР на длине электрода большей, чем длина филамент, структура самого ДБР не играет существенной роли, так как за полупериод питающего напряжения возникают тысячи микроразрядов. Симметричный актуатор на диэлектрическом барьерном разряде создает плазменную струю, направленную перпендикулярно его поверхности [21–24]. При непрерывной генерации ДБР управление обтеканием происходит за счет взаимодействия синтетической струи и набегающего потока. Подобное воздействие позволяет контролировать подъемную силу крыла изменением не только величины питающего напряжения, но и положения актуатора на крыле.

Схема симметричного актуатора и экспериментальной установки

На рис. 1, а представлена схема симметричного актуатора. Актуатор представляет собой фторо-

пластовую пластину толщиной 400 мкм, на которую наклеены электроды из меди, алюминия, никеля или титана толщиной 35 мкм. Ширина внешних электродов 10 мм, ширина инкапсулированного электрода равна ширине промежутка между внешними электродами. Внешние электроды подсоединены через высоковольтный кабель и балластное сопротивление 900 Ом к регулируемому источнику высокого переменного напряжения до 7 кВ на частоте 50 кГц. Инкапсулированный электрод заземлен. Длина области разряда вдоль электродов $10 \div 15$ см.

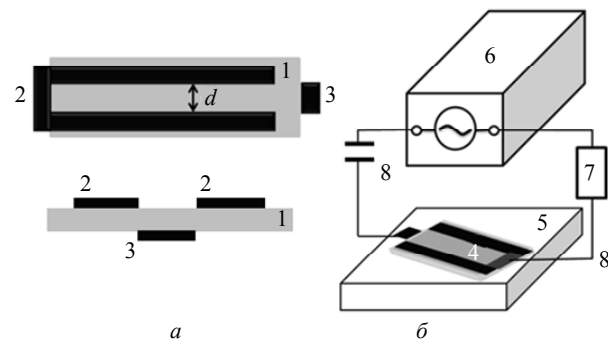


Рис. 1. Постановка эксперимента: а) схема симметричного актуатора: 1 – изолятор, 2 – внешние электроды (d – расстояние между внешними электродами), 3 – инкапсулированный электрод; б) схема экспериментальной установки: 4 – симметричный актуатор, 5 – электронные весы, 6 – генератор высокого переменного напряжения, 7 – балластное сопротивление, 8 – конденсатор.

На рис. 1, б представлена схема установки для измерения тяги плазменной струи, создаваемой симметричным актуатором. Актуатор устанавливался на электронных весах и подключался к источнику высокого переменного напряжения через балластное сопротивление при помощи высоковольтных проводов. При повышении напряжения на внешних электродах до 6 кВ между электродами возникал диэлектрический барьерный разряд, который создавал плазменную струю, что приводило к увеличению веса актуатора на величину f . Полученное значение f , отнесенное к длине разрядной области вдоль электродов l , и считалось погонной тягой F :

$$F = \frac{f}{l},$$

где f – увеличение веса работающего актуатора за счет тяги, создаваемой им синтетической струи, l – длина области разряда вдоль электродов.

Структура потока

Исследование структуры потока, создаваемого ДБР, было выполнено с помощью ширенвизуализации течения. Для этого была использо-

вана установка ИАБ-451. Стояла задача ответить на вопрос, какой вклад в течение вносит тепло, выделяющееся в объеме приэлектродной области. На рис. 2 показаны теневые фотографии плазменной струи, направленной горизонтально, при различных расстояниях между внешними электродами. Наблюдается горизонтальное распространение струй во всех случаях, кроме актуатора с $d = 5$ мм. Это указывает на несущественность вклада конвективного переноса по сравнению с потоком, создаваемым ДБ-разрядом при значениях погонной тяги свыше 12 мН/м.

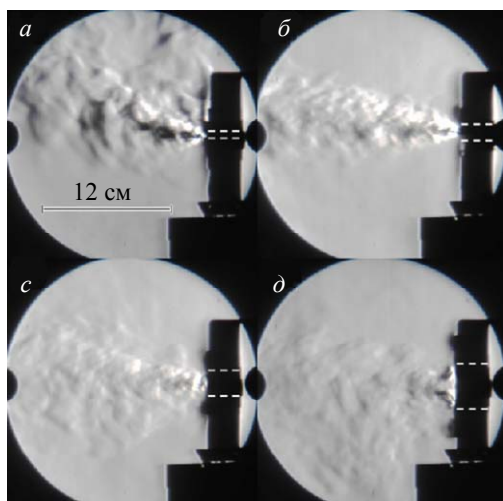


Рис. 2. Теневые фотографии течения плазменной струи симметричного актуатора при различных расстояниях между электродами d : а) $d = 5$ мм; б) $d = 15$ мм; в) $d = 25$ мм; д) $d = 60$ мм. Напряжение на внешних электродах 6 кВ. Актуаторы расположены перпендикулярно плоскости рисунка. Пунктирными линиями обозначена ширина промежутка между внешними электродами.

Зависимость погонной тяги от напряжения

На рис. 3 изображен график измеренной зависимости погонной тяги плазменной струи от расстояния между внешними электродами d при значениях амплитуды питающего напряжения 6 и 7 кВ. Относительная погрешность результата не превышала 5%. При расстоянии между электродами, сравнимом с зоной распространения плазмы (~5 мм), наложение поля от обоих электродов приводит к уменьшению компоненты вектора напряженности электрического поля, направленной вдоль поверхности диэлектрика. Как следствие, происходит уменьшение величины объемной силы, действующей на заряженные частицы, и суммарного импульса, который эти частицы передают нейтральным частицам воздуха при столкновениях. При расстоянии между внешними электродами 15 мм наблюдается устойчивый максимум в значении удельной тяги при напряжении на внешних электродах 6 и 7 кВ. Дальнейшее увеличение

расстояния между электродами приводит к увеличению потерь кинетической энергии пристеночных струй до их столкновения, вследствие этого тяга синтетической струи монотонно уменьшается.

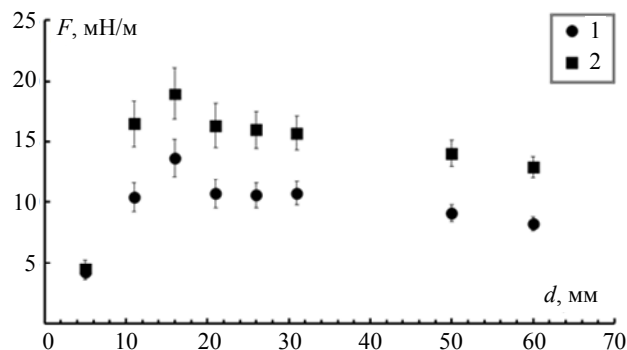


Рис. 3. Зависимость погонной тяги плазменной струи, создаваемой симметричным плазменным актуатором, от расстояния между внешними электродами при переменном напряжении: 1 – 6 кВ; 2 – 7 кВ. Частота напряжения – 50 кГц.

На основании полученной зависимости можно судить о том, что при экстремальном значении тяги в зависимости от расстояния d очень эффективно повышать напряжение на внешнем электроде. Однако с этим связана проблема пробоя диэлектрика, приводящая к превращению диэлектрического барьерного разряда в дуговой.

Материал электродов

Формирование плазменной струи начинается, в первую очередь, с высвобождения электронов с поверхности электрода. Энергия ионизации атомов материала существенно влияет на мощность создаваемой актуатором струи. Также большое влияние может оказать и удельное сопротивление материала, так как с ним непосредственно связан КПД преобразования электрической энергии в кинетическую энергию электронов и ионов. Ввиду низкого значения КПД для диэлектрического барьерного разряда (~0,1%), даже небольшое изменение этой величины может сильно увеличить тягу, создаваемой разрядом плазменной струи.

Была исследована зависимость погонной тяги плазменной струи от расстояния между внешними электродами симметричного актуатора для трех материалов с различным удельным сопротивлением и энергией ионизации. В таблице представлены значения энергии ионизации и удельного сопротивления выбранных материалов. Медь и никель имеют близкую по значению энергию ионизации, но сильно отличающиеся значения удельного сопротивления. Энергия ионизации алюминия на 20% меньше, чем у меди и никеля. Все электроды имели одинаковую толщину (35 мм) и ширину (10 мм).

Энергия ионизации и удельное сопротивление материалов

Материал	Максимальная величина тяги змеевидной конфигурации, мН/м	Максимальная величина тяги линейной конфигурации, мН/м	Удельное сопротивление, Ом·мм ² /м	Энергия ионизации, кДж/моль
Медь	8	13,5	16,8	745,5
Алюминий	11,5	16,9	28,2	577,5
Никель	13,5	15,2	69,3	737,1
Титан	14,2	12,9	531,4	657,8

На рис. 4 изображены графики измеренной зависимости погонной тяги плазменной струи от расстояния между внешними электродами d при значениях напряжения $U = 6$ кВ и частоты $\nu = 50$ кГц для электродов из меди, алюминия и никеля. Энергия ионизации алюминия меньше, чем у меди, что приводит к образованию большего количе-

ства свободных электронов. За счет этого повышается степень ионизации воздуха и увеличивается объемная сила, действующая на поток и создающая плазменную струю. Как следствие, погонная тяга плазменной струи увеличивается на 15 % при всех рассмотренных значениях расстояния между внешними электродами.

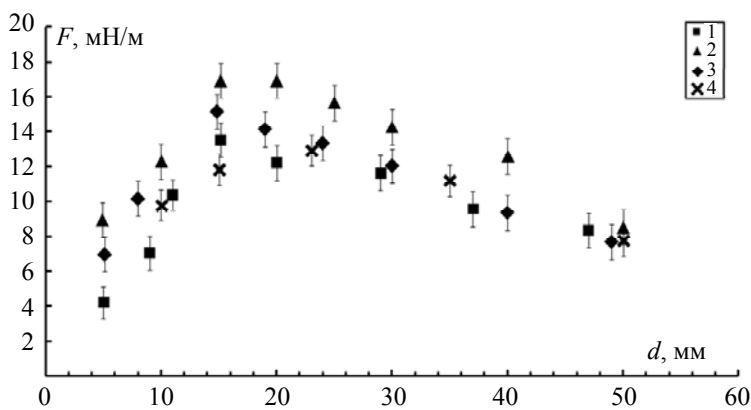


Рис. 4. Зависимость погонной тяги плазменной струи, создаваемой симметричным актуатором, от расстояния между внешними электродами. 1 – электроды изготовлены из меди, 2 – из алюминия, 3 – из никеля, 4 – из титана. Напряжение на внешних электродах 6 кВ, частота 50 кГц.

Уменьшение энергии ионизации, в соответствии с уравнением Фаулера–Нордгейма, приводит к увеличению автоэмиссионного тока j :

$$j = aE^2 \exp\left(\frac{-b\phi^2}{E}\right), \quad (1)$$

где E – напряженность электрического поля, ϕ – работа выхода, a , b – константы, зависящие от геометрии электродов и работы выхода. Увеличение автоэмиссионного тока способствует повышению степени ионизации окружающего газа. Одновременно повышение величины тока в стримерах способствует увеличению компоненты напряженности поля, перпендикулярной поверхности актуатора, и, как следствие, ускорению плазменной струи в направлении, перпендикулярном плоскости актуатора за счет кулоновских сил. Вышеперечисленные факторы приводят к повышению величины объемной силы, действующей на поток и, соответственно, к увеличению тяги пристеночной

струи. Вопрос о влиянии автоэмиссионного тока на процесс тесно связан с вопросом о величине и структуре неоднородностей на поверхности электрода. В первую очередь, на внутренней его кромке. Так как величина автоэмиссионного тока определяется величиной электрического поля на границе металл–воздух, то лишь детальное исследование структуры поверхности позволит точно ответить на вопрос о вкладе автоэмиссионного тока в общий ток стримеров разряда.

Из-за того, что для питания актуатора используется переменный ток, происходит постоянная перезарядка электродов. Это приводит к неравномерному распределению электрического поля вдоль электродов. При многократной перезарядке (рассматриваемый момент времени $t \gg \tau = 1/\nu$) величина напряженности электрического поля будет изменяться вдоль внешнего электрода. На рис. 5 показаны осциллограммы тока и напряжения на актуаторе. Характерная частота возникновения импульсов тока составляет 100 МГц. Собственная частота системы «актуатор – источник переменного напряжения» имеет тот же порядок величины.

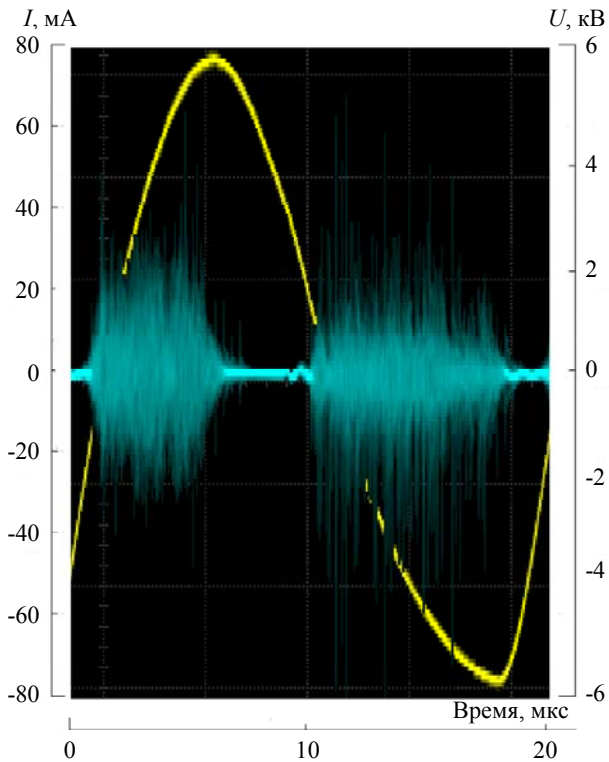


Рис. 5. Осциллограммы разрядного тока I и напряжения U на внешних электродах.

Напряженность электрического поля не постоянна вдоль внешних электродов, т. е. $\frac{dE}{dx} \neq 0$.

У объемной силы, действующей на поток, появляется существенная тангенциальная составляющая, направленная параллельно поверхности актуатора, что приводит к уменьшению КПД разряда и дополнительной турбулизации потока плазменной струи и, как следствие, к уменьшению ее тяги в направлении, перпендикулярном поверхности актуатора.

При использовании электродов из различных материалов падение напряжения вдоль них при многократной перезарядке имеет различное значение, обратно пропорциональное удельному сопротивлению материала:

$$\frac{dU_t(x)}{dx} \sim \rho^{-1},$$

где $U(x)$ – зависимость напряжения на участке электрода от расстояния от места контакта до свободного конца электрода в фиксированный момент времени $t \gg \tau$, ρ – удельное сопротивление материала внешних электродов. Другими словами, большим значениям удельного сопротивления соответствуют меньшие значения $\left| \frac{dE^2(x)}{dx} \right|$, а значит, и более равномерное распределение электри-

ческого поля вдоль электродов и меньшие значения тангенциальной составляющей объемной силы. В результате наблюдалось повышение удельной тяги при использовании электродов с большим удельным сопротивлением и одинаковым значением энергии ионизации.

Никель обладает в 4 раза большим удельным сопротивлением, чем медь, и при этом такой же энергией ионизации. Значения тяги, близкие к экстремальному значению, для никелевых электродов на 10 % больше, чем для медных. При увеличении расстояния между внешними электродами погонная тяга для меди и никеля совпадает. Это вызвано тем, что чем большее расстояние проходят пристеночные струи до столкновения, тем больше энергии теряют под воздействием как вязких сил, так и потоков джоулева тепла от нагретых электродов. Таким образом, положительный эффект, наблюдавшийся при экстремальном значении, компенсируется увеличенным тепловыделением с поверхности электродов.

На основании приведенных зависимостей можно сделать вывод, что снижение энергии ионизации материала электродов и повышение его удельного сопротивления способствует увеличению тяги плазменной струи, создаваемой симметричным плазменным актуатором. Наибольший эффект достигается при экстремальном ее значении относительно расстояния между внешними электродами. Стоит отметить, для трех рассмотренных материалов максимум удельной тяги наблюдался при одном и том же значении расстояния между внешними электродами, а именно, при $d = 15$ мм.

Об электродах из титана и взрывной электронной эмиссии

Особенно интересен в качестве материала электродов титан. При использовании внешних электродов, изготовленных из титана, проявились интересные эффекты, которые не были замечены ранее. Удельное сопротивление титана в 30 раз превосходит удельное сопротивление меди (см. таблицу). Следовательно, неоднородности, которые ранее считались лишь источником, предположительно, небольшого по сравнению с суммарным, автоэмиссионного тока, взрываются из-за джоулевого нагрева, вызывая лавину электронов. В результате происходит образование т. н. эктонов [25], которые являются причиной существенного изменения электрического поля вблизи электродов. Вследствие этого происходит сильное локальное изменение величины и направления объемной силы, действующей на поток. В результате на графике зависимости удельной тяги от расстоя-

ния между внешними электродами отсутствует ярко выраженный максимум, наличие которого характерно для меди, алюминия и никеля (см. рис. 4).

Влияние геометрии актуатора

Электроды в ранее рассмотренных актуаторах имели линейную форму. В работе [26] рассмотрен случай, когда внешний электрод имел змеевидную форму, что приводило к увеличению максимальной скорости пристеночной струи. Возникает вопрос, как форма электрода отразится на величине тяги плазменной струи симметричного актуатора?

На рис. 6 показана схема симметричного актуатора со змеевидными электродами. Плазменная струя имела наибольшую погонную тягу при значениях $d = 15$ мм, $a = 10$ мм, $h = 5$ мм. В таблице представлены максимальные значения удельной тяги для актуаторов змеевидной и линейной конфигураций для четырех различных материалов. Из-за неравномерного распределения поля вдоль внутренней поверхности электродов плазменная струя разбивается на несколько струй, направленных перпендикулярно поверхности актуатора, но при этом локализованных в окружностях радиуса h . В таких масштабах наложение поля приводит к уменьшению компоненты вектора напряженности электрического поля, направленной вдоль поверхности диэлектрика. С другой стороны, происходит концентрация линий напряженности электрического поля вблизи краев электрода, что, в соответствии с формулой (1), приводит к увеличению автоэмиссионного тока. Таким образом, зависимость тяги от удельного сопротивления материала электродов для змеевидной конфигурации выражена более ярко, чем для линейной.

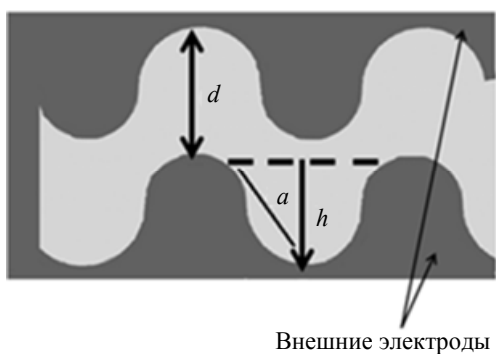


Рис. 6. Схема симметричного актуатора со змеевидными электродами. Вид сверху.

Заключение

В работе получены зависимости погонной тяги плазменной струи, создаваемой диэлектриче-

ским барьерным разрядом симметричного актуатора, от ряда геометрических и электрических параметров. На основании полученных зависимостей можно сделать следующие выводы: во-первых, погонная тяга имеет максимум при определенном расстоянии между внешними электродами симметричного актуатора. При этом минимизируются потери энергии в процессе формирования плазменной струи из двух пристеночных. Во-вторых, чем большую тягу имеет плазменная струя, тем менее её течение подвержено влиянию потоков джоулевого тепла от внешних электродов. В-третьих, меньшая энергия ионизации и большее удельное сопротивление (до $100 \text{ Ом} \times \text{мм}^2/\text{м}$) материала электродов позволяют создать плазменную струю с большей погонной тягой. И наконец, геометрическая форма внешних электродов влияет как на диэлектрический барьерный разряд, так и на течение плазменной струи. Это приводит к неожиданным результатам. Например, для электродов змеевидной формы зависимость тяги от удельного сопротивления инвертируется по сравнению с линейной конфигурацией.

ЛИТЕРАТУРА

1. Sidorenko A. A., Budovskiy A. D., Maslov A. A., Postnikov B. V., Zanin B. Y., Zverkov I. D., Kozlov V. V. // Experiments in Fluids. 2013. Vol. 54. No. 8. P. 1585.
2. Sosa R., Artana G. // Journal of Electrostatics. 2006. Vol. 64. No. 7. P. 604.
3. Jukes T. N., Segawa T., Furutani H. // AIAA journal. 2012. Vol. 51. No. 2. P. 452.
4. Feng L. H., Choi K. S., Wang J. J. // Journal of Fluid Mechanics. 2015. Vol. 767. P. 595.
5. Leroy A., Braud C., Baleriola S., Loyer S., Devinant P., Aubrun S. // Journal of Physics: Conference Series. – IOP Publishing, 2016. Vol. 753. No. 2. P. 022012.
6. Moralev I., Boytsov S., Kazansky P., Biturin V. // Experiments in Fluids. 2014. Vol. 55. No. 5. P. 1747.
7. Maden I., Maduta R., Hofmann J., Jakirlic S., Kriegseis J., Tropea C., Grundmann S. // Flow, Turbulence and Combustion. 2016. Vol. 97. No. 4. P. 1047.
8. Polivanov P. A., Sidorenko A. A., Maslov A. A. // AIAA Paper. 2015. Vol. 1974.
9. Soloviev V. R. // J. Phys. D: Appl. Physics. 2012. Vol. 45.
10. Soloviev V. R., Krivtsov V. M. // J. Physics. D: Appl. Phys. 2009. Vol. 42.
11. Orlov D. M. Modelling and simulation of single dielectric barrier discharge plasma actuators. 2006.
12. Benard N., Moreau E. EHD force and electric wind produced by surface dielectric barrier discharge plasma actuators used for airflow control / 6th AIAA Flow Control Conference. 2012. P. 25–28.
13. Jousot R., Leroy A., Weber R., Rabat H., Loyer S., Hong D. // Journal of Physics D: Applied Physics. 2013. Vol. 46. No. 12. P. 125204.
14. Glazyrin F. N., Znamenskaya I. A., Mursenkova I. V., Naumov D. S., Sysyov N. N. // Technical Physics Letters. 2016. Vol. 42. No. 1. P. 63.

15. Boeuf J. P., Lagmich Y., Unfer T., Callegari T., Pitchford L. C. // Journal of Physics D: Applied Physics. 2007. Vol. 40. No. 3. P. 652.
16. Терешонок Д. В. Численное моделирование задач тепловой и плазменной аэродинамики. Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук. – Москва, 2010.
17. Suzen Y., Huang P., Jacob J., Ashpis D. Numerical simulation of plasma based flow control applications / 35th AIAA Fluid Dynamics Conference and Exhibit. No. AIAA-2005-4633. 2005.
18. Starikovskiy A., Miles R. Experimental Investigation of Dynamic Stall in a Wide Range of Mach Numbers by Plasma Actuators with Combined Energy/Momentum Action / 47th AIAA Plasmadynamics and Lasers Conference. 2016. P. 4017.
19. Pietsch G. J. // Contributions to Plasma Physics. 2001. Vol. 41. No. 6. P. 620.
20. Akishev Y., Aponin G., Balakirev A., Grushin M., Petryakov A., Karal'nik V., Trushkin N. // Journal of Physics D: Applied Physics. 2013. Vol. 46. No. 13. P. 135204.
21. Caruana D., Barricau P., Hardy P., Cambonne J. P., Belinger A. // AIAA. 2009. Vol. 1307. P. 2009.
22. Fleming S., Bolitho M., Jacob J. D. // AIAA Paper. 2010. Vol. 468. P. 2010.
23. Santhanakrishnan A., Jacob J. D., Suzen Y. B. Flow control using plasma actuators and linear/annular plasma synthetic jet actuators / 3rd AIAA Flow Control Conference. 2006. Vol. 3033.
24. Segawa T., Furutani H., Yoshida H., Jukes T., Choi K. S. // AIAA Paper. 2007. Vol. 784. P. 2006.
25. Месяц Г. А. // Успехи физических наук. 1995. Т. 165. № 6. С. 601.
26. Durscher R. J., Roy S. // Journal of Physics D: Applied Physics. 2012. Vol. 45. No. 3. P. 035202.

PACS: 52.80.Tn

Synthetic jets produced by a dielectric barrier discharge of the symmetric actuator

V. M. Bocharnikov, V. V. Volodin, and V. V. Golub

Joint Institute for High Temperatures of the Russian Academy of Sciences
Bld. 2, 13 Izhorskaya str., Moscow, 125412, Russia
E-mail: vova.m.bocha@gmail.com

Received November 2, 2017

Thrust of the synthetic jets produced by dielectric barrier discharge of symmetric plasma actuator depends on a number of geometric and electric parameters. It was obtained dependence of linear thrust vs. distance between the exposed electrodes at different supplying voltage. It was investigated the influence of electrode's material on the thrust of synthetic jets. It was compared the dependences of linear thrust vs. distance between the exposed electrodes for copper, aluminum, nickel and titanium. It was detected that geometrical form of the electrodes significantly affects on the value of linear thrust.

Keywords: dielectric barrier discharge, synthetic jet, linear thrust, symmetric plasma actuator.

REFERENCES

1. A. A. Sidorenko, A. D. Budovskiy, A. A. Maslov, B. V. Postnikov, B. Y. Zanin, I. D. Zverkov, and V. V. Kozlov, Experiments in Fluids **54** (8) 1585 (2013).
2. R. Sosa, G. Artana, Journal of Electrostatics **64** (7), 604 (2006).
3. T. N. Jukes, T. Segawa, H. Furutani, AIAA Journal **51** (2), 452 (2012).
4. L. H. Feng, K. S. Choi, J. J. Wang, Journal of Fluid Mechanics **767**, 595 (2015).
5. A. Leroy, C. Braud, S. Baleriola, S. Loyer, P. Devinant, and S. Aubrun, Journal of Physics: Conference Series. **753** (2), 022012 (2016).
6. I. Moralev, S. Boytsov, P. Kazansky, and V. Bityurin, Experiments in Fluids **55** (5), 1747 (2014).
7. I. Maden, R. Maduta, J. Hofmann, S. Jakirlić, J. Kriegseis, C. Tropea, S. Grundmann, Flow, Turbulence and Combustion **97** (4), 1047 (2016).
8. P. A. Polivanov, A. A. Sidorenko, A. A. Maslov. AIAA Paper **1974**. (2015.)
9. V. R. Soloviev, J. Phys. D: Appl. Physics **45**, (2012).
10. Soloviev V.R., Krivtsov V.M. J. Phys. D: Appl. Physics **42**, (2009).
11. D. M. Orlov, *Modelling and simulation of single dielectric barrier discharge plasma actuators*. (2006).
12. N. Benard and E. Moreau, *EHD force and electric wind produced by surface dielectric barrier discharge plasma actuators used for airflow control in Proc. 6th AIAA Flow Control Conference*. (2012). P. 25–28.
13. R. Joussot, A. Leroy, R. Weber, H. Rabat, S. Loyer, and D. Hong, Journal of Physics D: Applied Physics **46** (12), 125204 (2013).

14. F. N. Glazyrin, I. A. Znamenskaya, I. V. Mursenkova, ID. S. Naumov, and N. N. Sysoev, *Technical Physics Letters* **42** (1), 63 (2016).
15. J. P. Boeuf, Y. Lagmich, T. Unfer, T. Callegari, and L. C. Pitchford, *Journal of Physics D: Applied Physics* **40** (3), 652 (2007).
16. D. V. Tereshonok, *Cand. Dissert.* (Moscow, 2010).
17. Y. Suzen, P. Huang, J. Jacob, D. Ashpis, in *Proc. 35th AIAA Fluid Dynamics Conference and Exhibit*. — No. AIAA-2005-4633 (2005).
18. A. Starikovskiy and R. Miles, *Experimental Investigation of Dynamic Stall in a Wide Range of Mach Numbers by Plasma Actuators with Combined Energy/Momentum Action*, in *Proc. 47th AIAA Plasmadynamics and Lasers Conference*. (2016) P. 4017.
19. G. J. Pietsch, *Contributions to Plasma Physic* **41** (6), 620 (2001).
20. Y. Akishev, G. Aponin, A. Balakirev, M. Grushin, A. Petryakov, V. Karal'nik, and N. Trushkin, *Journal of Physics D: Applied Physics* **46** (13), 135204 (2013).
21. D. Caruana, P. Barricau, P. Hardy, J. P. Cambonne, and A. Belinger, *AIAA*. **1307**, 2009 (2009).
22. S. Fleming, M. Bolitho, and J. D. Jacob, *AIAA Paper* **468**, 2010 (2010).
23. A. Santhanakrishnan, J. D. Jacob, and Y. B. Suzen, *Flow control using plasma actuators and linear/annular plasma synthetic jet actuators in Proc. 3rd AIAA Flow Control Conference*. Vol. 3033 (2006).
24. T. Segawa, H. Furutani, H. Yoshida, T. Jukes, and K. S. Choi, *AIAA Paper* **784**, 2006 (2007).
25. G. A. Mesyats, *Phys. Usp.* **165** (6), 601 (1995).
26. R. J. Durscher and S. Roy, *Journal of Physics D: Applied Physics* **45** (3), 035202 (2012).