

# ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ СКОРОСТИ НАБЕГАЮЩЕГО ПОТОКА НА ТЕЧЕНИЕ, ИНДУЦИРУЕМОЕ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИМ БАРЬЕРНЫМ РАЗРЯДОМ

*П. А. Поливанов\**, *О. И. Вишняков*, *В. А. Кисловский*, *А. А. Сидоренко*

*<sup>a</sup> Институт теоретической и прикладной механики им. С. А. Христиановича  
Сибирского отделения Российской академии наук  
630090, Новосибирск, Россия*

Поступила в редакцию 9 ноября 2022 г.,  
после переработки 21 декабря 2022 г.  
Принята к публикации 12 января 2023 г.

Плазменные актуаторы на базе диэлектрического барьерного разряда (ДБР) рассматриваются в качестве перспективного способа управления сдвиговыми течениями. Основным их достоинством является возможность разгона потока за счет ионного ветра без использования подвижных элементов. Вопрос генерации ионного ветра ДБР в покоящемся газе достаточно хорошо исследован. Вместе с тем практически все аэродинамические приложения исследуемого метода управления потоком предполагают наличие внешнего течения. Однако процесс возникновения объемной силы в ДБР в таких условиях подробно не изучен. Детальному изучению данного эффекта посвящена настоящая работа. Для исследования влияния ДБР на распределение скорости около электродов использован метод PIV, также рассчитана объемная сила, генерируемая ионным ветром. Полученные данные демонстрируют существенное влияние скорости набегающего потока на процесс генерации ионного ветра.

DOI: 10.31857/S0044451023050103  
EDN: BFB1QO

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Плазменные актуаторы широко используются в работах, посвященных управлению ламинарно-турбулентным переходом [1–3] и отрывными течениями [4–6]. Основные их преимущества состоят в малой инерционности (способности вносить возмущения высокой частоты), возможности размещения электродов заподлицо с поверхностью, отсутствии подвижных механических элементов и комбинации нескольких факторов воздействия на поток. Одним из основных воздействий электрического разряда в работах [1, 4–6] является стационарный или импульсный нагрев потока. В основном данный фактор является важным для скоростных течений, в которых локальное тепловыделение способно существенно изменять конфигурацию ударных волн.

Другим фактором воздействия является генерация объемной электрогазодинамической силы за счет передачи дополнительного импульса потоку посредством столкновения ионов газа с нейтральными

молекулами — ионного ветра [7]. Наиболее распространенными способами создания ионного ветра являются коронный разряд и диэлектрический барьерный разряд (ДБР). Наличие диэлектрического барьера между электродами делает ДБР более устойчивым к электрическому пробое в сравнении с коронным разрядом, что объясняет его распространенность в исследованиях, посвященных управлению течениями [2, 3, 5].

ДБР представляет собой электрический разряд, который состоит из множества локализованных в пространстве и короткоживущих (обычно менее 100 нс) плазменных образований. В отсутствие дефектов в диэлектрическом материале и электродах при длительной экспозиции (например, при зрительном восприятии человеком) наблюдается равномерное свечение плазмы ДБР. Появление плазменных образований приводит к возникновению активной компоненты тока и периодическому переносу/уносу заряда с поверхности диэлектрика. Нестационарные плазменные образования формируют множественные ударные волны, которые детектируются в дальнем поле в виде акустических волн с широкополосным спектром. При работе ДБР в воздушной среде возникают электроотрица-

\* E-mail: polivanov@itam.nsc.ru

тельные ионы кислорода, которые под воздействием электрического поля формируют ионный ветер.

Процесс генерации объемной силы (тяги) ДБР подробно исследуется в течение последних 20 лет. Так, например, экспериментально установлена существенная нестационарность генерируемой объемной силы [8], доказано существенное влияние концентрации кислорода в кислородно-азотной среде на тягу, создаваемую ДБР [9, 10], продемонстрирована зависимость тяги ДБР от влажности окружающей среды [9, 11] и т. д. Достаточно подробно исследования ионного ветра в ДБР описаны в работах [12–14]. При изучении обзоров и недавних публикаций [15] установлено, что все исследования, посвященные процессу возникновения ионного ветра и тяги ДБР, проводились для условий покоящегося газа. Учитывая тот факт, что основной причиной формирования ионного ветра являются электроотрицательные ионы кислорода, которые могут сноситься внешним течением, следует ожидать, что наличие внешнего потока способно существенно изменить силу, генерируемую ДБР. По результатам анализа литературных источников таких исследований не найдено. Традиционно в случае использования ДБР для управления сдвиговыми течениями скорость внешнего потока сопоставима либо существенно превышает величину ионного ветра, генерируемую в условиях покоящегося газа.

Большинство численных моделей, позволяющих рассчитывать объемную электрогазодинамическую силу, генерируемую ДБР, используют эмпирические данные [13, 15]. Причиной этого является стримерная природа ДБР, которую сложно моделировать ввиду различных физических процессов, происходящих в подобных разрядах [16–19]. Кроме того, существенная проблема численного моделирования ДБР состоит в разнице временных масштабов моделируемых явлений. Так, характерные частоты ДБР обычно составляют около 10 кГц, что соответствует периоду  $\tau \approx 0.1$  мс, а характерное время жизни одиночного стримера на несколько порядков меньше ( $\tau \approx 0.1$  мкс). В работах [20, 21] описано моделирование процессов, протекающих в стримере ДБР, но для моделирования течения, формирующегося за несколько периодов работы ДБР, требуются более сложные численные модели и большие вычислительные мощности. Поэтому важным становится проведение экспериментов, позволяющих прояснить физику образования ионного ветра в ДБР. Целью настоящей работы является определение влияния внешнего потока на объемную силу, генерируемую ДБР.

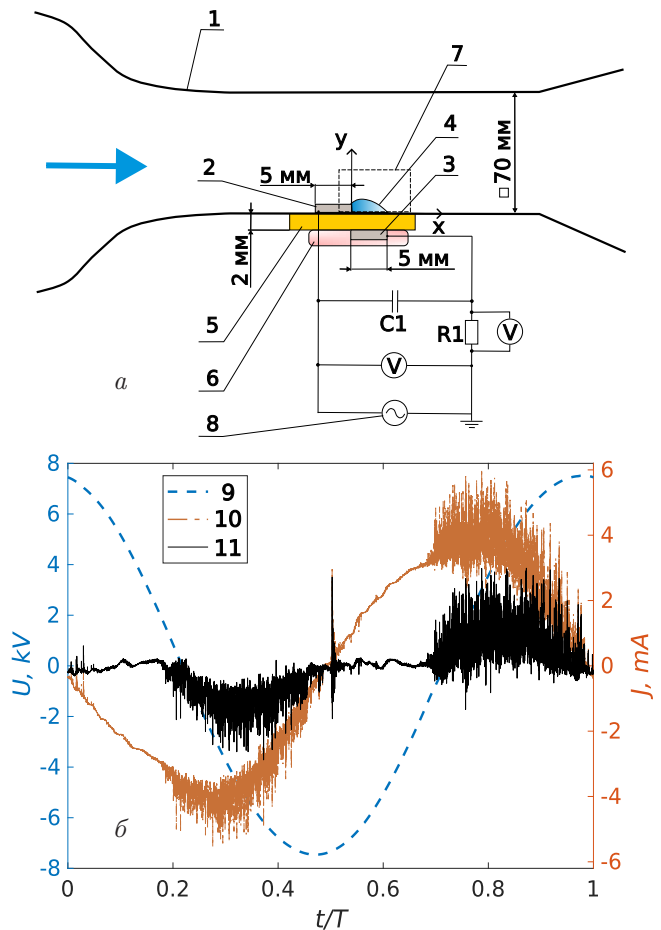


Рис. 1. а) Схема эксперимента. б) Осциллограмма тока и напряжения на ДБР. 1 — дозвуковой канал, 2 — внешний (высоковольтный) электрод, 3 — заземленный (внутренний) электрод, 4 — плазменная область, 5 — диэлектрик, 6 — ПВХ-пленка, 7 — зона PIV-измерений, 8 — высоковольтный источник переменного напряжения, 9 — осциллограмма напряжения на ДБР, 10 — полный ток в цепи питания ДБР, 11 — активная компонента тока

## 2. ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Эксперимент проводился при атмосферном давлении и комнатной температуре в канале квадратного сечения со сторонами 70 мм. Схема эксперимента представлена на рис. 1а. Для создания потока использовался вентилятор, установленный на выходе из канала. Воздух в канал втягивается из атмосферы через профилированное сопло. Стенки канала изготовлены из органического стекла, что позволяет проводить оптические наблюдения течения на любом участке. На нижней стенке канала предусмотрено прямоугольное отверстие для установки объекта исследования — в данном случае ДБР.

При изготовлении плазменного актуатора в качестве диэлектрического барьера использовалась

стеклянная пластина толщиной 2 мм, на противоположных поверхностях которой располагалась пара алюминиевых электродов шириной 5 мм и протяженностью поперек потока 30 мм. Перекрытие электродов составляло 1 мм. Внешний электрод располагался в потоке, внутренний электрод был заземлен и изолировался от атмосферы слоем ПВХ-пленки. Вставка с ДБР устанавливалась заподлицо со стенкой канала. Электроды были размещены на расстоянии 165 мм от кромки сопла, что обеспечивало толщину пограничного слоя в районе открытого электрода ДБР порядка 2–4 мм в зависимости от скорости потока.

На электроды подавалось напряжение синусоидальной формы частотой 7.3 кГц и амплитудой 7.5 кВ. Параллельно к ДБР для снижения резонансной частоты колебательного контура, образованного межэлектродной емкостью и индуктивностью катушки трансформатора источника высокого напряжения, подключался конденсатор  $C_1$ . Ток и напряжение на электродах измерялись цифровым осциллографом RIGOL DS1102E. Для измерения напряжения использовался высоковольтный пробник Tektronix P6015A. Полный ток измерялся по падению напряжения на резисторе  $R_1 = 107 \text{ Ом}$  (см. рис. 1а). Пример осциллограмм напряжения, полного тока в цепи питания разряда и активной компоненты тока приведен на рис. 1б. Для расчета активной компоненты тока применялась следующая методика. Предполагается, что ДБР можно представить в виде эквивалентной схемы, состоящей из двух элементов, соединенных последовательно: емкости  $C$ , создаваемой межэлектродным промежутком ДБР, и сопротивления  $R$ , возникающего из-за проводов, разъемов и других элементов цепи. Падение напряжения на конденсаторе  $C$  принимается приблизительно равным измеряемому напряжению. В результате получена следующая зависимость тока в цепи от напряжения:

$$I_r(t) = C \frac{\partial U(t)}{\partial t} + C^2 R \frac{\partial^2 U(t)}{\partial t^2}. \quad (1)$$

Коэффициенты  $C$  и  $C^2 R$  находятся методом наименьших квадратов из осциллограмм тока и напряжения во временных промежутках, когда плазма отсутствует. Считая, что емкость  $C$  существенно не изменяется при появлении плазмы, активная компонента тока определяется как  $I_a(t) = I(t) - I_r(t)$ . При таком подходе мощность, потребляемая ДБР,  $P = \int U(t)I(t)dt$ , и мощность, рассчитанная на основе активной компоненты тока как  $P_a = \int U(t)I_a(t)dt$ , различались не более чем

на 5%, что позволяет считать выбранный метод расчета активной компоненты тока корректным.

Активная компонента тока возникает вследствие перетекания положительного или отрицательного заряда на поверхность диэлектрика в зависимости от фазы разряда. Наличие активной компоненты тока позволяет определять на осциллограмме моменты времени горения разряда. Изменение внешней скорости потока не приводило к значимому изменению осциллограмм тока и напряжения.

Измерения скорости осуществлялись PIV-комплексом (Particle image velocimetry) на основе лазера Litron 135-15 и камеры Hamamatsu C8484-05C. Поток засеивался микрочастицами со средним размером 1 мкм. Восстановление поля скорости по изображениям трассеров проводилось с использованием кросс-корреляционных адаптивных алгоритмов с непрерывным смещением окна и однократным делением сетки. Случайная ошибка измерений мгновенных векторов скорости в данных экспериментах не превышала 1%. Измерения проводились в среднем сечении канала. Начало системы координат в экспериментах привязано к правому краю открытого электрода. Ось  $X$  направлена вниз по потоку, ось  $Y$  — по нормали к стенке. Лазерный луч вводился со стороны сопла. Чтобы получить данные об эволюции ионного ветра в течение периода колебаний напряжения разряда, система PIV была синхронизирована с ДБР так, что измерения проводились с программируемой задержкой относительно начала цикла разряда. Задержка моментов измерений вычислялась как  $\tau = \tau_0 + nT + T/16$ , где  $T$  — период работы ДБР,  $n$  — целое число,  $\tau_0$  — задержка между импульсом напряжения ДБР и триггером срабатывания первого лазера PIV-системы.

Для обеспечения достоверности данных, получаемых PIV-методом в области ионизированного газа, была выполнена предварительная проверка метода. Во-первых, PIV-измерения были выполнены с использованием разных средств засеивания потока (капель DEHS и сажевых частичек, образующихся при сгорании сандаловых палочек). Значимой разницы в данных не обнаружено, засев потока не приводит к изменению электрических характеристик ДБР. Во-вторых, была выполнена верификация PIV-метода данными, полученными с использованием насадки полного давления. Установлено, что в области плазмы разница в определении максимальной скорости составляет около 7%. В области следа эта разница уменьшается до 2%. Величина среднеквадратичного отклонения между измеренными профилями скорости составила 13% в плаз-

менной области и 5% в области следа. Полученные результаты демонстрируют, что использование метода PIV для измерений скоростей в низкотемпературной плазме, генерируемой ДБР, можно считать обоснованным, по крайней мере, при исследуемых параметрах ДБР.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 2 представлены поля объемной силы, генерируемой ДБР в момент  $t/T = 0.6$ , что соответствует моменту максимального ускорения потока. Данные, представленные на рис. 2а, относятся к случаю покоящегося газа, а данные на рис. 2б — к случаю с внешним потоком ( $V_\infty = 11$  м/с). Объемная сила, генерируемая ДБР, определена в результате решения системы уравнений (2), полученной из уравнений Навье – Стокса. Небольшие скорости по-

тока и слабый нагрев газа в ДБР позволяют сделать предположение о постоянстве плотности и вязкости газа. Членами системы уравнений, которые отвечают за учет градиента давления, приходится пренебречь из-за невозможности измерения распределения нестационарного давления в области плазмы. Тем не менее в обзоре [13] указывается на хорошее совпадение значений тяги ДБР, измеренной весовым и PIV-методами, что свидетельствует о малости влияния градиента давления по сравнению с объемной силой, создаваемой разрядом. Анализ членов в системе уравнений Навье – Стокса позволяет сделать вывод о том, что основной вклад в нестационарную объемную силу вносит производная скорости по времени, а вклад конвективных и вязкостных членов существенно меньше. Для расчета объемной силы в данной работе использованы сглаженные по времени и пространству поля скорости, поскольку наличие неоднородностей существенно влияет на расчет производных по экспериментальным данным:

$$\begin{aligned} F_x &= \rho \left( \frac{\partial U_x}{\partial t} + U_x \frac{\partial U_x}{\partial x} + U_y \frac{\partial U_x}{\partial y} \right) - \mu \left( \frac{\partial^2 U_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U_x}{\partial y^2} \right), \\ F_y &= \rho \left( \frac{\partial U_y}{\partial t} + U_x \frac{\partial U_y}{\partial x} + U_y \frac{\partial U_y}{\partial y} \right) - \mu \left( \frac{\partial^2 U_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U_y}{\partial y^2} \right). \end{aligned} \quad (2)$$

Поле объемной силы, генерируемой ДБР в отсутствие внешнего потока, представлено на рис. 2а. Как показано в работе [8], направление силовых линий обусловлено распределением заряда в пространстве, электрическим полем, образующимся из-за разности потенциалов между внешним электродом и поверхностью диэлектрика, а также потенциалом закрытого нижнего электрода. Однако в связи с тем, что напряженность электрического поля убывает пропорционально квадрату расстояния, а расстояние между электродами много больше, чем расстояние между внешним электродом и диэлектриком, влияние потенциала нижнего электрода несущественно. В рассматриваемый момент времени отрицательная фаза ДБР завершена (см. рис. 1б), в результате чего произошло образование отрицательных ионов в плазменной области. При этом внешний электрод обладает отрицательным потенциалом по отношению к поверхности диэлектрика, на которой остался положительный заряд. В соответствии с этим, направление силовых линий определяется электрическим полем, создаваемым внешним электродом и поверхностью диэлектрика. В результате наибольшая по величине сила сосредоточена в слое от поверхности до высоты  $Y = 1$  мм и примерно до середины протяженности плазменной области —  $X \approx 2$  мм. По мере удаления от внешнего электрода

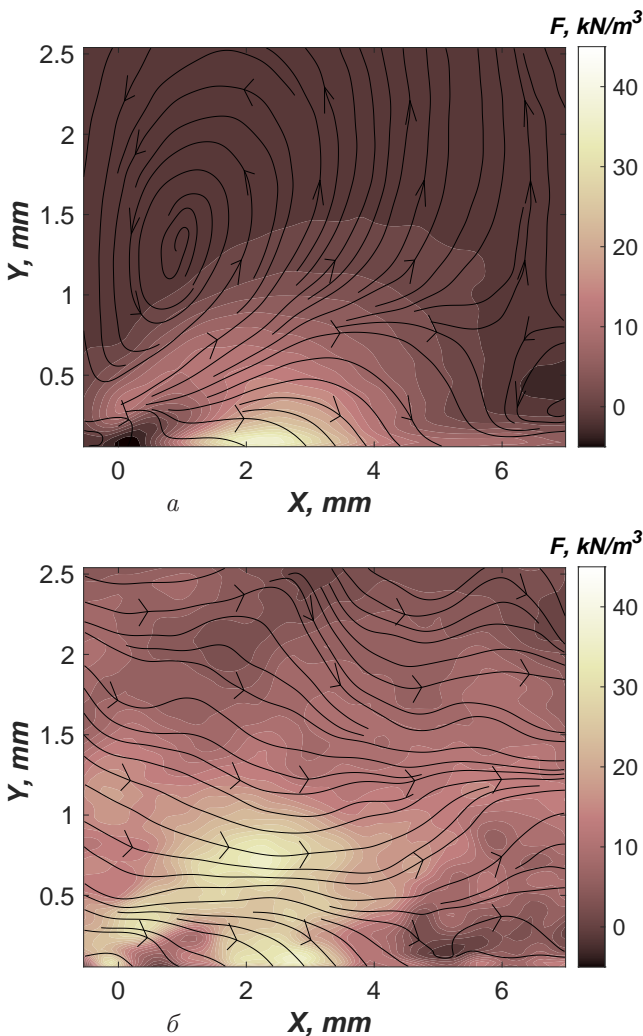


Рис. 2. Поле объемной силы, генерируемой ДБР, при  $V = 0$  (а), 11 м/с (б)

вдоль  $X$  величина силы уменьшается, а силовые линии устремляются в поверхность. Видно, что выше плазменной области значение силы близко к нулю, а силовые линии идут как в направлении от поверхности в области над нижним электродом, так и по направлению к поверхности в области над верхним открытым электродом. Можно допустить, что в данной области ионов должно быть существенно меньше либо они могут вообще отсутствовать. Поэтому такое поведение силовых линий, вероятно, объясняется не столько действием объемной силы ДБР, сколько возникновением градиента давления из-за подсосывающего действия ионного ветра.

Поле объемной силы при наличии внешнего течения представлено на рис. 2б. Направление силовых линий вблизи стенки схоже со случаем покоящегося газа, однако максимум силы наблюдается несколько дальше от кромки верхнего электрода вдоль оси  $X$ . Существенно отличается и распределение значения объемной силы при удалении от стенки. При наличии внешнего потока наблюдается расширение зоны ускорения, при этом даже вдали от стенки ( $Y = 1$  мм) значение разгоняющей силы сопоставимо по величине с силой, действующей около поверхности. Кроме того, по всей измерительной области направление действия объемной силы направлено вниз по потоку. Такое изменение картины действия силы вне плазменной области, скорее всего, обусловлено двумя факторами: уносом ионов из области горения разряда из-за наличия внешнего течения и ослаблением градиента давления из-за уменьшения подсосывающей силы ДБР при появлении внешнего течения.

Эволюция продольной компоненты объемной силы по времени, вычисленной по (2) и усредненной по пространству при разных скоростях набегающего потока, приведена на рис. 3а. Сначала рассмотрим данные, полученные для случая покоящегося газа. Из рисунка видно, что максимальный разгон потока наблюдается в момент окончания отрицательной фазы ДБР. В начале положительной фазы горения разряда наблюдается максимальное значение тормозящей объемной силы, которая по модулю меньше максимальной силы, реализующейся при разгоне течения. Далее следует временной промежуток с околонулевым значением объемной силы, возникающий из-за отсутствия отрицательно заряженных ионов кислорода. Такой результат соответствует данным, полученным в работе [8]. В экспериментах с набегающим потоком также присутствует фаза разгона в момент окончания отрицательной фазы ДБР. С ростом скорости набегающего потока положитель-

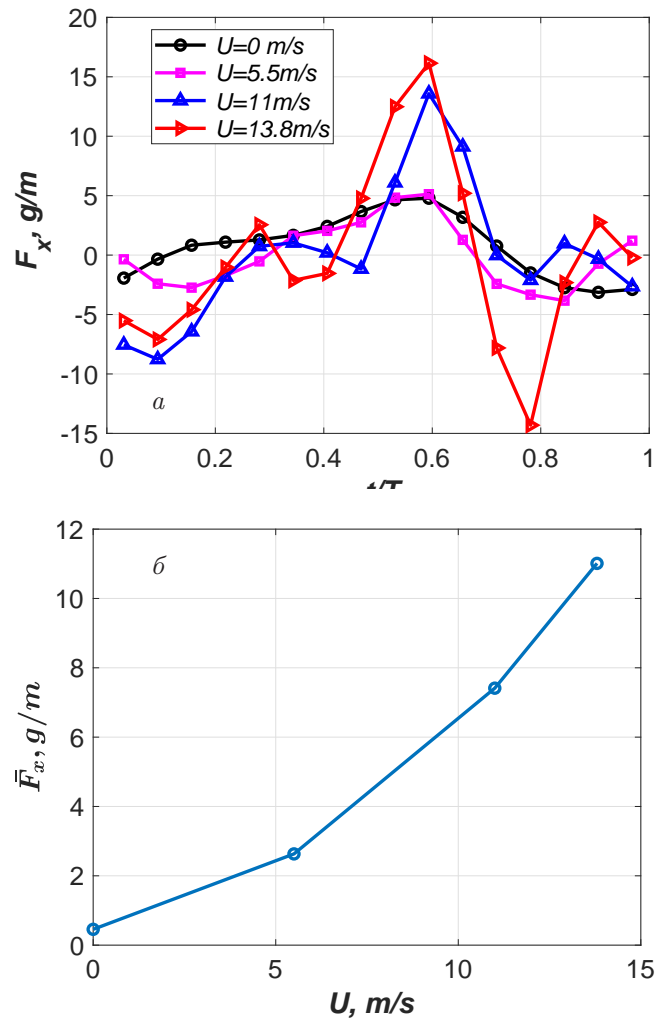


Рис. 3. а) Изменение объемной силы, генерируемой ДБР, в течение одного цикла колебаний напряжения разряда. б) Зависимость усредненной по времени силы, генерируемой ДБР, в зависимости от скорости набегающего потока

ная сила растет по амплитуде. Далее, как и в случае без внешнего потока, начинается фаза торможения. Однако при наличии внешнего потока смена направления действия объемной силы происходит резче. Фаза торможения также заканчивается быстрее, в отличие от случая без внешнего течения. Эффект наблюдается для всех скоростей набегающего потока, и с ростом скорости амплитуда силы торможения потока ионным ветром усиливается. Далее, в отличие от случая без потока, сила становится околонулевой, после чего следует еще одна (новая) фаза торможения. В конце периода колебаний напряжения, во время отрицательной фазы горения разряда тормозящая сила уменьшается до околонулевых значений, после чего начинается новый период, и снова начинается фаза ускорения.

Данные изменения в эволюции силы по времени демонстрируют существенную перестройку действия ионного ветра на поток при появлении внешнего течения. Можно предположить, что причиной этого является более интенсивный унос заряда из зоны электрического поля ДБР при появлении внешнего потока. Кроме того, поток может оказывать влияние на процесс накопления заряда поверхностью диэлектрика. Данный факт требует более детального изучения и должен приниматься во внимание при численном моделировании ионного ветра, генерируемого ДБР, в задачах управления сдвиговыми течениями.

В связи с асимметрией генерации положительной и отрицательной объемной силы ДБР в течение цикла разряда, при усреднении по времени возникает ненулевой ионный ветер, собственно и являющийся источником усредненной силы тяги. Для оценки влияния набегающего потока на формирование ионного ветра воспользуемся формулой, по которой воздействие ионного ветра рассчитывается как разница интегралов вдоль оси  $Y$  от динамического напора при работающем разряде и без него:

$$\overline{F}_x = 0.5\rho \left( \int (U_x^2)_{DBD} dy - \int U_x^2 dy \right). \quad (3)$$

Интегрирование проводилось в сечении  $X = 6$  мм, непосредственно ниже по потоку от плазменной области. Причина использования формулы (3), а не формулы (2), для расчета усредненной по времени объемной силы заключается в относительном уменьшении дефекта скорости потока, создаваемого ДБР, с ростом скорости внешнего течения. Это приводит к росту ошибки определения конвективных членов в уравнении (2) и уменьшению точности определения усредненной объемной силы ДБР при росте скорости набегающего потока.

Результаты расчета усредненного воздействия ионного ветра при различных скоростях набегающего потока представлены на рис. 3б. Видно, что в исследуемом диапазоне скоростей внешнего потока с ростом скорости растет и величина средней объемной силы, генерируемой ДБР. При этом напряжение, подаваемое на ДБР, и потребляемая электрическая мощность изменялись незначительно, в пределах  $\pm 1.2\%$  и  $\pm 2.5\%$  соответственно. Методика исследований не позволяет выявить причину полученных результатов. Можно только отметить, что с ростом внешней скорости происходит усиление асимметрии между положительной и отрицательной фазами генерации объемной силы.

#### 4. ВЫВОДЫ

Результаты работы показывают существенное влияние внешнего потока на процесс генерации нестационарного ионного ветра в ДБР. Обнаружено, что прирост среднего динамического напора около стенки, возникающий при включении ДБР, возрастает с ростом скорости набегающего потока. Для объяснения физических механизмов, приводящих к возникновению данного эффекта, необходимы более подробные экспериментальные и численные исследования процесса генерации ионного ветра ДБР.

**Благодарности.** Авторы благодарны Центру коллективного пользования «Механика» за предоставленное оборудование.

**Финансирование.** Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант № 20-49-08006).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. A. A. Yatskikh, A. V. Panina, V. L. Kocharin, Yu. G. Yermolaev, A. D. Kosinov, and N. V. Semenov, *Siberian J. Phys. (in Russ.)* **16**, 81 (2021), DOI: 10.25205/2541-9447-2021-16-1-81-90.
2. I. Moralev, V. Bityurin, A. Firsov, V. Sherbakova, I. Selivonin, and U. S. Maxim, *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part G: J. Aerospace Engin.* **42**, 234 (2018).
3. I. A. Moralev and I. V. Selivonin, *Tech. Phys. Lett.* **43**, 220 (2017), <https://doi.org/10.1134/S1063785017020237>.
4. P. A. Polivanov and A. A. Sidorenko, *Tech. Phys. Lett.* **44**, 833 (2018), DOI: 10.1134/S1063785018090262.
5. P. A. Polivanov, A. A. Sidorenko, and A. A. Maslov, *J. Aerospace Engin.* **58**, 234 (2020), DOI: 10.1177/0954410018795542.
6. A. A. Sidorenko, A. D. Budovsky, P. A. Polivanov et al., *Thermophys. Aeromech.* **26**, 465 (2019), <https://doi.org/10.1134/S0869864319040012>.
7. E. D. Fylladitakis, M. P. Theodoridis, and A. X. Moronis, *IEEE Trans. Plasma Sci.* **42**, 358 (2014).
8. P. A. Polivanov, O. I. Vishnyakov, A. A. Sidorenko et al., *Tech. Phys.* **57**, 457 (2012), <https://doi.org/10.1134/S1063784212040238>.
9. P. A. Polivanov, O. I. Vishnyakov, A. A. Sidorenko, and A. A. Maslov, *EUCASS 2013, Proceedings and Abstracts* (2013).

10. P. Boeuf et al., *5th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit* (2007), <https://doi.org/10.2514/6.2007-183>.
11. N. Benard, N. Balcon, and E. Moreau, *47th AIAA Aerospace Sciences Meeting Including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition* (2009), <https://doi.org/10.2514/6.2009-488>
12. J.-J. Wang, K.-S. Choi, L.-H. Feng, T. N. Jukes, and R. D. Whalley, *Progr. Aerospace Sci.* **62**, 52 (2013).
13. J. Kriegseis, B. Simon, and S. Grundmann, *Appl. Mech. Rev.* **68**, 020802 (2016).
14. D. E. Ashpis and M. C. Laun, *AIAA J.* **55**, 4181 (2017), doi: 10.2514/1.J055856.
15. S. Sato, H. Furukawa, A. Komuro et al., *Sci. Rep.* **9**, 5813 (2019), <https://doi.org/10.1038/s41598-019-42284-w>.
16. V. R. Soloviev, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **45**, 025205 (2012).
17. A. A. Knizhnik, S. V. Korobtsev, D. D. Medvedev et al., *JETP Lett.* **111**, 273 (2020), <https://doi.org/10.1134/S00213640200500823>.
18. D. V. Beloplotov, V. F. Tarasenko, D. A. Sorokin et al., *JETP Lett.* **106**, 653 (2017), <https://doi.org/10.1134/S0021364017220064>.
19. V. F. Tarasenko, V. S. Kuznetsov, V. A. Panarin et al., *JETP Lett.* **110**, 85 (2019).
20. V. R. Soloviev and V. M. Krivtsov, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **42**, 125208 (2009).
21. V. R. Soloviev and V. M. Krivtsov, *Plasma Sources Sci. Technol.* **27**, 114001 (2018).