

НИЗКОТЕМПЕРАТУРНАЯ ПЛАЗМА

УДК 533.9

О ВОЗДЕЙСТВИИ КОЛЬЦЕВОГО ПЕРИОДИЧЕСКОГО ПОВЕРХНОСТНОГО БАРЬЕРНОГО РАЗРЯДА В ВОЗДУХЕ НА СТРУКТУРУ ТЕЧЕНИЯ

© 2023 г. В. А. Битюрин^а, А. Н. Бочаров^{а,*}, Н. А. Попов^а

^аОбъединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия

*e-mail: bocharov@ihed.ras.ru

Поступила в редакцию 25.08.2023 г.

После доработки 28.09.2023 г.

Принята к публикации 28.09.2023 г.

Представлены результаты численного моделирования периодического поверхностного барьерного разряда. Целью работы является исследование механизмов воздействия разряда на среду (воздух при атмосферном давлении), индуцирующее движение воздуха над диэлектрической поверхностью. Численное моделирование выполнялось с помощью компьютерной модели, которая реализует интегрирование системы двумерных уравнений Навье–Стокса для среды в целом, уравнения переноса заряженных частиц и уравнение Пуассона для электрического потенциала. Помимо объемных процессов (ионизация частиц, рекомбинация, дрейф заряженных частиц в сильном электрическом поле, концентрационная диффузия) рассматриваются процессы осаждения частиц на поверхности диэлектрика, приводящие к зарядке диэлектрика. В периодическом барьерном разряде небольшой амплитуды оба механизма, силовой и тепловой, оказывают воздействие на поле течения. Основной эффект разряда состоит в генерации вихревого течения, такого что вдоль поверхности создается струя со средней скоростью $\sim 1\text{--}2$ м/с.

Ключевые слова: поверхностный барьерный разряд, неравновесная плазма, генерация течения

DOI: 10.31857/S0367292123601121, **EDN:** HIQWAN

ВВЕДЕНИЕ

Активное управление характеристиками газовых потоков с помощью низкотемпературной плазмы представляет большой интерес [1–5]. Одним из важных достоинств плазменно-иницированного воздействия на поток является его быстрое действие. Это воздействие может быть эффективным в широком диапазоне характеристик газодинамических течений, начиная от стационарных потоков и кончая отрывными и турбулентными течениями [4, 5].

За последнее время появилось множество примеров эффективного воздействия плазмы на газовые потоки. Это касается возможности плазменного управления сверхзвуковыми потоками [1], управления отрывом потока в пограничном слое с помощью неравновесной плазмы [6–9], возбуждения газодинамических неустойчивостей с помощью локального импульсного нагрева [10, 11]. Кроме того, в ряде работ обсуждаются различные механизмы воздействия на поток (теплого, электростатического и МГД), а также их приложения для управления потоком в дозвуковых и сверхзвуковых режимах [3, 4].

Одни из первых экспериментальных исследований возможности использования наносекундных поверхностных диэлектрических барьерных разрядов (nanosecond surface dielectric barrier discharge, ns SDBD) для управления потоками в воздухе атмосферного давления представлены в [12, 13]. Во многих случаях существенное влияние SDBD на поток связано с быстрым нагревом газа, эффективность которого определяется такими характеристиками как энерговклад в разряд и приведенное электрическое поле E/n . Динамика нагрева газа связана с тем, в какие степени свободы молекул передается энергия электронов [14–16] и именно от приведенного поля E/n зависит распределение энергии электронов по степеням свободы.

В [2, 3] рассмотрены кинетические и газодинамические процессы, которые определяют взаимодействие наносекундных поверхностных разрядов с потоком. Рассмотрен ряд вопросов, связанных с управлением потоком с помощью ns SDBD, включая развитие поверхностных волн ионизации, перенос и накопление заряда на поверхности диэлектрика, контракция разрядных каналов (филаментация), анализ различных ти-

пов газодинамических возмущений, создаваемых поверхностными разрядами, а также влияние высокоскоростного потока на динамику разряда.

2D численное моделирование наносекундных поверхностных разрядов позволяет получать разумное согласие расчетных и экспериментальных данных для целого ряда интегральных разрядных характеристик: предельной длины развития разряда [17–19], энерговклада [20] и др. В [17] были представлены результаты расчетов SDBD-стримеров положительной и отрицательной полярности в воздухе атмосферного давления при амплитуде приложенного напряжения $U = \pm 24$ кВ. Расчетные данные по скорости распространения разряда, электрическим токам, по структуре излучения 2^+ положительной системы азота, а также интенсивности газодинамических возмущений сравнивались с данными измерений. Это, по-видимому, первое детальное сравнение расчетных и экспериментальных данных для столь широкого набора разрядных параметров. Кроме того, в [21] было выполнено исследование влияния тепловыделения в реакциях с участием электронно-возбужденных атомов и молекул (так называемый быстрый нагрев газа) в ns SDBD атмосферного давления для условий работы [17].

В [22] на основе результатов двумерного численного моделирования SDBD была разработана приближенная аналитическая модель разряда, чтобы объяснить на качественном уровне процессы, происходящие в плазме. Эта модель позволила получить аналитические зависимости скорости распространения и длины зоны разряда от параметров диэлектрического слоя и приложенного напряжения для одиночного разрядного импульса.

В [23] экспериментально исследовано возбуждение течения с помощью SDBD, где динамические эффекты, вероятно, преобладают над тепловыми. В [24] представлена численная модель поверхностного разряда над круглой диэлектрической поверхностью в конфигурации [25].

Целью данной работы является исследование генерации течения в изначально покоящемся воздухе с помощью периодического барьерного поверхностного разряда. Рассматривается конфигурация, соответствующая экспериментам [25]. Для анализа процессов взаимодействия неравновесной плазмы с потоком разработана двумерная вычислительная модель, являющаяся развитием моделей, описанных в [24, 26, 27]. Разработанная модель учитывает оба основных механизма воздействия разряда на поле течения, тепловой и динамический. Обсуждаются возможности обоих механизмов индуцировать течение. Предлагается “модель осредненного источника” для оценки поля течения в квазистационарном поверхностном разряде.

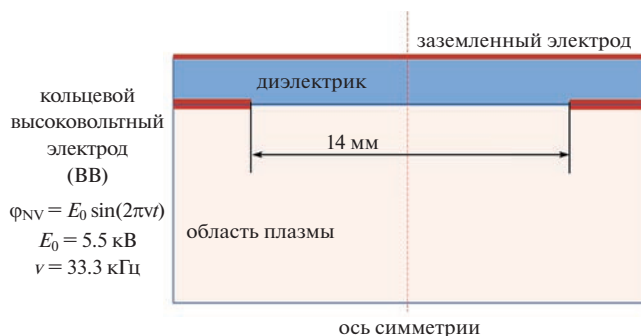


Рис. 1. Схема барьерного разряда и вид расчетной области.

ФИЗИЧЕСКАЯ И ЧИСЛЕННАЯ МОДЕЛЬ БАРЬЕРНОГО РАЗРЯДА

В работе [25] рассматривается периодический барьерный разряд над плоским дисковым диэлектриком, окруженным кольцевым электродом. Схема разряда показана на рис. 1. На кольцевой электрод (в дальнейшем — высоковольтный (ВВ) электрод) подается синусоидальное напряжение амплитудой 5.5 кВ и частотой 33.3 кГц. Внутренний диаметр ВВ-электрода составляет 14 мм, внешний — 24 мм. Толщина диэлектрика принимается равной 300 мкм. Диэлектрическая проницаемость материала диэлектрика принимается равной 3. Система находится в изначально покоящемся воздухе атмосферного давления.

Как показали исследования [25], разряд является достаточно однородным в азимутальном направлении. Поэтому, предположим, что разряд развивается в плоскости рисунка и является двумерным осесимметричным. Численная модель, применяемая для описания разряда и течения, в основном была представлена в работах [24, 26, 27]. Предполагается, что характеристики разряда и течения среды описываются системой уравнений в частных производных, отражающих законы сохранения массы, импульса и полной энергии для среды в целом. Уравнения переноса заряда рассматриваются в диффузионно-дрейфовом приближении совместно с уравнением Пуассона для электрического поля.

Влияние плазмы разряда на среду отражается наличием источников членов в уравнении движения (электростатическая сила) и в уравнении полной энергии (джоулево тепловыделение от протекающих токов). Обратное влияние среды на плазму разряда заключается, в первую очередь, в изменении плотности, которая определяет одну из основных характеристик разряда — приведенное электрическое поле, E/n .

Система уравнений, определяющая движение неравновесной неквазиравновесной плазмы, имеет следующий вид:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho \mathbf{U}) = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho \mathbf{U}}{\partial t} + \nabla(\rho \mathbf{U} \mathbf{U}) + \nabla \tau = -\frac{\partial P}{\partial \mathbf{r}} + \dot{\mathbf{F}}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial \rho E}{\partial t} + \nabla(\rho \mathbf{U} H) + \nabla(\mathbf{U} \tau) + \nabla \mathbf{q} = \dot{W}. \quad (3)$$

Здесь ρ — плотность, $\mathbf{U} = (U_x, U_y)$ — скорость, P — давление, E — удельная полная энергия, H — удельная полная энтальпия.

$$H = E + \frac{P}{\rho}, \quad E = e + \frac{U^2}{2}, \quad (\gamma - 1)e = P/\rho, \quad P = \rho RT. \quad (4)$$

В (4) $\gamma = 1.4$ — отношение теплоемкостей, T — температура. Тензор вязких напряжений и тепловой поток определяются как:

$$\tau_{ij} = \frac{2}{3} \eta \delta_{ij} \nabla \mathbf{U} - \eta \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right), \quad \mathbf{q} = -\lambda \frac{\partial T}{\partial \mathbf{r}}, \quad (5)$$

δ_{ij} — символ Кронеккера–Капелли, η — коэффициент динамической вязкости, λ — коэффициент теплопроводности. В (1)–(5) использованы обозначения операторов градиента и дивергенции соответственно:

$$\frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} = \mathbf{e}_x \frac{\partial}{\partial x} + \mathbf{e}_y \frac{\partial}{\partial y}, \quad \nabla = \frac{\partial}{\partial x} + \frac{1}{y^\xi} \frac{\partial}{\partial x} y^\xi. \quad (6)$$

Здесь $\mathbf{e}_x$ и $\mathbf{e}_y$ единичные базисные вектора, $\xi = 0$ для декартовой системы координат, и $\xi = 1$ для цилиндрической.

Уравнения переноса заряженных частиц и уравнения Пуассона записываются следующим образом:

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \nabla \Gamma_i = \dot{Q}, \quad (7)$$

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \nabla \Gamma_e = \dot{Q}, \quad (8)$$

$$\varepsilon \nabla \mathbf{E} = \rho_e, \quad \rho_e = q(n_i - n_e). \quad (9)$$

В (7)–(9) n_i — числовая плотность ионов, n_e — числовая плотность электронов, ρ_e — плотность электрического заряда, $\mathbf{E}$ — напряженность электрического поля, $\mathbf{E} = -\frac{\partial \phi}{\partial \mathbf{r}}$, ϕ — скалярный электрический потенциал, q — заряд электрона, ε — диэлектрическая проницаемость среды, $\dot{Q}$ — источниковый член, определяемый ниже. В плазме $\varepsilon = \varepsilon_p = \varepsilon_0$, где ε_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума. В толще диэлектрика $\varepsilon = \varepsilon_D = 3\varepsilon_0$, плотность заряда равна нулю. В данной работе

используется небольшое упрощение в трактовке поля в диэлектрике: в толще диэлектрика уравнение Пуассона не решается, а сопряженность поля на границе диэлектрик–плазма реализуется с помощью специальных граничных условий.

Потоки ионов и электронов, Γ_i и Γ_e , определяются следующим образом:

$$\Gamma_i = n_i (\mathbf{U} + \mathbf{V}_{di}) - D_i \frac{\partial n_i}{\partial r}, \quad (10)$$

$$\Gamma_e = n_e (\mathbf{U} + \mathbf{V}_{de}) - D_e \frac{\partial n_e}{\partial r}.$$

Скорости дрейфа $\mathbf{V}_{di}$ и $\mathbf{V}_{de}$ определяются как

$$V_{di} = \mu_i E, \quad V_{de} = -\mu_e E, \quad (11)$$

где μ_i и μ_e — подвижности ионов и электронов.

Коэффициенты диффузии D_i и D_e в (10) определяются следующим образом:

$$D_i = \mu_i k_B T_i / q, \quad D_e = \mu_e k_B T_e / q. \quad (12)$$

В (12) k_B — постоянная Больцмана. В данной работе рассмотрим для простоты $T_e = 2$ эв, и $T_i = T$.

Плотность электрического тока определяется как

$$\mathbf{j} = \mathbf{j}_i + \mathbf{j}_e = q(\Gamma_i - \Gamma_e).$$

Источниковые члены в уравнениях (2), (3), (7) и (8) определяются следующим образом:

$$\dot{\mathbf{F}} = \rho_e \mathbf{E}, \quad \dot{W} = \eta_e \mathbf{j}_e \mathbf{E} + \eta_i \mathbf{j}_i \mathbf{E}. \quad (13)$$

В (13) $\dot{\mathbf{F}}$ — объемная сила, действующая на среду, $\dot{W}$ — плотность тепловыделения от протекающих токов. Положим $\eta_e = 1$ и $\eta_i = 1$.

$$\dot{Q} = \alpha n_e - \beta n_e n_i, \quad (14)$$

где α и β — эффективные коэффициенты ионизации и электрон-ионной рекомбинации. Скорости ионизации, возбуждения и диссоциации молекул рассчитываются из решения уравнения Больцмана в двучленном приближении с использованием программы BOLSIG+ [28]. Самосогласованные наборы сечений упругих и неупругих столкновений электронов с молекулами N_2 и O_2 были взяты из работ [29] и [30, 31] соответственно.

В данной работе не учитывалось влияние процессов фотоионизации на параметры разряда. В положительных стримерах, которые вносят решающий вклад в формирование течения, высокие электрические поля (как вблизи электрода, так и в головной части стримера) приводят к слабой зависимости параметров стримеров от начального уровня ионизации. Роль фотоионизации может быть более существенной для отрицательных стримеров. Но влияние отрицательных стримеров значительно снижается в силу малых токов, являющихся следствием высокого сопротивления катодного слоя вблизи электрода.

Граничные условия для потоковых переменных задаются следующим образом. На поверхности электрода и диэлектрика ставятся условия непротекания и условие адиабатической стенки. На оси симметрии ставятся условия $U_n = 0$, $\partial/\partial n = 0$ для остальных переменных ($\mathbf{n}$ — единичный вектор нормали к поверхности). На остальных границах все переменные интерполируются из внутренней области.

Для характеристик плазмы (концентрации и потенциал) граничные условия определяются следующим образом. На оси симметрии задается условие нулевого нормального градиента для n_e , n_i и ϕ . На внешней границе (не включая поверхность электрода и диэлектрика) также ставится условие нулевого нормального градиента для всех переменных. На поверхности электрода и диэлектрика тип граничного условия зависит от знака нормальной к поверхности компоненты электрического поля, $E_{nw} = \mathbf{E}\mathbf{n}$. Если $E_{nw} > 0$, ставятся условия анодного типа. В противном случае ставятся условия катодного типа. Тип граничного условия определяется автоматически в процессе расчета. Условия анодного типа определяются следующим образом. Для ионной компоненты задается условие нулевой плотности, для электронов ставится условие нулевого нормального градиента. Граничное условие для потенциала зависит от типа поверхности, электродной или диэлектрической. На ВВ-электроде задается потенциал: $\phi_{HV} = E(t) = E_0 \cdot \sin(2\pi\nu t)$, где $E_0 = 5.5$ кВ, $\nu = 33.3$ кГц. На диэлектрической поверхности задаются условия (15), связывающие поле в плазме и диэлектрике с поверхностным зарядом. Катодные граничные условия задаются следующим образом. Для ионной компоненты ставится условие нулевого градиента. Для электронов ставится условие $(\Gamma_e \mathbf{n}) = -\gamma_e(\Gamma_e \mathbf{n})$, где γ_e — коэффициент вторичной эмиссии. В расчетах полагалось $\gamma_e = 0.01$. На поверхности электрода задается потенциал, как указано выше. На поверхности диэлектрика ставится условие:

$$\varepsilon_p(\mathbf{E}_p \mathbf{n}) - \varepsilon_d(\mathbf{E}_d \mathbf{n}) + (1/q) \int \mathbf{j} \mathbf{n} dt = 0. \quad (15)$$

В (15) $(\mathbf{E}_p \mathbf{n})$ — проекция вектора напряженности электрического поля на нормаль к поверхности со стороны плазмы. $(\mathbf{E}_d \mathbf{n})$ — проекция поля на нормаль со стороны диэлектрической стенки. Условие (15) представляет собой уравнение сохранения заряда вблизи диэлектрической поверхности. Последний член в (15) представляет собой аккумуляция заряда на поверхности, обусловленную потоком заряженных частиц из плазмы. Система (7)–(15) должна решаться вместе с уравнением для потенциала в толще стенки с учетом условий сопряжения (15). В данной работе используется упрощенный подход, основанный на

линейной аппроксимации потенциала в толще стенки. А именно, E_d аппроксимируется как $(\mathbf{E}_d \mathbf{n}) = -(\phi_d - \phi_G)/\Delta$, где ϕ_d — значение потенциала в рассматриваемой точке поверхности, ϕ_G — значение потенциала на заземленном электроде, $\phi_G = 0$, Δ — характерный масштаб толщины стенки, который, вообще говоря, может меняться вдоль поверхности. Но в рассматриваемом случае толщина стенки постоянна. Такой подход тем более оправдан, чем тоньше стенка. Напомним, что толщина диэлектрика составляет 0.3 мм. Таким образом, нестационарное условие 3-го рода (15) позволяет верно воспроизводить основные черты разряда в плазме и на поверхности. При таком подходе нет необходимости решать уравнение для потенциала в стенке.

Начальное состояние определяется следующим образом. В покоящемся воздухе атмосферного давления задается начальное распределение концентраций ионов и электронов. Начальная плазма задается в слое толщиной 50 мкм над поверхностью диэлектрика с концентрацией частиц $n_e = n_i = 10^{16} \text{ м}^{-3}$. Как показали предварительные расчеты, поле начальной концентрации может меняться в достаточно широких пределах как по амплитуде (± 2 порядка), так и в пространстве. Начальное состояние играет роль только на первом цикле.

В данной работе предпринята попытка оценить воздействие разряда на поле течения на больших временах, в пределе — в квазистационарном разряде. С этой целью используется метод осредненного по времени источника, впервые предложенный в [24, 27]. Процедура решения состоит из двух этапов. На первом этапе осуществляется интегрирование полной системы. При этом дополнительно выполняется осреднение источниковых членов (13) по времени. На втором этапе рассчитанные осредненные источники используются при решении только уравнений Навье—Стокса, уравнения для плазмы (7)–(9) не решаются. Осреднение выполняется, как правило, на одном-двух циклах периодического разряда. Такая процедура может быть полезной, поскольку характерное время цикла составляет 30 мкс, а характерные гидродинамические времена имеют порядок нескольких мс. При оценке гидродинамических времен мы исходили из того (отчасти, предполагали), что характерный масштаб скорости имеет порядок 1 м/с, а радиус электрода 7 мм.

В заключение постановочной части скажем несколько слов о некоторых аспектах численной реализации данной задачи. Наиболее затратным по времени является интегрирование полной системы в момент прохождения стримеров (см. ниже), поскольку основное ограничение шага по времени связано с характерным “максвеллов-

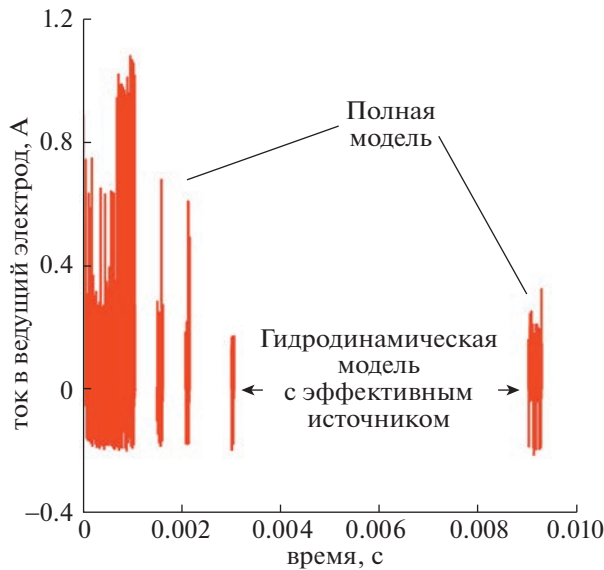


Рис. 2. Зависимость тока в ведущий электрод от времени.

ским” временем порядка ε_0/σ (σ — электропроводность). Эти характерные времена имеют порядок 10^{-12} с (иногда — ниже). После прохождения стримера проводимость заметно падает и шаги по времени возрастают примерно на два порядка. Характерные времена диффузии, дрейфа и ионизации, как правило, больше, и редко когда “управляют” шагом по времени. Структурированная ортогональная неоднородная вычислительная сетка построена таким образом, что ее разрешение вблизи кромки ВВ-электрода и диэлектрической поверхности имеет масштаб

~4 мкм. Детали о процедуре решения задачи можно найти в [24, 27].

РЕЗУЛЬТАТЫ

Рассмотрим характеристики поверхностного барьерного разряда, полученные в соответствии с процедурой осреднения, обсуждавшейся выше. На рис. 2, 3 показана зависимость тока в ведущий электрод от времени. Рассмотрен интервал времени от 0 (начальное состояние) до ~9 мс (300 периодов). На интервале времени 0–3 мс решалась полная система уравнений. На этом интервале выполнялось осреднение источников, используемое в дальнейшем. Осредненные источники применялись в гидродинамической модели на интервале 3–9 мс при расчете поля течения. После 9-й мс выполнен расчет по полной модели еще 9 периодов.

Отметим некоторые характерные черты разряда. Временная зависимость тока выглядит почти хаотически. Однако, можно выделить несколько характерных зон. Положительные пики тока на растущей части напряжения (положительный пробой) обусловлены распространением “стримеров” вдоль диэлектрической поверхности от ведущего электрода к оси симметрии.

Под термином “стример” понимается двумерный плазменный слой. Стримеры отличаются и по размерам, и по времени жизни. Амплитуда каждого пика тока хорошо коррелирует с расстоянием, которое проходит голова стримера от электрода до центра диска. Пример распространения стримера показан на рис. 4. Здесь показаны распределения ионной плотности, начиная с момента $t = 9$ мс.

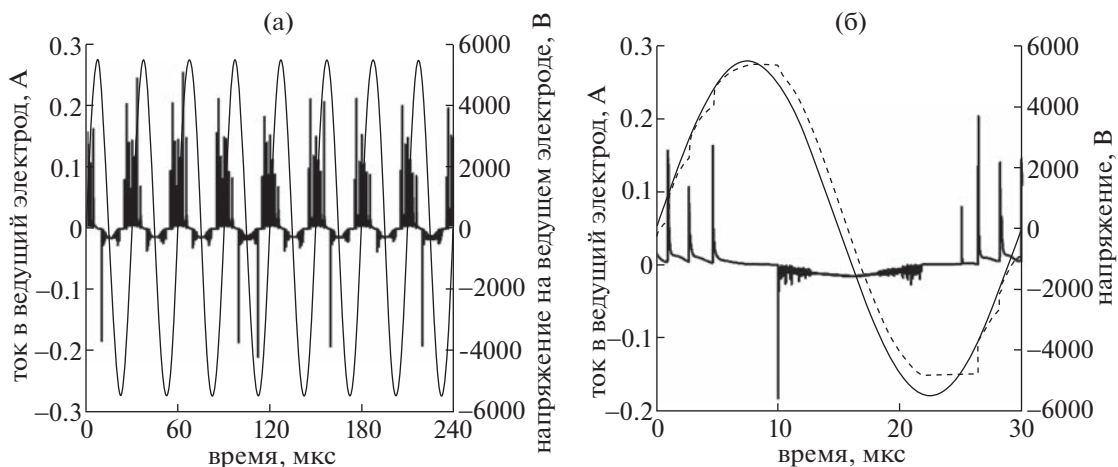


Рис. 3. Зависимость тока в ведущий электрод от времени (толстая кривая) и напряжения на электроде (тонкая кривая), среднее напряжение на диэлектрике (штрих, рис. 3б). Применялась полная модель после использования гидродинамической модели с осредненными источниками на интервале 3–9 мс.

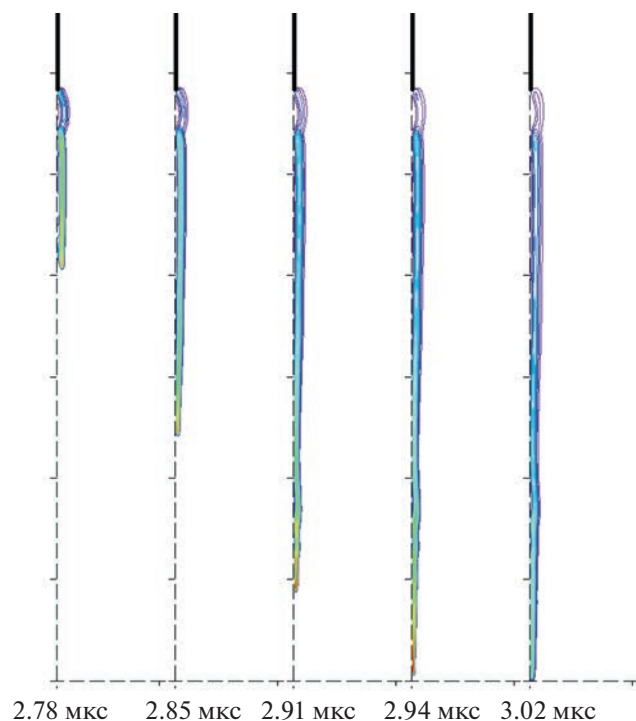


Рис. 4. Распределение ионной концентрации при прохождении одного стримера в различные моменты времени. $n_{i,\max} = 1.47 \times 10^{20} \text{ м}^{-3}$. Часть ВВ-электрода обозначена толстой черной линией, вертикальный пунктир — поверхность диэлектрика, горизонтальный пунктир — ось симметрии. Одно деление — 1.2 мм.

Из рис. 2 можно заметить, что амплитуда тока на начальной стадии несколько выше, чем в более поздний период. Мы связываем это с тем, что нагрев газа, проявляющийся на больших временах, меняет поле плотности, особенно вблизи ВВ-электрода. Изменение плотности (а именно, понижение) приводит к увеличению одной из важнейших величин, приведенного электрического поля, E/n . Увеличение приведенного поля означает более быструю ионизацию вблизи кромки электрода и в окрестности головы стримера. Как следствие нагрева, все большее число стримеров, соответствующих растущей ветви кривой напряжения, проходят все расстояние от кромки электрода до оси симметрии. Отметим, что положительные стримеры всегда “прыгают” от кромки электрода через некоторый промежуток, непосредственно примыкающий к электроду (рис. 4 слева), а не распространяются над поверхностью диэлектрика, как на более поздних стадиях.

На рис. 3 показана та же зависимость тока в ВВ-электрод от времени, полученная на первых нескольких периодах после процедуры расчета с применением модели осредненных источников. Хорошо виден достаточно однородный характер

пробоя и распространения разряда как на растущей, так и на падающей ветви напряжения на ВВ-электроре. Некоторая “неодинаковость” в поведении тока в ВВ-электрод от цикла к циклу связана с сильной нелинейностью системы при, строго говоря, непрерывном изменении характеристик системы. На рис. 3б, являющимся фрагментом рис. 3а, показано также поведение среднего электрического потенциала поверхности диэлектрика. Видно, что когда разность потенциалов электрод—диэлектрик достигает нескольких сотен вольт, происходит “пробой”: вдоль поверхности диэлектрика пробегает стример, выравнивая потенциалы ВВ-электрода и диэлектрика. На растущей ветви ВВ-напряжения (независимо от знака!) наблюдается, как правило, 7–8 пробоев (стримеров) в каждом цикле. На падающей ветви ВВ-напряжения наблюдается, как правило, один пробой за два–три цикла. В среднем на падающей ветви, соответствующей катодному режиму ВВ-электрода (средний потенциал диэлектрика выше потенциала ВВ-электрода), ток значительно ниже, чем ток в анодном режиме.

Второй аспект — чисто технический. Ввиду большого количества информации даже регистрация интегральных характеристик разряда и течения на каждом временном шаге представляется проблематичной. Поэтому в расчетах регистрировался только каждый десятый временной шаг. Таким образом, возможны небольшие различия в токах в электрод при периодическом напряжении на ВВ-электроре. Можно сказать, что в целом разряд является квазипериодическим на фоне медленно меняющихся характеристик среды.

Существенное влияние на разряд оказывает распределение электрического поля и потенциала на поверхности диэлектрика, которые формируются находящимся на поверхности зарядом. И скорость ионизации в голове стримера, и длина стримера в значительной степени зависят от распределения приведенного электрического поля над поверхностью диэлектрика.

Приведенное поле, в свою очередь, зависит от распределения поверхностного заряда, который определяется токами на поверхность диэлектрика. Распределение поверхностного заряда сильно неоднородно по поверхности диэлектрика. Средний потенциал поверхности диэлектрика всегда отличается от потенциала ведущего электрода. Поэтому формирование и распространение стримеров возможно, в принципе, при любой полярности электрода. В частности, в примере, приведенном на рис. 4 потенциал электрода — отрицательный, однако средний потенциал поверхности диэлектрика ниже потенциала электрода.

Существенное влияние на разряд оказывает распределение электрического поля и потенциала на поверхности диэлектрика, которые форми-

руются находящимся на поверхности зарядом. И скорость ионизации в голове стримера, и длина стримера в значительной степени зависят от распределения приведенного электрического поля над поверхностью диэлектрика.

Приведенное поле, в свою очередь, зависит от распределения поверхностного заряда, который определяется токами на поверхность диэлектрика. Распределение поверхностного заряда сильно неоднородно по поверхности диэлектрика. Средний потенциал поверхности диэлектрика всегда отличается от потенциала ведущего электрода. Поэтому формирование и распространение стримеров возможно, в принципе, при любой полярности электрода. В частности, в примере, приведенном на рис. 4, потенциал электрода — отрицательный, однако средний потенциал поверхности диэлектрика ниже потенциала электрода.

Все “видимые” стримеры определяются как положительные. Как уже отмечалось, положительные стримеры возникают на растущих частях кривой напряжения, независимо от знака потенциала электрода. Каждый пик тока соответствует моменту пробоя в непосредственной окрестности кромки электрода (см. рис. 3б). По мере прохождения стримера вдоль поверхности ток падает, и остается низким до следующего пробоя. Следующий пробой, как и предыдущий, начинается с кромки электрода. Источником плазмы для положительных стримеров является высокое электрическое поле вблизи кромки (сотни таунсенд), способное достаточно быстро ионизовать молекулы воздуха даже при фоновой низкой концентрации электронов.

Стримеры противоположной (по напряжению) направленности также наблюдаются. Им соответствуют отрицательные значения тока. В целом они выглядят похожими на положительные стримеры, но их токи и длина меньше. В большинстве случаев “отрицательный” стример — это малая окрестность кромки электрода. Для отрицательных стримеров ток, как правило, значительно меньше, чем для положительных. Радикальное отличие характеристик положительных и отрицательных стримеров объясняется отличием в интегральном сопротивлении цепи тока, основной вклад в которое вносит приэлектродная область. При положительном стримере это — анодный слой, сопротивление которого существенно меньше, чем сопротивление катодного слоя, который организуется при отрицательном стримере.

Основной вопрос, рассматриваемый в работе, вопрос о влиянии разряда на поле течения. Основное влияние на генерацию течения в начальном покое воздуха оказывает *ближайшая окрестность* кромки электрода: здесь локализованы как сила, обусловленная разделением заряда, так и тепловыделение от протекающих токов.

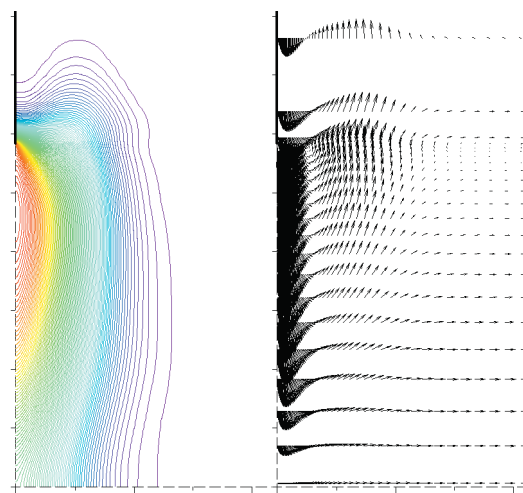


Рис. 5. Распределение температуры (слева) и скорости (справа) после 9 мс. $T_{\min} = 300$ К, $T_{\max} = 1144$ К, $U_{\max} = 1.46$ м/с, одно деление 1.2 мм.

Область сильных источников может смещаться от кромки в сторону диэлектрика или электрода, что зависит от режима работы электрода, катодного или анодного. И тот, и другой тип воздействия разряда на среду порождает вихревое течение над поверхностью.

Пример поля течения приведен на рис. 5. Слева — поле температуры, справа — скорости. Показано состояние после $t = 9$ мс (300 периодов). На рис. 6 представлены поля мощности тепловыделения и силы. На рис. 5 видно, что имеет место течение газа над поверхностью диэлектрика от электрода к оси симметрии в области ~ 0.5 мм над поверхностью. Выше этой области располагается область обратного течения. Видно также, что вблизи оси симметрии газ движется от поверхности вдоль оси. Такое течение можно квалифицировать как вихревое. Большая “плотность” стрелок на рис. 6 означает, что высокая плотность силы локализована в ближайшей окрестности кромки электрода. Характерный масштаб сетки вблизи кромки электрода составляет 4 мкм, поэтому векторы силы выглядят исходящими из одной точки. В действительности показаны профили вектора силы (как и на рис. 5).

Импульсное прохождение стримеров вдоль поверхности диэлектрика также оказывает некоторое влияние на течение, но периодический источник на кромке оказывает определяющее воздействие на поле течения. Электростатическая сила вблизи кромки всегда индуцирует вихревое течение. Прохождение стримеров вдоль поверхности диэлектрика также сопровождается действием силы и тепловыделением, преимущественно в голове стримера. В квазистационарном разряде влияние этих источников возможно, но,

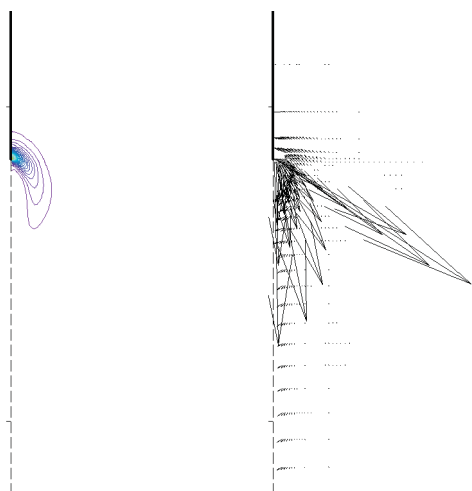


Рис. 6. Распределение плотности тепловыделения (слева) и силы (справа) после 9 мс. $W_{\max} = 3.7 \times 10^{10}$ Вт/м³, $F_{\max} = 5.5 \times 10^5$ Н/м³.

вероятно, невелико. Отметим также, что на стадии распада плазмы положительных стримеров сила действует в катодном слое над поверхностью и всегда направлена к стенке. Порождаемый этой силой градиент давления индуцирует заметную вертикальную составляющую скорости. Наличие силы в ограниченной части пространства также стимулирует развитие вихревого течения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В периодическом поверхностном барьерном разряде небольшой амплитуды оба механизма, силовой и тепловой, оказывают воздействие на поле течения. Напомним, что под силовым механизмом мы понимаем действие источника в уравнении движения, обусловленного разделением заряда. Под тепловым механизмом мы понимаем нагрев газа от протекающих токов, учитываемый в виде источника в уравнении энергии. Основной эффект разряда состоит в генерации вихревого течения, такого что вдоль поверхности создается струя со скоростью ~ 1 м/с.

Основное влияние на среду исходит из области вблизи кромки ВВ электрода (вне зависимости от полярности этого электрода), где локализованы большие электрические поля. Как следствие, в этой области локализованы максимальные источники энерговыделения и импульса. При прохождении положительных стримеров вдоль поверхности диэлектрика дополнительным источником движения среды являются две области: головная часть стримера и область между плазменным слоем и поверхностью диэлектрика (аналог катодного слоя). Последняя представляется

более важной, поскольку ее время жизни существенно больше. В этой области сила, обусловленная разделением заряда в катодном слое, всегда направлена к стенке. Наличие силы в ограниченной части пространства также стимулирует развитие вихревого течения. Качественно обе модели (полная модель и гидродинамическая модель с осредненными источниками силы и энергии) дают схожий результат — генерацию пристенной струи.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (гос. контракт № 075-01129-23-00).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Bletzinger P., Ganguly B.N., VanWie D., and Garscaden A. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2005. V. 38. R33–R57.
2. Leonov S.B., Petrishchev V., Adamovich I.V. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2014. V. 47. P. 465201.
3. Leonov S.B., Adamovich I.V., Soloviev V.R. // Plasma Sources Sci. Technol. 2016. V. 25. P. 063001.
4. Starikovskiy A. // Encyclopedia of Plasma Technology / Ed. J.L. Shohet. Taylor & Francis, 2016.
5. Стариковский А.Ю., Александров Н.Л. // Физика плазмы. 2021. Т. 47. № 2. С. 126–192.
6. Zouzou N., Moreau E., and Touchard G. // J. Electrostat. 2006. V. 64. P. 537–42.
7. Thomas F.O., Corke T.C., Iqbal M., Kozlov A., and Schatzman D. // AIAA Journal. 2009. V. 47. P. 9.
8. Corke T.C., Post M.L., Orlov D.M. // Exp. Fluids. 2009. V. 46. P. 1.
9. Corke T.C., Enloe C.L., and Wilkinson S.P. // Annual Review of Fluid Mechanics. 2010. V. 42. № 11. P. 505–529.
10. Adamovich I.V., Leonov S.B., Frederickson K., Zheng J.G., Cui Y.D., and Khoo B.C. // 55th AIAA Aerospace Sciences Meeting. 9–13 January 2017, Grapevine, Texas. Paper AIAA 2017-1339.
11. Samimy M., Webb N., Esfahani A. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2019. V. 52. P. 354002.
12. Starikovskiy A.Yu., Nikipelov A.A., Nudnova M.M., Roupasov D.V. // Plasma Sources Sci. Technol. 2009. V. 18. P. 034015.
13. Roupasov D.V., Nikipelov A.A., Nudnova M.M., Starikovskiy A.Yu. // AIAA Journal. 2009. V. 47. P. 168.
14. Aleksandrov N.L., Kindusheva S.V., Nudnova M.M. and Starikovskii A.Yu. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2010. V. 43. P. 255201.
15. Popov N.A. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2011. V. 44. 285201 (16 pp).
16. Popov N.A., Starikovskaia S.M. // Progress in Energy and Combustion Science. 2022. V. 91. P. 100928.
17. Zhu Y., Shcherbanev S., Baron B., Starikovskaia S. // Plasma Sources Sci. Technol. 2017. V. 26. P. 125004.
18. Soloviev V.R., Anokhin E.M., Aleksandrov N.L. // Plasma Sources Sci. Technol. 2020. V. 29. P. 035006.
19. Babaeva N.Y., Tereshonok D.V. and Naidis G.V. // Plasma Sources Sci. Technol. 2016. V. 25. P. 044008.

20. *Soloviev V.R., Krivtsov V.M.* // Plasma Sources Sci. Technol. 2018. V. 27. P. 114001.
21. *Zhu Y., Starikovskaia S.* // Plasma Sources Sci. Technol. 2018. V. 27. P. 124007.
22. *Соловьев В.Р.* // Физика плазмы. 2018. Т. 44. С. 997
23. *Moralev I., Boytsov S., Kazansky P. and Bityurin V.* // Exp. Fluids 2014. V. 55. P. 1747.
24. *Bityurin V.A., Bocharov A.N.* // IOP Conf. Series: Materials Science and Engineering 249 (2017) 012008 <https://doi.org/10.1088/1757-899X/249/1/012008>.
25. *Taglioli M., Shaw A., Wright A., FitzPatrick B., Neretti G., Seri P., Borghi C.A. and Iza F.* // Plasma Sources Sci. Technol. 2016. V. 25. P. 06LT01. <https://doi.org/10.1088/0963-0252/25/6/06LT01e>
26. *Bityurin V., Bocharov A. and Popov N.* // AIAA Paper 2007–0223, Proc. 45th AIAA Aerospace Sciences Meeting & Exhibit, 5–8 January 2007, Reno, NV.
27. *Bityurin V.A., Bocharov A.N., and Popov N.A.* // High Temperature. 2011. V. 49. № 5. P. 758–761.
28. *Hagelaar G.J.M., Pitchford L.C.* // Plasma Sources Sci Technol. 2005. V. 14. P. 722–33.
29. *Phelps A.V., Pitchford L.C.* // Phys Rev A. 1985. V. 31. P. 2932–49.
30. *Braginskiy O.V., Vasilieva A.N., Klopovskiy K.S., Lopaev D.V., Proshina O.V.* // J Phys D: Appl Phys. 2005. V. 38. P. 3609–25.
31. *Kovalev A.S., Lopaev D.V., Mankelevich Y.A., Popov N.A., Rakhimova T.V., Poroykov A.Y.* // J Phys D: Appl Phys. 2005. V. 38. P. 2360–70.