

## ИЗ ТЕКУЩЕЙ ЛИТЕРАТУРЫ

## Электрогидродинамический поток для активного управления течениями газов

В.Ю. Хомич, В.А. Ямщиков

*Рассмотрен новый подход к получению мощных электрогидродинамических потоков в газовой среде, основанный на использовании интенсивного источника ионов, которым является барьерный разряд, распределённый по поверхности диэлектрика. Разработаны и исследованы электроразрядные системы для активного управления течениями с высоким (более  $15 \text{ л с}^{-1}$ ) объёмным расходом газа. Создана высокоэффективная многозарядная актуаторная система для управления воздушным потоком на аэродинамических поверхностях с существенно более высокими силовыми и энергетическими характеристиками, чем у известных мировых аналогов.*

**Ключевые слова:** электрогидродинамический поток, ионный пучок, барьерный разряд, многозарядный актуатор

PACS number: 52.90.+z

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2017.01.038047>

### Содержание

1. Введение (653).
  2. Теоретическая модель электрогидродинамического потока (654).  
2.1. Расчёт параметров ионного тока. 2.2. Расчёт скорости газового потока.
  3. Экспериментальные исследования электрогидродинамического потока (656).  
3.1. Экспериментальная установка. 3.2. Электрогидродинамический поток при питании плазменных эмиттеров синусоидальным напряжением. 3.3. Влияние напряжения и частоты питания плазменных эмиттеров на воздушный поток. 3.4. Компьютерное моделирование электрогидродинамического потока. 3.5. Сравнение экспериментальных и расчётных данных.
  4. Устройство прокачки газовых смесей электроразрядных лазеров электрогидродинамическим потоком (660).
  5. Многозарядная актуаторная система для электрогидродинамического потока (661).  
5.1. Экспериментальная установка для исследования плазменных актуаторов. 5.2. Методы определения мощности, потребляемой плазменными актуаторами. 5.3. Характеристики скорости электрогидродинамического потока и эффективности многозарядных актуаторных систем.
  6. Заключение (665).
- Список литературы (665).

### 1. Введение

Электрогидродинамический (ЭГД) поток образуется в результате взаимодействия газоразрядной плазмы с окружающей газовой средой. ЭГД-поток представляет собой коллективное движение газа и заряженных частиц, дрейфующих под действием высокого электрического поля, и создаётся ионами, передающими свой импульс нейтральным компонентам газа при столкновениях [1–6]. К этому явлению относится эффект, исторически получивший название "электрический ветер", который открыл в начале XVIII в. английский учёный Фрэнсис Гауксби старший [1].

Электрический ветер традиционно применялся в аппаратах электрон-ионных технологий, в электрофильтрах для очистки газовых сред, в устройствах для электроокраски и нанесения покрытий на материалы [7–9]. В компьютерной технике новая технология охлаждения компьютерных чипов, использующая электрический ветер, находит применение для интенсификации отвода тепла в современных высокомоощных вычислительных системах [10–13].

В последние годы к изучению ЭГД-потока проявляется повышенный интерес, что обусловлено возможностью формирования скоростных газовых течений без использования электромеханических устройств, таких как турбины и вентиляторы. С ЭГД-взаимодействием заряженных и нейтральных частиц связана перспективная атмосферная плазменная технология активного управления течениями газа в пограничном слое на аэродинамических поверхностях [6, 14–17]. Устройства, создающие ЭГД-поток, используются в системах электрической прокачки газовой смеси электроразрядных лазеров [18–23].

В настоящее время актуальной является проблема получения мощных ЭГД-потоков и активного управле-

В.Ю. Хомич, В.А. Ямщиков. Институт электрофизики и электроэнергетики РАН,  
Дворцовая наб. 18, 191186 Санкт-Петербург, Российская Федерация  
E-mail: khomich@ras.ru, yamschikov52@mail.ru

Статья поступила 9 августа 2016 г.,  
после доработки 8 сентября 2016 г.

ния достаточно протяжёнными течениями с высоким объёмным расходом газа. При разработке новых подходов и устройств формирования потока особое внимание уделяется возможности эффективного управления профилем распределения и скоростью воздушного потока, оптимизации параметров схем питания и совершенствованию конструкций электродных систем, чему и посвящена данная статья.

Упомянутый выше электрический ветер возникает на острых или тонких коронирующих проводниках. Применение коронного разряда позволяет достичь относительно больших скоростей ветра ( $4-5 \text{ м с}^{-1}$ ), но при коронном разряде объёмный расход газового потока ограничен величиной  $2-3 \text{ л с}^{-1}$ , что обусловлено малой площадью горения разряда [18, 20, 22, 24, 25]. В случае использования многоэлектродных коронирующих систем из-за взаимного влияния близко расположенных разрядов, которые ослабляют друг друга, не происходит существенного увеличения результирующего потока. Кроме того, на устойчивость горения коронного разряда значительное влияние оказывает состояние окружающего газа [25, 26].

Часто для формирования ЭГД-потока применяется разряд с диэлектрическим барьером, обладающий повышенной устойчивостью к изменениям окружающей среды. В этом случае при приложении достаточно высокого переменного напряжения к электродам в виде тонких полосок, разделённых плоским диэлектриком, на одной из кромок этих электродов зажигается барьерный разряд. Этот разряд индуцирует газовый поток, который сосредоточен в узкой области (толщиной несколько миллиметров) у поверхности диэлектрика и также ограничен по величине [6, 16, 17].

В 2003 г. нами был предложен новый подход к получению мощных ЭГД-потоков, основанный на взаимодействии нейтрального газа с ионным потоком высокой интенсивности, источником которого служит барьерный разряд, распределённый по поверхности диэлектрика [21]. В той же работе была предложена электрическая схема формирования газового потока с высоким объёмным расходом на основе сочетания приповерхностного высокочастотного барьерного разряда и внешней высоковольтной электродной системы, в которой и возникает газовый поток за счёт разгона ионов в сильном электрическом поле и передачи ими импульса молекулам газа. В этой схеме питание барьерного разряда от одного источника переменного напряжения и питание тока ионов, дрейфующих во внешнем электрическом поле, от другого высоковольтного источника могут осуществляться независимо друг от друга, что даёт дополнительные возможности для активного управления газовыми течениями [20, 27].

Прототипом высоковольтной системы с источником заряженных частиц послужила электродная система (часто называемая системой Дюманшена), которая ранее применялась нами в мощных электроразрядных  $\text{CO}_2$ -лазерах для получения начальных электронов и последующего заполнения ими разрядного промежутка лазера в результате дрейфа электронов в электрическом поле [28, 29]. Катод в такой системе состоял из металлической пластины и радиочастотного кабеля РК-50 диаметром 4 мм, который предварительно был оголён и плотно уложен в поперечные пазы, фрезерованные на рабочей поверхности этой пластины. При приложении

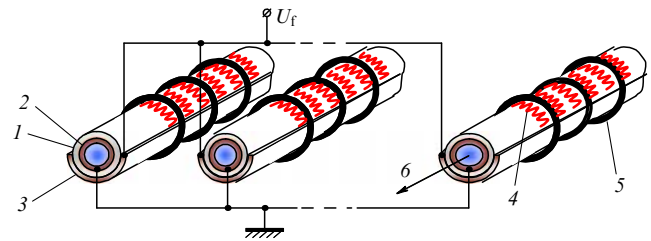


Рис. 1. Схема конструкции плазменного эмиттера ионов: 1 — диэлектрическая трубка, 2 — медная трубка, 3 — медный желоб, 4 — барьерный разряд, 5 — проволока, 6 — водяное охлаждение,  $U_f$  — переменное напряжение питания.

высоковольтного импульса между жилой кабеля и пластиной на диэлектрических отрезках кабеля, внешних по отношению к металлической пластине, зажигался барьерный разряд, распределённый по всей рабочей поверхности катода. Электроны вытягивались с плазменной поверхности катодного узла и двигались в направлении анода под действием поля между основными электродами лазера.

На практике так называемая электродная система Дюманшена является непроницаемой для движения газового потока. Поэтому нами была предложена конструкция плоскоцилиндрического электродного модуля, состоящего из плазменного эмиттера в виде диэлектрической трубки, на поверхности которой зажигается барьерный разряд, и коллектора ионов из плоской металлической сетки, размещённой над эмиттером. Схема конструкции плазменных эмиттеров без сетки показана на рис. 1. Такая конструкция не препятствует прохождению через неё газовых потоков. Кроме того, площадь эмиссии заряженных частиц можно наращивать, подключая параллельно набор модулей, и увеличивать тем самым объёмный расход ускоряемого газа в заданных пределах [27, 30, 31].

## 2. Теоретическая модель электрогидродинамического потока

ЭГД-взаимодействие — достаточно сложный физический процесс, который описывается системой уравнений, объединяющей уравнения из двух разделов физики: электростатики и гидрогазодинамики — и учитывающей перенос электрических зарядов [32–34].

Электрический потенциал  $U$  определяется уравнением Пуассона

$$\nabla^2 U = -\frac{q}{\varepsilon_0}, \quad (1)$$

где  $q$  — плотность пространственного заряда,  $\varepsilon_0$  — электрическая постоянная.

Электрический потенциал связан также с напряжённостью электрического поля  $\mathbf{E}$ :

$$\mathbf{E} = -\nabla U. \quad (2)$$

Закон сохранения заряда имеет следующий вид:

$$\frac{\partial q}{\partial t} + \nabla \mathbf{j} = S_n, \quad (3)$$

где  $S_n$  — источники и стоки зарядов,  $\mathbf{j}$  — вектор плотности электрического тока.

Электрический ток в зоне дрейфа заряженных частиц является результатом наличия проводимости (направленного движения ионов в среде под действием электрического поля), а также конвекции (переноса зарядов в газовом потоке) и диффузии. Таким образом, учитывая вышесказанное, можно записать

$$\mathbf{j} = \mu_i \mathbf{E}q + \mathbf{V}q - D\nabla q, \quad (4)$$

где  $\mu_i$  — подвижность ионов в газе,  $\mathbf{V}$  — вектор скорости газового потока,  $D$  — коэффициент диффузии ионов. Членом, отвечающим за конвекцию в уравнении (4), можно пренебречь, так как  $\mathbf{V} \ll \mu_i \mathbf{E}$  [32].

В соответствии с уравнением электродинамики, связывающим поле и поток в заряженной среде, сила  $\mathbf{F}_E$ , действующая на ион, в электрическом поле с относительной диэлектрической проницаемостью  $\varepsilon$ , плотностью  $\rho$  и температурой  $T$ , выражается как

$$\mathbf{F}_E = q\mathbf{E} - \frac{1}{2} E^2 \nabla \varepsilon + \frac{1}{2} \nabla \left[ E^2 \left( \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} \right)_T \rho \right]. \quad (5)$$

Первый член в уравнении (5) — сила Кулона, действующая на свободный заряд в газовой среде, второй и третий члены — диэлектрофоретическая и электрострикционная силы соответственно.

Гидродинамическая часть модели описывается уравнениями Навье – Стокса для несжимаемого газа [35]. Система уравнений состоит из уравнения движения

$$\rho \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} + \rho(\mathbf{V}\nabla)\mathbf{V} = -\nabla p + \mathbf{F} \quad (6)$$

и уравнения неразрывности потока

$$\nabla \mathbf{V} = 0, \quad (7)$$

где  $\rho$  — плотность газа,  $p$  — давление газового потока,  $\mathbf{F}$  — векторное поле массовых сил.

С учётом вязкости среды и (5) уравнение сохранения импульса принимает вид

$$\rho \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} + \rho(\mathbf{V}\nabla)\mathbf{V} = \mu \nabla^2 \mathbf{V} - \nabla p + \mathbf{F}_E, \quad (8)$$

где  $\mu$  — динамическая вязкость газовой среды.

Второй и третий члены в правой части уравнения (5) для электродинамической силы  $\mathbf{F}_E$  важны при межфазовом переходе, когда велика флуктуация проницаемости на границе жидкость – газ. Третий член имеет немаловажное значение при высокой флуктуации плотности на границе раздела двух сред. В газе можно пренебречь изменением диэлектрической проницаемости, и тогда основной вклад будет вносить сила Кулона. Для этих условий получим

$$\rho \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} + \rho(\mathbf{V}\nabla)\mathbf{V} = \mu \nabla^2 \mathbf{V} - \nabla p - q \nabla U, \quad (9a)$$

$$\nabla \mathbf{V} = 0. \quad (9b)$$

Вязкостным эффектом обычно пренебрегают, если границы находятся далеко. Вышеприведённая система уравнений представляет собой математическую модель, которая использовалась нами для аналитических расчётов и численного моделирования ЭГД-потока.

## 2.1. Расчёт параметров ионного тока

Барьерный разряд, распределённый по поверхности диэлектрика, способен служить источником заряженных

частиц с объёмной плотностью более  $10^9 \text{ см}^{-3}$ , и он может быть реализован в электродных системах, подобных системе Дюманшена, на площади более  $1000 \text{ см}^2$  [21, 29]. Для теоретического анализа процессов, протекающих в промежутке между плазменным эмиттером и коллектором ионов, была предложена упрощённая одномерная модель.

Предполагалось, что ось  $x$  направлена от эмиттера к коллектору, которые представляют собой две параллельные бесконечные плоскости, разделённые межэлектродным промежутком шириной  $d$ . Вначале рассматривается дрейф ионов с концентрацией  $n(x, t)$  во внешнем электрическом поле  $E(x, t)$ . Из общей системы уравнений (1)–(9) учитывались только уравнения электростатики и переноса заряда (1)–(4). Затем на основе системы уравнений (5)–(9) рассчитывалась гидродинамика нейтрального газа, на который воздействует поток заряженных частиц.

Если пренебречь процессами диффузии и конвекции в уравнении (4) и считать, что отсутствуют источники и стоки зарядов, обусловленные процессами ионизационного размножения электронов и гибели заряженных частиц, то система с граничными и начальными условиями может быть представлена в виде системы следующих уравнений:

• уравнения непрерывности

$$\frac{\partial n(x, t)}{\partial t} + \frac{\partial (n(x, t)\mu_i E)}{\partial x} = 0, \quad (10)$$

• уравнения для изменения поля, вызванного объёмным зарядом,

$$\frac{\partial E}{\partial x} = \frac{n(x, t)e}{\varepsilon_0}, \quad (11)$$

• граничного условия на эмиттере

$$n(0, t) = \text{const} = n(0), \quad (12)$$

• граничного условия на коллекторе

$$n(d, 0) = 0, \quad (13)$$

• граничного условия, характеризующего распределение напряжённости поля по длине промежутка при заданной разности потенциалов  $U_0$  между эмиттерным и коллекторным электродами,

$$\int_0^d E(x, t) dx = U_0, \quad (14)$$

где  $e$  — заряд электрона.

Полагая  $E(x, t) = E(x) = E$  и  $n(x, t) = n$ , приводим уравнение непрерывности (10) к виду

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \mu_i E \frac{\partial n}{\partial x} + \mu_i n \frac{\partial E}{\partial x} = 0. \quad (15)$$

Из уравнения (11) находим

$$n = \frac{\varepsilon_0}{e} \frac{\partial E}{\partial x}.$$

Решение для стационарного режима протекания тока в межэлектродном промежутке  $\partial n / \partial t = 0$ . Подставив выражение для  $n$  в (15), получим

$$\frac{\varepsilon_0}{e} \mu_i E \frac{\partial^2 E}{\partial x^2} + \frac{\varepsilon_0}{e} \mu_i \frac{\partial E}{\partial x} \frac{\partial E}{\partial x} = 0. \quad (16)$$

Последнее уравнение можно представить в виде

$$\frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\partial E}{\partial x} E \right) = 0. \quad (17)$$

Для стационарных условий, в случае одномерной модели, описывающей дрейф ионов во внешнем электрическом поле между плоскопараллельными эмиттером и коллектором ионов, получены аналитические выражения для распределений напряжённости электрического поля  $E(x)$ , концентрации ионов  $n(x)$  и плотности ионного тока  $j(x)$  по оси  $x$ , направленной вдоль поля [21, 27, 30, 31]. В случае достаточно большой концентрации ионов на эмиттере  $n(0)$ , удовлетворяющей условию

$$\delta = \frac{3}{4} \frac{\varepsilon_0 E_0}{en(0)d} \ll 1,$$

решения имеют вид

$$E(x) = \frac{3}{2} E_0 \sqrt{\frac{x}{d} + \delta^2}, \quad (18)$$

$$n(x) = \frac{3}{4} \frac{\varepsilon_0 E_0}{ed} \sqrt{\frac{d}{x + d\delta^2}}, \quad (19)$$

$$j = \frac{9}{8} \mu_i \varepsilon_0 \frac{E_0^2}{d} (1 - 3\delta^2), \quad (20)$$

где  $E_0 = U_0/d$  — средняя напряжённость поля в межэлектродном промежутке.

Для характерных значений  $E_0 = 10 \text{ кВ см}^{-1}$ ,  $d = 2 \text{ см}$  условие  $\delta \ll 1$  выполняется при  $n(0) \gg 10^9 \text{ см}^{-3}$ . Такие концентрации заряженных частиц реализуются в барьерном разряде.

Для сравнения результатов теоретических расчётов с данными экспериментов должны быть известны вольт-амперные зависимости ионного тока  $I = jS$ , протекающего через межэлектродный промежуток, от величины  $U_0$ . Зависимость тока  $I$  от напряжения на коллекторе  $U_0$  описывается выражением

$$I = Sj = \frac{9}{8} S \mu_i \varepsilon_0 \frac{U_0^2}{d^3} \approx S \mu_i \varepsilon_0 \frac{U_0^2}{d^3}, \quad (21)$$

где  $S$  — эффективная площадь эмиттера ионов.

## 2.2. Расчёт скорости газового потока

Для расчёта скорости ЭГД-потока воспользуемся методикой, изложенной в работе [36]. Если в уравнении (4) пренебречь диффузионным и конвективным переносами заряда ввиду их малости по сравнению с дрейфовым переносом, а в уравнении (9) — вязкими членами, то сила, обусловленная действием электрического поля  $E(x)$  на пространственный заряд ионов  $n(x)$ , создаст градиент давления в газе:

$$\frac{dp}{dx} = n(x)eE(x) = \frac{j(x)}{\mu_i}. \quad (22)$$

Учитывая выражение (22) для  $j(x)$  и соотношение  $\delta \ll 1$ , можно определить давление электрических сил у сетчатого коллектора:

$$p = \frac{1}{\mu_i} \int_0^d j(x) dx = \frac{9}{8} \varepsilon_0 E_0^2.$$

Величину  $p$  у сетки можно также представить виде  $p = \rho V^2$ , где  $\rho$  — плотность газа в межэлектродном

промежутке,  $V$  — скорость газового потока. Приравнявая эти выражения, находим

$$V = \sqrt{\frac{9}{8} \frac{\varepsilon_0}{\rho} E_0} \approx \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\rho}} E_0. \quad (23)$$

Полагая  $\varepsilon_0 = 8,85 \times 10^{-12} \text{ Ф м}^{-1}$ , а  $\rho = 1,29 \text{ кг м}^{-3}$  для воздуха при температуре  $0^\circ \text{C}$  [37], получаем

$$V [\text{м с}^{-1}] \approx 0,28 E_0 [\text{кВ см}^{-1}]. \quad (24)$$

Рассмотренная выше стационарная модель позволяет анализировать основные электрофизические характеристики и их соотношения для ЭГД-потока в случае плоской конфигурации электродов.

## 3. Экспериментальные исследования электрогидродинамического потока

### 3.1. Экспериментальная установка

В экспериментальных исследованиях ЭГД-потока применялась схема, изображённая на рис. 2. В ней использовался плазменный эмиттер ионов с высокочастотным барьерным разрядом, распределённым по поверхности диэлектрика. Конструкция плазменного эмиттера включала в себя диэлектрическую трубку (из керамики  $\text{Al}_2\text{O}_3$ ) 1 диаметром 10 мм и длиной 30 см. Внутрь трубки 1 вставлялась медная трубка 2, служившая внутренним электродом. Внешним электродом являлся медный жёлоб в виде полуцилиндра 3 длиной 20 см. На трубку и жёлоб наматывалась медная проволока 4 диаметром 0,5 мм с шагом намотки 5 мм. Величина последнего подбиралась опытным путём исходя из условия наиболее равномерного горения разряда на поверхности трубки.

Напряжение от высоковольтного генератора 5 высокочастотных импульсов прикладывалось к внешним электродам плазменного эмиттера, а внутренний электрод заземлялся через токовый шунт  $r_s$ . При этом на внешней поверхности диэлектрической трубки возникал плазменный слой барьерного разряда. Выделявшееся при работе плазменного эмиттера тепло отводилось водой 6, протекавшей через трубку 2. Число трубок,

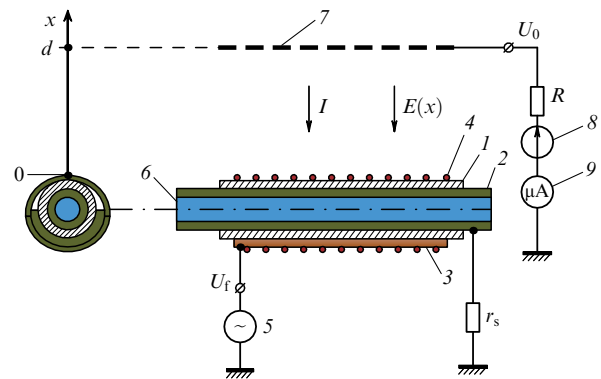


Рис. 2. Схема экспериментальной установки: 1 — диэлектрическая трубка из керамики  $\text{Al}_2\text{O}_3$ , 2 — медная трубка (внутренний электрод), 3 — медный жёлоб (внешний электрод), 4 — медная проволока, 5 — высоковольтный генератор высокочастотных импульсов, 6 — проточная вода, 7 — металлическая сетка, 8 — высоковольтный источник постоянного тока, 9 — микроамперметр.

параллельно подключавшихся к высоковольтному генератору высокочастотных импульсов, варьировалось от единицы до трёх (см. рис. 1).

Над плазменными эмиттерами располагалась металлическая сетка 7 с прозрачностью  $T \approx 0,7$ , которая являлась коллектором ионов. Расстояние  $d$  от коллектора до эмиттера варьировалось. Через ограничительное сопротивление  $R = 110$  кОм к сетке прикладывалось постоянное напряжение  $U_0 = 0-22$  кВ положительной полярности от высоковольтного источника 8. Под действием внешнего поля  $E(x)$  электроны вытягивались из плазмы барьерного разряда. В результате реакции трёхтельного прилипания электронов к молекулам кислорода образовывались отрицательные ионы [38], которые двигались в сторону сетки. Возникающий при этом ионный ток  $I$  регистрировался микроамперметром 9.

Комплекс регистрации характеристик ЭГД-потока состоял из малоиндуктивного омического шунта с сопротивлением  $r_s = 0,3$  Ом, высоковольтного щупа Tektronix P6015A и двухканального осциллографа LeCroy WaveRunner 6051A. Скорость воздушного потока измерялась цифровым термоанемометром АТТ-1004.

В ходе экспериментов, которые проводились при комнатных условиях воздушной среды, исследовалось влияние параметров высоковольтного генератора высокочастотных импульсов, электродной системы, величины и полярности высокого напряжения на сетке на электроразрядные и газодинамические характеристики ЭГД-потока в двух режимах питания плазменного эмиттера от специально разработанных генераторов напряжения 5. Первый — генератор Г-1 напряжения синусоидальной формы с амплитудой до  $\pm 7$  кВ и частотой 30 кГц, а второй — генератор Г-2 прямоугольных импульсов длительностью 7 мкс с амплитудой до 12 кВ и перестраиваемой частотой до 25 кГц. Описание и принцип работы подобных полностью твердотельных генераторов представлены в [39–45].

### 3.2. Электрогидродинамический поток при питании плазменных эмиттеров синусоидальным напряжением

Осциллограммы напряжения и тока питания плазменного эмиттера от генератора Г-1 показали, что на осциллограмме тока через  $r_s$  регистрировалась наряду с реактивной составляющей серия спонтанных пиков с амплитудой до 10 мА. Они появлялись на стадиях нарастания положительной и отрицательной полуволн напряжения, что обусловлено многостримерным механизмом развития барьерного разряда [44].

Экспериментальные зависимости ионного тока  $I$  от сеточного напряжения  $U_0$  с положительной полярностью (кривые 1–3) и отрицательной полярностью (кривая 4) сетки при амплитуде напряжения  $U_f = \pm 4,5$  кВ и частоте  $f = 30$  кГц питания плазменного эмиттера для значений расстояния  $d = 17, 20$  и 22 мм между эмиттером и коллектором показаны на рис. 3. Эти зависимости удовлетворительно согласуются с формулой (21) в диапазоне изменения  $U_0$  от 4 до 20 кВ.

На рисунке 4 показаны экспериментальные зависимости индуцированной скорости ЭГД-потока  $V$  в воздухе от величины напряжённости поля  $E_0$  при  $d = 18, 20$  и 22 мм ( $U_f = \pm 5$  кВ и  $f = 30$  кГц). Эти зависимости хорошо ложатся на одну прямую, что согласуется с формулами (23), (24), однако наклон  $V/E_0 \approx 0,11$  м см  $\text{с}^{-1}$  кВ $^{-1}$  этих экспериментальных за-

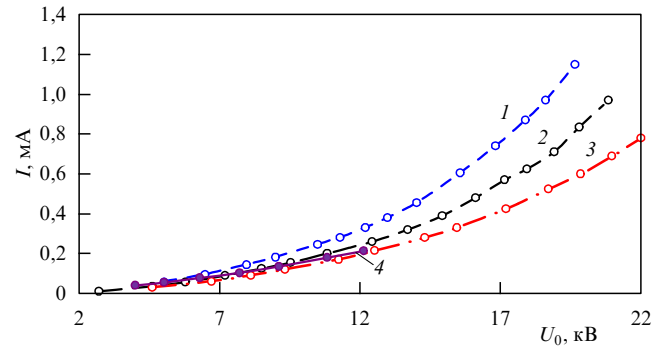


Рис. 3. Экспериментальные зависимости ионного тока  $I$ , текущего от эмиттера к сетке, при изменении напряжения на сетке  $U_0$  и разных значениях расстояния между эмиттером и коллектором  $d = 17$  мм (кривые 1 и 4),  $d = 20$  мм (кривая 2),  $d = 22$  мм (кривая 3) для двух трубок плазменного эмиттера.

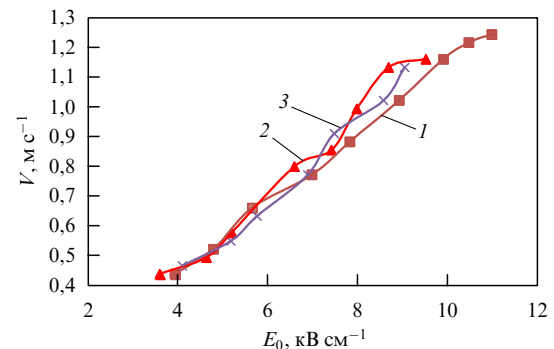


Рис. 4. Экспериментальные зависимости скорости ЭГД-потока  $V$  от напряжённости поля  $E_0 = U_0/d$  в промежутке между эмиттером и коллектором при расстояниях между ними  $d = 18$  мм (кривая 1),  $d = 20$  мм (кривая 2),  $d = 22$  мм (кривая 3).

висимостей почти в три раза меньше расчётного значения  $0,28$  м см  $\text{с}^{-1}$  кВ $^{-1}$  (см. формулу (24)).

Поскольку скорость ЭГД-потока пропорциональна напряжённости поля в межэлектродном промежутке, максимальная скорость потока  $V_{\max}$  должна быть ограничена максимальным значением напряжённости  $E_0^{\max}$ , определяемым пробивной напряжённостью поля между эмиттером и коллектором  $E_{br}$ .

В слабоионизованном воздушном промежутке с неоднородным полем  $E_{br} = 10-15$  кВ см $^{-1}$ . Согласно выражению (18), в наших условиях поле  $E(x)$  достигает максимума  $E(d)$  на коллекторе. Полагая  $E(d) = E_{br}$ , получим оценку электрической прочности:  $E_0^{\max} = 7-10$  кВ см $^{-1}$ . В случае  $d = 1,8$  см,  $U_f = 5$  кВ,  $f = 30$  кГц пробой произошло при  $U_0$ , превышавшем 20 кВ, что соответствовало  $E_0^{\max} \approx 10$  кВ см $^{-1}$  и  $V_{\max} \approx 1,6$  м см $^{-1}$ .

Таким образом, рассмотренная выше теоретическая модель не только иллюстрирует качественный вид вольт-амперных и скоростных зависимостей ЭГД-потока, но и предоставляет упрощённые аналитические выражения для количественных оценок.

### 3.3. Влияние напряжения и частоты питания плазменных эмиттеров на воздушный поток

Исследовалось влияние амплитуды напряжения и частоты питания плазменных эмиттеров от генератора прямоугольных импульсов Г-2. Осциллограммы напря-



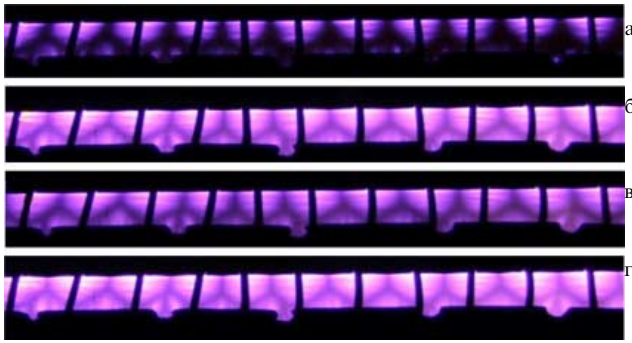


Рис. 5. Фотографии свечения барьерного разряда на поверхности плазменного эмиттера при (а)  $U_f = 6$  кВ и  $f = 20$  кГц, (б)  $U_f = 10$  кВ и  $f = 20$  кГц, (в)  $U_f = 10$  кВ и  $f = 10$  кГц, (г)  $U_f = 10$  кВ и  $f = 25$  кГц.

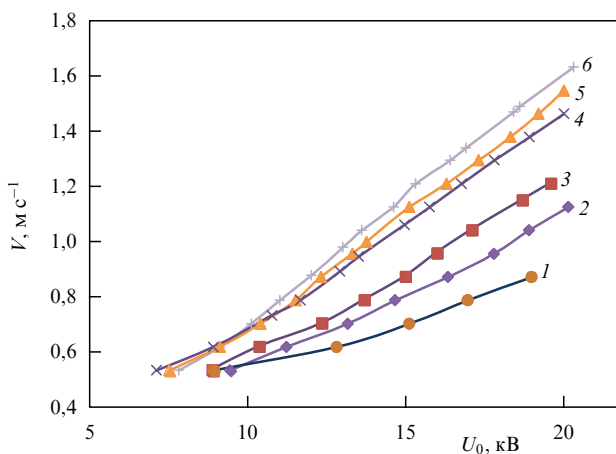


Рис. 6. Экспериментальные зависимости скорости воздушного потока  $V$  от напряжения на сетке  $U_0$  при:  $U_f = 6$  кВ и  $f = 20$  кГц (кривая 1),  $U_f = 10$  кВ и  $f = 10$  кГц (кривая 2),  $U_f = 6$  кВ и  $f = 20$  кГц (кривая 3),  $U_f = 10$  кВ и  $f = 15$  кГц (кривая 4),  $U_f = 10$  кВ и  $f = 20$  кГц (кривая 5),  $U_f = 10$  кВ и  $f = 25$  кГц (кривая 6).

жения и тока питания плазменного эмиттера ионов показали, что ток барьерного разряда регистрировался на стадиях нарастания и спада напряжения [23, 31].

На рисунке 5 приведены фотографии свечения барьерного разряда на поверхности диэлектрической трубки при разных значениях амплитуды  $U_f$  и частоты  $f$  питания плазменного эмиттера. Из фотографий видно, что чем выше  $U_f$  и  $f$ , тем большую поверхность покрывает разрядная плазма, а следовательно, больше эффективная площадь  $S$  эмиссии ионов. Экспериментально установлено, что ток ионов увеличивался пропорционально квадрату напряжения смещения на сетке, как в случае питания плазменного эмиттера от Г-1. Также ток увеличивался с возрастанием  $U_f$  и  $f$ , что обусловлено соответствующим увеличением площади, покрываемой плазмой ( $I = jS$ ) на поверхности керамической трубки.

На рисунке 6 показаны экспериментальные зависимости скорости воздушного потока от напряжения на сетке при разных значениях амплитуды и частоты питания плазменного эмиттера. Как и в случае питания эмиттера ионов от Г-1,  $V$  прямо пропорциональна  $U_0$ . Скорость потока также возрастала с увеличением  $U_f$  и  $f$ , но до определённого предела, который свидетельствовал о полном заполнении поверхности эмиттера плазмой.

Очевидно, что расхождение между вышеописанными результатами расчётов и экспериментов связано с при-

ближёнными допущениями, принятыми для одномерной модели ЭГД-потока в плоско-параллельной электродной системе. Чтобы определить влияние реальной конфигурации устройства, в котором формируется поток, необходимо провести численное моделирование с учётом особенностей цилиндрической конструкции плазменного эмиттера и плоского сеточного коллектора.

### 3.4. Компьютерное моделирование электрогидродинамического потока

С целью определения предельных параметров ЭГД-потока и оптимизации его пространственного профиля была разработана расчётная модель и проведено компьютерное моделирование ЭГД-потока. Результаты моделирования эмитируемой разрядной плазмой на поверхности диэлектрической трубки потока заряженных и нейтральных частиц в воздухе, который движется во внешнем электрическом поле в направлении сетки, приведены в работах [46–52].

При компьютерном моделировании использовалась система уравнений (1)–(9), описывающая динамику взаимодействия ионов с нейтральным газом в электрическом поле. В расчётной модели были сделаны следующие допущения:

- плазменный эмиттер представляет собой цилиндр с постоянным и равномерно распределённым по его поверхности зарядом;
- толщина плазменного слоя на эмиттере является пренебрежимо малой по сравнению радиусом цилиндра;
- учитываются только частицы одного заряда.

Геометрия области численного моделирования ЭГД-потока совпадает с геометрией конструкции экспериментальной установки. Система координат и область пространства рассчитываемых значений показаны на рис. 7. Эмитируемые из плазмы ионы и ускоряемые ими нейтральные частицы газа движутся в направлении сеточного коллектора под действием приложенного к нему напряжения  $U_0$ . Рассматривается двумерное распространение потока в поперечной к электродам плоскости со следующими граничными условиями: постоянная концентрация ионов  $n(0) \approx 10^{10}$  см $^{-3}$  на поверхности цилиндрического плазменного эмиттера радиусом  $r = 5$  мм, постоянное напряжение на сетке  $U_0 = 20$  кВ, напряжение на границах модели равно нулю. Для гидродинамической части модели непроницаемыми считались поверхности проволоки сетки, цилиндрического эмиттера ионов и рамки коллектора без проскальзывания на границе. Правая

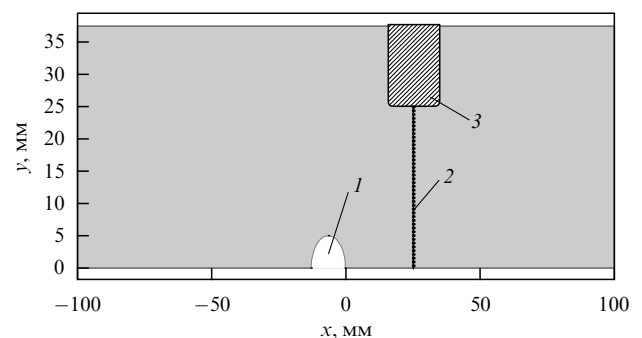
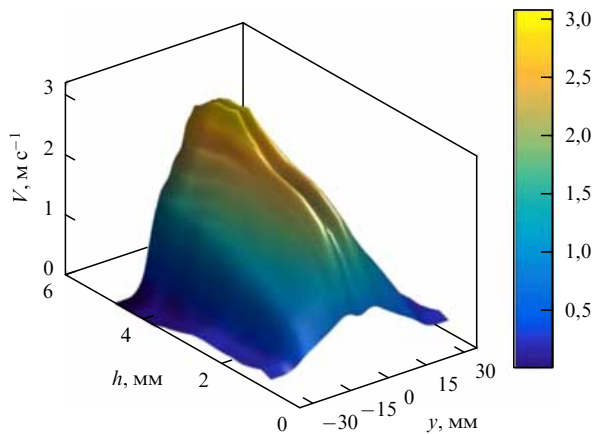


Рис. 7. Геометрия области численного моделирования: 1 — цилиндрический плазменный эмиттер, 2 — сетка коллектора ионов, 3 — рамка коллектора.

**Таблица 1.** Основные параметры, используемые при численном моделировании

Параметр	Значение
Относительная диэлектрическая проницаемость воздуха, $\epsilon$	1
Коэффициент диффузии зарядов, $D$	$5,3 \times 10^{-5} \text{ м}^2 \text{ с}^{-1}$
Коэффициент подвижности ионов, $\mu_i$	$1,8 \times 10^{-4} \text{ м}^2 (\text{В с})^{-1}$
Плотность воздуха при $15^\circ\text{С}$ , $\rho$	$1,23 \text{ кг м}^{-3}$
Динамическая вязкость воздуха, $\mu$	$1,8 \times 10^{-5} \text{ Па с}$
Объёмная плотность заряда на эмиттере, $q_0$	$10^{-3} \text{ Кл м}^{-3}$
Расстояние между эмиттером и коллектором, $d$	20 мм

**Рис. 8.** Пространственный профиль распределения скорости  $V$  по координате  $y$  в зависимости от шага сетки  $h$ .

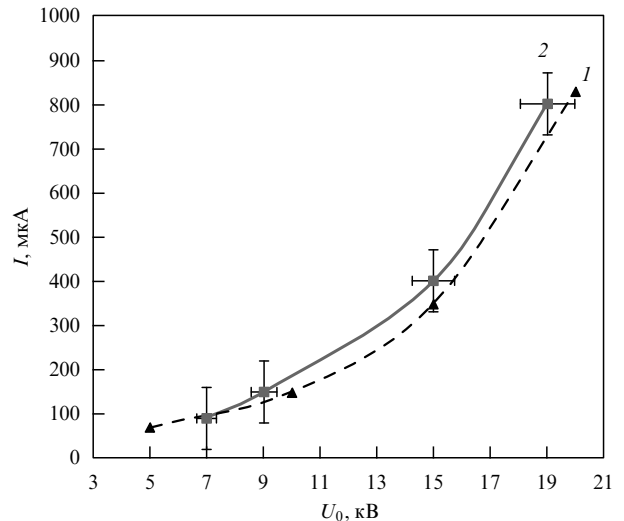
граница расположена на расстоянии 80 мм от сетки, что соответствует положению датчика измерения скорости. Основные параметры, используемые при численном моделировании, сведены в табл. 1.

Результаты расчётов свидетельствуют о том, что сеточный электрод резко тормозит движение газа. При этом было установлено возрастание скорости потока с увеличением прозрачности сетки, что потребовало проведения оптимизации по параметру прозрачности  $T$  проволоочной сетки коллектора. При заданном диаметре проволоки 0,5 мм величина  $T$  определялась шириной ячейки сетки  $h$ .

Пространственный профиль распределения скорости  $V$  по координате  $y$  в зависимости от шага сетки на правой границе модели, представленный на рис. 8, демонстрирует возрастание  $V$  с увеличением  $T$ . При моделировании скорость достигает максимального значения  $3 \text{ м с}^{-1}$  на коллекторе с геометрической прозрачностью сетки 0,83 и шагом 3 мм. Однако, как показывают расчёты, при дальнейшем увеличении  $T$  происходит возрастание напряжённости поля до  $35 \text{ кВ см}^{-1}$  на поверхности проволок, из которых состоит сетка. Это обусловлено резкой неоднородностью поля вблизи проволок и может стать причиной электрического пробоя.

### 3.5. Сравнение экспериментальных и расчётных данных

Для проверки корректности построенной модели и получения более полной картины протекающих процессов было выполнено дополнительное сравнение экспериментальных и расчётных данных.

**Рис. 9.** Вольт-амперные характеристики ионного тока в воздухе: результаты расчёта (кривая 1) и эксперимента (кривая 2).

Эксперименты проводились в атмосферном воздухе при следующих условиях: постоянное напряжение  $U_0 = 20 \text{ кВ}$  положительной полярности на сетке, напряжение питания плазменного эмиттера прямоугольной формы с длительностью импульсов 7 мкс и амплитудой  $U_f = 11 \text{ кВ}$  при частоте 10 кГц, расстояние между плазменным эмиттером и сеткой  $d = 20 \text{ мм}$ , расстояние от сетки до датчика скорости 50 мм. На коллекторном электроде применялась латунная сетка с прозрачностью  $T = 0,7$ , при которой, как видно из рис. 9, расчётные и экспериментальные вольт-амперные характеристики ионного тока в воздухе хорошо коррелируют друг с другом.

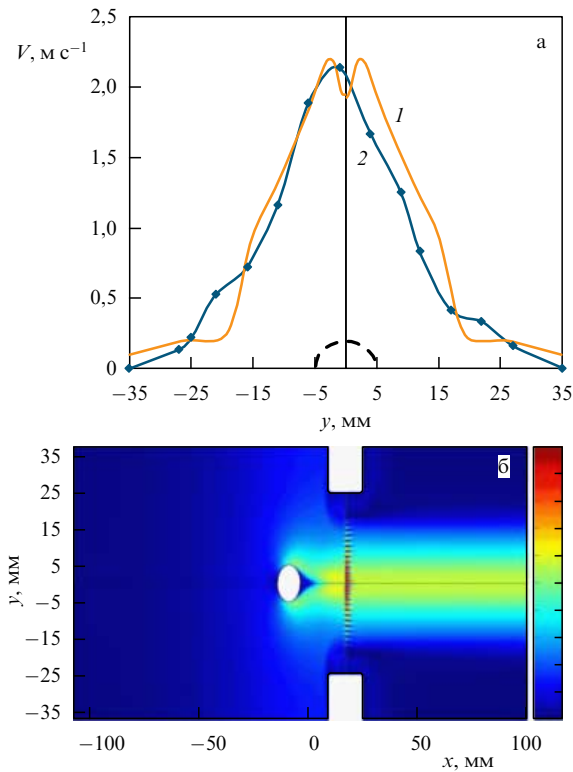
Экспериментальный и рассчитанный профили скорости потока над одной трубкой плазменного эмиттера в поперечном к электродам сечении и расстоянии от сетки 50 мм показаны на рис. 10а, продольное распределение модуля вектора скорости ЭГД-потока в перпендикулярной к электродам плоскости приведено на рис. 10б, причём максимальная величина скорости превышает  $2 \text{ м с}^{-1}$ . Следует отметить хорошее согласие экспериментальных и расчётных данных.

Для проверки предположения о масштабируемости величины объёмного расхода газа за счёт увеличения числа плазменных эмиттеров, параллельно расположенных на расстоянии  $l$  друг от друга, было проведено моделирование ЭГД-потока в электродной системе, состоящей из двух плазменных эмиттеров. Соответствующие профили скорости ЭГД-потока в воздухе показаны на рис. 11.

Величина газового потока рассчитывается как

$$W = L \int_{Y_1}^{Y_2} V(y) dy,$$

где  $Y_1$  и  $Y_2$  — координаты, при которых  $V = 0$ ,  $L$  — длина плазменного эмиттера. Для случаев одной и двух трубок газовые потоки составляют соответственно  $W_1 \approx 8 \text{ л с}^{-1}$  и  $W_2 \approx 15 \text{ л с}^{-1}$ . Увеличение ширины профиля скорости ЭГД-потока, пропорциональное числу плазменных эмиттеров, означает возрастание объёмного расхода газа при сохранении максимальной скорости потока.



**Рис. 10.** (а) Профили скорости воздушного потока над одной трубкой плазменного эмиттера в поперечном сечении: расчётный (кривая 1) и экспериментальный (кривая 2). Штриховой кривой показан профиль трубки. (б) Расчётное распределение интенсивности скорости потока в плоскости поперечного сечения электродов с одним плазменным эмиттером.

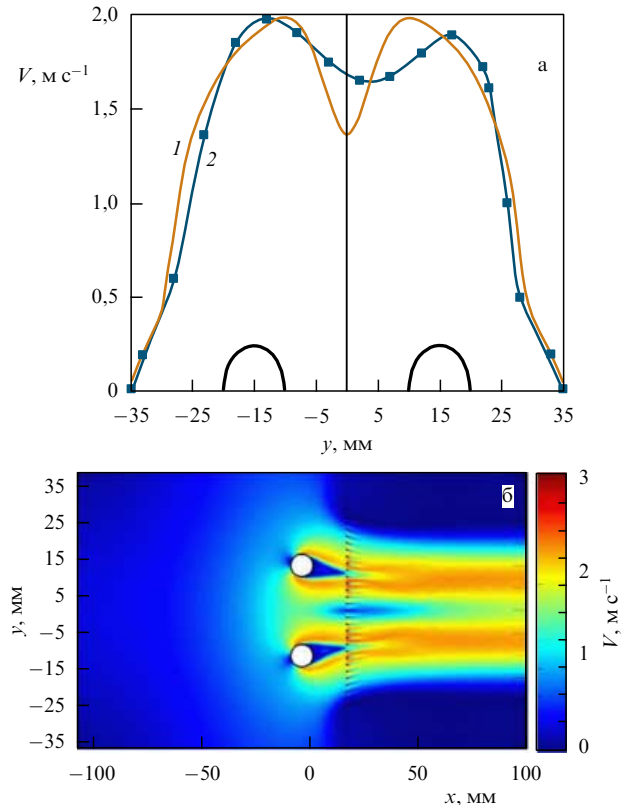
Исходя из полученного профиля скорости для двух цилиндрических плазменных эмиттеров диаметром 10 мм можно сделать вывод о существовании оптимального расстояния  $l = 20\text{--}25$  мм между двумя соседними эмиттерами, при котором обеспечивается провал скорости в центре потока на уровне 0,2 от максимального.

Таким образом, результаты численного моделирования ЭГД-потока в системе цилиндрических плазменных эмиттеров и плоского сеточного коллектора ионов хорошо согласуются с данными экспериментов, что подтверждает применимость разработанной модели при расчёте и оптимизации параметров ЭГД-систем.

#### 4. Устройство прокачки газовых смесей электроразрядных лазеров электрогидродинамическим потоком

В трактах импульсно-периодических электроразрядных лазеров для формирования потоков газовых сред с высокой скоростью традиционно применяются различные типы механических вентиляторов. Благодаря возникновению акустических колебаний возможна также самопрокачка газа, однако она носит выраженный резонансный характер, связанный с возбуждением собственных частот акустического резонатора [53]. Альтернативой подобным системам прокачки служат электрические системы, работа которых основана на эффекте электрического ветра, создаваемого коронным разрядом.

Исследованиям систем электрической прокачки в электроразрядных газовых лазерах уделяется значитель-



**Рис. 11.** (а) Профили поперечного распределения скорости воздушного потока над двумя трубками плазменного эмиттера: расчётный (кривая 1) и экспериментальный (кривая 2) (оси обозначенных в нижней части рисунка трубок имели координаты  $y = \pm 15$  мм). (б) Расчётное распределение интенсивности скорости потока в плоскости поперечного сечения электродов с двумя плазменными эмиттерами.

ное внимание, поскольку указанные системы не имеют движущихся частей, следовательно, не возникает связанных с ними причин отказа работы из-за изнашивания ротора или тепловой и механической усталости вентиляторов [18–23]. Такие системы работают абсолютно бесшумно, не создают вибрации, а также представляются достаточно простыми и компактными. При этом обеспечивается вакуумная чистота, которая особенно важна для защиты окружающей среды при прокачке агрессивных газовых сред.

Однако, как отмечалось во введении, при коронном разряде существует принципиальное ограничение на величину газового потока — менее  $3 \text{ л с}^{-1}$ , что обусловлено слишком малой площадью горения разряда. Этого недостаточно для применения коронного разряда в мощных лазерах [21, 23]. Поэтому представляет интерес возможность использования рассмотренного выше подхода со схемами формирования ЭГД-потока, подобными схемам, изображённым на рис. 1 и 2, для прокачки газовых смесей мощных электроразрядных лазеров.

Важнейшим фактором, влияющим на максимальную частоту повторения импульсов электроразрядных лазеров, является скорость рабочей газовой смеси  $V_d$  в разрядном промежутке лазера. В свою очередь скорость прокачки определяется величиной газового потока, который обеспечивает система прокачки,

$$W = V_d S_d = V_d h l,$$





Рис. 12. Фотография устройства прокачки газовых смесей.

где  $S_d$  — площадь потока в разрядном промежутке,  $h$  — расстояние между электродами,  $l$  — длина разряда.

Оценим величину газового потока и скорости в контуре прокачки для эксимерного лазера CL-5000, серийно производимого в России [23, 54]. В случае применения эксимерных смесей коэффициент сменности газа  $K$  через разрядный промежуток,

$$K = \frac{V_d}{wf},$$

где  $w$  — ширина разряда,  $f$  — частота повторения импульсов, не должен быть менее 4.

Лазер CL-5000 имеет следующие параметры:  $h = 1,2$  см,  $l = 25$  см,  $w \approx 0,3$  см,  $S_d = 30$  см<sup>2</sup>, а максимальная частота  $f = 300$  Гц [23, 54, 55]. Отсюда находим, что в этом случае величина газового потока  $W \geq 11$  л с<sup>-1</sup>.

На основе результатов экспериментов и компьютерного моделирования было определено, что с учётом газодинамических потерь в контуре прокачки газовой смеси для получения ЭГД-потока с установленными параметрами в устройстве прокачки необходимо использовать не менее трёх трубок, подобных рассмотренным выше.

На рисунке 12 приведена фотография нового устройства прокачки газовых смесей электроразрядных лазеров с тремя трубчатыми эмиттерами ионов, изготовленного из металлокерамических материалов. Относительно компактные габариты устройства позволяют его монтировать в конструкцию разрядной камеры лазера CL-5000 вместо крыльчатки вентилятора. Измерения величины ЭГД-потока в контуре прокачки показали, что в случае заполнения разрядной камеры лазера воздухом при атмосферном давлении указанное устройство создаёт поток с  $W \geq 15$  л с<sup>-1</sup>. Этого достаточно для прокачки типичной смеси AgF-лазера при работе на максимальной частоте импульсов излучения [23].

## 5. Многозарядная актуаторная система для электрогидродинамического потока

Сегодня применение плазменных технологий для активного управления аэродинамическими течениями рассматривается как одно из наиболее перспективных направлений в авиационной науке и технике. К их числу

относится технология, основанная на взаимодействии ионов разрядной плазмы с газовой средой, в результате которого образуется ЭГД-поток [16, 17, 26, 31, 46]. Устройствами формирования ЭГД-потока служат плазменные актуаторы, которые применяются для эффективного силового воздействия на пограничный слой аэродинамических поверхностей. При этом газовый разряд с диэлектрическим барьером создаётся на поверхности диэлектрической пластины в промежутке, образованном тонкими (в несколько десятков микрон) полосками оголённого и изолированного электродов, расположенными на противоположных сторонах этой пластины, на которые подаётся высокое переменное напряжение.

Основные достоинства плазменных актуаторов: отсутствие движущихся частей, возможность электронного управления, высокое быстродействие, простота конструкции и совместимость с формой аэродинамических поверхностей, устойчивость барьерного разряда к изменению давления и влажности, малое энергопотребление и небольшой вес. К недостаткам плазменных актуаторов можно отнести то, что применимость ограничена воздушными потоками с числом Рейнольдса менее  $10^6$  [56].

Фундаментальная проблема состоит в увеличении объёмного силового воздействия на течение газа с помощью плазменных актуаторов, способных с высокой эффективностью создавать непрерывный однонаправленный воздушный поток на достаточно протяжённых поверхностях. Один из основных способов увеличить индуцированный воздушный поток заключается в развитии площади плазменной поверхности за счёт использования множества разрядных промежутков, расположенных на этой поверхности [57, 58]. Такие устройства можно назвать многозарядными актуаторными системами.

В многозарядных актуаторных системах возникают несвойственные актуаторам с одним разрядным промежутком эффекты, связанные со взаимовлиянием соседних электродов при уменьшении расстояния между ними, ограничивающие применение многозарядных актуаторов [59].

Одна из серьёзных проблем при использовании многозарядных актуаторных систем состоит в том, что разряд может загораться на обеих (активной и пассивной) кромках полоски оголённого электрода. В результате возникает противоток, что приводит к ослаблению кумулятивного эффекта. Для подавления действия противотока предложены различные решения с использованием: экранирующих электродов [60] или изолированных внутренних электродов, находящихся под плавающим потенциалом [61]; высоковольтного электрода из тонкой проволоки и последовательным чередованием высоковольтных и заземлённых электродов [62]; схемы электродов биполярного типа [63].

Для решения указанных проблем в работе [64] предложена идея, состоящая в использовании многозарядной актуаторной системы на основе усовершенствованной трёхэлектродной схемы с экранирующим электродом, в которой роль ускоряющего электрода играет сплошная эквипотенциальная поверхность обшивки крыла. В такой схеме негативное взаимовлияние соседних актуаторных электродов может быть ослаблено в значительной степени. Кроме этого, предложенная схема позволяет существенно миниатюризировать систему

плазменных актуаторов, что может явиться решающим фактором в случае её применения в достаточно тонком пограничном слое, например, в окрестности передней кромки крыла [65].

Для повышения энергетической эффективности подобной схемы многоразрядных актуаторных систем требовалась оптимизация её геометрических и физических параметров. Рассмотрим результаты экспериментальных исследований и расчётов характеристик индуцированного барьерным разрядом потока воздуха и эффективности многоразрядной актуаторной системы, подобной предложенной в работе [65], а также сравним её параметры с параметрами так называемой классической электродной системы [57, 58].

### 5.1. Экспериментальная установка для исследования плазменных актуаторов

Для исследований плазменных актуаторов была разработана и создана описанная в [66] экспериментальная установка, которая состоит из системы питания актуаторов на основе специально разработанного высоковольтного генератора наносекундных импульсов напряжения до 16 кВ, с частотой повторения до 15 кГц, средней мощностью питания 2 кВт [43, 45], и автоматизированного измерительного комплекса для контроля параметров работы установки. В зависимости от схемы генератора форма выходного напряжения может быть прямоугольной, пилообразной или синусоидальной. Экспериментальная установка позволяет проводить одновременную регистрацию выходных параметров генератора, токов и напряжений барьерного разряда, а также пространственное сканирование скоростных характеристик индуцированного потока у поверхности актуаторов. Достигнуты пространственное разрешение в 0,5 мм и точность измерения скорости потока до  $0,1 \text{ м с}^{-1}$ .

Исследуемые нами две модели многоразрядных актуаторных систем с усовершенствованной, а также с классической электродными системами обозначены далее цифрами I и II соответственно. Модели выполнены по технологии многослойных печатных плат с подложкой из стеклотекстолита и с толщиной омеднения 18 мкм. Эскиз обеих моделей показан на рис. 13. Как видно из рис. 13в, у классической модели (II) сплошной электрод отсутствует. При этом роль ускоряющих электродов выполняют электроды 4, которые, в отличие от ускоряющих электродов модели I, полностью изолированы от электродов 3.

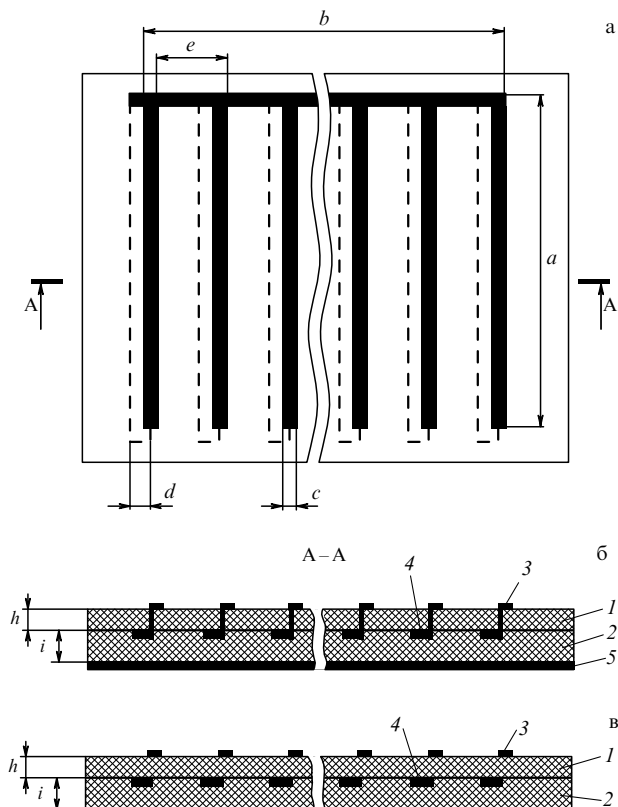
Основные параметры обеих моделей многоразрядных актуаторных систем приведены в табл. 2.

Фотография платы многоразрядной актуаторной системы с барьерным разрядом на поверхности для модели I представлена на рис. 14. Электроды 4 (рис. 13б) экранируют прилегающие к ним кромки внешнего активного электрода 3 относительно сплошного электрода 5. При подаче напряжения на электроды 3 и 5 электрическое поле на левых краях электрода 3 оказывается недо-

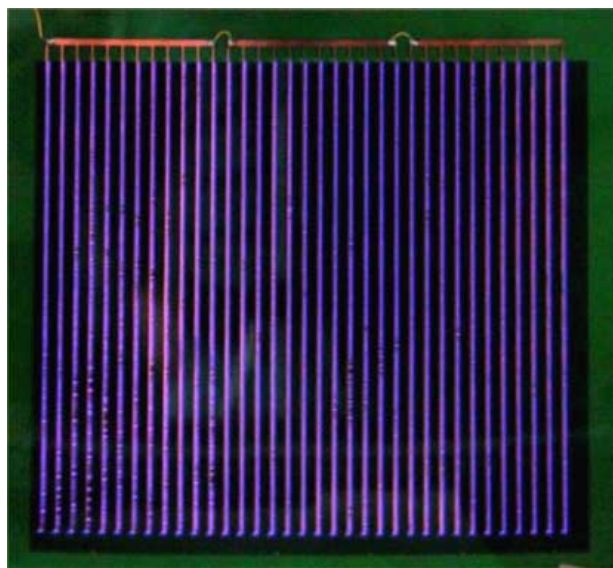
**Таблица 2.** Геометрические параметры многоразрядных актуаторных систем\*

Модель	$a$ , мм	$b$ , мм	$c$ , мм	$d$ , мм	$e$ , мм	$h$ , мм	$i$ , мм
I	245	239,5	1	0,5	7	0,3	0,7
II	115	100	2	2,5	12	0,5	0,5

\* См. рис. 13.



**Рис. 13.** Эскиз многоразрядных актуаторных систем. (а) Вид сверху для моделей I и II:  $a$  — ширина активной области,  $b$  — длина активной области,  $c$  — ширина внешнего активного электрода,  $d$  — ширина изолированного экранирующего или ускоряющего электродов,  $e$  — шаг электродов. (б) Вид сбоку для модели I: 1 — внешний слой диэлектрика, 2 — внутренний слой диэлектрика, 3 — внешний активный электрод, 4 — изолированный экранирующий электрод, 5 — сплошной ускоряющий электрод;  $h$  — толщина внешнего слоя диэлектрика;  $i$  — толщина внутреннего слоя диэлектрика. (в) Вид сбоку для модели II: 1 — внешний слой диэлектрика, 2 — внутренний слой диэлектрика, 3 — внешний активный электрод, 4 — изолированный ускоряющий электрод.



**Рис. 14.** Фотография платы многоразрядной актуаторной системы с барьерным разрядом на поверхности.

статочно большим для зажигания разряда, и разряд горит только со стороны правых кромок электрода 3, индуцируя тем самым однонаправленный ЭГД-поток.

**5.2. Методы определения мощности, потребляемой плазменными актуаторами**

Согласно [66, 67] мощность, потребляемая плазменным актуатором, может быть найдена из формулы

$$P = fU_d(U_m - U_d)(C_d - C_0),$$

где  $U_d$  — напряжение зажигания барьерного разряда,  $U_m$  — амплитуда напряжения питания,  $C_d$  — ёмкость системы во время разрядных процессов,  $C_0$  — собственная ёмкость актуатора, определяемая его конструкцией,  $f$  — частота изменения напряжения.

С повышением мощности, подводимой от высоковольтного генератора, актуатор нагревается. Контроль над температурой его поверхности производился инфракрасным пирометром Center 350. Предельной температурой для диэлектрика из стеклотекстолита является температура стеклования связующего эпоксидного вещества — около 110 °С, при превышении которой печатная плата может разрушиться. С другой стороны, напряжение пробоя актуаторов связано с максимальной напряжённостью поля для стеклотекстолита, которая составляет 16,8 кВ мм<sup>-1</sup>. Оба отмеченных фактора необходимо учитывать при выборе допустимой области изменения параметров  $U_m$ ,  $f$  и  $P$  питания многозарядных актуаторных систем.

Энергия, потребляемая за интервал времени  $t_2 - t_1$ ,

$$E = \int_{t_1}^{t_2} U(t)I(t) dt = \int_{Q_1}^{Q_2} U dQ,$$

где  $U(t)$  и  $I(t)$  — измеренные по осциллограммам значения напряжения и тока актуатора,  $Q$  — переносимый за это время заряд.

Часть этой энергии выделяется в разряде, нагревая газ, другая часть обусловлена потерями в диэлектрике, третья часть — это энергия периодически меняющихся электрического и магнитного полей, а оставшаяся часть преобразуется в кинетическую энергию ЭГД-потока.

Расчёт мощности питания многозарядных актуаторных систем проводился с помощью вольт-кулоновых характеристик [66, 68–70]. Согласно данному методу сначала вычислялось значение заряда  $Q(t)$ , перенесённого из генератора в актуатор за время  $t$ . В ходе экспериментов для каждой модели были получены осциллограммы протекающего тока  $I_a(t)$  и напряжения  $U_a(t)$  на электродах многозарядной актуаторной системы от времени при различных значениях  $U_m$  и  $f$ . Из осциллограмм тока были рассчитаны значения заряда, переносимого с единицы длины электродов,

$$Q(t) = \frac{1}{L_a} \int_{t_1}^{t_2} I(t) dt,$$

где  $L_a$  — суммарная длина электродов актуатора.

По измеренным и рассчитанным значениям строились зависимости напряжения на актуаторе  $U_a(Q_a)$  от заряда  $Q_a$  за полный период колебаний напряжения. Эти зависимости представляли собой замкнутые кривые, по которым вычислялась площадь, ограниченная замкну-

той кривой:

$$E = \oint U(Q) dQ.$$

Последняя величина равна энергии, рассеиваемой в плазменном актуаторе за один период колебаний напряжения.

Потребляемая плазменным актуатором мощность рассчитывается как

$$P_{UQ} = Ef.$$

Для контроля правильности определения потребляемой мощности использовался также метод измерения мощности, предложенный в работе [65]. Для этого измерялись ток ( $I_i$ ) и напряжение ( $U_i$ ) холостого хода на выходе генератора без нагрузки, а затем подключалась нагрузка и измерялись ток ( $I_n$ ) и напряжение ( $U_n$ ) питания. На основе результатов измерения были рассчитаны: мощность, потребляемая без нагрузки ( $P_i = I_i U_i$ ) и с нагрузкой ( $P_n = I_n U_n$ ), а также удельная мощность, потребляемая актуатором,

$$P_{UI} = \frac{P_n - P_i}{L_a}.$$

Пример результатов измерений и расчётов представлен в табл. 3. Следует отметить достаточно хорошее совпадение результатов методов определения мощности по вольт-кулоновым и вольт-амперным характеристикам, что свидетельствует о надёжности измерений и возможности корректного применения этого более простого вольт-амперного метода [65].

**Таблица 3.** Мощность, потребляемая моделью I при  $U_m = 4$  кВ

$f$ , кГц	$P_n$ , Вт	$P_i$ , Вт	$P_n - P_i$ , Вт	$P_{UI}$ , Вт м <sup>-1</sup>	$P_{UQ}$ , Вт м <sup>-1</sup>
4	80	11	69	9	10
6	119	19	100	13	13
8	168	25	143	19	19
10	221	31	190	25	23
12	264	37	227	30	28
14	323	48	275	36	31
16	377	55	322	43	36
18	421	60	361	48	42

**5.3. Характеристики скорости электрогидродинамического потока и эффективности многозарядных актуаторных систем**

При проведении оптимизации параметров обеих моделей многозарядных актуаторных систем учитывалось то, что сравнительный анализ их работы целесообразно проводить при одинаковых условиях питания и параметрах, близких к предельно допустимым.

Экспериментальная зависимость максимальной скорости индуцированного потока  $V$  от потребляемой актуаторами мощности  $P$ , полученная при разных значениях частоты  $f$  и амплитуды напряжения  $U_m$ , показана на рис. 15, на котором первые числа (указанные в прямоугольниках) — значения  $f$  [кГц], а вторые — значения  $U_m$  [кВ]. Причём напряжение питания имело пилообразную форму с линейным возрастанием и резким убыванием, периодически отклоняясь относительно нуля в положительную или отрицательную стороны. Поэтому полный размах напряжения составлял  $2U_m$ . Из приве-

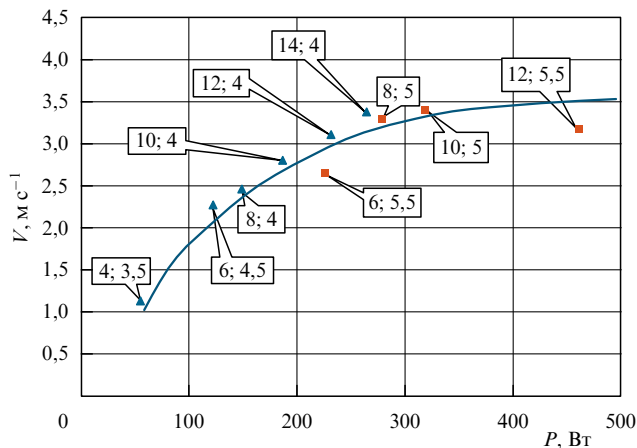


Рис. 15. Экспериментальная зависимость максимальной скорости индуцированного потока  $V$  от мощности  $P$  при разных значениях  $f$  [кГц] и  $U_m$  [кВ], указанных соответственно парой чисел (в прямоугольниках) в плоскости  $(P, V)$ .

дённой зависимости видно, что  $V$  сначала возрастает, а затем достигает насыщения. В ряде работ указывается на возможность снижения скорости при высоких значениях напряжения и частоты питания актуатора, обусловленного ухудшением однородности горения барьерного разряда [16]. В наших условиях эффект насыщения проявлялся в модели I, имевшей большую собственную ёмкость и, следовательно, большее энергопотребление, при подводимой мощности в 300 Вт на частоте 12 кГц и амплитуде пилообразного напряжения 4,8 кВ.

Анализ полученных экспериментальных данных показал линейное возрастание температуры платы актуатора с увеличением подводимой мощности. При частоте 12 кГц и амплитуде пилообразного напряжения 4,8 кВ температура плат достигала  $100^\circ\text{C}$ , что уже близко к критической. Поэтому указанные параметры питания брались за основу для сравнения обеих моделей многоразрядных актуаторных систем.

Результаты измерений продольной индуцированной скорости воздуха на высоте  $y = 0,5$  мм от поверхности модели при оптимальных значениях амплитуды импульсов до 4,8 кВ, частоты разряда 12 кГц, средней мощности питания до 300 Вт и максимально допустимой температуре поверхности  $100^\circ\text{C}$  для исследуемых моделей многоразрядных актуаторных систем изображены на рис. 16. Из рисунка видно, что у модели II с классической электродной системой скорость периодически убывает почти до нуля, что связано с наличием у поверхности встречных воздушных потоков. В то же время модель I способна создавать практически равномерный поток со значительно большей скоростью.

Из представленных на рис. 17 вертикальных профилей скорости, измеренных за последним по потоку разрядным промежутком в сечении, соответствующем максимуму продольной скорости, видно, что помимо большей скорости модель I создаёт также поток с увеличенной высотой от поверхности платы.

Основными характеристиками, определяющими эффективность многоразрядных актуаторных систем, являются создаваемая ими усреднённая по времени и пространству горизонтальная объёмная сила, возникающая над актуатором, и средняя потребляемая электрическая мощность. По этим характеристикам, рассчитанным по

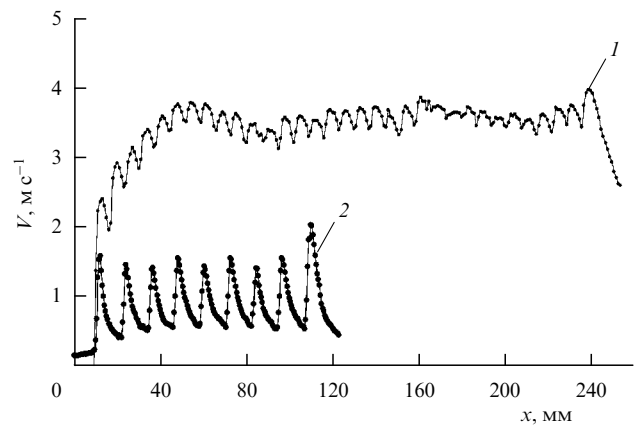


Рис. 16. Продольные профили индуцированной скорости  $V(x)$  воздуха на высоте 0,5 мм от поверхности при частоте импульсов 12 кГц и амплитуде напряжения питания 4,8 кВ: 1 — для модели I, 2 — для модели II.

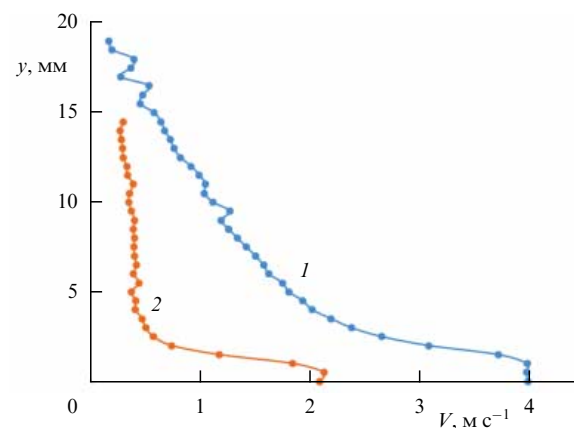


Рис. 17. Вертикальные профили индуцированной скорости  $V(y)$  за последним по потоку разрядным промежутком при частоте импульсов 12 кГц и амплитуде напряжения питания 4,8 кВ: 1 — для модели I, 2 — для модели II.

методике, описанной в работе [65], можно оценить коэффициент энергетической эффективности отдельного актуатора  $C_{\text{eff}}$  в рассмотренных системах, который определяется как отношение средней интегральной объёмной силы  $F_1$ , генерируемой одним актуатором, к средней потребляемой им мощности  $P_1$ , рассчитанными на единицу длины внешнего электрода,  $C_{\text{eff}} = F_1/P_1$ .

Для оценки средней силы, которая является алгебраической суммой положительной объёмной кулоновской силы и отрицательной силы поверхностного трения, применялся один из вариантов интегрального метода импульса [71].

Для подтверждения надёжности результатов измерений определение потребляемой актуаторами мощности производилось методом вольт-кулоновской [66] и вольт-амперной [65] характеристик, которые показали хорошее согласие обоих результатов.

В таблице 4 представлены результаты оценок максимальных значений  $F_1$ ,  $W_1$  и  $C_{\text{eff}}$  для исследуемых моделей многоразрядных актуаторных систем [72, 73].

Достигнутые значения показывают, что у созданной нами многоразрядной актуаторной системы для активного управления газовыми течениями в пограничном

**Таблица 4.** Максимальные значения средней интегральной объёмной силы  $F_1$ , средней потребляемой мощности  $P_1$  и энергетической эффективности отдельного актуатора  $C_{\text{эф}}$  для исследуемых моделей многоразрядных систем

Модель	$F_1$ , мН м <sup>-1</sup>	$P_1$ , Вт м <sup>-1</sup>	$C_{\text{эф}} \times 10^4$ , с м <sup>-1</sup>
I	4	45	0,9
II	1,4	65	0,2

слое на протяжённых аэродинамических поверхностях основные параметры индуцированного воздушного потока, а также значения энергетической эффективности и объёмной силы, действующей на поток, существенно выше, чем у известных мировых аналогов.

Следует отметить, что в настоящее время нами проводятся исследования по разработке перспективных систем летательных аппаратов с ЭГД-приводом. Устройство, обеспечивающее подъёмную силу за счёт формирования ЭГД-потока, получило название ионкрафт. В таком устройстве отсутствуют движущиеся части, а рабочим веществом выступает окружающая атмосфера, таким образом в кинетическую энергию преобразуется только электрическая энергия. На данный момент нам удалось на основе эффективных многоразрядных актуаторных систем решить важную проблему создания ионкрафта, способного поднять собственный вес, включая свою систему электропитания.

## 6. Заключение

Таким образом, предложен и исследован новый подход к получению мощных ЭГД-потоков, образующихся при взаимодействии газоразрядной плазмы с окружающей газовой средой, основанный на использовании интенсивного источника ионов, которым является барьерный разряд, распределённый по поверхности диэлектрика.

Предложена теоретическая модель электродинамического потока, поддерживаемого высокочастотным барьерным разрядом, в которой рассматривается пучок заряженных частиц в газовой среде во внешнем электрическом поле и описывается процесс ускорения газового потока под действием градиента давления электрических сил, обусловленных движением пространственного заряда ионов во внешнем электрическом поле.

Разработана модель расчёта предельных характеристик ЭГД-потока, позволяющая использовать упрощённые аналитические выражения для количественных оценок вольт-амперных и скоростных зависимостей потока. Проведено компьютерное моделирование ЭГД-потока для плоско-цилиндрического электродного модуля, состоящего из плазменного эмиттера ионов в виде диэлектрической трубки и коллектора ионов из плоской металлической сетки. Результаты численного моделирования хорошо согласуются с экспериментальными данными.

Разработаны электроразрядные системы для активного управления течениями с высоким объёмным расходом газа. В атмосферном воздухе достигнута скорость потока 2 м с<sup>-1</sup> на площади около 80 см<sup>2</sup>. При этом величина потока составила более 15 л с<sup>-1</sup>, что сравнимо с газовыми потоками, создаваемыми электромеханическими вентиляторами.

Исследована возможность активного управления газовыми течениями за счёт ЭГД-процесса с целью снижения поверхностного трения на аэродинамических поверхностях и, следовательно, уменьшения расхода топлива и

загрязнения атмосферы. Создана многоразрядная актуаторная система для получения непрерывного, однонаправленного воздушного потока в пограничном слое на протяжённых аэродинамических поверхностях, обладающая более высокими значениями эффективности и объёмного силового воздействия на скоростной поток, чем у известных в настоящее время мировых аналогов.

## Список литературы

- Hauksbee F *Physico-mechanical Experiments on Various Subjects* (London: R. Brugis, 1709) p. 46
- Peek F W (Jr.) *Dielectric Phenomena in High-Voltage Engineering* (New York: McGraw-Hill, 1929)
- Robinson M *AIEE Trans.* **80** 143 (1961)
- Leonard G L, Mitchner M, Self S A J. *Fluid Mech.* **127** 123 (1983)
- Owsenek B, Seyed-Yagoobi J J. *Heat Transfer* **119** 604 (1997)
- Madhan R C M, Roth J R, Sin H, in *41st Aerospace Sciences Meeting and Exhibit 6–9 January 2003, Reno, Nevada* (Reston, VA: American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2003) p. 531
- Капцов Н А *Коронный разряд и его применение в электрофильтрах* (М.: Гостехиздат, 1947)
- Верещагин И П *Коронный разряд в аппаратах электрон-ионной технологии* (М.: Энергоатомиздат, 1985)
- Mclean K J *IEEE Proc. Sci. Measur. Technol.* **135** 347 (1998)
- Brown D L et al., in *Proc. of the XIIIth Intern. Symp. on High Voltage Engineering, Delft, Netherlands, 25–29 August, 2003* (Delft, Nederland, 2003)
- Yue Y et al. *Plasma Sci. Technol.* **8** 697 (2006)
- Go D B et al. *J. Appl. Phys.* **102** 053302 (2007)
- Honer K A et al. *Thermal News* **11** 1 (2008)
- El-Khabiry S, Colver G M *Phys. Fluids* **9** 587 (1997)
- Leger L, Moreau E, Touchard G *IEEE Trans. Industry Appl.* **38** 1478 (2002)
- Reece Roth J *Phys. Plasmas* **10** 2117 (2003)
- Reece Roth J, Xin D, in *44th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, Nevada, 9–12 January 2006*
- Горкин С Б, Козлов Б А, Соловьев В И *Изв. РАН. Сер. физ.* **58** (2) 42 (1994)
- Шуаибов А К *ЖТФ* **68** (9) 84 (1998); Shuaibov A K *Tech. Phys.* **43** 1083 (1998)
- Treshchalov A, Lissovski A, Chikeev E *Proc. SPIE* **4747** 253 (2002)
- Хомич В Ю, Ямщиков В А "Формирование электрического ветра с помощью высокочастотного барьерного разряда", Препринт ЦНП ИПЭФ РАН (М.: ФИАН, 2003)
- Козлов Б А, Соловьев В И *ЖТФ* **77** (7) 70 (2007); Kozlov B A, Solov'ev V I *Tech. Phys.* **52** 892 (2007)
- Мошкунов С И и др. *Квантовая электроника* **41** 1093 (2011); Moshkunov S I et al. *Quantum Electron.* **41** 1093 (2011)
- Чижевский А Л *Аэроионизация в народном хозяйстве* (М.: Госпланиздат, 1960)
- Козлов Б А, Соловьев В И *ЖТФ* **76** (7) 1 (2006); Kozlov B A, Solov'ev V I *Tech. Phys.* **51** 821 (2006)
- Небогаткин С В и др., в сб. *XLIII Междунар. Звенигородская конф. по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу, 8–12 февраля 2016 г., Звенигород. Сборник тезисов докладов* (Сост. Л М Коврижных и др.) (М.: ПЛАЗМАИОФАН, 2016) с. 248
- Небогаткин С В и др. *Прикладная физика* (4) 111 (2009)
- Аполлонов В В и др. *Квантовая электроника* **12** 5 (1985); Apollonov V V et al. *Sov. J. Quantum Electron.* **15** 1 (1985)
- Хомич В Ю, Ямщиков В А *Основы создания систем электроразрядного возбуждения мощных CO<sub>2</sub>-, N<sub>2</sub>- и F<sub>2</sub>-лазеров* (М.: Физматлит, 2014)
- Миколуцкий С И и др. "Мощный источник электрического ветра на основе высокочастотного барьерного разряда в газе", Препринт (М.: ИЭЭ РАН, 2009)
- Мошкунов С И и др. *Прикладная физика* (6) 32 (2011)
- Kasayaranand N, Kiatsirirotat T *Energy* **32** 1343 (2007)
- Karpov S V, Krichtafovitch I A, in *Proc. of the COMSOL Multiphysics User's Conf., Boston, 2005*



34. Jayanty V et al., in *Proc. of the ESA Annual Meeting on Electrostatics, June 17–19, 2008, Minneapolis, MN*
35. Яворский Б М, Детлаф А А *Справочник по физике* (М.: Наука, 1964); Пер. на англ. яз.: Yavorsky B, Detlaf A *Handbook of Physics* (Moscow: Mir, 1972)
36. Кулешов П С *Электронный журнал "Исследовано в России"* **8** 2336 (2005); <http://zhurnal.ape.relarn.ru/articles/2005/227.pdf>
37. Кикоин И К (Ред.) *Таблицы физических величин* (М.: Атомиздат, 1976)
38. Акишев Ю С и др. *Физика плазмы* **26** 172 (2000); Arishev Yu S et al. *Plasma Phys. Rep.* **26** 157 (2000)
39. Иванов Е В и др. *Прикладная физика* (2) 122 (2006)
40. Иванов Е В, Мошкунев С И, Хомич В Ю *ПТЭ* (1) 88 (2006); Ivanov E V, Moshkunov S I, Khomich V Yu *Instrum. Exp. Tech.* **49** 80 (2006)
41. Железнов Ю А, Хомич В Ю *Письма в ЖТФ* **32** (3) 90 (2006); Zheleznov Yu A, Khomich V Yu *Tech. Phys. Lett.* **32** 136 (2006)
42. Мошкунев С И и др. *Квантовая электроника* **41** 366 (2011); Moshkunov S I et al. *Quantum Electron.* **41** 366 (2011)
43. Малашин М В и др. *ПТЭ* (2) 53 (2014); Malashin M V et al. *Instrum. Exp. Tech.* **57** 140 (2014)
44. Khomich V Yu et al. *IEEE Trans. Plasma Sci.* **42** 3314 (2014)
45. Малашин М В, Мошкунев С И, Хомич В Ю *ПТЭ* (2) 71 (2016); Malashin M V, Moshkunov S I, Khomich V Yu *Instrum. Exp. Tech.* **59** 222 (2016)
46. Небогаткин С В и др. *Успехи прикладной физики* **2** 595 (2014)
47. Rebrov I E, Khomich V Yu, Yamshchikov V A *J. Phys. Conf. Ser.* **652** 1 (2015)
48. Rebrov I E et al., in *The 23th Annual Intern. Conf. on Advanced Laser Technologies ALT'15, Faro, Portugal, September 7–11, 2015. Book of Abstracts* (2015) p. 175
49. Ребров И Е, Хомич В Ю, Ямщиков В А, в сб. *Современные проблемы физики плазмы и физической электроники. Материалы II Всеросс. конф., 25–28 ноября 2015 г.* (Отв. ред. А Ф Александров) (Махачкала: Изд-во ДГУ, 2015) с. 122
50. Rebrov I E, Khomich V Yu, Yamshchikov V A, in *12th Intern. Conf. on Gas Discharge Plasmas and Their Applications, GDP 2015, September 6–11, 2015, Tomsk, Russia* (2015) p. 202
51. Rebrov I E, Khomich V Yu, Yamshchikov V A *J. Phys. Conf. Ser.* **652** 012036 (2015)
52. Ребров И Е, Хомич В Ю, Ямщиков В А, в сб. *XLIII Междунар. Звенигородская конф. по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу, 8–12 февраля 2016 г., Звенигород. Сборник тезисов докладов* (Сост. Л М Коврижных и др.) (М.: ПЛАЗМАИОФАН, 2016) с. 248
53. Баранов В Ю и др. *ЖЭТФ* **79** 478 (1980); Varanov V Yu et al. *Sov. Phys. JETP* **52** 240 (1980)
54. Вартапетов С К и др. *Квантовая электрон.* **39** 714 (2009); Vartapetov S K et al. *Quantum Electron.* **39** 714 (2009)
55. Мошкунев С И и др. *Прикладная физика* (6) 32 (2011); Пер. на англ. яз.: Moshkunov S I et al. *Plasma Phys. Rep.* **38** 1040 (2012)
56. Moreau E *J. Phys. D* **40** 605 (2007)
57. Roth J R, Sherman D M, Wilkinson S P *AIAA J.* **38** 1166 (2000)
58. Benard N, Moreau E *Exp. Fluids* **55** (11) 1 (2014)
59. Do H et al. *Appl. Phys. Lett.* **92** 071504 (2008)
60. Benard N et al. *Proc. of the Electrostatic Joint Conf., June 16–18, 2009, Boston, MA, USA*
61. Berendt A, Podliński J, Mizeraczyk J *Eur. Phys. J. Appl. Phys.* **55** 13804 (2011)
62. Debien A, Benard N, Moreau E *J. Phys. D* **45** 215201 (2012)
63. Hao J et al. *Sci. China Phys. Mech. Astron.* **57** 345 (2014)
64. Курячий А П и др. *Ученые записки ЦАГИ* **44** (3) 3 (2013)
65. Гамируллин М Д и др. *Ученые записки ЦАГИ* **45** (6) 28 (2014)
66. Гамируллин М Д и др. *Прикладная физика* (5) 95 (2015)
67. Manley T C *Trans. Electrochem. Soc.* **84** 83 (1943)
68. Kriegseis J, Grundmann S, Tropea C *J. Appl. Phys.* **110** 013305 (2011)
69. Ashpis D, Laun M, Griebeler E, in *50th AIAA Aerospace Sciences Meeting Including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition, 9–12 January 2012, Nashville, Tennessee, AIAA 2012-0823*, <https://dx.doi.org/10.2514/6.2012-823>
70. Jiang H et al. *Dielectrics Electrical Insulation* **20** 4 (2013)
71. Kriegseis J et al., in *50th AIAA Aerospace Sciences Meeting Including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition, 9–12 January 2012, Nashville, Tennessee, AIAA 2012-0411*, <https://dx.doi.org/10.2514/6.2012-411>
72. Алешин Б С, Хомич В Ю, Чернышев С Л *Докл. РАН* **471** 662 (2016); Aleshin B S, Khomich V Yu, Chernyshev S L *Dokl. Phys.* **61** 601 (2016)
73. Chernyshev S L et al. *Aerospace Sci. Technol.* **59** 155 (2016)

## Electrohydrodynamic flow for the active control of gas flows

V.Yu. Khomich, V.A. Yamshchikov

*Institute of Problems of Electrophysics, Russian Academy of Sciences,*

*Dvortsovaya nab. 18, 191186 St. Petersburg, Russian Federation*

*E-mail: khomich@ras.ru, yamshchikov52@mail.ru*

A new approach to obtaining strong electrohydrodynamic flows in a gas environment is discussed in which a barrier discharge distributed over a dielectric surface is used as an intense ion source. Electric discharge systems for active control of flows with a high ( $> 15 \text{ l s}^{-1}$ ) volumetric gas consumption are developed and investigated. A highly effective multidischarge actuator system is developed to control air flows over aerodynamic surfaces with significantly higher actuator force and energy characteristics compared to the known world analogs.

**Keywords:** electrohydrodynamic flow, ion beam, barrier discharge, multidischarge actuator

PACS number: **52.90.+z**

Bibliography — 73 references

*Uspekhi Fizicheskikh Nauk* **187** (6) 653–666 (2017)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2017.01.038047>

*Received 9 August 2016, revised 8 September 2016*

*Physics – Uspekhi* **60** (6) (2017)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2017.01.038047>