

УДК 537.523.9

## Мощный электрогидродинамический поток, создаваемый высокочастотным барьерным разрядом в газе

С. В. Небогаткин, И. Е. Ребров, В. Ю. Хомич, В. А. Ямщиков

*Теоретически и экспериментально исследован электрогидродинамический поток в газе, индуцируемый высокочастотным барьерным разрядом, распределенным по поверхности диэлектрика. Приводятся зависимости ионного тока, скорости газового потока и их пространственные распределения от параметров питания плазменного эмиттера ионов и внешнего электрического поля, определяемого потенциалом на сеточном коллекторе.*

PACS: 52.30.-q

*Ключевые слова:* электрогидродинамический поток, высокочастотный барьерный разряд, ионный ток, скорость и величина потока.

### Введение

Электрогидродинамический (ЭГД) поток — физическое явление коллективного движения газа, возникающего в результате образования заряженных частиц, дрейфующих под действием высокого электрического поля и передающих свой импульс нейтральным компонентам газа при столкновениях. Процесс ЭГД-взаимодействия может возникать и в жидкостях, но здесь рассматривается только газовая среда. К этому явлению также относится эффект, исторически получивший название «электрический ветер» (ЭВ) [1—11], который открыл в начале 18-го века английский ученый Фрэнсис Гауксби-старший [1].

Источниками потока ионов могут служить, как униполярный коронный разряд (КР) [4, 6, 10, 11], так и диэлектрический барьерный разряд (ДБР) [9]. Наиболее мощным источником заряженных частиц является высокочастотный барьерный разряд (ВБР), распределенный по поверхности диэлектрика [9]. В последние годы к изучению этого явления проявляется повышенный интерес, что обусловлено возможностью формирования скоростных газовых потоков без использования электромеханических систем, таких как турбины и вентиляторы [6, 9].

«Электрический ветер» традиционно применялся в аппаратах электрон-ионных технологий, в электрофильтрах для очистки газовых сред, в устройствах для электроокраски и нанесения покрытий на материалы [8, 11—13].

С электрогидродинамическим взаимодействием заряженных и нейтральных частиц связана перспективная атмосферная плазменная технология со многими потенциальными применениями в аэронавтике, позволяющая управлять воздушным течением у поверхности крыла, уменьшая лобовое сопротивление и затрудняя переход к турбуленции [14, 15].

В компьютерной технике новая технология охлаждения компьютерных чипов, использующая «электрический ветер» с коронным разрядом, находит применение для интенсификации отвода тепла в современных высокомоощных вычислительных системах [10, 16, 17].

Устройства, создающие ЭГД-поток, используются в системах электрической прокачки газовой смеси электроразрядных лазеров [6, 18]. Преимущество электрической прокачки заключается в том, что она не имеет движущихся и трущихся частей и связанных с ними причин отказа из-за изнашивания ротора или тепловой и механической усталости вентиляторов, а также обладает целым рядом других достоинств [19, 20].

Тем не менее, до настоящего времени возможности применения электрогидродинамического потока в мощных электрофизических устройствах и промышленных технологических установках оставались весьма ограниченными. Причина этого, с одной стороны, — низкая мощность коронного разряда, обусловленная малой площадью поверхности электродов и переходом разряда в искровой при повышении тока (так, при

Небогаткин Сергей Вячеславович, ст. научный сотрудник.

Ребров Игорь Евгеньевич, ст. научный сотрудник.

Хомич Владислав Юрьевич, заместитель директора.

Ямщиков Владимир Александрович, зав. лабораторией.

Институт электрофизики и электроэнергетики РАН.

Россия, 191186, Санкт-Петербург, Дворцовая набережная, 18.

Тел. 8 (499) 135-11-95. E-mail: yamschikov52@mail.ru

Статья поступила в редакцию 11 ноября 2014 г.

© Небогаткин С. В., Ребров И. Е., Хомич В. Ю., Ямщиков В. А., 2014

напряжении разряда 30 кВ скорость и величина потока составляют, соответственно, 4—5 м/с и 2—3 л/с [20]. С другой стороны, в системах с диэлектрическим барьерным разрядом создается узкий (в несколько мм) ЭГД-поток у поверхности диэлектрика, что также ограничивает величину расхода газа [14—17]. Кроме того, при высоких напряжениях и токах ухудшается электрическая прочность конструкции, что снижает надежность работы электрофизических установок.

Таким образом, актуальной является проблема получения мощного электрогидродинамического потока с возможностью эффективного управления его параметрами: величиной ионного тока, профилем распределения и величиной скорости потока. При этом поток должен иметь поперечное сечение порядка  $10^2 \text{ см}^2$  и величину объемного расхода газа более 10 л/с, а также обладать возможностью масштабирования и достижения рекордных значений его электрофизических характеристик.

Целью данной работы — исследовать теоретически и экспериментально возможные пути достижения вышеуказанных параметров ЭГД-потока, создаваемого высокочастотным барьерным разрядом в газе

### Теоретическая модель электрогидродинамического потока

Система уравнений описывающих электродинамический поток, включает три физических явления, а именно: электростатику, гидрогазодинамику и перенос зарядов в электрических полях [21—23].

В электростатике электрический потенциал  $U$  определяется уравнением Пуассона:

$$\nabla^2 U = -\frac{q}{\epsilon_0}, \quad (1)$$

где  $q$  — плотность пространственного заряда и  $\epsilon_0$  — электрическая постоянная (система СИ).

Также электрический потенциал связан с напряженностью электрического поля:

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

Закон сохранения заряда записывается следующим образом:

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

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

Электрический ток в зоне дрейфа заряженных частиц является результатом трех процессов: про-

водимости (движение ионов в среде под действием электрического поля), конвекции (переноса зарядов в газовом потоке) и диффузии. Таким образом, учитывая вышесказанное, можно записать:

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

где  $\mu_i$  — подвижность ионов в воздухе,  $\vec{V}$  — вектор скорости газового потока (м/с), и  $D$  — коэффициент диффузии ионов. Членом, отвечающим за конвекцию, в уравнении (4) можно пренебречь т. к. обычно  $\vec{V} \ll \mu_i \vec{E}$  [21].

В соответствии с уравнением электродинамики, связывающим поле и поток в заряженной среде, сила, действующая на ион в электрическом поле с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon$ , плотностью  $\rho$  и температурой  $T$  равна:

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

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

Гидродинамическая часть модели описывается уравнениями Навье-Стокса для несжимаемого газа [24]. Система уравнений состоит из уравнения движения:

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

и уравнения неразрывности

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

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

С учетом вязкости среды и соотношения (5), уравнение сохранения импульса принимает вид:

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

где  $\mu$  — динамическая вязкость (Н·с/м<sup>2</sup>).

Второй и третий члены в выражении (5) для электродинамической силы  $\vec{F}_E$  важны при фазовом переходе, где велика флуктуация проницаемости на границе жидкость-газ. Третий член имеет значение при высокой флуктуации плотности на границе раздела двух сред. В газе можно пренебречь изменением диэлектрической проницаемости, и основной вклад вносит сила Кулона. Тогда получим:

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

$$\nabla \vec{V} = 0.$$

Вязкостным эффектом обычно пренебрегают, если границы далеко.

Вышеприведенная система уравнений описывает расчетную модель, которая использовалась нами для аналитических расчетов и численного моделирования ЭГД-потока.

### Расчет параметров ионного тока

Барьерный разряд, распределенный по поверхности диэлектрика, может служить источником заряженных частиц с объемной плотностью более  $10^9 \text{ см}^{-3}$ . Такой разряд на большой площади может быть реализован в электродных системах, подобных системе Дюманшена, которая применялись ранее в  $\text{CO}_2$ -лазерах [25, 26]. Данная система позволяла осуществлять эмиссию и транспортировку электронов из плазмы импульсного барьерного разряда под действием внешнего электрического поля и заполнять ими разрядный промежуток мощных  $\text{CO}_2$ -лазеров, что необходимо для их эффективной работы. Аналогичный принцип эмиссии широкоапертурного пучка ионов из плазмы высокочастотного барьерного разряда, которые дрейфуют в электрическом поле достаточно высокой напряженности, был положен нами в основу получения электрогидродинамического потока с высоким объемным расходом газа [27—29].

Для анализа процессов, протекающих в промежутке между плазменным эмиттером и коллектором ионов, была предложена упрощенная одномерная модель. Вначале рассматривается процесс дрейфа ионного пучка  $n(x, t)$  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.

Предполагалось, что ось  $x$  направлена от эмиттера к коллектору, которые представляют собой две параллельные бесконечные плоскости, а межэлектродный промежуток (МП) между ними имеет расстояние  $d$ .

В отсутствие ионизационного размножения электронов и гибели ионов, эта система с граничными и начальными условиями записывается 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 объемным зарядом:

$$\frac{\partial E}{\partial x} = \frac{n(x, t) e}{\epsilon_0}. \quad (11)$$

Граничного условия на эмиттере:

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

Граничного условия на коллекторе:

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

Уравнения для напряжения между эмиттерным и коллекторным электродами:

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

В этих уравнениях  $e$  — заряд электрона.

Раскладываем уравнение непрерывности (10), полагая, что  $E(x, t) = E(x) = E$  и  $n(x, t) = n(x) = n$ :

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

Выразим  $n$ , преобразовав уравнение (11):

$$n = \frac{\epsilon_0}{e} \frac{\partial E}{\partial x}.$$

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

$$\frac{\epsilon_0}{e} \mu_i E \frac{\partial(\partial E)}{\partial x \partial x} + \frac{\epsilon_0}{e} \mu_i \frac{\partial E}{\partial x} \frac{\partial E}{\partial x} = 0. \quad (16)$$

Это уравнение можно записать в виде

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

Если обозначить  $a = \text{const}$ , тогда получим уравнение:

$$E \partial E = a \partial x. \quad (18)$$

Решение уравнения (18) получается в виде:

$$E(x) = \sqrt{2ax + c}. \quad (19)$$

Константу  $a$  можно определить подстановкой (19) в граничное условие (14). Учитывая, что  $U_0 = E_0 d$ , где  $E_0$  — усредненное поле в МП, получаем соотношение:

$$a = \frac{9}{8} \frac{E_0^2}{\left( (1 + \delta^2)^{\frac{3}{2}} - \delta^3 \right) d}$$

где  $\delta^2 = \frac{c}{2ad}$ . Если  $\delta^2 \ll 1$ , то подставим  $\delta$  в выражение для  $a$  и разложим его в ряд Маклорена:

$$a \approx \frac{9}{8} \frac{E_0^2}{d} \left( 1 - \frac{6}{2} \delta^2 + \frac{12}{6} \delta^3 + \dots \right) \approx \frac{9}{8} \frac{E_0^2}{d} (1 - 3\delta^3).$$

Приближенное значение  $a = \frac{9}{8} \frac{E_0^2}{d}$  подставим в (19) и получим выражение для электрического поля:

$$E(x) = \frac{3}{2} E_0 \sqrt{\frac{x}{d} + \frac{c}{2ad}} = \frac{3}{2} E_0 \sqrt{\frac{x}{d} + \delta^2}. \quad (20)$$

Подставляя это решение в (11), найдем:

$$n(x) = \frac{3}{4} \cdot \frac{\epsilon_0 \cdot E_0}{e \cdot d} \cdot \sqrt{\frac{d}{x + d \cdot \delta^2}}. \quad (21)$$

Тогда с учетом граничного условия (12) имеем:

$$n(0) = \frac{3}{4} \frac{\epsilon_0 E_0}{e d} \frac{1}{\delta}.$$

Полагая  $\delta_2 \ll 1$ ,  $\delta = 0,3$ ,  $E_0 = 10$  кВ/см,  $d = 1$  см, получим величину концентрации частиц у анода  $n(0) > 10^{10}$  см<sup>-3</sup>, которая может быть реализована в плазме барьерного разряда [9, 25, 26].

Плотность тока  $j$  можно определить из (4), (20) и (21), пренебрегая диффузией и членом, отвечающим за конвекцию в уравнении (4) (т. к.  $\vec{V} \ll \mu_i \vec{E} = 1,8$  (см<sup>2</sup>/В·сек)·10 (кВ/см) = 180 м/сек). Итак, имеем:

$$j = e \cdot n \cdot \mu_i \cdot E = \frac{9}{8} \cdot \mu_i \cdot \epsilon_0 \cdot \frac{E_0^2}{d} \cdot (1 - 3 \cdot \delta^2).$$

При условии, что  $\delta^2 \ll 1$ , получим:

$$j = \frac{9}{8} \cdot \mu \cdot \epsilon_0 \cdot \frac{E_0^2}{d}. \quad (22)$$

Для сравнения результатов теоретических расчетов с данными из экспериментов важно знать вольт-амперные зависимости полного ионного тока  $I = j \cdot S$ , протекающего через МП, от величины напряжения смещения на коллекторе  $U_0$  (здесь  $S$  — площадь анода, с которого эмитируются ионы). Представленные соотношения дают окончательный результат в виде зависимости:

$$I = Sj = \frac{9}{8} S \mu \epsilon_0 \frac{U_0^2}{d^3}. \quad (23)$$

### Расчет скорости газового потока

Для расчета скорости ЭГД-потока воспользуемся методикой, изложенной в [13, 18]. Если пренебречь конвекцией и диффузией в уравнении (4), а также вязкими членами в (9), то сила, обусловленная действием электрического поля  $E(x)$  на пространственный заряд ионов  $n(x)$ , создаст градиент давления в газе:

$$\frac{dp}{dx} = n(x) \cdot e \cdot E(x) = \frac{j(x)}{\mu}.$$

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

$$p = \frac{1}{\mu_0} \int_0^d j(x) dx = \frac{9}{8} \cdot \epsilon_0 E_0^2.$$

Величину  $p$  у сетки можно также представить в виде  $p = \rho V^2$ , где  $\rho$  — плотность газа в межэлектродном промежутке, а  $V$  — скорость газового потока. Приравнявая эти выражения, находим:

$$V = \sqrt{\frac{9}{8} \cdot \frac{\epsilon_0}{\rho} \cdot E_0}.$$

Поскольку  $\epsilon_0 = 8,8542 \cdot 10^{-12} \frac{\Phi}{\text{м}}$ , а  $\rho = 1,2928 \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}$  (для воздуха при комнатных условиях [24, 30]), получаем практический (инженерный) результат в виде соотношения:

$$V \left[ \frac{\text{м}}{\text{с}} \right] \approx 0,28 \times E_0 \left[ \frac{\text{кВ}}{\text{см}} \right]. \quad (24)$$

Рассмотренная выше стационарная модель позволила получить и проанализировать основные электрофизические параметры и соотношения для ЭГД-потока в плоской конфигурации электродов, подобной системе Дюманшена [9]. Однако на практике такая электродная система является непроницаемой для движения газового потока. Поэтому нами была предложена конструкция коаксиального модуля, состоящего из плазменного эмиттера (ПЭ) в форме трубки и коллектора из плоской металлической сетки. Такая конструкция не создает помех для прохождения через нее газовых потоков. К тому же набором параллельно расположенных коаксиальных модулей можно наращивать площадь эмиссии заряженных частиц в заданных пределах [27—29].

### Компьютерная симуляция ЭГД-потока

С целью оптимизации параметров принятой коаксиальной конструкции, плазменного эмиттера,

а также более полного понимания происходящих процессов была разработана модель электрогидродинамического потока, для проведения компьютерного моделирования с помощью пакета программ Comsol-Multiphysics [31]. Был промоделирован ЭГД-поток в воздухе, создаваемый плазмой разряда на поверхности диэлектрической трубки, который движется в МП из двух параллельных электродов в форме трубки и плоской сетки.

За основу модели взяли систему уравнений (1)—(9) со следующими граничными условиями: напряжение на сетке  $U_0 = 20$  кВ, а на границах модели был задан нулевой потенциал. Используемые в численном моделировании параметры сведены в таблице.

Таблица

**Параметры, используемые в моделировании**

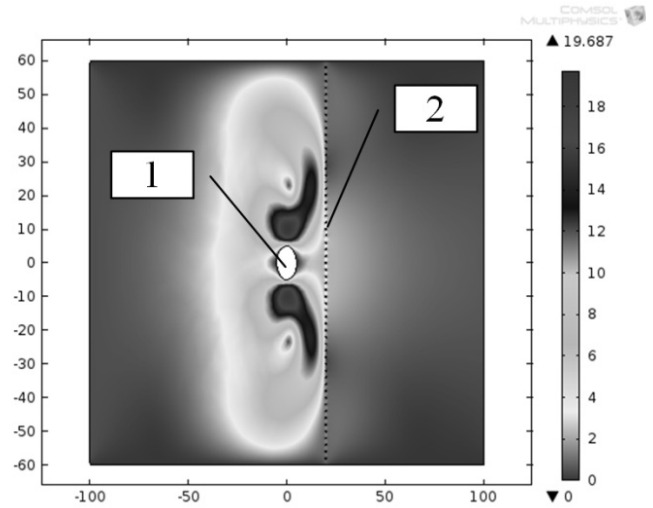
Параметр	Значение
Диэлектрическая проницаемость воздуха, $\epsilon_r$	1
Коэффициент диффузии зарядов $D$ , $m^2/c$	$5,3 \times 10^{-5}$
Коэффициент подвижности ионов $\mu_i$ , $m^2/(B \cdot c)$	$1,8 \times 10^{-4}$
Плотность воздуха $\rho$ , $kg/m^3$	1,23
Динамическая вязкость воздуха $\mu$ , Па·с	$1,8 \times 10^{-5}$
Концентрация ионов на эмиттере $n(0)$ , $cm^{-3}$	$10^{10}$
Концентрация ионов на сетке, $n(d)$ , $cm^{-3}$	0
Объемная плотность заряда на эмиттере $q$ , Кл·м <sup>-3</sup>	$1,6 \times 10^{-5}$

Геометрия области для двумерной модели представляла коаксиальный ПЭ окружностью диаметром 10 мм с координатами (0,0). Плоская сетка коллектора удалена от края электрода на 20 мм.

С целью оптимизации параметров системы и достижения максимума газового потока была промоделирована скорость потока в зависимости от прозрачности коллекторной сетки. Прозрачность сетки  $T$  варьировалась изменением шага сетки и радиуса проволоки. Было установлено возрастание  $V$  с увеличением  $T$ . Поэтому было решено использовать сетку с прозрачностью 0,7 при изготовлении коллектора в экспериментальной установке.

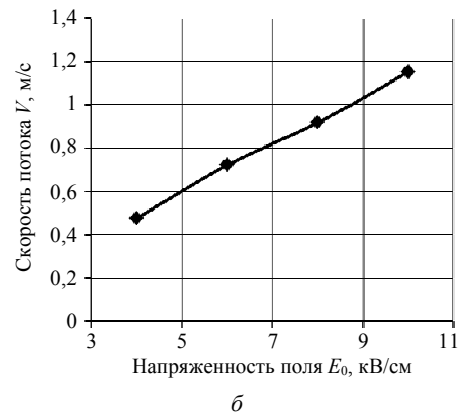
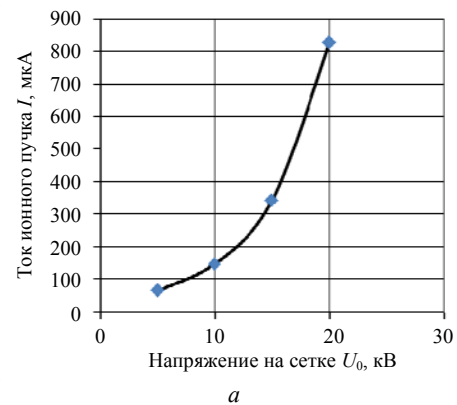
На рис. 1 представлено распределение скорости электрогидродинамического воздушного потока между коаксиальным ПЭ (1) и сеточным коллектором ионов (2). Также, рассчитаны вольт-амперная зависимость ионного пучка в воздухе (см. рис. 2, а) и зависимость максимальной скорости ЭГД потока от напряженности поля, график которой изображен на рис. 2, б.

Результаты теоретических расчетов для плоского случая и численного моделирования для коаксиальной геометрии ПЭ удовлетворительно согласуются, что подтверждает корректность принятых допущений.



**Рис. 1. Интенсивность распределения амплитуды скорости воздушного потока:**

1 — плазменный эмиттер, 2 — сеточный коллектор ионов



**Рис. 2. Зависимости:**

а — вольт-амперная для ионного пучка в воздухе и б — максимальной скорости ЭГД потока от напряженности поля, рассчитанные для двумерной модели

**Экспериментальное исследование электрогидродинамического потока**

**Описание экспериментальной установки**

На основании выбранной схемы конструкции и полученных результатов моделирования была разработана и создана экспериментальная уста-

новка для исследований электрогидродинамических потоков, получаемых с помощью высокочастотного барьерного разряда. Функциональная схема установки показана на рис. 3. Источником заряженных частиц служила плазма, образующаяся на поверхности плазменного эмиттера благодаря горению на нем высокочастотного барьерного разряда, распределенного по поверхности диэлектрика.

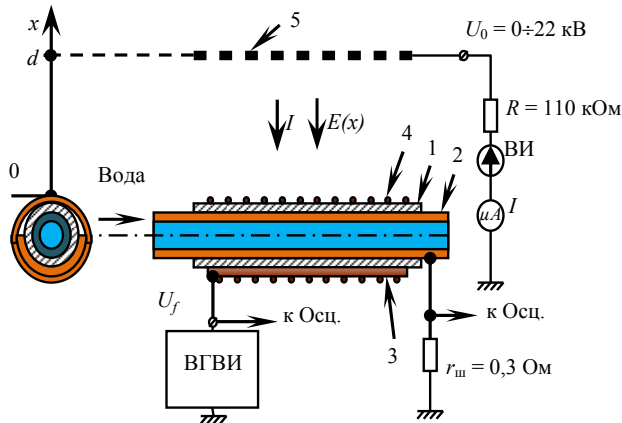


Рис. 3. Функциональная схема экспериментальной установки:

1 — диэлектрическая трубка; 2 — медная трубка (внутренний электрод); 3 — медный желоб (внешний электрод); 4 — медная проволока; 5 — металлическая сетка

Конструкция ПЭ включала диэлектрическую трубку (1) радиусом 5 мм, толщиной стеки 1 мм и длиной 30 мм. Внутри керамической трубки вставлялась медная трубка (2), служившая внутренним электродом. Внешним электродом являлся медный желоб (3) длиной 20 см. На диэлектрическую трубку и медный желоб наматывалась медная проволока (4) диаметром 0,5 мм. Шаг намотки проволоки на трубках составлял 5 мм. Было экспериментально установлено, что при таком шаге происходит наиболее полное и равномерное заполнение плазмой, поверхности керамической трубки.

Переменное напряжение  $U_f$  от высоковольтного генератора высокочастотных импульсов (ВГВИ) прикладывалось к внешним электродам плазменного эмиттера, а внутренний электрод соединялся с землей через токовый шунт  $r_{ш}$ . При этом на внешней поверхности диэлектрической трубки возникал плазменный слой барьерного разряда. Выделявшееся при работе плазменного эмиттера тепло отводилось водой, протекавшей через трубку (2) и далее в теплообменник системы охлаждения.

Над ПЭ располагалась металлическая сетка (5) с прозрачностью  $T = 0,7$ , которая являлась коллектором ионного пучка. Расстояние  $d$  от коллектора до эмиттера варьировалось в диапазоне от 14 до 22 мм. Через ограничительное сопротивление

$R = 110$  кОм к сетке прикладывалось постоянное напряжение смещения  $U_0$ . Высоковольтный источник постоянного напряжения (ВИ) обеспечивал на сеточном коллекторе напряжение смещения  $0 \div 22$  кВ с постоянным током до 20 мА положительной или отрицательной полярности.

При отрицательной полярности напряжения смещения положительные ионы двигались под действием внешнего поля  $E(x)$  от плазменного эмиттера к коллектору. В случае положительного потенциала на сетке под действием внешнего поля  $E(x)$  из плазмы барьерного разряда вытягивались электроны и за счет реакции трехтельного прилипания к молекулам кислорода образовывали отрицательные ионы, которые также двигались к сетке. При движении положительных или отрицательных ионов и создавался ЭГД-поток в сторону сетки. Возникающий при этом ионный ток  $I$  регистрировался микроамперметром (в единицах мкА).

В экспериментах использовался малоиндуктивный шунт с сопротивлением  $r_{ш} = 0,3$  Ом. Форма напряжения разряда регистрировалась высоковольтным щупом Tektronix P6015A. Полученные данные регистрировались, обрабатывались и сохранялись двухканальным осциллографом LeCroy WaveRunner 6051A. Для измерения величины скорости воздушного потока служил цифровой термоанемометр марки АТТ-1004.

#### Установка с генератором высокого напряжения синусоидальной формы

В ходе проведенных экспериментов исследовалось влияние параметров экспериментальной установки на электроразрядные и газодинамические характеристики ЭГД-потока при питании плазменного эмиттера от двух разных источников: генератора синусоидального напряжения до 12 кВ и частотой 23 кГц (ВГВИ-1) и генератора прямоугольных импульсов до 12 кВ и перестраиваемой частотой до 25 кГц (ВГВИ-2). Характеристики генераторов, а также принцип их работы подробно рассмотрены в [28—32].

Рассчитанные по формуле (23) вольт-амперные характеристики представлены на рисунке 4, а. Полученные экспериментально зависимости ионного тока  $I$ , текущего от эмиттера к сетке, при изменении постоянного напряжения на сетке  $U_0$  и разных значениях  $d$ , изображены на рисунке 4, б. Из графиков рис. 4 видно, что ток увеличивается как при увеличении напряжения смещения на коллекторе, так и при уменьшении ширины межэлектродного промежутка, но практически не зависит от отрицательной или положительной полярности напряжения на сетке (ОПС или ППС, соответственно).

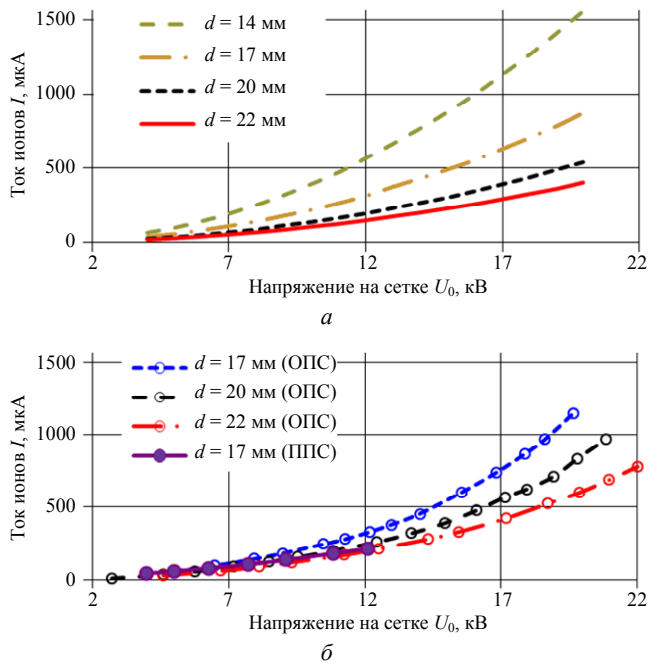


Рис. 4. Расчетные (а) и экспериментальные (б) зависимости тока ионов ( $I$ ) от напряжения на сетке ( $U_0$ ) при напряжении питания плазменного эмиттера  $U_f = 10$  кВ

Сравнение расчётных и экспериментальных характеристик показывает достаточно хорошее соответствие расчётных данных экспериментальным значениям в диапазоне напряжений смещения от 4 до 17 кВ. При дальнейшем увеличении напряжения на сеточном коллекторе ионов наблюдается превышение значений, полученных экспериментально, над расчётными данными. Это, вероятно, обусловлено тем, что формула (23) справедлива только для случая с неизменной плотностью тока по сечению ионного пучка. Вольт-амперная зависимость рис. 2, а, рассчитанная для двухмерной модели с учетом коаксиальной формы ПЭ, более точно соответствует экспериментальным данным.

Прямые измерения скорости воздушного потока за сеткой показали возникновение ЭГД-потока при использовании в качестве источника ионов плазменного эмиттера с создаваемым на нем высокочастотным барьерным разрядом, распределенным по поверхности диэлектрика. На рис. 5 показаны экспериментальные зависимости  $V$  от величины  $E_0 = \frac{u_0}{d}$  при трех значениях  $d = 18, 20$  и  $22$  мм (для  $U_f = 10$  кВ). Они хорошо ложатся на одну прямую, что согласуется с формулой (24). Однако наклон  $\frac{V}{E_0} \approx 0,11 \frac{\text{м} \cdot \text{см}}{\text{с} \cdot \text{кВ}}$  этих экспериментальных зависимостей примерно в три раза ниже расчетного значения  $0,28 \frac{\text{м} \cdot \text{см}}{\text{с} \cdot \text{кВ}}$  (см. формулу (24)), что, видимо, является следствием прибли-

женности допущений, принятых в одномерной модели. Рассчитанный для двухмерного случая график  $V = f(E_0)$  (рис. 2, б) хорошо согласуется с экспериментом.

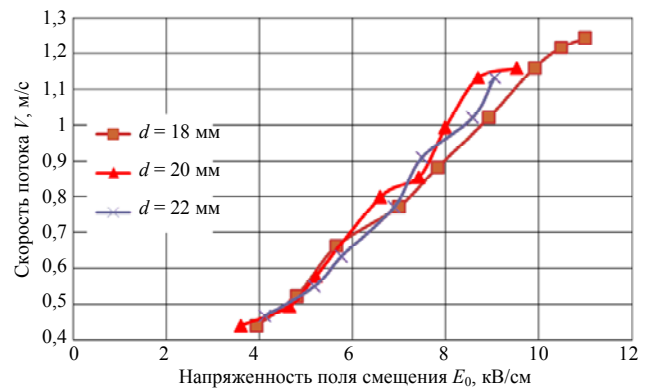


Рис. 5. Экспериментальные зависимости скорости потока  $V$  от средней напряженности поля  $E_0 = U_0/d$  при трех значениях межэлектродного расстояния  $d = 18, 20$  и  $22$  мм (при  $U_f = 10$  кВ)

### Установка с высоковольтным генератором импульсов прямоугольной формы с перестраиваемой частотой

В экспериментах исследовалось влияние электрических параметров питания плазменного эмиттера (амплитуды, длительности и частоты импульсов напряжения) на характеристики высокочастотного барьерного разряда и ток ионного пучка, а также на скорость и пространственный профиль скоростей ЭГД-потока в окружающем воздухе.

На рис. 6 изображены характерные фотографии свечения плазмы барьерного разряда на поверхности диэлектрической трубки ПЭ при разных значениях амплитуды  $U_f$  и частоты напряжения  $f$ . Из них видно, что чем выше  $U_f$  и  $f$ , тем большую поверхность занимает разрядная плазма, а следовательно, больше эффективная площадь эмиссии ионов  $S$ .

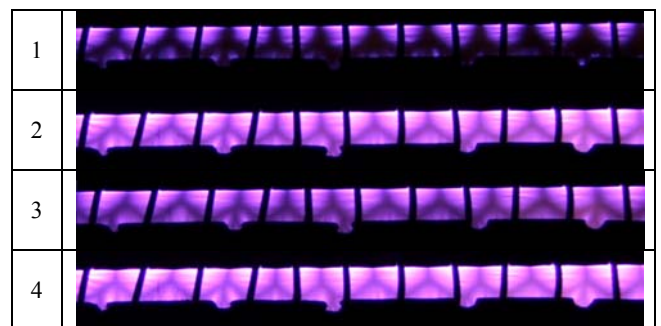


Рис. 6. Фотографии свечения плазмы барьерного разряда на поверхности эмиттера ионов при разных значениях напряжениях и частоты питания эмиттера:  
1 —  $U_f = 6$  кВ и  $f = 20$  кГц; 2 —  $U_f = 10$  кВ и  $f = 20$  кГц;  
3 —  $U_f = 10$  кВ и  $f = 10$  кГц; 4 —  $U_f = 10$  кВ и  $f = 25$  кГц

Измеренные зависимости скорости потока  $V$ , от напряжения на коллекторе  $U_0$  при неизменном расстоянии между эмиттером и коллектором  $d = 18$  мм и разных значениях напряжения и частоты питания барьерного разряда показаны на рис. 7. Величина  $V$  растет с повышением  $U_0$ ,  $U_f$  и  $f$ . При этом скорость ЭГД-потока прямо пропорциональна напряжению на коллекторе  $U_0$ .

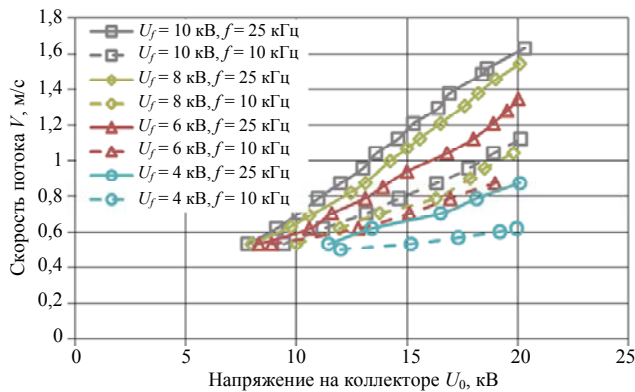


Рис. 7. Экспериментальные зависимости скорости потока  $V$  от напряжения на коллекторе  $U_0$  при расстоянии  $d = 18$  мм и разных значениях  $U_f$  и  $f$

На рис. 8 приводятся сравнительные характеристики поперечного распределения скорости потока для одного и двух ПЭ. Оценим величину воздушного потока, создаваемого системой с одной и двумя трубками ПЭ (рис. 8). Величина потока будет равна:

$$W = L \int_{x_1}^{x_2} V(x) dx,$$

где  $L = 20$  см — рабочая длина ПЭ. Величины потоков для одной трубки  $W_1 \approx 4,5$  л/с и  $W_2 \approx 11,7$  л/с для двух трубок, соответственно.

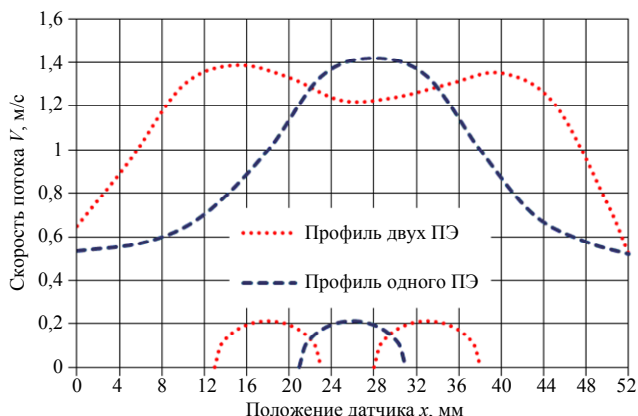


Рис. 8. Сравнение профилей поперечного распределения скорости воздушного потока над одной и двумя трубками;  $d = 17$  мм,  $U_0 = 20$  кВ,  $U_f = 11$  кВ. Внизу показан профиль трубок ПЭ

В случае двух трубок (при  $U_0 = 20$  кВ) величина газового потока значительно превышает пре-

дельную величину потока, достигаемую другими методами его получения. Так, например, при использовании систем на основе коронного разряда при напряжении 30 кВ максимально получаемая величина газового расхода составляла до 3 л/с [19, 20].

Полученное значение  $W_2 \geq 2 \cdot W_1$ , прямо свидетельствует о возможности масштабирования величины потока с увеличением числа трубок ПЭ (увеличением площади эмиссии плазмы) [28, 29]. При этом, соответственно, необходимо учитывать возрастание мощности, потребляемой плазменным эмиттером.

## Заключение

Основные результаты и выводы работы могут быть сформулированы следующим образом.

1. Представлена теоретическая модель электрогидродинамического потока и рассчитаны его основные характеристики для плоской геометрии электродов и для случая с плазменным эмиттером ионов коаксиальной формы.

2. Создано и экспериментально исследовано устройство формирования электрогидродинамического потока на основе коаксиального плазменного эмиттера и сеточного коллектора ионов. Полученные экспериментальные данные согласуются с результатами теоретических расчётов.

3. Продемонстрирована возможность масштабирования площади и величины газового расхода за счёт параллельного набора плазменных эмиттеров. В устройстве с двумя коаксиальными плазменными эмиттерами площадь поперечного сечения воздушного потока составила около  $100 \text{ см}^2$ , а его величина превысила 11 л/с, что сравнимо с газовыми потоками, создаваемыми электромеханическими вентиляторами, и значительно больше, чем у потоков, получаемых с помощью коронного разряда.

## Литература

1. Hauksbee F. Physico-mechanical experiments on various subjects. — London, England, 1709.
2. Peek F. W. Dielectric phenomena in high voltage engineering. — New York: McGraw-Hill, 1929.
3. Чижевский А. Л. Аэроионизация в народном хозяйстве. — М.: Госпланиздат, 1960.
4. Robinson M. // AIEE Transactions. 1961. V. 80. P. 143.
5. Leonard G. L., Mitchner M., Self S. A. // Journal Fluid Mech. 1983. V. 127. P. 123.
6. Горкин С. Б., Козлов Б. А., Соловьев В. И. // Известия РАН. Серия физическая. 1994. Т. 58. № 2. С. 42.
7. Colver G., El-Khabiry S. // Phys. Fluids. 1997. V. 9. No. 3. P. 587.
8. Mclean K. J. // IEEE Proceedings on Science Measurement and Technology. 1998. V. 135. No. 6. P. 347.



9. Хомич В. Ю., Ямицкий В. А. Препринт ЦНП ИПЭ РАН. — М.: РИИС ФИАН, 2003. .
10. Brown D. L., Jewell-Larsen N. E., Krichtafovitch I. A., et al. / In Proc. International Symposium on High Voltage Engineering (ISH). Delft, Nederland, 2003. P. 1—4.
11. Верещагин И. П. Коронный разряд в аппаратах электрон-ионной технологии. — М.: Энергоатомиздат, 1985.
12. Канцов Н. А. Коронный разряд и его применение в электрофильтрах. — М.: Гос. изд-во техн.-теор. лит., 1947.
13. Кулешов П. С. // Электронный научный журнал «Исследовано в России». 2005. Вып. 227. С. 2336.
14. Leger L., Moreau E., Touchard G. // IEEE Transactions on Industry Applications. 2002. V. 38. No. 6. P. 1478.
15. Madhan R. C. M., Roth J. R., Sin H. / AIAA paper 2003. 41st Aerospace Sciences Meeting & Exhibit 2003, Reno, Nevada, USA. P. 531.
16. Fisher T., Garimella S. V., Go D. B., et al. // Journal of Applied Physics. 2007. V. 102. P. 53.
17. Honer K. A., Jewell-Larsen N. E., Ran H., et al. / Emerging Technologies in Forced Convection Air Cooling. Thermal News, 11-1-2008.
18. Khomich V. Yu., Moshkunov S. I., Nebogatkin S. V., et al. // Quantum Electronics. 2011. V. 41. No. 12. P. 1093.
19. Козлов Б. А., Соловьев В. И. // ЖТФ. 2006. Т. 76. № 7. С. 1.
20. Козлов Б. А., Соловьев В. И. // ЖТФ. 2007. Т. 77. № 7. С. 1.
21. Owsenek B., Seyed-Yagoobi J. // Journal of Heat Transfer. 1997. V. 119. P. 604.
22. Karpov S. V., Krichtafovitch I. A. / Proceedings of the COMSOL Multiphysics User's Conference. — Boston, 2005.
23. Jayanty V., Jewell-Larsen N. E., Hsu C.-P., et al. / COMSOL Multiphysics. Proceedings of the ESA Annual Meeting on Electrostatics, 2008.
24. Яворский Б. М., Детлаф А. А. Справочник по физике. М.: Наука, 1964
25. Аполлонов В. В., Васьковский Ю. М., Жаворонков М. И. и др. // Квантовая электроника. 1985. Т. 12. № 1. С. 5.
26. Apollonov V. V., Baitsur G. G., Ermachenko A. V., et al. // JOSA B. 1991. V. 8. P. 220.
27. Небогаткин С. В., Хасая Р. Р., Хомич В. Ю. и др. // Прикладная физика. 2009. № 4. С. 111.
28. Миколуцкий С. И., Небогаткин С. В., Хасая Р. Р. и др. / Препринт Института электрофизики и электроэнергетики РАН, 2009.
29. Мошкунов С. И., Небогаткин С. В., Ребров И. Е. и др. // Прикладная физика. 2011. № 6. С. 222.
30. Кикоин И. К. Таблицы физических величин. Справочник. — М.: Атомиздат, 1976.
31. Небогаткин С. В., Ребров И. Е. Материалы конкурса Российской академии наук для молодых ученых РАН 2012 года.
32. Moshkunov S. I. A New Approach for developing highly effective Solid — State HV Pulse Generators for Laser Pumping. Book of abstracts. 17th ALT'09. Antalya. 2009. P. 233.
33. Малашин М. В., Мошкунов С. И., Небогаткин С. В. и др. // Квантовая электроника. 2011. Т. 41. № 4. С. 366.
34. Gryaznov O. V., Malashin M. V., Moshkunov S. I., et al. // Quantum Electron. 2009. V. 39. P. 714.

## Powerful electrohydrodynamic flow on the basis of the high-frequency barrier discharge in gas

S. V. Nebogatkin, I. E. Rebrov, V. Yu. Khomich, and V. A. Yamshchikov

Institute for Electrophysics and Electric Power of the Russian Academy of Sciences  
18 Dvortsovaya naberezhnaya, Sankt-Peterburg, 191186, Russia  
E-mail: yamshchikov52@mail.ru

Received November 11, 2014

***Theoretically and experimentally the electrohydrodynamic flow in gas induced by the high-frequency barrier discharge distributed on a dielectric surface is investigated. Dependences of ionic current, speed of a gas flow and their spatial distributions from parameters of power supply of the plasma emitter of ions and the external electric field determined by potential on a grid collector are given.***

PACS: 52.30.-q

**Keywords:** electrohydrodynamic flow, high-frequency barrier discharge, ionic current, speed and value of a flow.

### References

1. F. Hauksbee, *Physico-Mechanical Experiments on Various Subjects*. (London, England, 1709).
2. F. W. Peek, *Dielectric Phenomena in High Voltage Engineering*. (New York: McGraw-Hill, 1929).
3. A. L. Chizhevsky, *Air-Ionic Atmosphere in National Economy* (Gosplanizdat, Moscow, 1960).
4. M. Robinson, AIEE Transactions **80**, 143 (1961).
5. G. L. Leonard, M. Mitchner, and S. A. Self, Journal Fluid Mech. **127**, 123 (1983).

6. S. B. Gorkin, B. A. Kozlov, and V. I. Solov'ev, *Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys.* **58**, 42 (1994).
7. G. Colver and S. El-Khabiry, *Phys. Fluids* **9**, 587 (1997).
8. K. J. Mclean, *IEEE Proceedings on Science Measurement and Technology* **135**, 347 (1998).
9. V. Yu. Khomich and V. A. Yamshchikov, Preprint TsNP IPE RAN (2003).
10. D. L. Brown, N. E. Jewell-Larsen, I. A. Krichtafovitch, et al., in *Proc. International Symposium on High Voltage Engineering (ISH)*. (Delft, Nederland, 2003). P. 1—4.
11. I. P. Vereshchagin, *Corona Discharge in Devices of Electron-Ion Technology* (Energoatomizdat, Moscow, 1985) [in Russian].
12. N. A. Kaptsov, *Corona Discharge and Its Application* (GITTL, Moscow, 1947).
13. P. S. Kuleshov, *Electronic Journal "Issledovano v Rossii"*, No. 227, 2336 (2005).
14. L. Leger, E. Moreau, and G. Touchard, *IEEE Transactions on Industry Applications* **38**, 1478 (2002).
15. R. C. M. Madhan, J. R. Roth, and H. Sin, in *AIAA paper 2003. 41st Aerospace Sciences Meeting & Exhibit* (2003, Reno, Nevada, USA). P. 531.
16. T. Fisher, S. V. Garimella, D. B. Go, et al., *Journal of Applied Physics* **102**, 53 (2007).
17. K. A. Honer, N. E. Jewell-Larsen, H. Ran, et al., in *Emerging Technologies in Forced Convection Air Cooling*. (Thermal News, 11-1-2008).
18. V. Yu. Khomich, S. I. Moshkunov, S. V. Nebogatkin, et al., *Quantum Electronics* **41**, 1093 (2011).
19. B. A. Kozlov and V. I. Solov'ev, *Tech. Phys.* **76** (7), 1 (2006).
20. B. A. Kozlov and V. I. Solov'ev, *Tech. Phys.* **77** (7), 1 (2007).
21. B. Owsenek and J. Seyed-Yagoobi, *Journal of Heat Transfer* **119**, 604 (1997).
22. S. V. Karpov and I. A. Krichtafovitch, in *Proceedings of the COMSOL Multiphysics User's Conference*. (Boston, 2005).
23. V. Jayanty, N. E. Jewell-Larsen, C.-P. Hsu, et al., in *COMSOL Multiphysics. Proceedings of the ESA Annual Meeting on Electrostatics*, (2008).
24. B. M. Yavorsky and A. A. Detlaf, *Handbook on Physics* (Nauka, Moscow, 1964) [in Russian].
25. V. V. Appolonov, Yu. M. Vas'kovsky, M. P. Zhavoronkov, et al., *Quantum Electronics* **12**, 5 (1985).
26. V. V. Apollonov, G. G. Baitсур, A. V. Ermachenko, et al., *JOSA B.* **8**, 220 (1991).
27. S. V. Nebogatkin, R. R. Khasaya, V. Yu. Khomich, et al., *Prikladnaya Fizika*, No. 4, 111 (2009).
28. S. I. Mikolutsky, S. V. Nebogatkin, R. R. Khasaya, et al., Preprint of Institute for Electrophysics, RAS, 2009.
29. S. I. Moshkunov, S. V. Nebogatkin, I. E. Rebrov, et al., *Prikladnaya Fizika*, No. 6, 222 (2011).
30. I. K. Kikoin, *Tables of Physical Quantities. Handbook*. (Atomizdat, Moscow, 1976) [in Russian].
31. S. V. Nebogatkin and I. E. Rebrov, in *Materials of Competition in RAS for Young Scientists* (2012).
32. S. I. Moshkunov, *A New Approach for developing highly effective Solid-State HV Pulse Generators for Laser Pumping*. In *Book of Abstracts. 17th ALT'09*. (Antalya. 2009). P. 233.
33. M. V. Malashin, S. I. Moshkunov, S. V. Nebogatkin, et al., *Quantum Electronics* **41**, 366 (2011).
34. O. V. Gryaznov, M. V. Malashin, S. I. Moshkunov, et al., *Quantum Electronics* **39**, 714 (2009).