

ХИМИЧЕСКАЯ ФИЗИКА, ФИЗИЧЕСКАЯ КИНЕТИКА И ФИЗИКА ПЛАЗМЫ

Степень ионизации воздуха в плазме нестационарного пульсирующего разряда в дозвуковых и сверхзвуковых потокахВ. М. Шибков,^a Л. В. Шибкова, А. А. Логунов*Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, физический факультет, кафедра физической электроники. Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.*

Статья поступила 22.01.2018, принята к публикации 07.03.2018.

Определена степень ионизации плазмы в нестационарном пульсирующем разряде, создаваемом с помощью стационарного источника питания в дозвуковых и сверхзвуковых воздушных потоках. Экспериментально получено, что при изменении скорости потока от 150 м/с до 520 м/с концентрация электронов в плазме вблизи электродов при неизменном разрядном токе 15.5 А изменяется от 10^{15} см⁻³ до $3.7 \cdot 10^{16}$ см⁻³, а температура газа возрастает от 400 К до 1250 К. Показано, что при низких дозвуковых скоростях воздушного потока степень ионизации газа в плазме пульсирующего разряда порядка 10^{-4} , а с увеличением скорости потока она резко возрастает и достигает величины 10^{-2} при скорости 500 м/с.

Ключевые слова: сверхзвуковой воздушный поток, пульсирующий в потоке разряд, низкотемпературная плазма, концентрация электронов, степень ионизации.

УДК: 533.9. PACS: 52.80.-s, 52.70.-m.

В работе представлены результаты исследований основных параметров плазмы нестационарного пульсирующего поперечно-продольного разряда, создаваемого в дозвуковых и сверхзвуковых воздушных потоках с помощью стационарного источника питания. Неравновесная низкотемпературная плазма пульсирующего разряда является оптимальной с точки зрения применения ее в различных областях сверхзвуковой плазменной аэродинамики. В настоящее время проводятся интенсивные исследования, связанные с разработкой новых способов повышения эффективности горения газообразных и жидких топлив в условиях высокоскоростных воздушных потоков. Классические способы решения проблем, стоящих перед создателями прямоточных воздушно-реактивных двигателей, неэффективны в условиях сверхзвуковых течений. Для целей уменьшения времени воспламенения горючего, увеличения полноты сгорания топлива и стабилизации сверхзвукового горения в различных лабораториях предлагается использовать плазменную технологию, позволяющую оптимизировать режим горения воздушно-углеводородных топлив в высокоскоростных воздушных потоках без использования механических застойных зон, что кардинально меняет традиционные способы управления процессом горения. При этом для создания плазмы используются различные разряды: поперечные и продольные электродные разряды [1–10], высокочастотные разряды, создаваемые либо в объеме камеры, либо на поверхности диэлектрика, искровые, дуговые, тлеющие, коронные разряды, высоковольтные наносекундные разряды, барьерные и лазерные разряды, а также свободно локализованные СВЧ-разряды, микроволновые разряды, создаваемые поверхностной волной на диэлектрическом теле [10–30]. Для оптимизации сгорания углеводородных топлив в условиях сверхзвуковых воздушных потоков необходимо знать параметры плазмы, используемой для воспламенения

и стабилизации горения газообразных и жидких топлив.

Эксперименты проводились на установке, состоящей из вакуумной барокамеры, ресивера высокого давления воздуха, системы для создания сверхзвукового потока, прямоугольного расширяющегося аэродинамического канала с присоединенным воздухопроводом, высоковольтного источника питания для создания газоразрядной плазмы, системы синхронизации и диагностической аппаратуры [7, 8, 10, 15]. Разряд создавался в аэродинамическом канале, установленном внутри цилиндрической барокамеры объемом три кубических метра. Вакуумная система позволяла откачивать воздух в барокамере до давления 0.01 Торр. Сверхзвуковой поток в аэродинамическом канале создавался при заполнении барокамеры воздухом через специально профилированное сопло Лавала. Электродный узел специальной конфигурации позволял легко реализовать пульсирующий разряд постоянного тока без его дополнительной инициации в широком диапазоне давления воздуха в барокамере $p = 10 - 760$ Торр.

Параметры высокоскоростного потока (скорость, массовый расход, температура и плотность) определялись по экспериментально измеренным значениям статического p_1 и полного p_0 давлений соответственно в аэродинамическом канале и ресивере, содержащем сжатый до высокого давления воздух. Давление p_0 неподвижного воздуха в ресивере и статическое давление p_1 в потоке измерялись с помощью датчиков давления, расположенных в воздушном ресивере и на стенке аэродинамической трубы. Используя хорошо известные формулы газовой динамики [31] по измеренному отношению p_1/p_0 , по формуле (1) рассчитывалась величина безразмерной скорости λ потока и связанные с ней величины, определяющие скорость (2) потока, температуру (3) газа, плотность (4) и концентрацию (5) молекул воздуха в холодном высокоскоростном потоке:

^a E-mail: shibkov@phys.msu.ru

$$\lambda^2 = \left[1 - \left(\frac{p_1}{p_0} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \right] \frac{\gamma+1}{\gamma-1}, \quad (1)$$

$$v = 18.3\lambda\sqrt{T_0}, \quad (2)$$

$$\frac{T_1}{T_0} = 1 - \frac{\gamma-1}{\gamma+1}\lambda^2, \quad (3)$$

$$\frac{\rho}{\rho_0} = \left(1 - \frac{\gamma-1}{\gamma+1}\lambda^2 \right)^{\frac{1}{\gamma-1}}, \quad (4)$$

$$n = \rho \frac{N_A}{M} = \frac{N_A}{M} \rho_0 \left(1 - \frac{\gamma-1}{\gamma+1}\lambda^2 \right)^{\frac{1}{\gamma-1}}, \quad (5)$$

где $\gamma = c_p/c_v = 1.4$ для невозбужденного воздуха, v — скорость воздушного потока, T_1 — температура газа в потоке, ρ и n — плотность и концентрация молекул воздуха в холодном потоке, ρ_0 , n_0 и T_0 — плотность, концентрация и температура газа в ресивере высокого давления, N_A — постоянная Авогадро, M — молярная масса воздуха.

Основные параметры пульсирующего разряда (временной ход падения напряжения на разряде, разрядного тока и свечения плазмы) определялись с помощью автоматизированной системы сбора и обработки информации. Данная система позволила в масштабах реального времени проводить регистрацию сигналов от электрических зондов, импульсных датчиков давления, термопарных датчиков; фотоэлектронного умножителя; цифрового спектрографа; тензодатчиков; безындукционного малого сопротивления, падение напряжения на котором пропорционально величине разрядного тока; высоковольтного безындукционного делителя, позволяющего измерять напряжение на разрядном промежутке.

Динамика разряда (изменение во времени длины плазменного канала, скорости его распространения, диаметра разрядного канала, частоты и, соответственно, периода пульсаций разряда, частоты пульсации интенсивности свечения, частоты пульсаций напряжения на разряде и разрядного тока, напряженности электрического поля) определялась с помощью высокоскоростной видео- и фотосъемки, зондового метода, осциллографии, фотоэлектронного умножителя.

Спектр излучения газоразрядной плазмы фиксировался с помощью двухканального спектрографа AvaSpec-2048-2-DT фирмы «Avantes» с обратной линейной дисперсией 0.05 нм/мм для первого канала и 0.32 нм/мм для второго. Минимальное время экспозиции $\tau = 20$ мс. Для измерения концентрации электронов по штарковскому уширению спектральных линий бальмеровской серии водорода использовался цифровой шестиканальный спектрограф OceanOptics с обратной линейной дисперсией 0.063 нм/мм, минимальное время экспозиции $\tau = 2$ мс. Калибровка абсолютной чувствительности спектрографов выполнялась с использованием специальной вольфрамовой лампы накаливания, интенсивность излучения которой определяется температурой вольфрамовой ленты, зависящей от величины тока, проходящего через лампу [32–34]. Динамика пульсирующего разряда изучалась с использованием высокоскоростной цифровой видеокамеры «ВидеоСпринт» с электронно-оптическим наносекундным

затвором. Съемка проводилась при частоте повторения кадров от 5 до 50 кГц и временем экспозиции одного кадра 2 мкс.

Температура газа в плазменном канале пульсирующего разряда определялась спектральным методом по полосам циана и молекулярного иона азота. Для этого рассчитывались модельные распределения по вращательным уровням молекулярных полос CN и N_2^+ при различных температурах газа с учетом аппаратной функции спектрального прибора и различных эффектов, приводящих к уширению спектральных линий в плазме изучаемого разряда (доплеровское уширение, штарковское уширение, уширение за счет эффектов давления, т. е. при столкновении с молекулами воздуха и др.). Далее проводилось сравнение экспериментально полученного спектра с данными математического моделирования. Температура газа считалась равной температуре, при которой получалось наилучшее совпадение рассчитанных данных с экспериментальными результатами.

Условия проведения экспериментов: разряд создавался в аэродинамическом канале с присоединенными воздухопроводами и сменными соплами Лавалья; род газа — воздух, секундный массовый расход воздуха 25–150 г/с; давление в барокамере 10–760 Торр; давление воздуха в ресивере 1–5 атм; скорость дозвуковых (число Маха потока $M < 1$) и сверхзвуковых ($M = 1 - 3.5$) потоков изменялись от 30 м/с до 600 м/с. Для создания разряда использовался стационарный источник питания с выходным напряжением от 1 кВ до 4.5 кВ, обеспечивающий в течение 2 с существование пульсирующего разряда при токе от 2 А до 20 А.

В [7, 8] были представлены результаты изучения параметров плазмы и основных характеристик пульсирующего разряда в сверхзвуковом воздушном потоке с числом Маха $M = 2$. Было показано, что разряд постоянного тока, создаваемый в сверхзвуковом потоке, является нестационарным пульсирующим плазменным образованием. Пульсирующий характер разряда в потоке приводит к осцилляции напряжения на разрядном промежутке, разрядного тока и свечения плазмы. При этом остался нерешенным вопрос о степени влияния скорости потока воздуха на динамику и основные свойства нестационарного пульсирующего разряда, создаваемого с помощью стационарного источника питания.

Для измерения степени ионизации воздуха использовалась непосредственная связь концентрации электронов с полушириной $\Delta\lambda$ спектральной линии [32]. Уширение линии происходит не только из-за эффекта Штарка, но и за счет эффекта Доплера, конечного времени жизни возбужденного атома, эффектов давления и аппаратной функции спектрального прибора. Аппаратная функция определялась экспериментально для каждого прибора. Из экспериментально полученных значений $\Delta\lambda$ выделялась штарковская компонента в соответствии с теорией контуров и эмпирической зависимостью [35].

В работе [36] рассматривались вопросы, связанные с возможностью существования продольного разряда в случае, когда поток распространяется от катода к аноду, а дрейфовая скорость положительных ионов направлена против потока. Для поддержания продольного разряда такой конфигурации напряженность

продольного электрического поля в плазме должна с ростом скорости увеличиваться, чтобы дрейфовая скорость ионов оставалась по величине больше скорости потока.

В нашем случае поперечно-продольного разряда при включении источника постоянного напряжения по кратчайшему расстоянию между катодом и анодом происходит пробой воздуха. Образующаяся при этом плазменная перемычка начинает сноситься высокоскоростным воздушным потоком. Так как скорость воздуха в пограничном слое вблизи поверхности электродов меньше по сравнению со скоростью невозмущенного потока, то скорости перемещения анодного и катодного пятен вдоль электродов меньше, чем скорость центральной части плазменной петли. Точка скольжения плазменной перемычки вдоль анода движется быстрее точки скольжения канала вдоль катода. Это связано с тем, что в анодной части плазменного канала дрейфовая скорость движения ионов совпадает по направлению со скоростью потока, тогда как в катодной части петли скорость дрейфа положительных ионов противоположна направлению распространения потока. Анодное пятно раньше достигает конца электрода и фиксируется на нем, затем на конце второго электрода фиксируется катодное пятно. Плазменный канал продолжает вытягиваться в виде петли вниз по направлению распространения потока. Его длина увеличивается, падение напряжения на нем растет и может превысить пороговое пробойное значение. После этого по кратчайшему расстоянию между электродами происходит новый пробой и процесс повторяется периодически с некоторой частотой повторения. В качестве примера на рис. 1 представлена динамика пульсирующего разряда, создаваемого в дозвуковом потоке воздуха с помощью стационарного источника питания в режиме, при котором отсутствовали дополнительные повторные пробои в течение развития одной петли. Условия эксперимента: давление в воздушном ресивере $p_0 = 1.5$ атм, давление воздуха в барокамере 760 Торр, секундный массовый расход воздуха $dm/dt = 48$ г/с, скорость дозвукового потока $v = 275$ м/с, максимальное значение разрядного тока равно 10 А. Частота съемки 32 кГц, время экспозиции одного кадра 2 мкс. Воздушный поток направлен сверху вниз, время увеличивается слева направо.

На рис. 2 приведены зависимости концентрации электронов от скорости воздушного потока в плазме поперечно-продольного пульсирующего канального разряда на различных расстояниях от электродов

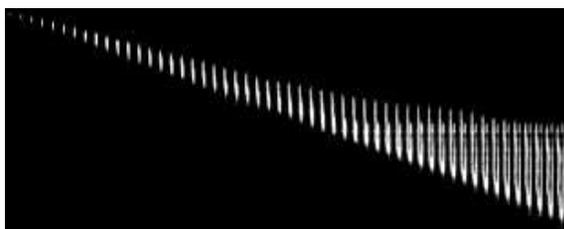


Рис. 1. Хронограмма развития пульсирующего разряда, создаваемого в дозвуковом потоке воздуха $v = 275$ м/с. Частота съемки 32 кГц, время экспозиции одного кадра 2 мкс. Воздушный поток направлен сверху вниз, время увеличивается слева направо

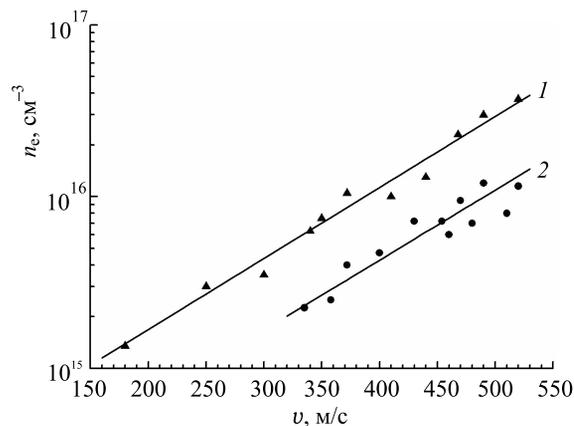


Рис. 2. Зависимость концентрации электронов от скорости потока воздуха в плазме пульсирующего канального разряда на различных расстояниях от электродов $z = 1$ см (1) и $z = 3$ см (2), $i = 15.5$ А

$z = 1$ см (1) и $z = 3$ см (2). Расстояние z отсчитывается вниз по потоку от плоскости $z = 0$, перпендикулярной направлению распространения воздушного потока. В этой плоскости оканчиваются электроды, направленные вдоль потока, на концах которых фиксируется плазменная петля нестационарного пульсирующего в потоке воздуха разряда. Измерения проводились при фиксированном значении разрядного тока $i = 15.5$ А. Видно, что на расстоянии 1 см от электродов при увеличении скорости потока от 150 м/с до 500 м/с концентрация электронов возрастает почти в сорок раз от 10^{15} см⁻³ до $3.7 \cdot 10^{16}$ см⁻³. Высокий уровень концентрации электронов наблюдается также в канальной плазме СВЧ-разряда при больших давлениях воздуха [37]. С увеличением расстояния от электродов до $z = 3$ см электронная концентрация при всех скоростях потока уменьшается приблизительно в 2–3 раза, но также как и при $z = 1$ см линейно нарастает с увеличением скорости.

Для существования поперечно-продольного разряда с увеличением скорости потока необходим рост дрейфовой скорости ионов, т. е. увеличение напряженности электрического поля. Полученная зависимость концентрации электронов от скорости воздушного потока при фиксированном значении разрядного тока может быть объяснена только увеличением напряженности электрического поля в плазменном канале. Зависимость усредненной по времени и длине канала величины напряженности электрического поля в плазме пульсирующего разряда от скорости воздушного потока при разрядном токе $i = 15.5$ А представлена на рис. 3. Видно, что в этих условиях напряженность электрического поля линейно нарастает от 40 В/см до 80 В/см при увеличении скорости потока от 200 м/с до 500 м/с. Нарастание электрического поля приводит к росту частоты ионизации и, соответственно, увеличению концентрации электронов. Экспериментально также показано, что при малых разрядных токах поле растет быстрее, чем при больших i .

На рис. 4 представлен временной ход концентрации электронов, измеренный на расстоянии $z = 1$ см вниз по потоку от электродов, при различных значениях разрядного тока и фиксированном значении скорости потока $v = 500$ м/с. Пульсирующий разряд создавался

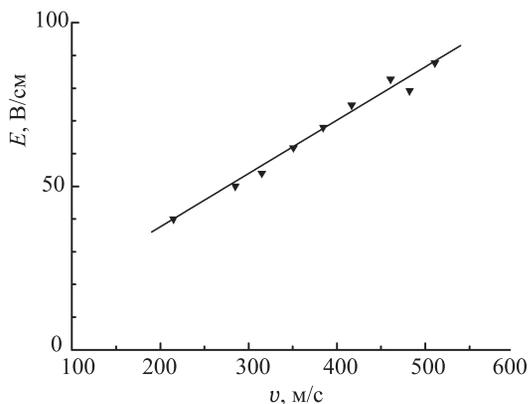


Рис. 3. Зависимость напряженности электрического поля в канальной плазме от скорости воздушного потока при $i = 15.5$ А

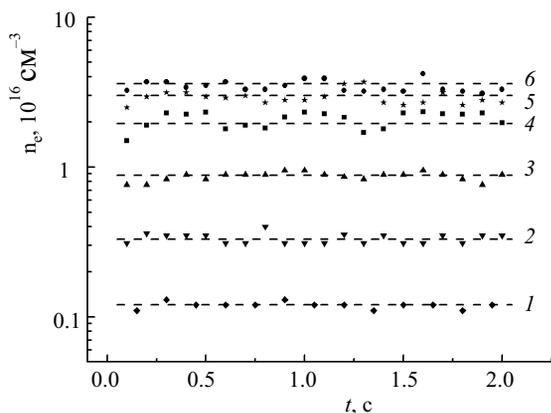


Рис. 4. Временной ход концентрации электронов в плазме пульсирующего разряда при различных значениях разрядного тока i : 1 – 2.3; 2 – 5.5; 3 – 9.8; 4 – 12.5; 5 – 14.5; 6 – 15.5 А и фиксированной скорости потока воздуха $v = 500$ м/с

в течение времени $t = 2$ с. Время экспозиции используемого спектрографа 20 мс. В течение длительности импульса разрядного тока $t = 2$ с регистрировались 20 спектров. Видно, что концентрация электронов при фиксированной скорости потока увеличивается с ростом разрядного тока, причем в течение пуска нестабильность концентрации не превышает 5–10 %.

Для определения степени ионизации газа необходимо, кроме концентрации электронов, знать также концентрацию молекул воздуха в нагретом плазменном канале. Вначале была рассчитана по формуле (3) зависимость температуры газа от скорости высокоскоростного холодного потока без создания в нем разряда. Полученная зависимость приведена на рис. 5 (пунктирная кривая 1). Затем были проведены измерения температуры газа в канальной плазме пульсирующего разряда при различных скоростях потока. Полученная зависимость (точки 2) представлена на рис. 5. Видно, что температура газа в плазменном канале вблизи электродов увеличивается от 450 до 1250 К с ростом скорости воздушного потока от 250 до 500 м/с. С помощью этих данных была определена концентрация молекул воздуха в нагретом плазменном канале пульсирующего разряда.

В [38–40] рассмотрена кинетика нагрева в слабоионизованной плазме СВЧ-разряда в воздухе и сравнение полученных результатов с экспериментальными данными. Модель учитывает различные процессы,

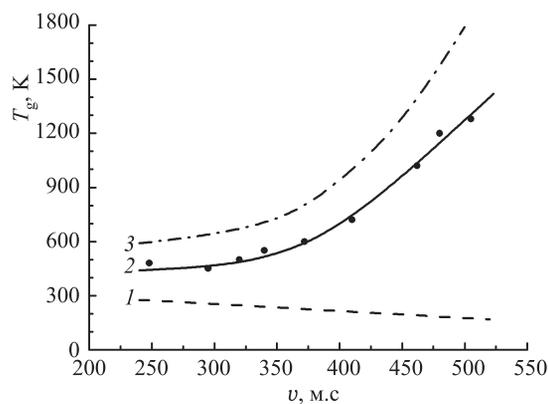


Рис. 5. Зависимость от скорости температуры газа в потоке без создания в нем разряда (1), в канальной плазме пульсирующего разряда (2) и рассчитанной по механизму упругого нагрева (3) при разрядном токе $i = 15.5$ А

приводящие к нагреву газа в слабоионизованной плазме, такие, как передача энергии в поступательные степени свободы при упругих ударах электронов с молекулами, вращательно-поступательная и колебательно-поступательная релаксации, колебательно-колебательный обмен и тушение электронно-возбужденных состояний молекул. Численные расчеты [38] показывают, что в слабоионизованной плазме за быстрый нагрев газа отвечает механизм, связанный с эффективным возбуждением при больших значениях приведенного электрического поля $E/n \geq 10^{-15}$ В · см² электронно-возбужденных состояний молекул азота с последующим их тушением. При этом часть энергии возбуждения этих состояний передается в тепло, что и обеспечивает наблюдаемый в эксперименте быстрый нагрев газа [39, 40].

Следует отметить, что в плазме нестационарного пульсирующего поперечно-продольного разряда, создаваемого в высокоскоростных воздушных потоках, получены высокие значения электронной концентрации $n_e \sim 10^{15} - 10^{16}$ см⁻³. В этих условиях функция распределения электронов по энергиям близка к функции Максвелла с температурой электронов порядка $T_e = 1$ эВ. При таких параметрах плазмы основным механизмом нагрева газа является упругий нагрев. Математическое моделирование упругого нагрева газа показывает, что при концентрации электронов 10^{15} см⁻³ скорость нагрева воздуха $dT_g/dt = 27$ К/мкс, что дает приращение температуры газа в пульсирующем разряде порядка 180 К при скорости воздушного потока $v = 150$ м/с. При $v = 500$ м/с и $n_e = 3 \cdot 10^{16}$ см⁻³ скорость нагрева воздуха $dT_g/dt = 810$ К/мкс, что дает приращение температуры газа в пульсирующем разряде порядка 1600 К. На рис. 5 приведена рассчитанная температура газа по механизму нагрева при учете только упругих столкновений электронов с молекулами воздуха (штрихпунктирная кривая 3). Рассчитанные данные удовлетворительно согласуются с экспериментальными результатами, если учесть, что расчет проводился без учета потери энергии за счет конвективного уноса тепла высокоскоростным потоком.

С учетом полученных данных о концентрациях электронов и молекул воздуха была определена степень ионизации плазмы в нестационарном пульсирующем

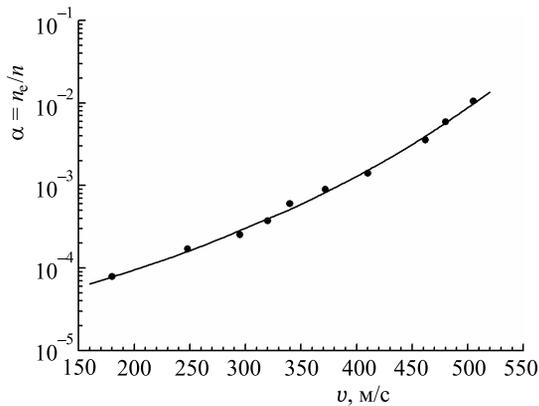


Рис. 6. Зависимость степени ионизации воздуха в плазме пульсирующего разряда от скорости потока воздуха при $i = 15.5$ А, $z = 1$ см

разряде, создаваемом с помощью стационарного источника питания в дозвуковых и сверхзвуковых воздушных потоках. Зависимость степени ионизации воздуха в плазме пульсирующего разряда от скорости потока воздуха при $i = 15.5$ А и $z = 1$ см представлена на рис. 6. Видно, что при низких дозвуковых скоростях воздушного потока степень ионизации газа в плазме порядка 0.01 %, а с увеличением скорости потока степень ионизации газа резко возрастает и достигает величины 1 % при скорости потока 500 м/с. Полученные результаты показывают, что вблизи электродов плазменный канал нестационарного пульсирующего разряда представляет собой сильно ионизованную среду.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментально получено, что в условиях нестационарного пульсирующего разряда, создаваемом с помощью стационарного источника питания, концентрация электронов в плазме изменяется от 10^{15} см $^{-3}$ до $3.7 \cdot 10^{16}$ см $^{-3}$, а температура газа возрастает от 400 до 1250 К в диапазоне изменения скорости потока 150–520 м/с. Показано, что плазма пульсирующего разряда является сильно ионизованной средой, степень ионизации которой увеличивается от 10^{-4} до 10^{-2} при переходе от дозвуковых к сверхзвуковым воздушным потокам.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 18-02-00336).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Алферов В. И., Бушмин А. С. // ЖЭТФ. 1963. **44**. № 6. С. 1775.
- Алферов В. И., Бушмин А. С., Калачев Б. В. // ЖЭТФ. 1966. **51**, № 5(11). С. 1281.
- Алферов В. И. // МЖГ. 2004. № 6. С. 163.
- Еришов А. П., Сурконт О. С., Тимофеев И. Б. и др. // Теплофизика высоких температур. 2004. **42**. № 4. С. 516. (Ershov A. P., Surkont O. S., Timofeev I. B. et al. // *High Temperature*. 2004. **42**, N 4. P. 516.)
- Еришов А. П., Сурконт О. С., Тимофеев И. Б. и др. // Теплофизика высоких температур. 2004. **42**, № 5. С. 669. (Ershov A. P., Surkont O. S., Timofeev I. B. et al. // *High Temperature*. 2004. **42**, N 5. P. 667.)
- Еришов А. П., Калинин А. В., Сурконт О. С. и др. // Теплофизика высоких температур. 2004. **42**, № 6. С. 856. (Ershov A. P., Kalinin A. V., Surkont O. S. et al. // *High Temperature*. 2004. **42**, N 6. P. 865.)
- Шибков В. М., Шибкова Л. В., Логунов А. А. // Физика плазмы. 2017. **43**, № 3, С. 314. (Shibkov V. M., Shibkova L. V. and Logunov A. A. // *Plasma Phys. Rep.* 2017. **43**, N 3. P. 373.)
- Шибков В. М., Шибкова Л. В., Логунов А. А. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 2017. № 3. С. 75. (Shibkov V. M., Shibkova L. V., Logunov A. A. // *Moscow University Physics Bulletin*. 2017. **72**, N 3. P. 294.)
- Шибков В. М., Шибкова Л. В., Логунов А. А. // Физика плазмы. 2018, **44**, № 8. С. 661. (Shibkov V. M., Shibkova L. V., Logunov A. A. // *Plasma Phys. Rep.* 2018. **44**, N 8. P. 754.)
- Копыл П. В., Сурконт О. С., Шибков В. М., Шибкова Л. В. // Физика плазмы. 2012. **38**, № 6. С. 551. (Kopyl P. V., Surkont O. S., Shibkov V. M., Shibkova L. V. // *Plasma Physics Reports*. 2012. **38**, N 6. P. 503.)
- Константиновский Р. С., Шибков В. М., Шибкова Л. В. // Кинетика и катализ. 2005. **46**, № 6. С. 821. (Konstantinovskii R. S., Shibkov V. M., Shibkova L. V. // *Kinetics and Catalysis*. 2005. **46**, N 6. P. 775.)
- Starikovskaya S. M. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2006. **39**. P. R265.
- Starikovskii A. Y., Anikin N. B., Kosarev I. N. et al. // J. of Propulsion and Power. 2008. **24**, N 6. P. 1182.
- Adamovich I. V., Lempert W. R., Rich J. W., Utkin Y. G. // J. of Propulsion and Power. 2008. **24**, N 6. P. 1198.
- Shibkov V. M., Aleksandrov A. F., Chernikov V. A. et al. // J. of Propulsion and Power. 2009. **25**, N 1. P. 123.
- Казанцев С. Ю., Кононов И. Г., Косый И. А. и др. // Физика плазмы. 2009. **35**, № 3. С. 281.
- Александров Н. Л., Киндьева С. В., Кукаев Е. Н. и др. // Физика плазмы. 2009. **35**, № 10. С. 941.
- Шибков В. М., Шибкова Л. В., Громов В. Г. и др. // Теплофизика высоких температур. 2011. **49**, № 2. С. 163. (Shibkov V. M., Shibkova L. V., Gromov V. G. et al. // *High Temperature*. 2011. **49**, N 2. P. 155.)
- Шибков В. М., Шибкова Л. В. // ЖТФ. 2009. **79**, № 10. С. 65. (Shibkov V. M., Shibkova L. V. // *Technical Physics*. 2009. **54**, N 10. P. 1467.)
- Шибков В. М., Шибкова Л. В. // ЖТФ. 2010. **80**, № 1. С. 59. (Shibkov V. M., Shibkova L. V. // *Technical Physics*. 2010. **55**, N 1. P. 58.)
- Архипов Н. О., Знаменская И. А., Мурсенкова И. В. и др. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 2014. № 1. С. 88.
- Artem'ev K. B., Kazantsev S. Yu., Kononov N. G. et al. // J. of Phys. D. — Appl. Phys. 2013. **46**. 055201.
- Leonov S. B., Yarantsev D. A., Napartovich A. P., Kochetov I. V. // IEEE Trans. Plasma Sci. 2006. **34**, N 6. P. 2514.
- Jacobsen L. S., Carter C. D., Jackson T. A. et al. // J. of Propulsion and Power. 2008. **24**, N 4. P. 641.
- Шибков В. М., Александров А. Ф., Еришов А. П. и др. // Физика плазмы. 2005. **31**, № 9. С. 857. (Shibkov V. M., Aleksandrov A. F., Ershov A. P. et al. // *Plasma Physics Reports*. 2005. **31**, N 9. P. 795.)
- Шибков В. М., Еришов А. П., Черников В. А., Шибкова Л. В. // ЖТФ. 2005. **75**, № 4. С. 67. (Shibkov V. M., Ershov A. P., Chernikov V. A., Shibkova L. V. // *Technical Physics*. 2005. **50**, N 4. P. 455.)
- Шибков В. М., Двинин С. А., Еришов А. П., Шибкова Л. В. // ЖТФ. 2005. **75**, № 4. С. 74. (Shibkov V. M., Dvinin S. A., Ershov A. P., Shibkova L. V. // *Technical Physics*. 2005. **50**, N 4. P. 462.)
- Шибков В. М., Шибкова Л. В., Карачев А. А. // ТВТ. 2009. **47**, № 5. С. 650. (Shibkov V. M., Shibkova L. V., Karachev A. A. // *High Temperature*. 2009. **47**, N 5. P. 620.)
- Александров А. Ф., Кузовников А. А., Шибков В. М. // Инженерно-физический журнал. 1992. **62**, № 5. С. 726.

30. Александров А. Ф., Шибков В. М., Шибкова Л. В. // ТВТ. 2010. **48**, № 5. С. 643. (*Aleksandrov A. F., Shibkov V. M., Shibkova L. V.* // *High Temperature*. 2010. **48**, N 5. P. 611.)
31. Абрамович Г. Н. Прикладная газовая динамика. Издание 4-е. М.: Наука, 1976.
32. Методы исследования плазмы. / Под ред. Лохте-Хольтгревена В. М.: Мир, 1971.
33. Зарин А. С., Кузовников А. А., Шибков В. М. Свободно локализованный СВЧ-разряд в воздухе. М.: Нефть и газ, 1996.
34. Шибкова Л. В., Шибков В. М. Разряд в смесях инертных газов. М.: Физматлит, 2005.
35. Olivero J. J., Longbothum R. L. // J. of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer. 1977. **17**, N 2. P. 233.
36. Пащенко Н. Т., Райзер Ю. П. // Физика плазмы. 1982. **8**, № 5. С. 1086.
37. Злобин В. В., Кузовников А. А., Шибков В. М. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1988. **29**, № 1. С. 89.
38. Шибков В. М. // ТВТ. 1997. **35**, № 5. С. 693. (*Shibkov V. M.* // *High Temperature*. 1997. **35**, N 5. P. 681.)
39. Шибков В. М. // ТВТ. 1997. **35**, № 6. С. 871. (*Shibkov V. M.* // *High Temperature*, 1997. **35**, N 6. P. 858.)
40. Деятов А. М., Кузовников А. А., Лодиев В. В., Шибков В. М. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1991. **32**, № 2. С. 29.

The Degree of Air Ionization in a Plasma of a Non-Stationary Pulsating Discharge in Subsonic and Supersonic Flows

V. M. Shibkov^a, L. V. Shibkova, A. A. Logunov

Department of Physical Electronics, Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University. Moscow 119991, Russia.

E-mail: ^ashibkov@phys.msu.ru.

The ionization degree of the plasma in a nonstationary pulsating discharge created by a stationary power source in subsonic and supersonic airflows has been determined. It was experimentally found that the electron density in the plasma near the electrodes varies from 10^{15} cm^{-3} to $3.7 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, and the gas temperature increases from 400 K to 1250 K when the flow velocity varies from 150 m/s to 520 m/s at constant discharge current of 15.5 A. It is shown that the degree of gas ionization in pulsating discharge plasma is of the order of 10^{-4} at low subsonic airflow velocities, and with an increase in the flow rate it increases sharply and reaches a value of 10^{-2} at a velocity of 500 m/s.

Keywords: supersonic airstream, discharge pulsating in the flow, low-temperature plasma, electron density, ionization degree.

PACS: 52.80.-s, 52.70.-m.

Received 22 January 2018.

English version: *Moscow University Physics Bulletin*. 2018. **73**, No. 5. Pp. 501–506.

Сведения об авторах

1. Шибков Валерий Михайлович — доктор физ.-мат. наук, профессор; тел.: (495) 939-13-37, (495) 939-25-47, e-mail: shibkov@phys.msu.ru.
2. Шибкова Лидия Владимировна — доктор физ.-мат. наук, профессор, вед. науч. сотрудник; тел.: (495) 939-13-37, e-mail: valshibmsu@gmail.com.
3. Логунов Александр Александрович — физик; тел.: (495) 939-13-37, e-mail: shibkov@phys.msu.ru.