ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА И ИНЖИНИРИНГ, 2024, том 15, № 6, с. 607–612

ФИЗИКА ГАЗОВОГО РАЗРЯДА И ПЛАЗМЫ

УДК 537.525

РАСЧЕТ ПАРАМЕТРОВ ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА В СВЕРХЗВУКОВОМ ОСЕСИММЕТРИЧНОМ ПОТОКЕ ГЕЛИЯ

© 2024 г. Б. А. Тимеркаев[a], *, О. А. Петрова[a], А. И. Сайфутдинов[a], Д. И. Исрафилов[b]

[a]*Казанский национальный исследовательский технический университет им. А.Н. Туполева (КНИТУ-КАИ), Казань, 420111 Россия*

[b]*Казанский (Приволжский) федеральный университет, Казань, 420008 Россия*

**E-mail: btimerkaev@gmail.com*

Поступила в редакцию 26.03.2024 г.
После доработки 26.03.2024 г.
Принята к публикации 02.04.2024 г.

В работе проведен расчет параметров тлеющего разряда в гелии с неоднородным распределением концентрации нейтральных частиц вдоль разрядного промежутка для одномерной осесимметричной геометрии. Такая постановка задачи соответствует условию, генерации разряда между соплом Лаваля с центральным телом, которое является анодом, и кольцевым катодом, расположенным соосно центральному телу при пониженных давлениях. При этом сквозь сопло Лаваля подается сверхзвуковой поток газа, который создает повышенное давление газа вблизи центрального тела – анода, а за пределами сверхзвуковой струи сохраняется высокий вакуум. Тем самым внутренняя структура этого разряда будет зависеть от величины концентрации частиц газа на разных участках межэлектродного пространства. Установлено, что подобный способ организации тлеющего разряда в сверхзвуковом потоке газа позволяет управлять пространственным распределением внутренних характеристик разряда.

Ключевые слова: тлеющий разряд, сверхзвуковой поток газа, сопло, центральное тело, конфузор, плазменное нанесение покрытий

DOI: 10.56304/S2079562924060435

ВВЕДЕНИЕ

Электрические разряды в газах являются объектом пристального внимания уже многие годы [1–3]. Однако их исследования до сих пор активно продолжаются [4–8]. Это связано как с возможностью изучения фундаментальных плазменных явлений, так и с точки зрения разработки различных практических приложений [9–11]. Одним из интересных направлений является применение газоразрядной плазмы в сверхзвуковых потоках газа. В работах [12, 13] в качестве возможных применений плазменных технологий в авиации выделяют управление аэродинамическими характеристиками летательных аппаратов и плазменностимулированное горение пропан-воздушных смесей при сверхзвуковых скоростях потока. В работах [14, 15] изучены импульсные струи для генерации разряда в магнитном поле и проведены численное моделирование импульсных струй сильноточного импульсного поверхностного разряда. В работах [16–18] представлены теоретические модели отдельных плазменно-динамических характеристик светоэрозионного разряда в газах, проведено моделирование высокоскоростных газовых и плазменных потоков в магнитоплазменной аэродинамике и моделирование параметров плазменной динамики магнитоплазменного компрессора.

В то же время тлеющий разряд в сверхзвуковом потоке газа может найти широкое применение и во многих других областях. Например, в газовых лазерах – в качестве активной среды, при плазменном нанесении защитных, функциональных, антикоррозионных покрытий – в качестве рабочего газа. В этом случае ионы газа ускоряются в катодном слое и приобретают энергию, достаточную для разрыва кристаллической связи атома материала катода. Для газовых лазеров использование сверхзвуковых потоков привлекательно с точки зрения быстрой смены рабочего газа с сохранением высокой степени инверсной заселенности лазерных уровней и для исключения ионизационно-перегревных неустойчивостей [19, 20]. В случае плазменного нанесения покрытий разряд при пониженном давлении в сверхзвуковом потоке [21–24] может служить альтернативой магнетронному разряду. В последнем случае сверхзвуковой поток газа может быть использо-

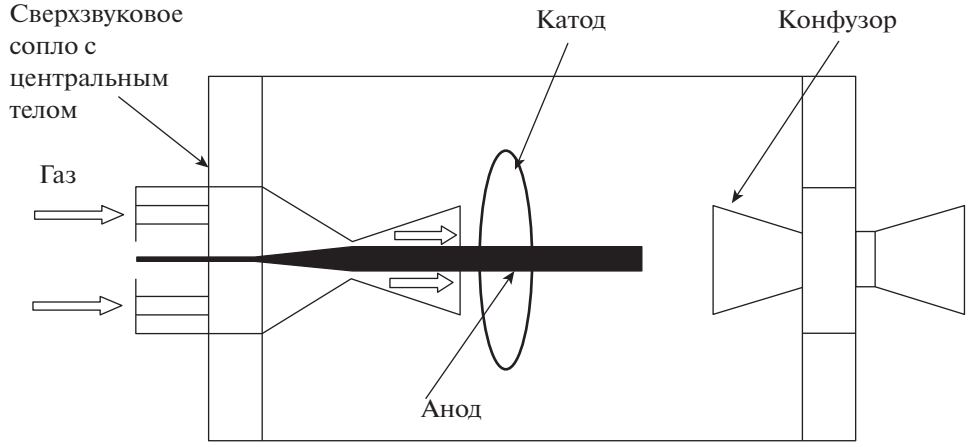


Рис. 1. Схема разрядного устройства со сверхзвуковым потоком газа [24].

ван для создания неравномерного распределения частиц газа в пространстве между электродами.

Одним из необходимых условий для обеспечения качественного покрытия является сильное разрежение рабочего газа, при котором выбитый из катода атом может долететь до подложки, не испытав ни одного столкновения. При реальных размерах вакуумной установки это возможно лишь при давлениях порядка 10^{-2}–10^{-3} торр. С другой стороны, для выполнения условия самоподдержания разряда необходимо наличие хотя бы 5–10 ионизующих столкновений электронов в прикатодной области. В работе [24] представлены исследования тлеющего разряда в сверхзвуковом потоке азота, организованном вблизи центрального тела осесимметричного сверхзвукового сопла с центральным телом. Как показали теоретические расчеты, сверхзвуковой поток газа может обеспечить неравномерное распределение частиц газа в межэлектродном пространстве, т.е. анод может находиться в области повышенного давления газа, а катод в области пониженного давления.

Представленная работа является развитием предыдущих работ [21–24] и направлена на исследования тлеющего разряда при пониженном давлении в сверхзвуковом потоке гелия, что является перспективным с точки зрения разработки новых устройств для осаждения тонких пленок и нанесения покрытий.

ОПИСАНИЕ МОДЕЛИ

В исследованиях рассматривалась конфигурация разряда между центральным телом сопла – анодом и кольцевым катодом. Схема разрядного устройства представлена на рис. 1.

Геометрические размеры сопла Лаваля с центральным телом имели следующие параметры: диаметр входного сечения $d_1 = 6$ мм, диаметр критического сечения $d_2 = 3.5$ мм, диаметр выходного сечения $d_3 = 8$ мм, длина докритического сечения и закритической части сопла соответственно равны 5 и 12 мм. Диаметр цилиндрического центрального тела равен 3 мм. Предварительные численные газодинамические расчеты [24] позволили определить распределение концентрации нейтральных частиц от анода до катода при пониженном давлении. В частности, было показано, что вблизи центрального тела осесимметричного сопла Лаваля образовывается плотное кольцо нейтральных частиц газа. За пределами этого кольца плотность частиц газа определяется характеристиками вакуумных насосов.

Далее, полученное в рамках газодинамических расчетов распределение концентрации нейтральных частиц газа использовалось для расчета распределений основных параметров плазмы тлеющего разряда в гелии в рамках одномерной с осевой симметрией геометрией разряда.

Модель тлеющего разряда включала уравнения баланса для концентраций всех рассматриваемых типов частиц (нейтральных частиц, возбужденных частиц, электронов и ионов), уравнение баланса для плотности энергии электронов и уравнение Пуассона для электрического потенциала φ [11–14]. Потоки плотности заряженных частиц и поток плотности энергии электронов записываются в диффузионно-дрейфовом приближении. Потоки возбужденных и нейтральных частиц записываются в диффузионном приближении. В уравнении для плотности энергии электронов учитываются нагрев электронов в электрическом поле, обмен энергией при упругих столкновениях электронов с нейтральными частицами газа, изменение энергии вследствие неупругих столкновений электронов и тяжелых частиц плазмы как доля потерянной (или полученной) энергии на один электрон в данной реакции. Использованная система уравнений приведена в [24].

В качестве плазмообразующего газа рассматривался гелий. На сегодняшний день для гелия существуют различные наборы элементарных процессов [25–31]. В расчетах мы использовали плазмохимические реакции из [25], которые использовались для описания короткого тлеющего разряда в [26, 27] и показали хорошее согласие с экспериментальными данными. Таким образом, в работе помимо электронов учитывались три возбужденных атомарных состояния гелия и один сорт атомарного иона гелия. Полный набор элементарных процессов представлен в табл. 1.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Перейдем к результатам численных исследований для случая, когда вблизи анода создается повышенная концентрация частиц гелия, определяемая распределением давления в межэлектродном пространстве, представленном на рис. 2. Давление газа вблизи катода (справа) $p_0 = 0.005$ торр, давление газа вблизи анода (слева) $p = 0.5$ торр. Такое распределение давления реализуются за счет организации сверхзвукового потока вблизи центрального тела осесимметричного сопла Лаваля [24].

На рис. 3а, 3б приведены распределения концентрации ионов гелия и электронов, потенциала и напряженности электрического поля в межэлектродном пространстве для случая, когда на источнике задается напряжение $V_0 = 1000$ В, балластное сопротивление $R_b = 10^5$ Ом, при этом ток разряда составляет $I = 6.6$ мА. Как видно из рисунков, при данном распределении давления все прикатодные плазменные области генерируются в той части разрядного промежутка, в которой на-

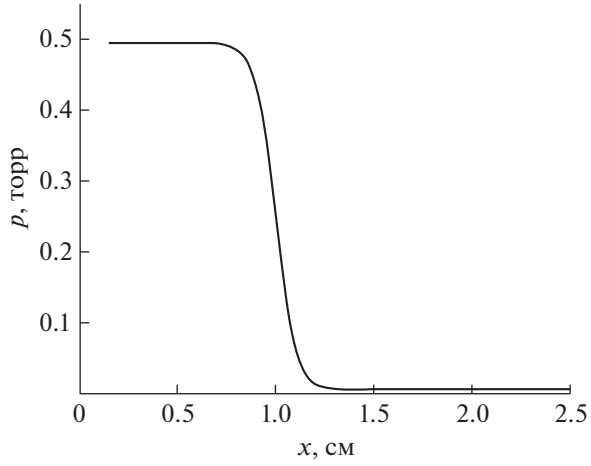


Рис. 2. Распределение давления в межэлектродном пространстве. Максимум давления составляет 0.5 торр, а минимум 0.005 торр.

Таблица 1. Набор учитываемых элементарных процессов в гелии при низком давлении

№	Реакция	Константа реакции k_j, м^3/с	Описание
1	$e^- + He \to e^- + He$	$f_0(\sigma, w)$ [32]	Упругие столкновения
2	$e^- + He \leftrightarrow e^- + He(T)$		Возбуждение
3	$e^- + He \leftrightarrow e^- + He(S)$		Возбуждение
4	$e^- + He \leftrightarrow e^- + He^*$		
5	$e^- + He \to 2e^- + He^+$		Прямая ионизация
6	$e^- + He(T) \to 2e^- + He^+$		Ступенчатая ионизация
7	$e^- + He(S) \to 2e^- + He^+$		
8	$e^- + He(S) \to e^- + He(T)$	$5.0 \cdot 10^{-15}$	Перемешивание уровней
9	$He(S) + He \to 2He$	$8.0 \cdot 10^{-21}$	Тушение
10	$He(T) + He(T) \to He^+ + He + e^-$	$1.5 \cdot 10^{-15}$	Пеннинговская ионизация
11	$He(S) + He(S) \to He^+ + He + e^-$	$3.5 \cdot 10^{-15}$	
12	$He(S) + He(T) \to He^+ + He + e^-$	$3.0 \cdot 10^{-15}$	
13	$2e^- + He^+ \to He^* + e^-$	$6.0 \cdot 10^{-32}$	Рекомбинация

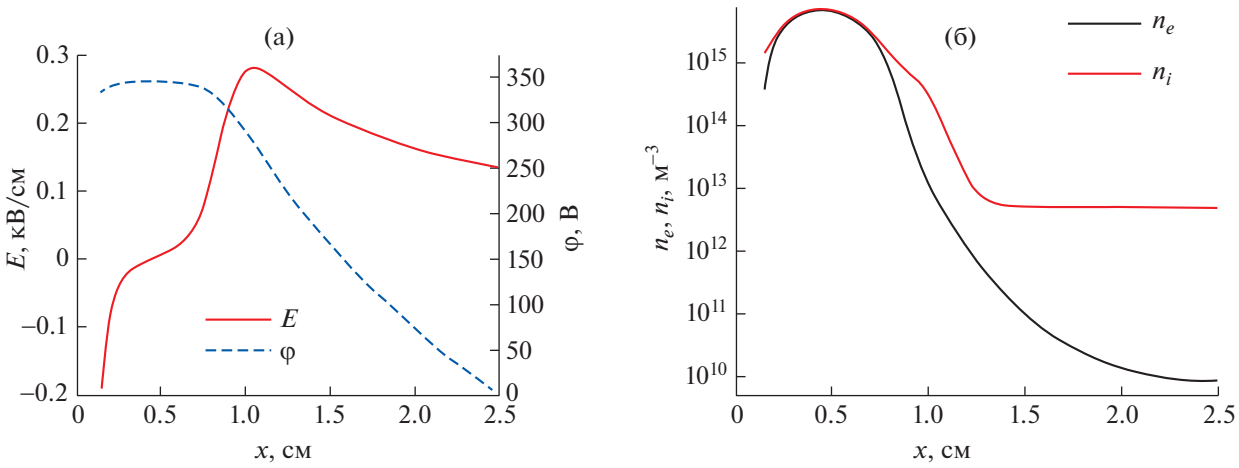


Рис. 3. (а) Распределение потенциала и напряженности электрического поля в межэлектродном пространстве для распределения давления, представленного на рис. 2. (б) Распределение концентраций электронов и ионов в межэлектродном пространстве для распределения давления, представленного на рис. 2.

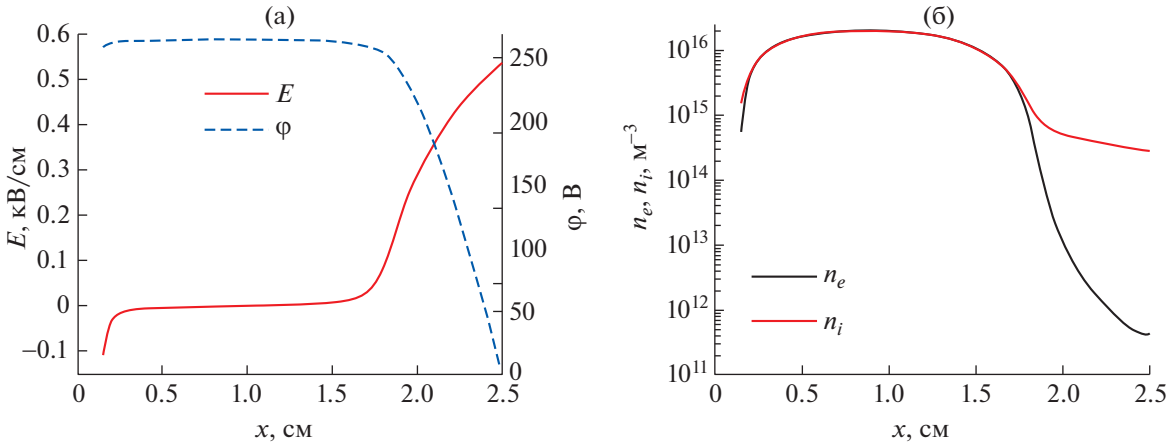


Рис. 4. (а) Распределение потенциала в межэлектродном пространстве при однородном распределении давления p = 1 торр и силе тока I = 0.074 А. (б) Распределение концентраций электронов и ионов He^+ в межэлектродном пространстве при однородном распределении давления p = 1 торр и силе тока I = 0.074 А.

блюдается повышенная концентрация нейтральных частиц газа.

В области низкой плотности частиц газа потенциал поля практически линейно возрастает до максимального значения, что свидетельствует о том, что наблюдается протяженный катодный слой. Вид распределения потенциала в области повышенной концентрации частиц газа напоминает область отрицательного свечения и Фарадеево темное пространство: концентрации заряженных частиц на расстоянии 5 мм от поверхности анода достигают максимума. В этой области наблюдается обращение напряженности электрического поля. Интенсивный процесс размножения электронов происходит на границе сверхзвуковой струи. Разогнанные достаточно сильным электрическим полем электроны, попадая в область повышенной концентрации частиц газа на границе сверхзвуковой струи, интенсивно ионизуют атомы гелия. Этим же полем положительные ионы вырываются из потока газа и ускоряются в направлении к катоду. Таким образом, в данном случае вблизи катода наблюдается сильно разреженное пространство с потоком заряженных частиц, а именно ионов.

На рис. 4а, 4б представлены распределения потенциала и концентраций электронов и ионов He^+ в тлеющем разряде постоянном давлении газа p = = 1 торр во всем межэлектродном промежутке.

Другими словами, реализуется разряд без сверхзвукового потока газа. При этом осесимметричная разрядная камера такая же, как и в предыдущем случае. Анод расположен в центре. Ток $I = 7.4$ мА, напряжение на аноде 260 В, балластное сопротивление $R_b = 10^5$ Ом. Распределения параметров тлеющего разряда, когда давление газа равняется 1 торр во всем межэлектродном пространстве, соответствует классической картине характеристик тлеющего разряда [1–3] и существенно отличается от предыдущего случая.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в работе получили развитие исследования тлеющего разряда в осесимметричной разрядной камере с неравномерным распределением концентрации частиц газа гелия. Определены распределения в разрядной области всех основных характеристик разряда, таких как потенциал, напряженность, концентрации заряженных частиц. Показано, что сверхзвуковой поток, организованный вблизи анода тлеющего разряда, позволяет управлять внутренней структурой тлеющего разряда.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при финансовой поддержке по Соглашению № 075-03-2023-032 от 16.01.2023 г. (шифр FZSU-2023-0004) между Министерством науки и высшего образования Российской Федерации и КНИТУ-КАИ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES

1. *Райзер Ю.П.* Физика газового разряда. 2009. Долгопрудный: Интеллект.
2. *Кудрявцев А.А., Смирнов А.С., Цендин Л.Д.* Физика тлеющего разряда. 2010. СПб: Лань.
3. *Surzhikov S.T.* Computational Physics of Electric Discharges in Gas Flows. 2012. Berlin, Boston: De Gruyter. https://doi.org/10.1515/9783110270419
4. *Saifutdinov A. I.* // Plasma Sources Sci. Techn. 2022. V. 31 (9). P. 094008.
5. *Korolev Yu.D., Koval N.N.* // J. Phys. D. 2018. V. 51 (32). p. 323001.
6. *Lyu X., Yuan Ch., Avtaeva S., Kudryavtsev A., Yao J., Zhou Zh., Wang X.* // Plasma Phys. Reports. 2021. V. 47 (4). P. 369–376.
7. *Yuan C. et al.* // Plasma Sources Sci. Technol. 2019. V. 28 (6). P. 067001.
8. *Yuan C. et al.* // IEEE Trans. Plasma Sci. 2017. V. 45 (12). P. 3110–3113.
9. *Saifutdinov A.I., Sysoev S.S.* // Plasma Sources Sci. Technol. 2023. V. 32 (11). P. 114001.
10. *Zhou C. et al.* // Plasma Sources Sci. Technol. 2021. V. 30 (11). P. 117001.
11. *Иванов Ю.Ф., Коваль Н.Н., Петрикова Е.А., Крысина О.В., Шугуров В.В., Ахмадеев Ю.Х., Лопатин И.В., Тересов А.Д., Толкачев О.С.* Наукоемкие технологии в проектах РНФ. Сибирь. Под ред. С.Г. Псахье, Ю.П. Шаркеева. 2017. Томск: Изд-во НТЛ. Гл. 1. С. 5–35.
12. *Шибков М., Корнев К.Н., Логунов А.А., Нестеренко Ю.К.* // Физика плазмы. 2022. Т. 48 (7). С. 648–656.
13. *Bityurin V.A., Bocharov A.N., Popov N.A.* // Fluid Dynamics. 2008. V. 43. P. 642–653. https://doi.org/10.1134/S0015462808040170
14. *Kuzenov V.V., Ryzhkov S.V.* // Symmetry. 2021. V. 13 (6). P. 927.
15. *Kuzenov V.V., Ryzhkov S.V., Varaksin A.Yu.* // Appl. Sci. 2022. V. 12. P. 3610.
16. *Kuzenov V.V., Ryzhkov S.V.* // Fusion Sci. Technol. 2023. V. 79. P. 399–406.
17. *Kuzenov V.V., Ryzhkov S.V., Varaksin A.Yu.* // Aerospace. 2023. V. 10. P. 662.
18. *Kuzenov V.V., Ryzhkov S.V., Varaksin A.Yu.* // Appl. Sci. 2023. V. 13 (9). P. 5538.
19. *Тимеркаев Б.А., Галеев И.Г., Гончаров В.Е., Торопов В.Г., Фасхутдинов А.Х.* // Теплоф. выс. темп. 1990. Т. 28 (5). С. 843–846.
20. *Тимеркаев Б.А., Галеев И.Г., Гончаров В.Е., Торопов В.Г., Фасхутдинов А.Х.* // Теплоф. выс. темп. 1992. Т. 30 (4). С. 439–444.
21. *Timerkaev B.A., Zalyaliev B.R* // High Temp. 2014. V. 52 (4). P. 471–474.
22. *Saifutdinov A.I., Timerkaev B.A., Zalyaliev B.R.* // High Temp. 2016. V. 54. P. 632–638.
23. *Timerkaev B.A., Shamsutdinov R.S.* // J. Phys.: Conf. Ser. 2020. V. 1588 (1). 012061.
24. *Shamsutdinov R.S., Timerkaev B.A., Petrova O.A., Saifutdinov A.I.* // Phys. Plasmas. 2022. V. 29 (12). P. 120702.
25. *Kutasi K., Hartmann P., Donkó Z.* // J. Phys. D. 2001. V. 34 (23). P. 3368.
26. *Saifutdinov A.I., Sysoev S.S.* // Plasma Phys. Rep. 2023. V. 49 (6). P. 772–785.
27. *Saifutdinov A.I., Sysoev S.S.* // Plasma Sources Sci. Technol. 2023. V. 32 (11). P. 114001.
28. *Богданов Е.А. и др.* // Журн. техн. физики. 2010. Т. 80 (10). С. 41–53.
29. *Кузенов В.В., Рыжков С.В.* // Телофиз. выс. темп. 2021. Т. 59 (4). С. 492–501.
30. *Kuzenov V.V., Ryzhkov S.V.* // Mathematics. 2022. V. 10. p. 2130.
31. *Bulychev N.A., Kolesnik S.A.* // IOP Conf. Proc. 2022. V. 2231. P. 012012
32. *Alves L.L. et al.* // J. Phys. D. 2013. V. 46 (33). P. 334002.

Calculation of Glow Discharge Parameters in a Supersonic Axisymmetric Helium Flow

B. A. Timerkaev[1], *, O. A. Petrova[1], A. I. Sayfutdinov[1], and D. I. Israfilov[2]

[1] *Kazan National Research Technical University named after A.N. Tupolev, Kazan, 420111 Russia*

[2] *Kazan Federal University, Kazan, 420008 Russia*

**e-mail: btimerkaev@gmail.com*

Received March 26, 2024; revised March 26, 2024; accepted April 2, 2024

Abstract—The parameters of a glow discharge in helium with a nonuniform distribution of the density of neutral particles along the discharge gap have been calculated for a one-dimensional axisymmetric geometry. This formulation of the problem corresponds to the condition of generating a discharge between a Laval nozzle with a central body, which is the anode, and a ring cathode coaxial with the central body at low pressures. In this case, a supersonic gas flow is generated through the Laval nozzle, which creates an increased gas pressure near the central body (anode), and high vacuum is maintained outside the supersonic jet. Thus, the internal structure of this discharge will depend on the density of gas particles in different regions of the interelectrode space. It has been established that this method of organizing a glow discharge in a supersonic gas flow makes it possible to control the spatial distribution of the internal characteristics of the discharge.

Keywords: glow discharge, supersonic gas flow, nozzle, central body, confuser, plasma coating