

Диаграмма режимов течения плазмы аргона в канале ВЧИ-плазмотрона

Ю. М. Гришин, Л. Мяо

Проведены численные расчеты течения плазмы аргона в канале высокочастотного индукционного (ВЧИ) плазмотрона. Численное моделирование выполнено в пакете прикладных программ ANSYS CFX (14.5) для одного из конкретных конструктивных вариантов технологического ВЧИ-плазмотрона с трехвитковым индуктором при амплитуде тока разряда из диапазона $J_K = 80\text{--}250$ А (с частотой 3 МГц). Показано, что, в зависимости от величин амплитуды тока разряда J_K и расхода транспортирующего газа Q_1 через осевой канал, могут иметь место три режима течения плазмы в канале ВЧИ-плазмотрона, а именно: потенциальный (безвихревой) режим и два вихревых режима с двумя различными формами вихревого образования, возникающего перед зоной энерговыделения с центром приблизительно в сечении первого витка индуктора. В координатах $J_K\text{--}Q_1$ построена диаграмма, определяющая области различных режимов течения плазмы. Рассчитаны основные параметры вихревых образований.

Ключевые слова: ВЧИ-плазмотрон, ток разряда, обратные течения, интенсивность вихря, режимы течения, критический расход, диаграмма.

Введение

В настоящее время, в связи с разработкой новых технологий [1–3], интерес к высокочастотным индукционным (ВЧИ) плазмотронам существенно возрос [4–6]. Основные параметры плазмы ВЧИ-плазмотрона и процессы взаимодействия с ней перерабатываемых твердых частиц, в значительной степени определяются условиями прохождения газа через зону индуктора, т. е. зону энерговыделения. Известно [7, 8], что в канале ВЧИ-плазмотрона могут иметь место потенциальный (безвихревой) режим течения плазмы и вихревые режимы с образованием вихря перед зоной энерговыделения с центром приблизительно в сечении первого витка индуктора.

Как показывают расчетные [9, 10] и экспериментальные данные [11], информация о режиме течения плазмы и соответственно параметрах ВЧИ-плазмотрона (при которых реализуется тот или иной режим) является важнейшей базой для выбора оптимальных параметров технологической установки. Однако число исследований, направленных на изучение условий, при которых осу-

ществляется тот или иной режим течения плазмы в канале ВЧИ-плазмотрона, и на определение влияния на соответствующий режим работы основных конструктивных и энергопотребительных параметров технологических ВЧИ-плазмотронов довольно ограничено. Так, в работах [12, 13] установлено количественное влияние частоты тока разряда и добавок водорода в основной плазмообразующий газ (аргон) на критическую величину тока, при превышении которого формируются вихревые течения.

В работах [14, 15] на основании численных двумерных расчетов проведено изучение интенсивности вихря и его структуры. Показано, что при вариации амплитуды тока разряда J_K и расхода транспортирующего газа Q_1 через осевой канал меняется структура и интенсивность вихревой зоны, при этом возможна реализация вихревых режимов с различными формами вихревого образования. Однако условия, при которых имеют место различные режимы течения плазмы в канале ВЧИ-плазмотрона (потенциальный (безвихревой) режим и вихревые режимы с различными формами вихревого образования) количественно не установлены.

Целью данной работы являлось проведение численного моделирования течения аргоновой плазмы в канале ВЧИ-плазмотрона с осевым направлением подачи газов в интересах определения влияния на режимы течения плазмы значения амплитуды тока в индукторе J_K и расхода транспортирующего газа Q_1 через осевой канал.

Гришин Юрий Михайлович, профессор, д.т.н.
Мяо Лун, аспирант.
МГТУ им. Н. Э. Баумана.
Россия, 105005, Москва, 2-я Бауманская ул., 5.
Тел. 8(499) 263-69-60.
E-mail: miaolongbmstu@gmail.com

Статья поступила в редакцию 7 марта 2018 г.

© Гришин Ю. М., Мяо Л., 2018

Физико-математическая модель

Далее рассмотрен ВЧИ-плазмотрон, схема которого представлена на рис. 1. Расходы охлаждающего и плазмообразующего газов были равны соответственно $Q_3 = 35,4$ л/мин и $Q_2 = 3,4$ л/мин. Расход транспортирующего газа через центральный цилиндрический канал ($R_1 = 3,7$ мм, $\delta_1 = 2$ мм, $Z_1 = 50$ мм) варьировался в диапазоне $Q_1 = 0,5-4$ л/мин.

Внешний кварцевый канал плазмотрона имел внутренний радиус $R_3 = 25$ мм ($\delta_3 = 3,5$ мм). Периферийный щелевой канал подачи охлаждаю-

щего газа имел ширину $R_3 - R_2 = 2,2$ мм и заканчивался на расстоянии $Z_2 = 50$ мм от входного сечения $z = 0$.

Трехвитковый индуктор ВЧИ-плазмотрона длиной $L_{\text{ин}} = Z_{\text{ик}} - Z_{\text{ин}} = 60$ мм, выполнен из медного провода диаметром 6 мм с радиусом навивки $R_4 = 33$ мм. Первый виток индуктора расположен (рис. 1) на расстоянии $Z_{\text{ин}} = 63$ мм от входного сечения $z = 0$. Амплитуда J_K разрядного тока, изменяющегося по синусоидальному закону с частотой $\omega = 3$ МГц, выбиралась из диапазона значений 60–250 А.

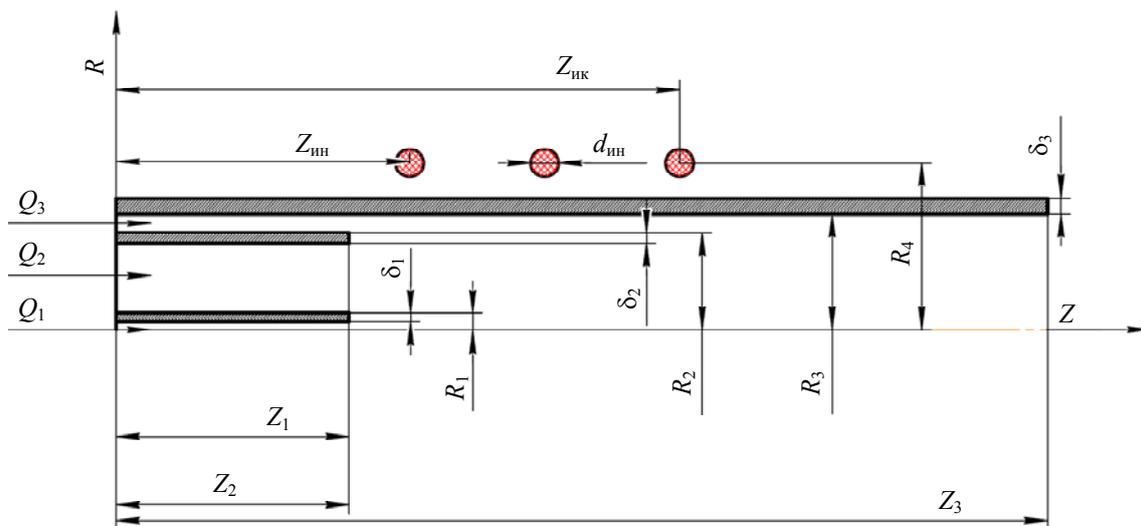


Рис. 1. Схема ВЧИ-плазмотрона. Подробности в тексте.

Считали, что спиральный индуктор может быть представлен как система цилиндрически-симметричных параллельных колец. Течение газа на входе во все каналы плазмотрона являлось азимутально симметричным и стационарным. Выполнение этих допущений позволяет рассматривать электромагнитные и газодинамические процессы в ВЧИ-плазмотроне как двухмерные (r, z) в цилиндрической системе координат (r, θ, z).

Расчет газодинамических параметров ламинарного (значение числа Re не превышает величину 10^3) дозвукового осесимметричного стационарного плазменного потока в каналах плазмотрона с учетом действия электромагнитных сил, джоулева тепловыделения и потерь энергии с излучением проведен на основе системы уравнений плазмодинамики [16].

При численных расчетах принималось, что транспортирующим, плазмообразующим и охлаждающимся газами являлся аргон. Теплофизические параметры и электропроводность плазмы определялись в приближении локального термодинамического равновесия по известным данным [17].

Расчет параметров электромагнитного поля, интенсивности джоулева тепловыделения q_v и электромагнитной силы \vec{f} проведен на основе уравнений Максвелла (без учета тока смещения), записанных через векторный магнитный потенциал [16].

На входах в каналы плазмотрона ($z = 0$) задавались постоянные по сечению температура ($T = 300$ К) и осевые компоненты скорости потоков (в соответствии с объемными расходами Q_1, Q_2 и Q_3). Температура водоохлаждаемых стенок внешнего кварцевого и центрального каналов считали постоянной по z и равной 300 К. На выходе из расчетной области $Z_4 = 400$ мм задавалось постоянное по радиусу давление $p = p_{\text{атм}} = 10^5$ Па. Краевые условия для магнитного потенциала задавались в соответствии с [5].

Система уравнений плазмодинамики и электромагнитных уравнений решена численно в ПК ANSYS методом конечных объемов. При построении сеток использовалась блочная гексагональная структура HEXA_8.

Результаты и обсуждения

Согласно [7], основной причиной возникновения вихревой трубки перед индуктором является воздействие радиальной компоненты электромагнитной силы индукционных токов, протекающих через плазму разряда. В результате действия этих сил возникает (после поворота на оси плазмотрона) поток плазмы в направлении навстречу потокам транспортирующего и плазмообразующего газов, взаимодействие которых при определенных условиях приводит к формированию тороидального вихря. Ток в индукторе J_K определяет уровень магнитного давления, обеспечивающего радиальное сжатие плазмы, а, следовательно, от него зависят параметры, потока, текущего из зоны энерговыделения навстречу потокам транспортирующего и плазмообразующего газов. Поскольку этот поток взаимодействует прежде всего со встречным потоком транспортирующего газа, то дальнейшая картина течения будет, очевидно, зависеть от параметров этого потока. При фиксированном диаметре центрального охлаждаемого канала таким параметром является расход газа Q_1 (и связанный с ним динамический напор).

Следовательно, значения пары параметров J_K и Q_1 , при прочих равных условиях, определяют области параметров, при которых осуществляется соответствующий режим течения плазмы в канале ВЧИ-плазмотрона: потенциальный (безвихревой) режим или вихревые режимы с различными формами вихревого образования.

При относительно низком уровне тока разряда J_K поток плазмы, возникающий в результате действия сжимающих электромагнитных сил, «гасится» поступающим из центрального канала потоком транспортирующего газа, образуя потенциальный поток, движущейся в область энерговыделения разряда. Следовательно, существует некоторое минимальное критическое значение тока в индукторе J_{KP1} , зависящее от Q_1 , превышение которого приводит к формированию тороидального вихря. То есть величина J_{KP1} разделяет режимы течения плазмы в канале плазмотрона на потенциальный ($J_K \leq J_{KP1}$) и вихревой ($J_K \geq J_{KP1}$).

Расчетная зависимость критического тока J_{KP1} от Q_1 при выбранных конструктивных параметрах плазмотрона и величинах расходов охлаждающего и плазмообразующего газов приведена на рис. 2. График функции $J_{KP1}(Q_1)$ проведен в виде «линии» конечной ширины, подчеркивая тем самым то, что граница перехода от потенциального к вихревому режиму несколько размыта. Для рассмотренного ВЧИ-плазмотрона величина J_{KP1} меняется в пределах от 80 А до 115 А при изменении расхода транспортирующего газа Q_1 в диапазоне 0,5–4 л/мин. Видно, что чем меньше расход транспортирующего газа Q_1 , тем при меньшем значении тока J_K может иметь место потенциальный (безвихревой) режим. При Q_1 больше 2 л/мин величина J_{KP1} меняется незначительно. Отметим, что при величине амплитуды тока менее 80 А разряд не существует, то есть диапазон значений тока разряда, для которого реализуется безвихревой режим, относительно узкий.

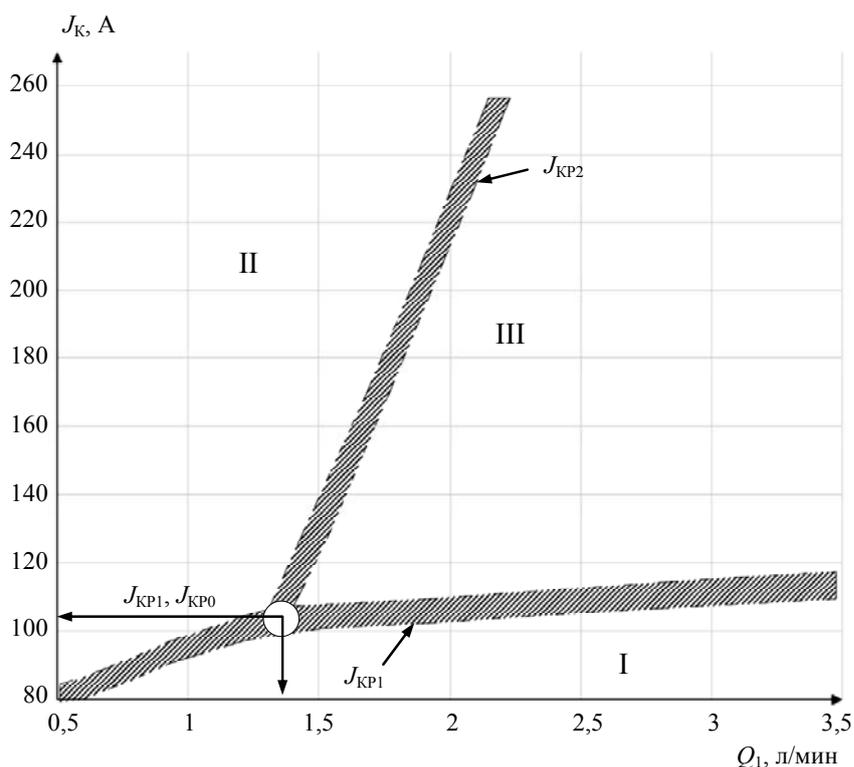


Рис. 2. Расчетная $J_K - Q_1$ диаграмма режимов течения: область I – безвихревой режим; II – режим с вихрем Бенара; III – режим с кольцевым вихрем.

При $J_K \geq J_{KPI}(Q_1)$ перед областью зоны энергывыделения разряда образуется неподвижный тороидальный вихрь (рис. 3), который формируется в основном из потоков транспортирующего и плазмообразующего газов. Специфической особенностью вихревых режимов является возникновение зоны повышенного давления в при-

осевой области, что обусловлено воздействием радиальной компоненты электромагнитной силы индукционных токов. При этом уровень магнитного давления по величине практически совпадает со значением максимального избыточного давления газа в районе оси плазматрона (см. рис. 3).

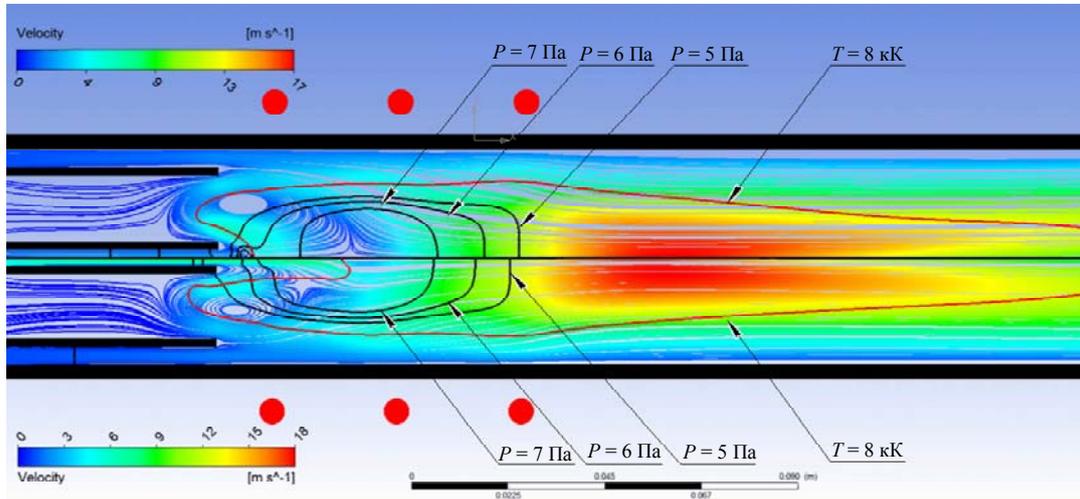


Рис. 3. Изолинии избыточного давления, изотерма $T = 8$ кК и линии тока в ВЧИ-плазматроне при $J_K = 170$ А: верхняя полуплоскость – режим с вихрем Бенара ($Q_1 = 0,7$ л/мин); нижняя полуплоскость – режим с кольцевым вихрем ($Q_1 = 2,8$ л/мин).

В критической области токов $J_K \geq J_{KPI}$ в зависимости от величины расхода газа из центрального канала (Q_1) возможны два варианта структуры вихря.

При $Q_1 \leq 1,4-1,5$ л/мин практически весь расход транспортирующего газа захватывается вихрем, и торообразный вихрь сомкнут на оси плазматрона (рис. 3, верхняя полуплоскость). Вихрь с подобной структурой может быть отнесен к типу вихрей Бенара [18]. В данном режиме течения в зоне контакта внутренних поверхностей вихревого тора на оси плазматрона образуется поток, скорость которого совпадает со скоростью движения газа в вихре, и, который направлен навстречу поступающим в разряд потокам транспортирующего и плазмообразующего газов.

В случае больших расходов транспортирующего газа Q_1 , реализуется такой режим течения (рис. 3, нижняя полуплоскость), в котором только часть потока транспортирующего газа поступает в зону вихря, а другая продолжает двигаться в осевом направлении непосредственно в высокотемпературную область разряда: образуется вихрь кольцевой формы с осевой полостью. Причем важно отметить, что скорости движения газа на внутренних поверхностях вихревого тора и скорости осевого потока противоположны.

Условия перехода из вихревого режима течения с вихрем Бенара в режим с вихрем кольце-

вой формы можно установить на основании следующих качественных рассуждений. Для того чтобы осевой поток транспортирующего газа «пробил» область, занятую встречным вихревым потоком, необходимо, чтобы сила динамического напора потока транспортирующего газа $\frac{1}{2}\rho v^2 \frac{\pi d^2}{4} \approx (Q_1)^2 (2\rho/\pi d^2)$ (здесь ρ – плотность потока транспортирующего газа, втекающего в канал разряда со скоростью v , $d = 2(R_1 - \delta_1)$ – внутренний диаметр центральной трубки) была больше или равна сумме сил, действующей на этот поток со стороны осевой области повышенного давления F_m и силы вязкого трения F_v со стороны вихря. Это условие можно записать в следующем виде:

$$(Q_1)^2 (2\rho/\pi d^2) \geq F_m + F_v. \quad (1)$$

Учитывая, что избыточное давление в осевой области определяется [15] величиной магнитного давления P_m , создаваемого током J_K в катушке индуктора ВЧИ-плазматрона, формулу для расчета F_m можно записать следующим образом:

$$F_m \approx (\mu_0 \pi N^2 d^2 / 8L_{ин}^2) J_k^2.$$

Оценку силы вязкого трения F_v со стороны вихря проведем по формуле $F_v \approx \tau \pi d l$, где $\tau = \mu (\partial w_z / \partial r)_{r=d} \approx \mu (2w_z(d) / R_3)$ – касательное напряжение, возникающее в слое контакта (протяженностью $l \approx L_{инд}$) вихря и осевого потока транспортирующего газа. Оценивая скорость газа на границе вихря $w_z(d)$ через величину интенсивности вихря $\Gamma_v = \oint \vec{w} d\vec{l} \approx w_z(d) 2\pi R_3$, для F_v получим выражение:

$$F_v \approx \mu \Gamma_v (J_k, Q_1) \times \frac{dL_{инд}}{R_3^2}.$$

Как показали выполненные расчеты, интенсивность вихря может быть аппроксимирована линейной функцией амплитуды тока разряда $\Gamma_v (J_k, Q_1) \approx K_\Gamma (Q_1) (J_k - J_{кр1})$. Осредненное значение размерного коэффициента $K_\Gamma \approx 4 \times 10^{-3}$ [м²/(с А)].

Условие перехода (1) из одного вихревого режима течения в другой может быть записано в виде соотношения, определяющего критическое значение амплитуды тока в индукторе $J_k = J_{кр2} \geq J_{кр1}$ как функцию расхода транспортирующего газа Q_1 и геометрических параметров плазмотрона:

$$\rho Q_1^2 \approx \frac{\mu \pi d^3 L_{инд}}{2R_3^2} K_\Gamma (J_{кр2} - J_{кр1}) + 4\pi 10^{-7} \times \left(\frac{\pi N d^2}{4L_{инд}} \right)^2 J_{кр2}^2. \quad (2)$$

При $J_k \geq J_{кр2}(Q_1)$ имеет место вихревой режим течения с вихрем Бенара, при $J_k \leq J_{кр2}(Q_1)$ осуществляется режим течения с вихрем кольцевой формы. Пограничная зависимость $J_{кр2}(Q_1)$, согласно формуле (2), является монотонно возрастающей функцией, причем в области токов близких к $J_{кр1}$ она является практически линейной. Пограничная зависимость $J_{кр2}(Q_1)$, полученная на основе анализа численных результатов при выбранных конструктивных параметрах плазмотрона и величинах расходов охлаждающего и плазмообразующего газов, приведена на рис. 2.

Следует отметить, что, несмотря на упрощенный способ вывода (2), сравнение с результатами численного расчета оказалось вполне удовлетворительным не только в качественном, но и в количественном отношении. Поэтому можно рекомендовать использование формулы (2) для построения пограничной кривой $J_{кр2}(Q_1)$ и при дру-

гих геометрических размерах ВЧИ-плазмотрона. Пересечение критических линий $J_{кр1}(Q_1)$ и $J_{кр2}(Q_1)$ указывает наличие на диаграмме своеобразной «тройной» точки $J_{кр0} \approx 105$ А, $Q_{кр0} \approx 1,4$ л/мин, вокруг которой располагаются все три возможных режима течения плазмы.

Заключение

В работе получены расчетные данные о параметрах и структуре плазменного потока ВЧИ-плазмотрона. Показано, что в зависимости от величин амплитуды тока разряда J_k и расхода транспортирующего газа Q_1 через осевой канал могут иметь место три режима течения плазмы в канале ВЧИ-плазмотрона: потенциальный (безвихревой) режим и два вихревых режима с двумя различными формами вихревого образования, возникающего перед зоной энерговыделения с центром приблизительно в сечении первого витка индуктора. В координатах $J_k - Q_1$ построена диаграмма режимов течения, определяющая области различных режимов течения плазмы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Aktekin B., Çakmak G., Öztürk T. // International Journal of Hydrogen Energy. 2014. Vol. 39. No. 18. P. 9859.
2. Новиков И. Н., Кручинин А. М. // Письма в ЖТФ. 2014. Т. 40. № 29. С. 17.
3. Гришин Ю. М., Козлов Н. П., Скрябин А. С. // ТВТ. 2012. № 50. С. 491.
4. Morsli M. E., Proulx P. // J. Appl. Phys. 2007. Vol. 40. P. 387.
5. Holik E. F. Simulation results of an inductively-coupled rf plasma torch in two and three dimensions for producing a metal matrix composite for nuclear fuel cladding. – Texas: Texas A&M University, 2008.
6. Mendoza Gonzalez N. Y., El Morsli M., Proulx P. // J. Therm. Spray Technol. 2008. Vol. 17. No. 4. P. 533.
7. Chase J. D. // J. Appl. Phys. 1971. Vol. 42. No. 12. P. 4870.
8. Дресвин С. В. Основы теории и расчета высококачественных плазмотронов. – Л.: Энергоатомиздат. Ленингр. отделение, 1992.
9. Colombo V., Ghedini E., Gherardi M., Sanibondi P. // Plasma Sources Science and Technology. 2013. Vol. 22. P. 035010.
10. Grishin Yu. M., Miao L. // Journal of Physics: Conf. Series 2017. Vol. 830. P. 012069.
11. Lindner H., Murtazin A., Groh S., Niemax K., Bogaerts A. // Analytical Chemistry. 2011. Vol. 83. P. 9260.
12. Colombo V., Ghedini E., Sanibondi P. // Plasma Sources Science and Technology. 2010. Vol. 19. P. 065024.
13. Гришин Ю. М., Мяо Л. // Прикладная физика. 2017. № 3. С. 31.
14. Boulos M. I. // Pure&Appl. Chem. 1985. Vol. 57. No. 9. P. 1321.
15. Гришин Ю. М., Мяо Л. // Прикладная физика. 2016. № 4. С. 33.
16. Морозов А. И. Введение в плазмодинамику. – М.: Физматлит, 2008.

17. Boulos M. I., Fauchais P., Pfender E. Thermal plasmas: fundamentals and applications. Vol. 1. – New York, 1994.

18. Борисов А. В., Макеев И. С. Математические методы динамики вихревых структур. – М.: ИКИ, 2005.

PACS: 52.50.Qt

Diagram of flow patterns of argon plasma in the RF induction plasma torch

Yu. M. Grishin and L. Miao

Bauman Moscow State Technical University
Bld. 5, 2-ya Baumanskaya str., Moscow, 105005, Russia
E-mail: miaolongbmstu@gmail.com

Received March 7, 2018

The numerical model for calculating the parameters of the inductively-coupled RF plasmatron (ICP) with gas cooling was presented. Numerical simulations were performed in the application package ANSYS CFX (14.5) for one of the specific design of technological options ICP with a three-coils inductor and amplitude of discharge current in the range $J_K = 80\text{--}250\text{ A}$ (frequency 3 MHz). Three different kinds of flow patterns may be found in ICP torch, depending on the amplitude of discharge current and the flow rate of transporting gas from the central tube: a potential (irrotational) flow pattern and two vortex flow patterns with different profiles. In the $J_K\text{--}Q_I$ graphic, a diagram has been build to determine the regions of different plasma flow patterns. The main parameters of the vortex are also calculated.

Keywords: RF-ICP, discharge current, reversed flow, vortex intensity, critical flow rate, flow pattern, diagram.

REFERENCES

1. B. Aktekin, G. Çakmak, and T. Öztürk, International Journal of Hydrogen Energy **39**, 9859 (2014).
2. I. N. Novikov and A.M. Kruchinin, Technical Physics Letters **40**, 17 (2014).
3. Yu. M. Grishin, N. P. Kozlov, and A. S. Skryabin, High Temp. **50**, 491 (2012).
4. M. E. Morsli and P. Proulx, J. Appl. Phys. **40**, 387 (2007).
5. E. F. Holik, *Simulation results of an inductively-coupled RF plasma torch in two and three dimensions for producing a metal matrix composite for nuclear fuel cladding* (Texas: Texas A&M University, 2008).
6. N. Y. Mendoza Gonzalez, M. El. Morsli, and P. Proulx, J. Therm. Spray Technol. **17**, 533 (2008).
7. J. D. Chase, J. Appl. Phys. **42**, 4870 (1971).
8. S. V. Dresvin, *Fundamentals of theory and calculation of RF inductively coupled plasma torches* (Energoatomizdat. Leningrad, 1992) [in Russian].
9. V. Colombo, E. Ghedini, M. Gherardi, and P. Sanibondi, Plasma Sources Science and Technology **22**, 035010 (2013).
10. Yu. M. Grishin and L. Miao, Journal of Physics: Conf. Series. **830**, 012069 (2017).
11. H. Lindner, A. Murtazin, S. Groh, K. Niemax, and A. Bogaerts, Analytical Chemistry **83**, 9260 (2011).
12. V. Colombo, E. Ghedini, and P. Sanibondi, Plasma Sources Science and Technology **19**, 065024 (2010).
13. Yu. M. Grishin and L. Miao, Prikl. Fiz., No. 3, 31 (2017).
14. M. I. Boulos, Pure&Appl. Chem. **57**, 1321 (1985).
15. Yu. M. Grishin and L. Miao, Prikl. Fiz., No. 4, 33 (2016).
16. A. I. Morozov *Introduction to plasma dynamics* (Fizmatlit, Moscow, 2008) [in Russian].
17. M. I. Boulos, P. Fauchais, and E. Pfender, *Thermal plasmas: fundamentals and applications, Volume 1* (New York, 1994).
18. A. V. Borisov and I. S. Makeev, *Mathematical methods of dynamics of vortex structures* (IKI, Moscow, 2005) [in Russian].