Наука и Образование. МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сетевое научное издание
ISSN 1994-0408

Наука и Образование. МГТУ им. Н.Э. Баумана. Электрон. журн. 2016. № 08. С. 50–66.

DOI: **10.7463/0816.0844757**

Представлена в редакцию: 16.07.2016
Исправлена: 30.07.2016

УДК 533.9.15

Об условиях образования и параметрах вихревого течения плазмы в канале ВЧИ-плазмотрона

Мяо Л.[1,*], Гришин Ю. М.[1]

[*] 691632748@qq.com

[1] МГТУ им. Н.Э. Баумана, Москва, Россия

Проведено численное исследование газодинамической структуры плазменного потока в канале ВЧИ-плазмотрона с осевой подачей газа при вариации количества витков индуктора (N=2-5) и амплитуды тока разряда (в диапазоне 50-170А). Показано, что в канале плазмотрона может иметь место образование тороидального вихревого течения с центром приблизительно в сечении первого витка индуктора. Установлено, что возникновение вихревого течения имеет место при превышении тока разряда JК некоторого критического значения JКР, величина которого зависит от погонного числа витков индуктора, причем с ростом последнего JКР падает. Так. для двух виткового индуктора (n=0.33 шт/см) величины составляет значение 110-120 А, для трех виткового индуктора (n=0.5 шт/см) – (80-90А), для пяти виткового индуктора (n=0.83 шт/см) - 40-50 А. Показано, что основной причиной формирования вихря является действие радиальной компоненты электромагнитной силы, обуславливающей образование области повышенного давления на оси плазмотрона в срединной зоне индуктора. Взаимодействие набегающих на него потоков плазмообразующего и транспортирующего газов приводит в итоге к образованию тороидального вихря. Определено влияние тока разряда, скорости (расхода) транспортирующего газа через осевой канал и его длины на интенсивность образующейся вихревой трубки.

Ключевые слова: ВЧИ-плазмотрон, ток, индуктор, каналы подачи газа, плазма, вихревая трубка, интенсивность вихря

Введение

В настоящее время, в связи с разработкой новых технологий получения особо чистых веществ [1-5], нанопорошков [6,7] и др., интерес к высокочастотным индукционным (ВЧИ) плазмотронам существенно возрос [8 - 9]. При этом, для решения задач связанных с интенсификацией технологических процессов, значительное внимание уделяется изучению сильноточных ВЧИ плазмотронов. Основные параметры плазмы ВЧИ плазмотрона в значительной степени определяются условиями прохождения газа через зону индуктора – зону энерговыделения. Известные данные [9-12] указывают на образование в этой зоне при определенных условиях специфической газодинамической структуры потока, а именно, возникновение вихревого течения непосредственно перед зоной индуктора. Это приводит к изменению направлений течения плазмообразующего газа и газа (через осевой канал), обеспечивающего транспортировку нагреваемых частиц (при решении различных технологических задач) в зону разряда. В ряде случаев это может приводить, как было отмечено еще в [12] к тому, что частицы не попадают в высокотемпературное ядро разряда, а разбрасываются по стенкам плазмотрона или выходят из него, не достигнув требуемой температуры или соответствующего агрегатного состояния. К настоящему времени систематизированная информация об условиях возникновения и параметрах вихревого течения в канале ВЧИ-плазмотрона практически отсутствует.

Экспериментальные данные о течении плазмы в зоне индуктора получить чрезвычайно затруднительно. Это вызывает необходимость проведения расчетно-теоретических исследований, направленных на изучение структуры потока плазмы в канале ВЧИ-плазмотрона и определения влияния на нее основных конструктивных и энергомощностных параметров технологических ВЧИ-плазмотронов. В данной работе проведено численное исследование течения плазмы в канале ВЧИ-плазмотрона с осевым направлением подачи газов с целью изучения условиях возникновения и определения параметров вихревого течения в канале ВЧИ-плазмотрона.

1. Физико-математическая модель

Геометрическая модель ВЧИ плазмотрона с газовым охлаждением**,** для которой были проведены расчеты, представлена на рис.1. Рассмотрена конфигурация плазмотрона с осевой подачей газов.

Внешний кварцевый канал плазмотрона имел внутренний радиус R_3=25 мм при толщине стенки δ_3=3.5 мм. Общая протяженность канала плазмотрона Z_4=400 мм.

Подача охлаждающего газа с расходом G_3=35.43л/мин осуществлялась по периферийному щелевому каналу (поз.3). Канал ограничен внутренней поверхностью кварцевого канала плазмотрона и внешней поверхностью коаксиального цилиндрического канала с радиусом $\left(R_2+\delta_2\right)$=21 мм, который заканчивался на расстоянии Z_2=50 мм от входного сечения z=0.

Через осевой цилиндрический канал (поз.1) с внутренним радиусом R_1=1.7 мм (при толщине стенки δ_1=2 мм) осуществлялся подвод в зону разряда газа, предназначенного для транспортировки дисперсных частиц перерабатываемого в плазмотроне вещества. Протяженность канала Z_1 и расход газа G_1 варьировались соответственно в пределах от 3 мм до 50 мм и $G_{1\min}$=0.029 л/мин до $G_{1\max}$=1.4 л/мин.

Плазмообразующий газ (поз.2) с расходом G_2=3.43л/мин поступал в область разряда через входное сечение z=0, ограниченное радиусами $R_1+\delta_1$=3.7 мм и R_2=18.8 мм.

Индуктор выполнен из медного провода диаметром $d_{ин}$=6 мм и радиусом навивки R_4=33 мм. Первый виток индуктора расположен на расстоянии *Z*ин=63 мм от входного сечения *z*=0, а последний - на расстоянии *Z*ик=123 мм. Исследован ВЧИ-плазмотрон с различным количеством витков (N=2, 3 и 5) при фиксированной длине $\ell_{...}$ = $Z_{ик}$- $Z_{ин}$ =60 мм индуктора.

Амплитуда разрядного тока $J_К$, изменяющегося по синусоидальному закону с частотой ω=3 МГц, выбиралась из диапазона значений 50-170А.

При формулировке расчетной модели 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 в цилиндрической системе координат (r, z). Подробное описание примененной физико-математической модели и метода численного решения приведено в [13].

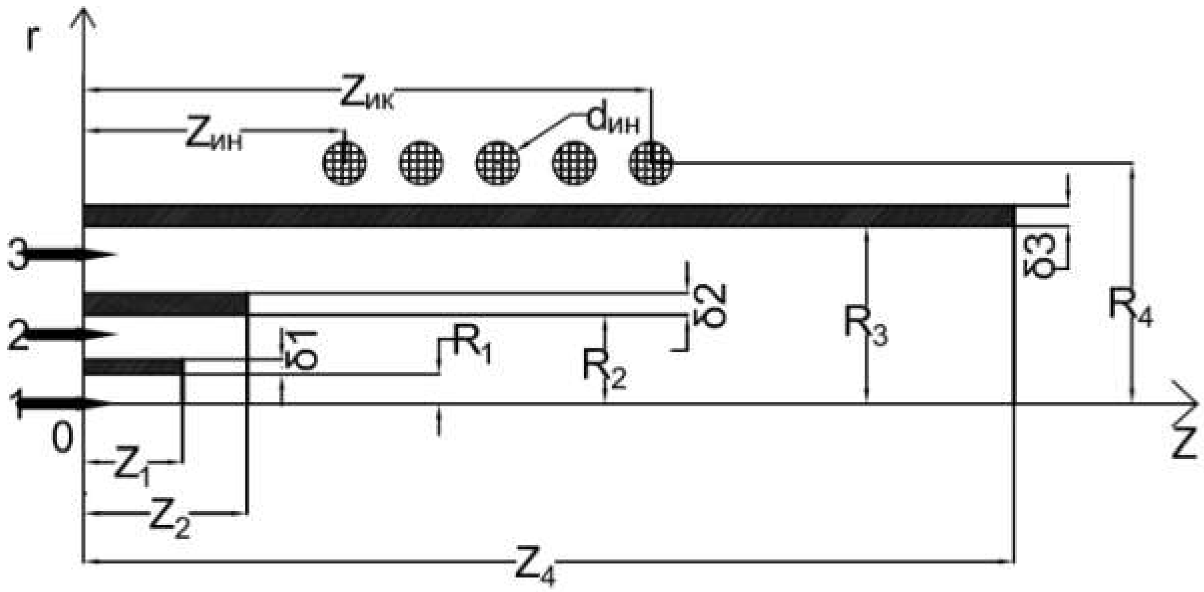

Рис.1. Схема и геометрические параметры ВЧИ-плазмотрона 1 – канал подачи транспортирующего газа, 2 - канал подачи плазмообразующего газа, 3 - периферийный щелевой канал подачи охлаждающего газа.

Расчет газодинамических параметров ламинарного (значение числа Re не превышает величину 10^3) дозвукового осесимметричного стационарного плазменного потока в каналах плазмотрона проведен на основе системы уравнений плазмодинамики [14] с учетом действия электромагнитных сил и джоулева тепловыделения (потери энергии с излучением являлись пренебрежимо малыми):

– уравнения неразрывности:

$$\nabla \cdot \left(\rho \vec{U}\right) = 0, \tag{1}$$

– уравнение импульса:

$$\nabla \cdot \left(\rho \vec{U} \times \vec{U}\right) = \vec{f}_{эм} - \nabla p + \nabla \cdot \mu_e \nabla \vec{U}\,; \tag{2}$$

– уравнение энергии:

$$\nabla\cdot\left(\rho h\cdot\vec{U}\right)=\nabla\cdot\left(\lambda_e\nabla T\right)+q_v, \qquad (3)$$

где ρ - плотность; $\vec{U}$ - вектор скорости газоплазменного потока; μ_e, λ_e - соответственно, вязкость и коэффициент теплопроводности, q_v - интенсивность джоулева тепловыделения в плазме, $\vec{f}_{\text{эм}}$ - электромагнитная сила.

При численных расчетах считали, что транспортирующим, плазмообразующим и охлаждающим газами являлся аргон. Теплофизические параметры плазмы определялись в приближении локального термодинамического равновесии по известным экспериментальным [7] и расчетным [15] данным.

Краевые условия для (1-3) задавались следующим образом. На всех стенках каналов плазмотрона скорость равна нулю. Температура газовой среды (воздух) на достаточно большом расстоянии от плазмотрона равна 300 К. На входах (z=0**)** в каналы плазмотрона задавались постоянные по сечению температура (T=300 К) и осевые компоненты скорости потоков охлаждающего, плазмообразующего и транспортирующего газов, в соответствие со значениями их расходов G_3, G_2 и G_1. Скорость газа через осевой канал (в сечении z=0) U_{Z1} при вариации расхода G_1 от $G_{1\min}$=0.0292 л/мин до $G_{1\max}$=1.4 л/мин, принимала значения из диапазона 0,054 - 2 м/с. При этом минимальная скорость U_{Z1} = 0,054 м/с совпадает по величине с начальной скоростью плазмообразующего газа. На выходе из расчетной области Z_4=400 мм задавалось постоянное по радиусу давление $p = p_{\text{атм}} = 10^5$ Па

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

$$\nabla^2\vec{A}=-\mu_o(\vec{J}_{\text{ин}}+\vec{J}_{\text{К}}), \qquad (4)$$

где $\vec{J}_{\text{К}}$ - вектор плотности тока в витках катушки индуктора, $\vec{J}_{\text{ин}}$ -вектор плотности индукционного тока в плазме (индукционными токами в витках катушки индуктора и в трубке подачи транспортирующего газа можно пренебречь [8, 13]. Отметим, что с учетом сделанного допущения о цилиндрической симметрии, вектора $\vec{A}$ и $\vec{J}_{\text{ин}}$ имеют только θ-вые компоненты. (изменяющегося по синусоидальному закону с частотой ω =3 МГц).

При записи вектора $\vec{J}_{\text{К}}$ в комплексной форме $\vec{j}_{\text{К}}(r,t)=\overrightarrow{j_{\text{k}C}}(r)\cdot e^{\iota\omega t}$, решение (4) может быть сведено [8, 13] к решению системы уравнений для действительной и мнимой частей комплексной амплитуды магнитного потенциала $A_\theta = A_{R\theta} + iA_{I\theta}$:

$$\begin{cases}\nabla^2 A_{R\theta}=\dfrac{A_{R\theta}}{r^2}-\mu_0\sigma\omega A_{I\theta}-\dfrac{\mu_0 J_K}{\pi a^2}\\[2ex] \nabla^2 A_{I\theta}=\dfrac{A_{I\theta}}{r^2}+\mu_0\sigma\omega A_{R\theta}\end{cases} \qquad (5)$$

При записи (5) сделано допущение о том, что ток $J_К(\text{r})$ по поперечному сечению πa^2 витка катушки индуктора распределен равномерно. Краевые условия для магнитного потенциала задавались в соответствии с [8, 13].

Комплексная амплитуда магнитного потенциала A_θ связана с B_r, B_Z, E_θ и j_θ по формулам:

$$B_r = -\frac{\partial A_\theta}{\partial z}\ ,\ B_Z = -\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(rA_\theta\right),\ E_\theta = -i\omega A_\theta,\ j_\theta = \sigma E_\theta = -i\mu_0\sigma\omega A_\theta$$

Электромагнитную силу $\vec{f}_{\text{эм}}$ и интенсивность джоулева тепловыделения q_v в плазме, входящие в систему (1-3) рассчитывали как:

$$\vec{f}_{\text{эм}} = \frac{-}{2}\text{Re}\left(\vec{j}\times B^*\right) = \frac{-}{2}\text{Re}\left(E_\vartheta\cdot B_r^*\cdot\vec{r} + E_\vartheta\cdot B_z^*\cdot\vec{z}\right) = F_r\cdot\vec{r} + F_z\cdot\vec{z} \tag{6}$$

$$F_r = \frac{\sigma}{2}\left(E_{R\theta}B_{r,R\theta} + E_{I\theta}B_{r,I\theta}\right), F_z = \frac{\sigma}{2}\left(E_{R\theta}B_{z,R\theta} + E_{I\theta}B_{z,I\theta}\right) \tag{7}$$

$$q_v = \frac{1}{2}\text{Re}\left|\vec{E}\cdot J^*\right| = \frac{-}{2}\text{Re}\left|\vec{E}\cdot E^*\right| = \frac{-}{2}\left(E_{R\theta}^2 + E_{I\theta}^2\right) \tag{8}$$

Система уравнений (1) - (8) решена численно в ПК ANSYS методом конечных объемов**.** При построении сеток использовалась блочная гексагональная структура HEXA_8.

2. Результаты и обсуждения

Джоулево тепло с интенсивностью q_v выделяется в кольцевой области длиной приблизительно равной длине индуктора ($\ell_{...}$ = 6 см) и эффективной толщиной 2-4 мм. При протекании процесса конвективного теплообмена происходит нагрев внутренних областей протекающего газового потока с образованием области (рис.2 - нижняя полуплоскость) высоких температур (более 8 кК), вокруг которых имеют место области потока с большими значениями градиентов температур.

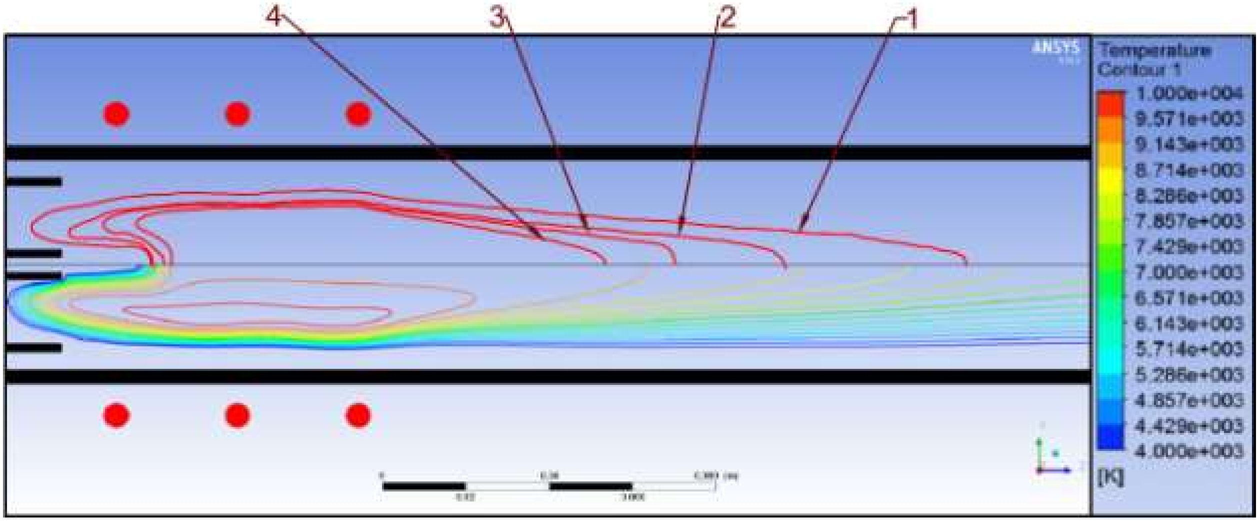

Рис.2. Распределение температуры (нижняя полуплоскость) аргоновой плазмы в ВЧИ плазмотроне (N=3) при $J_К$=170 А и границы фронтов разряда (изолинии температуры Т=8000 К) при различных токах (верхняя полуплоскость): 1- $J_К$=170 А, 2- $J_К$=130 А, 3- $J_К$=100 А, 4 –$J_К$=50 А.

На всех рисунках красные точки обозначают места витков индуктора, а черные линии - стенки каналов плазмотрона. Границы фронтов разряда (изолинии температуры Т ≈ 8000 К), выделяющие области высоких температур плазмы при относительно не большом градиенте температуры, для различных значений тока разряда показаны на рис.2 (верхняя полуплоскость). Видно, что с уменьшением тока разряда $J_К$ области высоких температур сокращаются, прежде всего в осевом направлении.

Распределение давления в плазменном потоке в районе индуктора зависит от тока разряда *J*к и погонного числа витков индуктора $n = N/\ell$ (рис.3). При достаточно высоком уровне тока давление в плазменном потоке распределено таким образом (рис.3, для *J*к=170А, *N*=3, нижняя полуплоскость), что максимальное избыточное давление имеет место в районе оси плазмотрона с центром приблизительно на расстоянии $Z \approx 50 - 65$ мм от входного сечения (*Z*=0).

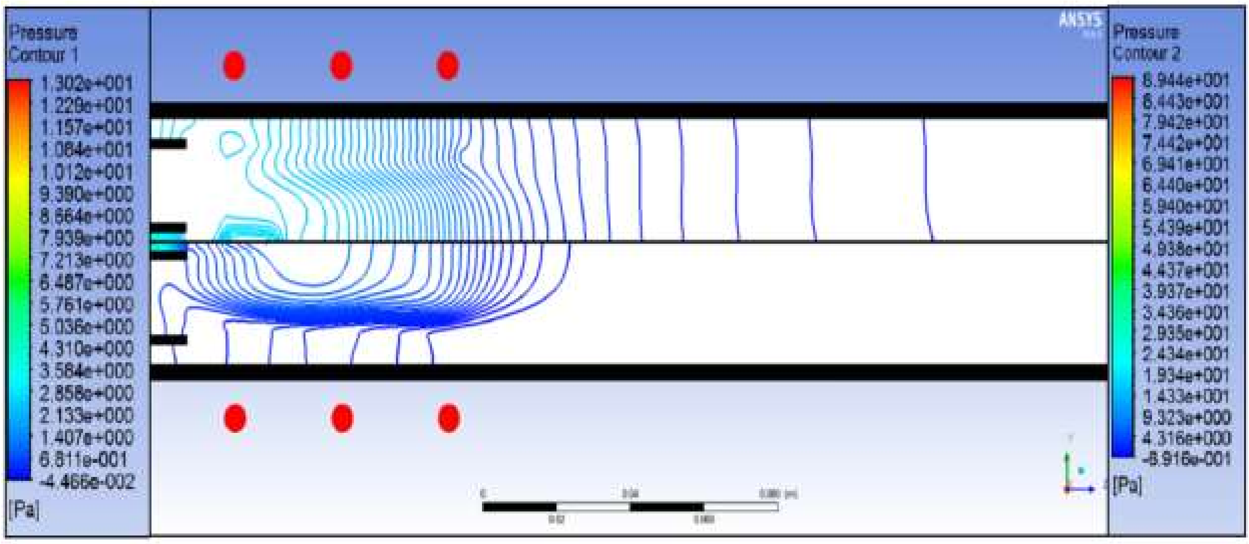

Рис.3. Распределение избыточного давления в потоке плазмы ВЧИ-плазматрона с *N*=3 при $J_К$=50А (верхняя полуплоскость) и *J*к=170 А (нижняя полуплоскость).

С уменьшением $J_К$ для данного $n = N/\ell$ уровень давления в этой зоне падает, она смещается влево и уменьшается в размерах. При значениях тока разряда ниже некоторого значения $J_{КР}$ зона повышенного избыточного давления на оси исчезает (рис.3, для *J*к=50 А, *N*=3, верхняя полуплоскость). Уровень критического значения тока разряда $J_{КР}$ зависит от погонного числа витков индуктора $n = N/\ell$. С ростом n возрастают как габариты зоны повышенного избыточного давления так уровень давления в ней.

Наличие зоны «высокого» давления в потоке является основной причиной возникновения вихревой структуры потока в канале ВЧИ-плазмотрона. При режимах течения плазмы с наличием зоны «высокого» давления, потоки плазмообразующего газа и газа из центрального канала попадают в область повышающегося давления и тормозятся. «Сталкиваясь» с областью повышенного давления (как с преградой) часть приосевого потока разворачивается и начинает двигаться навстречу газовому потоку, поступающему из канала, по которому подается плазмообразующий газ. Поток плазмообразующего газа разворачивает этот встречный поток, а сам отжимается к внешней стенке канала плазмотрона. Взаимодействие этих двух потоков приводит в итоге к образованию тороидального вихря (рис.3, для Jк=170 А) с центром в точке $Z_в=R_3$ и $r_в=R_2/2$. При этом часть потока плазмообразующего газа захватывается вихрем, а другая его часть обтекает вихрь и далее, «преломляясь» к оси системы, попадает в высокотемпературную зону разряда.

При снижении тока разряда размер зоны повышенного давления и его величина уменьшаются. Для режимов течения плазмы при фактическом отсутствии зоны «высокого» давления тороидальный вихрь не образуется, и потоки, как плазмообразующего газа, так и газа из центрального канала практически свободно (при некоторой деформации линий тока) поступают в высокотемпературную область разряда.

Возникновение зоны повышенного давления в приосевой области потока плазмы (а, следовательно, и вихревого течения) связано с воздействием радиальной компоненты электромагнитной силы вихревых токов разряда. На рис.4 (верхняя полуплоскость – цветные эллиптические линии) представлены изолинии радиальной компоненты удельной электромагнитной силы f_r [Н/м^3]. Там же для наглядности проведены несколько изолиний избыточного давления плазмы (черные линии)

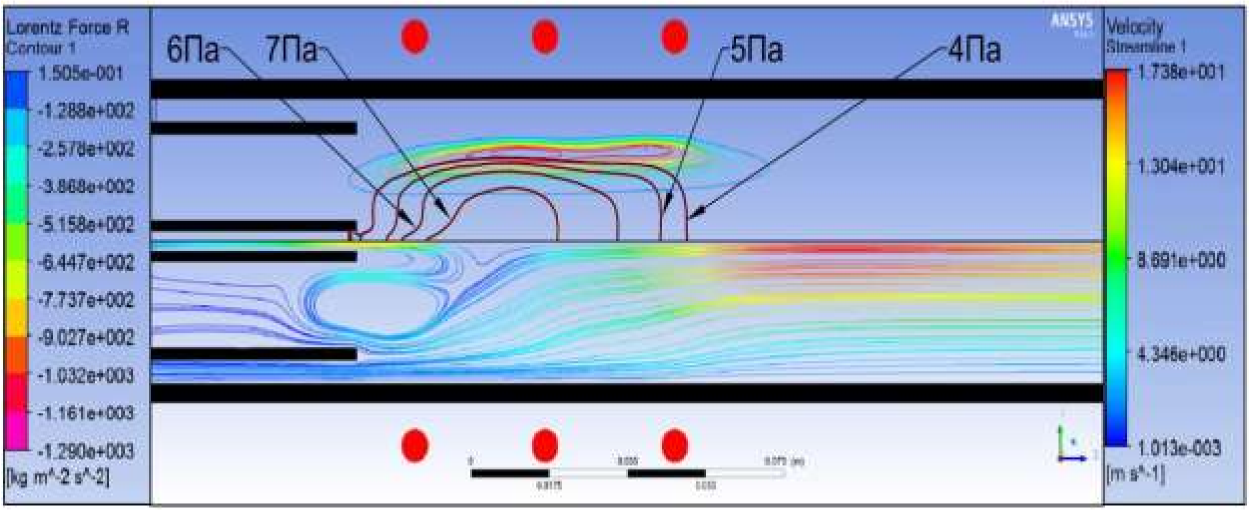

Рис.4. Верхняя полуплоскость - избыточное давление плазмы (черные линии) и изолинии радиальной компоненты удельной электромагнитной силы f_r (цветные линии). Нижняя полуплоскость-распределение линий тока в ВЧИ-плазмотроне с N=3 и при $J_К$=170 А и U_{Z1}=2 м/с.

Видно, что зона с максимальными электромагнитными силами расположена непосредственно над зоной повышенного газодинамического давления на оси плазмотрона. При этом уровень величины магнитного давления по величине (в данном случае, около 10 Па) практически совпадает с величиной максимального избыточного давления газа в районе оси плазмотрона. С уменьшением амплитуды тока разряда $J_К$ уровень магнитного давления уменьшается и, соответственно, падает избыточное газодинамическое давление в этой зоне. При этом она несколько смещается влево (вверх по потоку) и уменьшается в размерах.

Влияние электромагнитных сил на формирование зоны повышенного газодинамического давления на оси плазмотрона и вихревого течения наглядно иллюстрируется рис.5, на котором представлены изолинии избыточного газодинамического давления и линии тока для случая, когда электромагнитные силы $f_{эм}$ в уравнении движения (2) отсутствуют. Видно что, так же как и в случае докритических величинах тока разряда зоны повышенного газодинамического давления на оси плазмотрона и вихревой трубки отсутствуют.

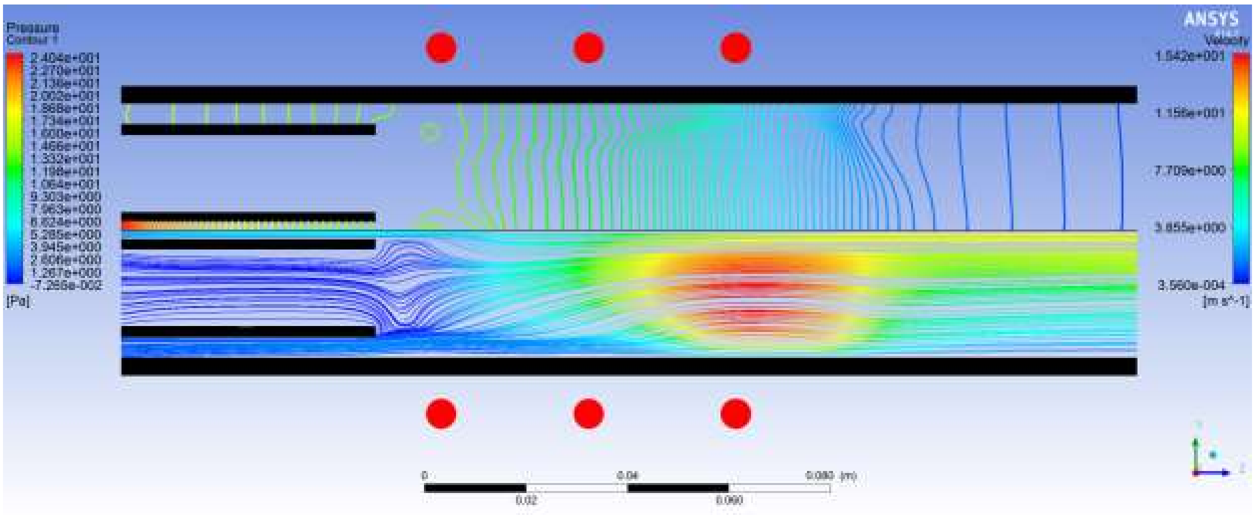

Рис.5 Распределение давления и линии тока при N=3, $J_К$=170 А при отсутствии электромагнитных сил.

Как показал анализ результатов проведенных расчетов, основным условием формирования вихревого образования является превышение величины разрядного тока некоторого критического значения $J_{КР}$, Уровень критического значения тока разряда $J_{КР}$ зависит от погонного числа витков индуктора $\mathrm{N}J_{\mathrm{К}} / \ell_{\text{ин}}$. При выбранных конструктивных параметрах плазмотрона и расходах газов критическая величина тока для трех виткового индуктора (n=0.5 шт/см) составляет $J_{\text{кр}} = 80 - 90$ А. Для двух (n=0.33 шт/см) и пяти (n=0.83 шт/см) витковых индукторов величины $J_{КР}$ соответственно равны 110-120 А и 40-50 А.

Параметры вихря зависят от тока разряда, расходов (скоростей) плазмообразующего G_2 и транспортирующего G_1 газов и длины центрального канала Z_1. Зависимость интенсивности вихревой трубки [17]

$$\Gamma_{\text{в}} = \oint \vec{U} d\vec{\ell}$$

(интегрирование проводится вдоль средней линии тока поперечного сечения вихря) как функция параметра $\mathrm{N}J_{\mathrm{К}} / \ell_{\text{ин}}$ представлена на рис.6. При значении тока $J_К$ ≈ $J_{\text{кр}} = 80 - 90$ А (для трех виткового индуктора) $\Gamma_{\text{В}}$ стремится к нулю. Как видно, интенсивность вихря $\Gamma_{\text{В}}$ является монотонно возрастающей функцией тока разряда.

Учитывая, что рассматриваемое вихревое течение является течением вязкой неоднородно нагретой газовой среды, представляется оправданным использование иного показателя интенсивности вихревой трубки. Величина этого показателя определяется как отношение массового расхода газа в вихре $G_{\text{В}} = \int_{R_{\min}}^{R_{\text{ц}}} 2\pi\rho |U_Z| r dr$ к суммарному расходу плазмообразующего G_2 и транспортирующего G_1 газов (то есть газовых потоков непосредственно участвующих в формировании вихря): $\varepsilon_{\text{В}} = G_{\text{В}} / (G_1 + G_2)$. Интеграл при определении $G_{\text{В}}$ вычисляется в плоскости, проходящей через центр вихря с координатой $z = Z_{\text{Ц}}$. Радиальная координата точки $R_{\min}$ является точкой, в которой $U_Z = 0$ ($R_{\min} \geq 0$, причем равенство нулю $R_{\min}$ соответствуют варианту, когда вихри смыкаются на оси плазмотрона).

Зависимости интенсивности вихря $\varepsilon_{\text{В}}$ от разрядного тока для различных скоростей подачи транспортирующего газа представлены на рис.6. В целом введенный показатель интенсивности ведет себя аналогично классическому параметру $\Gamma_{\text{В}}$. Однако введение интенсивности вихря $\varepsilon_{\text{В}}$ полезно с практической точки зрения: для данного значении $\varepsilon_{\text{В}}$ имеется возможность дать оценку расхода и скорости газа, охваченного вихревым течением, при известных расходов газов, приводящих к образованию вихря.

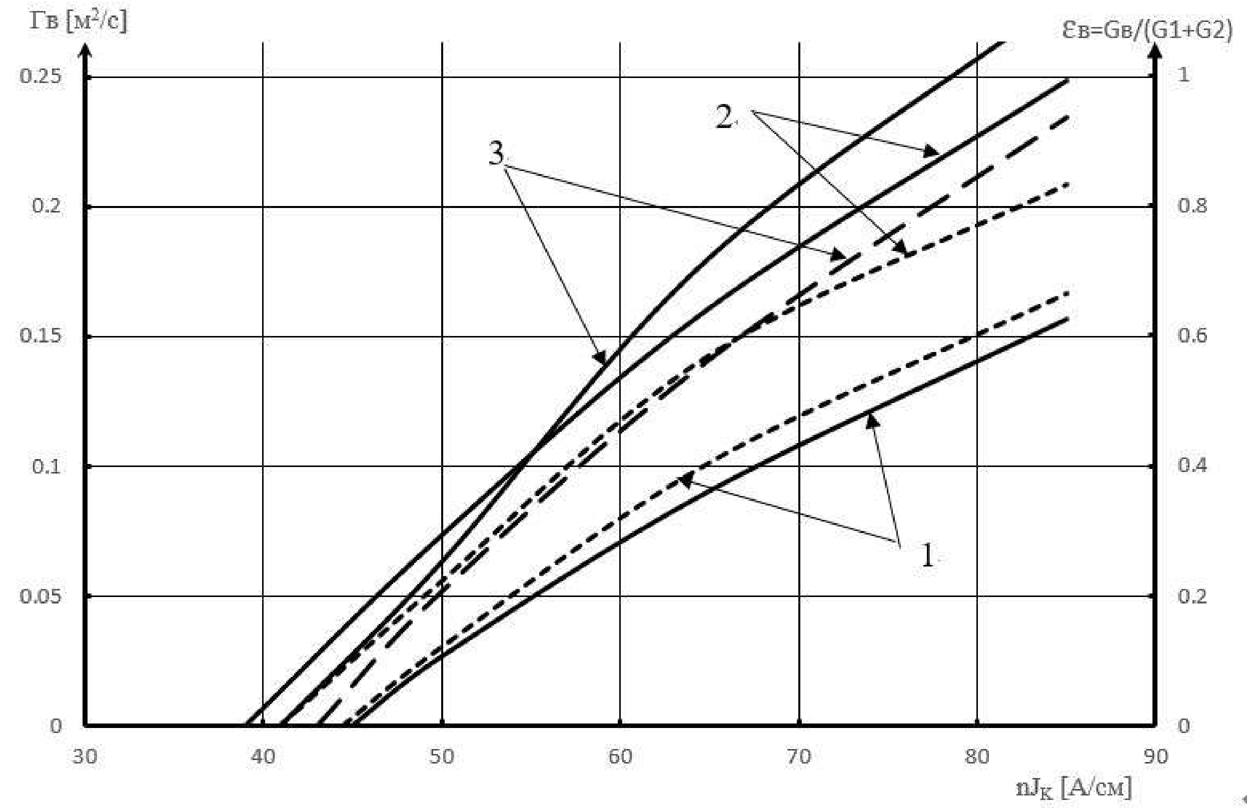

Рис. 6. Зависимость интенсивности вихря $\Gamma_{\text{В}}$ (сплошные линии) и $\varepsilon_{\text{В}}$ (штриховые линии) от ампер-витков (n□ $/ \ell_{\text{ин}}$) для трех виткового индуктора: 1– Z_1=50 мм, U_{Z1}=2 м/с, U_{Z2}=0.054м/с; 2– Z_1=50 мм, U_{Z1}=U_{Z2}=0.054 м/с; 3– Z$_1$=3 мм, U_{Z1}=U_{Z2}=0.054 м/с.

Следует обратить внимание на то, что геометрические параметры вихревой трубки существенно зависят от скорости газа U_{Z1}, втекающего в центральный канал (то есть от расхода газа). При скорости плазмообразующего газа $U_{Z2} = 0{,}054$ м/с уменьшение скорости транспортирующего газа U_{Z1} от 2 м/с до 0,054 м/с приводит (рис.7) к увеличению площади поперечного сечения вихря и протяженности средней линии тока поперечного сечения вихря. Интересно отметить, что координаты центра вихря $Z_в$ и $r_в$ (точка, где модуль скорости газа равен нулю) при этом практически не меняются. Положение границы вихря с правой стороны так же остается неизменным и определяется координатой границы зоны повышенного давления. Существенно изменяется положение границы вихря с левой стороны (вверх по потоку): при уменьшении скорости транспортирующего газа она сдвигается к сечению ввода плазмообразующего газа (рис. 7).

Интенсивность вихревой трубки ($\Gamma_В$ или $\varepsilon_В$) также существенно зависит от скорости газа U_{Z1} (рис. 6). При фиксированном токе разряда уменьшение скорости транспортирующего газа U_{Z1} от 2 м/с до 0,054 м/с приводит к увеличению $\Gamma_В$ или $\varepsilon_В$ в 1.5-2 раза.

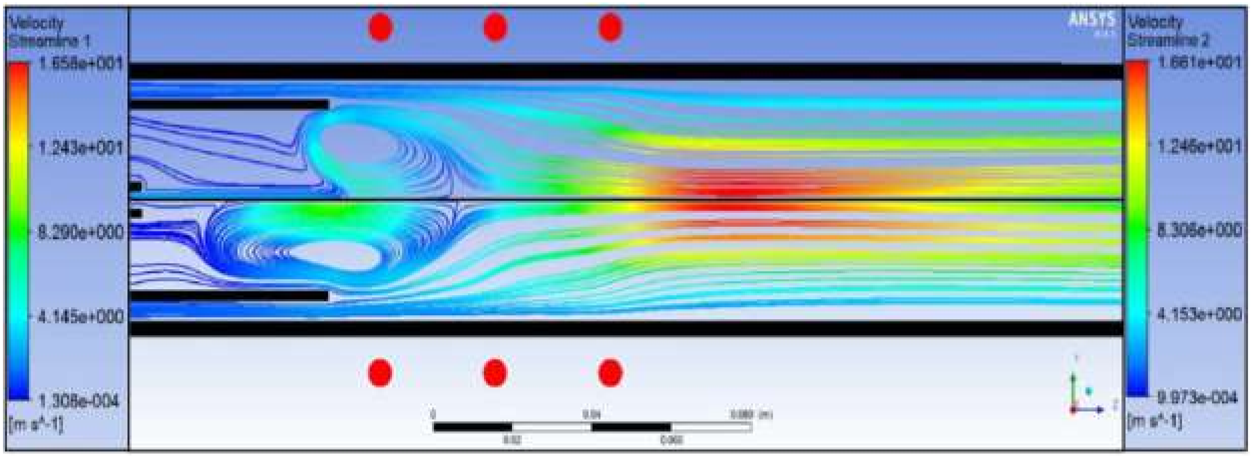

Рис.7. Линии тока в канале плазмотрона при различной скорости подачи транспортирующего газа при $J_К$=170 Адля Z_1=3 мм: верхняя полуплоскость- U_{Z1}=2 м/с, U_{Z2}=0.054 м/с; нижняя полуплоскость - U_{Z1}=U_{Z2}=0.054 м/с.

Отметим, что указанные изменения положения границ вихря и интенсивности вихревой трубки слабо зависят от координаты Z_1 места ввода транспортирующего газа (сравни рис.6, 2 и3).

Как было сказано выше увеличение числа витков индуктора N (или n) при прочих равных условиях снижает критическое значение тока разряда $J_{КР}$. При фиксированной величине тока разряда увеличение числа витков индуктора N приводит к росту интенсивности вихревой трубки. Этот факт наглядно иллюстрируется на рис.8. Видно, что для 5-ти виткового индуктора реализуется закритический режим с образованием развитой вихревой структуры (рис.8в). ВЧИ плазмотрон с 3-ым витковым индуктором, работая в околокритическом режиме(рис.8б), генерирует вихрь с относительно низкой интенсивностью:

$\Gamma_В \approx 0.025$ м^2/с и $\varepsilon_В \approx 0.1$. При двух витковом индукторе(рис.8а) течение газа происходит в безвихревом режиме.

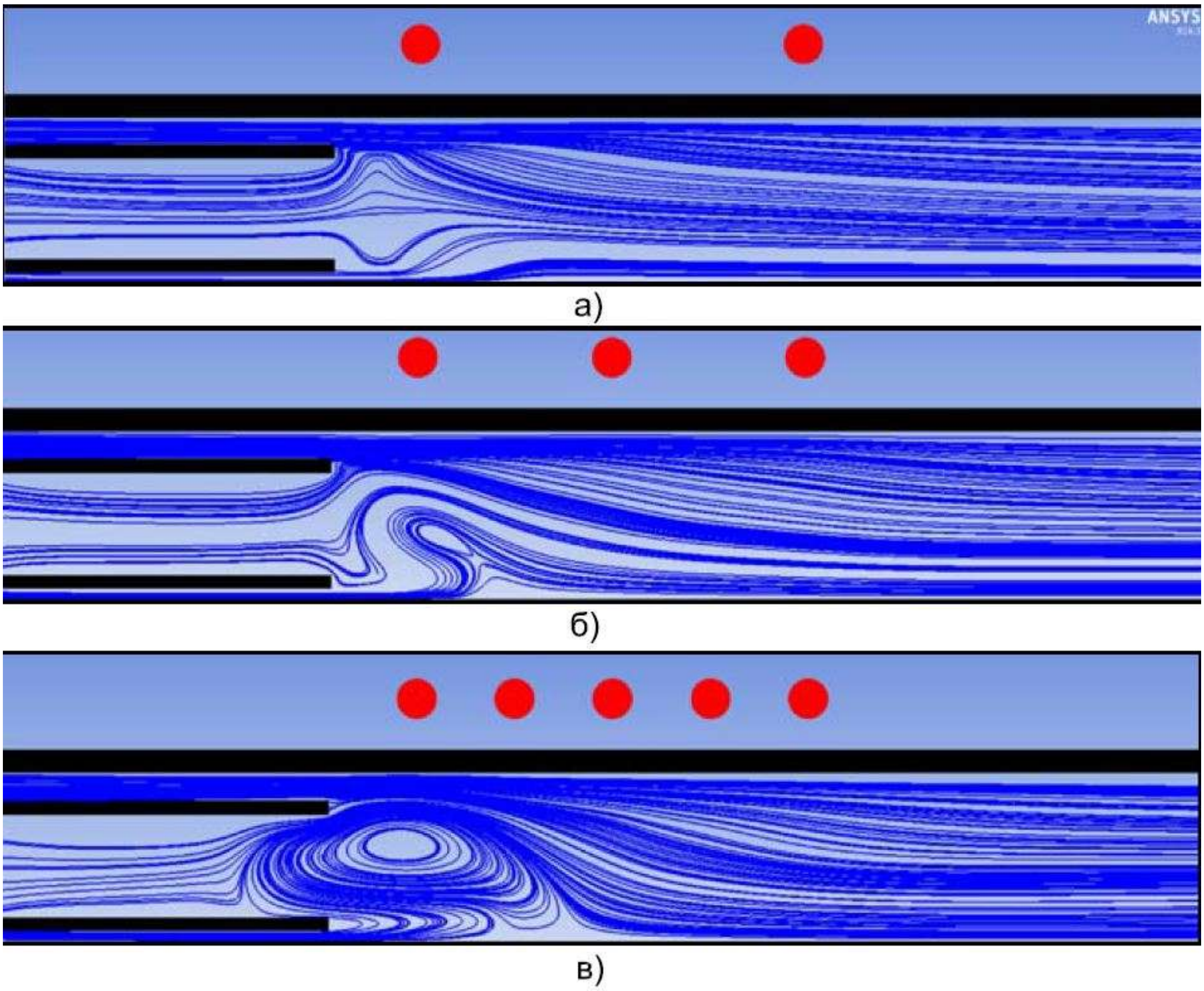

Рис.8 Линии тока при $J_К$=100 А и различных числах витков (N=2,3 и 5): а) -N=2; б) - N=3; в) - N=5.

В зависимости от величины тока разряда и скорости истечения газа из центрального канала возможны два варианта формы вихря, различающиеся распределением осевой скорости потока по радиусу в плоскости, проходящей через центр вихря (рис.9).

В одном случае, при высокой скорости транспортирующего газа, одна часть этого потока поступает в зону вихря, а другая двигается (рис.9, линия 4) в осевом направлении непосредственно в высокотемпературную область разряда. При этом образуется вихрь тороидальной формы с осевой полостью. Важно отметить, что такая форма вихревой трубки имеет место при значительной протяженности центрального канала Z_1=40-50 мм.

При данной форме вихря проблема подачи твердых частиц с осевым потоком транспортирующего газа в высокотемпературную зону разряда практически отсутствует.

При уменьшении координаты Z_1 точки ввода транспортирующего газа и скорости его подачи, осевая скорость газового потока в плоскости, проходящей через центр вихря отрицательна (рис.9, линии 1-3). То есть практически весь расход транспортирующего газа захватывается вихрем, и вихревые зоны смыкаются на оси системы (см. рис.7). В данном случае прохождение твердых частиц в высокотемпературную зону разряда может стать затруднительным. Частицы относительно небольшой массы могут попасть в вихревую зону, и при дальнейшем движении они могут быть вынесены на стенки внешнего канала плазмотрона или в поток охлаждающего газа или даже выйти из вихря в направлении противоположном направлению движения плазмообразующего газа.

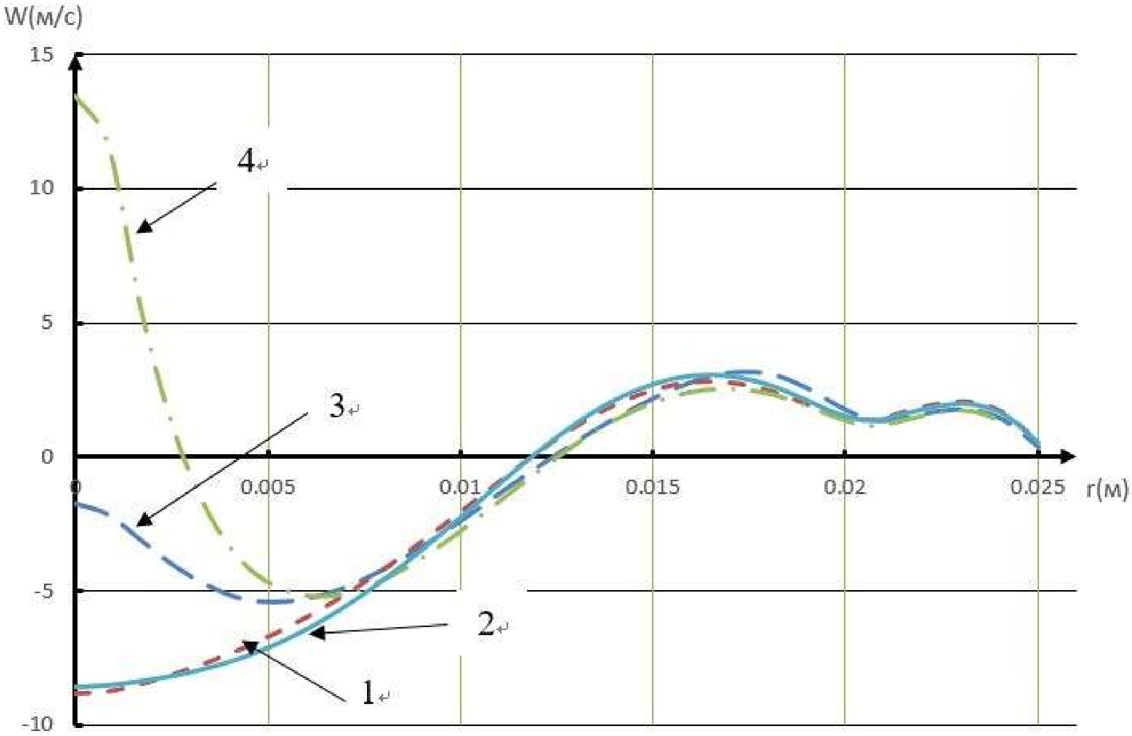

Рис.9. Распределения осевой скорости газового потока по радиусу в плоскости, проходящей через центр вихря для трех виткового индуктора при J_K=170 А, Z_1=3-50 мм:

1 - Z_1=3 мм, U_{z1} = 0.05 м/с; 2- Z_1=3 мм, U_{z1} =1 м/с; 3 - Z_1=3 мм, U_{z1} =2 м/с; 4 - Z_1=50 мм, U_{z1} =2 м/с.

Образование тороидального вихря может влиять не только на структуру потока и динамику движения обрабатываемых в плазмотроне частиц. Можно предположить, что поскольку интенсивность вихря зависит, прежде всего, от мощности ВЧИ-плазмотрона, то для плазмотронов большой мощности, возникновение поперечных колебаний вихревого образования может приводить к нарушению азимутальной симметрии расхода газа через поперечное сечение канала, и, как следствие, к неустойчивости плазменного потока генерируемого ВЧИ-плазмотроном.

Заключение

Получены расчетные данные о параметрах и структуре плазменного потока технологического ВЧИ-плазмотрона с осевой подачей газов. Выявлены особенности распределения поля скорости, а именно, образование тороидального вихревого течения непосредственно перед высокотемпературной областью разряда. Установлено, что необходимым условием возникновения вихря является превышение значения амплитуды разрядного тока некоторого критического значения $J_{КР}$. Уровень критического значения тока разряда $J_{КР}$ зависит от погонного числа витков индуктора $n = N/\ell_{...}$. При выбранных конструктивных параметрах плазмотрона и расходах газов критическая величина тока $J_{КР}$ для двух виткового индуктора (n=0.33 шт/см) величины составляет значение 110-120 А, для трех виткового индуктора (n=0.5 шт/см) – (80-90А), для пяти виткового индуктора (n=0.83 шт/см) - 40-50 А.

Показано, что с уменьшением скорости транспортирующего газа, поступающего в зону разряда через осевой канал, интенсивность вихревой трубки может существенно возрастать (в 1.5-2 раза) и достигать величин $\Gamma_В$=0.15-0.25 м^2/с (или $\varepsilon_в$=0.6-1). Положения границ вихря и интенсивность вихревой трубки слабо зависят от координаты места ввода транспортирующего газа.

Список литературы

1. Boulos M.I. The inductively coupled radio frequency plasma // High Temp. Material Processes. 1997. Vol. 1. Pp. 17-39.
2. Новиков И.Н., Кручинин А.М. Обработка мелкодисперсных порошков силиката циркония в струе ВЧИ-плазмотрона // Письма в ЖТФ. 2014. Т. 40. № 29. С. 76-81.
3. Борисов Л.А., Гришин Ю.М., Козлов Н.П. Экспериментальные исследования состава примесей частиц природного кварца в дисперсном плазменном потоке // ТВТ. 2007. Т. 45. № 5. С. 777–781.
4. Гришин Ю.М., Козлов Н.П., Скрябин А.С. Экспериментальные исследования плазмохимического метода прямого получения кремния из кварца // ТВТ. 2012. № 50. С. 491–496.
5. Ameya B., Christopher R.P, Steven A.C, Carter C.B. Synthesis of highly oriented, single-crystal silicon nanoparticles in a low-pressure inductively coupled plasma // Journal of Applied Physics. 2003. Vol. 94. No. 3. Pp.1969–1974. DOI: 10.1063/1.1586957
6. Тимошенков С.П., Прокопьев Е.П., Дьячков С.А. Синтез мелкодисперсных порошков в ВЧИ плазме // Физика и химия обработки материалов. 2002. № 5. С. 26-31.
7. Morsli M.E., Proulx P. A chemical non-equilibrium model of an air supersonic ICP // Appl. Phys. 2007. Vol. 40. No. 2. Pp. 387-394. DOI: 10.1088/0022-3727/40/2/015
8. 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 // Thesis. Master of science. Texas, 2008, 90 p.
9. Sanaz A.E. A modeling framework for the synthesis of carbon nanotubes by RF plasma technology // Thesis. Doctor of Philosophy. Torento, 2013, 184 p.
10. Colombo V., Ghedini E., Sanibondi P. A three-dimensional investigation of the effects of excitation frequency and sheath gas mixing in an atmospheric-pressure inductively coupled

plasma system // Journal of Physics D: Applied Physics. 2010. Vol. 43. No. 10. Pp. 105202. DOI: 10.1088/0022-3727/43/10/105202

11. Bilodeau J.F., Proulx P.A Mathematical Model for Ultrafine Iron Powder Growth in a Thermal Plasma // Aerosol Science and Technology. 2007. Vol. 24. No. 3. Pp. 175-189. DOI: 10.1080/02786829608965362
12. Дресвин С.В. Низкотемпературная плазма. ВЧ и СВЧ плазмотроны. Новосибирск: Наука. 1992. 319 с.
13. Гришин Ю.М., Мяо Лун. Численное моделирование плазмодинамических процессов в технологическом ВЧИ-плазмотроне с газовым охлаждением // Наука и Образование. МГТУ им. Баумана. Электрон. журн. 2016. Vol. 5. С. 104–121. DOI: 10.7463/0516.0840352
14. Морозов А.И. Введение в плазмодинамику. М.: Физиматлит. 2008. 616 с.
15. Белов Г.В. Термодинамическое моделирование: методы, алгоритмы, программы. М.: Научный Мир. 2002. 184 с.
16. Смайт В. Электростатика и электродинамика. М.: Иностранная литература. 1954. 604 с.
17. Борисов А.В., Макеев И.С. Математические методы динамики вихревых структур. Ижевск: Институт компьютерных исследований. 2005. 202 с.

Science & Education of the Bauman MSTU
Electronic journal
ISSN 1994-0408

Science and Education of the Bauman MSTU, 2016, no. 08, pp. 50–66.

DOI: **10.7463/0816.0844757**

Received: 16.07.2016
Revised: 30.07.2016

The Plasma Vortex Flow Formation Conditions and Parameters in the Inductively Coupled RF Plasmatron

L. Miao[1,*], Yu.M. Grishin[1]

[*]691632748@qq.com

[1]Bauman Moscow State Technical University, Moscow, Russia

Keywords: ICP-plasmatron, current, current, coil, pipe of carrier gas, plasma, vortex tube, intensity of vortex

Presently, development of new technologies to formulate highly purified materials, nanopowders, etc. leads to significantly growing interest in inductively coupled RF plasma torch (ICP). Thus, to solve the problems of the intensification of technological processes it is required to make a considerable focus on the study of ICP torches. The main ICP torch parameters are largely determined by conditions of carrier gas through the inductor zone, i.e. exothermic zone. The well-known data show that in this zone a specific gas-dynamic flow structure is formed under certain conditions namely, there is a vortex-type flow emerging directly in front of the inductor zone. This leads to changing flow direction of the central gas and the gas (through the axial pipe), which carries the heated particles (when solving the various technological problems) to the discharge zone. Sometimes it may occur that the particles do not fall into the area of the high temperature discharge core, but scatter over the walls of the plasma torch or fly out of it before reaching the desired temperature or the appropriate aggregation state. To date, there is, virtually, a lack of systematic information about conditions for emerging vortex flow and its parameters in the channel of the ICP-torch.

It is extremely difficult to obtain experimental data on the plasma flow in the inductor area. There is a raising need to conduct computational and theoretical studies aimed at understanding a structure of the plasma flow in the ICP-torch channel and define an impact of the basic design and technological parameters on this structure.

The article conducts a numerical study of gas dynamic structure of the plasma flow in the channel of the ICP-torch with axial gas feed to study the conditions of emerging vertex flow and defining its parameters when varying the number of inductor coils (N = 2-5) and the amplitude of the discharge current (within the range of 50-170A). The finite volume method is used to calculate a numerical solution of Maxwell's equations and heat transfer in the ANSYS CFX application package.

It was shown that in the channel of the plasma torch can be formed a toroid vortex-type flow with the center, approximately, in the cross-section of the first inductor coil. It was found that the emerging vortex flow occurs when J_K exceeds a fixed critical value of the discharge current J_{CR}, the value of which depends on the number of coils per unit length of the inductor n, and with the growth of n, J_{CR} falls. For the plasma torch with two coils of inductor (n=0.33 cm^{-1}) the amplitude of a critical discharge current is around 110-120 A and those of with three coils (n=0.5 cm^{-1}) and five coils (n=0.83 cm^{-1}) have, respectively, 80-90 A and 40-50 A.

It was shown that the main reason for the vortex formation is influence of the radial component of the electromagnetic force because of which there is an area of increased pressure on the axis of the plasma torch in the middle zone of the inductor. The interaction between plasma and carrier gas flows eventually leads to the forming toroid vortex. The paper defines effect of the discharge current, speed (flow) of the carrier gas through the axial channel, and its length on the intensity of the vortex formed.

References

1. Boulos M.I. The inductively coupled radio frequency plasma // *High Temp. Material Processes*, 1997, vol.1, pp.17-39.
2. Novikov I.N., Kruchinin A.M. Processing of finely dispersed zirconium silicate powder in a high-frequency induction plasmatron jet. *Pis'ma v ZhTF*, 2014, vol. 40, no. 29, pp. 76-81. (in Russian). (English version of journal: *Technical Physics Letters*, 2014, vol. 40, no. 10, pp. 920-922. DOI: 10.1134/S1063785014100253)
3. Borisov L.A., Grishin Yu.M., Kozlov N.P. Studies into the modification of the composition of impurities of natural quartz particles in a dispersed plasma flow. *Teplofizika vysokikh temperatur*, 2007, vol. 45, no. 5, pp. 777–781. (in Russian). (English version of journal: *High Temperature*, vol. 45, no. 5, pp. 708–712, DOI: 10.1134/S0018151X07050203)
4. Grishin Yu.M., Kozlov N.P., Skryabin A.S. Experimental study of the plasmochemical method for the direct production of silicon from quartz. *Teplofizika vysokikh temperatur*, 2012, vol. 50, no. 4, pp. 491–495. (in Russian). (English version of journal: *High Temperature*, 2012, vol. 50, no. 4, pp. 459–463. DOI: 10.1134/S0018151X12040086
5. Ameya B., Christopher R.P, Steven A.C, Carter S.B. Synthesis of highly oriented, single-crystal silicon nanoparticles in a low-pressure inductively coupled plasma. *Journal of Applied Physics*, 2003, vol. 94, no. 3, pp. 1969–1974. DOI: 10.1063/1.1586957
6. Timoshenkov S.P., Prokop'yev E.P., D'yachkov S.A. Synthesis of fine powders in the HFI-plasma. *Fizika i khimiya obrabotki materialov = Physics and chemistry of materials treatment*, 2002, no. 5, pp. 26-31. (in Russian).
7. Morsli M.E., Proulx P. A chemical non-equilibrium model of an air supersonic ICP. *Appl. Phys*, 2007, vol. 40, no. 2, pp. 387-394. DOI: 10.1088/0022-3727/40/2/015
8. 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. *Thesis. Master of science*. Texas, 2008, 90 p.

9. Sanaz A.E. A modeling framework for the synthesis of carbon nanotubes by RF plasma technology. *Thesis. Doctor of Philosophy*. Torento, 2013, 184 p.
10. Colombo V., Ghedini E., Sanibondi P. A three-dimensional investigation of the effects of excitation frequency and sheath gas mixing in an atmospheric-pressure inductively coupled plasma system. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 2010, vol. 43, no. 10, pp. 105202. DOI: 10.1088/0022-3727/43/10/105202
11. Bilodeau J.F., Proulx P.A Mathematical Model for Ultrafine Iron Powder Growth in a Thermal Plasma. *Aerosol Science and Technology*, 2007, vol. 24, no. 3, pp.175-189, DOI: 10.1080/02786829608965362
12. Dresvin S.V. *Nizkotemperaturnaya plazma. VCh i SVCh plazmotrony* [Low-temperature plasma. RF and microwave plasma generators]. Novosibirsk: Nauka. 1992. 319 p. (in Russian).
13. Grishin Yu.M., Myao Lun. Chislennoe modelirovanie plazmodinamicheskikh protsessov v tekhnologicheskom VChI-plazmotrone s gazovym okhlazhdeniem. *Nauka i obrazovanie MGTU im. N.E. Baumana = Science and Education of the Bauman MSTU*, 2016, vol. 5, pp. 104–121. (in Russian). DOI: 10.7463/0516.0840352
14. Morozov A.I. *Vvedenie v plazmodinamiku* [Introduction to plasma dynamics]. Moscow, Fizimatlit Publ., 2008. 616 p. (in Russian).
15. Belov G.V. *Termodinamicheskoe modelirovanie: metody, algoritmy, programmy* [Thermodynamic modeling: methods, algorithms and programs]. Moscow, Nauchnyy Mir Publ., 2002. 184 p. (in Russian).
16. Smayt V. *Elektrostatika i elektrodinamika* [Static and dynamic electricity]. Moscow, Inostrannaya literatura Publ., 1954. 604 p. (in Russian).
17. Borisov A.V., Makeev I.S. *Matematicheskie metody dinamiki vikhrevykh struktur* [Mathematical methods of vortex structures dynamics]. Izhevsk, Institute of Computer Science. 2005. 202 p. (in Russian).