

<https://doi.org/10.26160/2474-5901-2023-37-20-25>

УПРАВЛЕНИЯ ДВИЖЕНИЕМ ПЛАЗМЕННЫХ ПОТОКОВ, СФОРМИРОВАННЫХ ИЗ КАТОДНЫХ ПЯТЕН ВАКУУМНО- ДУГОВОГО РАЗРЯДА

Кузнецов В.Г., Курбанов Т.А.

Институт проблем машиноведения РАН, Санкт-Петербург, Россия

Ключевые слова: вакуумная дуга, плазменный поток, магнитное поле, математическая модель, угол отклонения, соленоид.

Аннотация. Разработана математическая модель для расчета магнитных систем транспортировки плазменных потоков, обеспечивающих равномерную обработку поверхности протяженных изделий. Для отклонения плазменного потока в одной плоскости целесообразно использовать две катушки, расположенные с двух сторон на аноде испарителя симметрично друг другу относительно оси системы. Получена расчетная кривая для угла отклонения плазменного потока.

CONTROLLING THE MOVEMENT OF PLASMA FLOWS FORMED FROM CATHODE SPOTS OF VACUUM ARC DISCHARGE

Kuznetsov V.G., Kurbanov T.A.

*Institute of Problems of Mechanical Engineering of the RAS, Saint-Petersburg,
Russia*

Keywords: vacuum arc, plasma flow, magnetic field, mathematical model, deflection angle, solenoid.

Abstract. A mathematical model has been developed for calculating magnetic systems for transporting plasma flows that ensure uniform surface treatment of extended products. To deflect the plasma flow in one plane, it is advisable to use two coils located on both sides of the evaporator anode symmetrically to each other relative to the axis of the system. A calculated curve for the deflection angle of the plasma flow is obtained.

В связи с радиальной несимметрией потоков металлической плазмы, сформированных с помощью торцевых вакуумно-дуговых испарителей, наносимые покрытия, если не принимать специальных мер, являются неравномерными по толщине. Для устранения этого недостатка используются системы отклонения и сканирования плазменных потоков.

Из анализа существующих систем отклонения потока плазмы одной из наиболее компактных представляется система, создающее магнитное поле, ортогональное направлению скорости потока. Для повышения эффективности такой отклоняющей системы и для избежания установки ее элементов в вакуумном объеме целесообразно соответствующее магнитное поле обеспечить, например, за счет соленоидов, расположенных в зоне действия фокусирующего магнитного поля на выходе вакуумно-дугового испарителя.

Проведем анализ процесса отклонения потока с целью определения параметров отклоняющей системы.

Элементы динамики плазменных потоков в магнитном поле неоднократно рассматривались в литературе [1]. Основная идея выводов заключается в том, что для описания взаимодействия потока плазмы с магнитным полем может быть использовано «одножидкостное» приближение в виде

$$\rho \frac{d\vec{V}}{dt} = -\nabla p + \vec{j} \times \vec{B}, \quad (1)$$

где ρ – плотность плазмы, \vec{V} – вектор скорости плазменного потока, ∇p – градиент давления в потоке, \vec{j} – вектор плотности тока, текущего по плазме, \vec{B} – вектор индукции магнитного поля.

Модуль и направление вектора \vec{B} определяются наличием не только отклоняющей системы, но и систем магнитной фокусировки потока и стабилизации катодных пятен на рабочей поверхности катода. Как правило, фокусирующее и стабилизирующее поля создаются соответствующими соленоидами, а вся конструкция устройства является аксиально-симметричной. Геометрические размеры соленоида (рис. 1) имеют следующие обозначения: система координат – x и r , длина катушки – a , толщина обмотки – c , внутренний радиус – d , расстояние от катушки до начала координат – b . Для решения магнитостатической задачи рассматривают элементарные токовые кольца радиусом r' , координатой x' и углом отклонения плазменного потока α . В этом случае магнитные поля, создаваемые упомянутыми соленоидами, имеют осевую и радиальную составляющие, определяемые следующими выражениями [2]:

$$B_r(r,x) = \frac{\mu_0 j_c}{2\pi r} \int_d^{d+c} \sum_{v=1}^2 (-1)^{v+1} \sqrt{(x-x'_v)^2 + (r+r')^2} \times \\ \times \left[\left(1 - \frac{k_v^2}{2} \right) K(k_v) - E(k_v) \right] dr', \quad (2)$$

$$B_x(r,x) = \frac{\mu_0 j_c}{2\pi} \int_d^{d+c} \sum_{v=1}^2 (-1)^v \frac{(x-x'_v)}{\sqrt{(x-x'_v)^2 + (r+r')^2}} \times \\ \times \left[K(k_v) + \frac{r'-r}{r+r'} \Pi(h, k_v) \right] dr', \quad (3)$$

где j_c – плотность тока, протекающего по соленоиду, $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-1}$ Гн/м;

$$K(k_v) = \int_0^{\pi/2} \frac{d\beta}{\sqrt{1-k_v^2 \sin^2 \beta}}; \quad E(k_v) = \int_0^{\pi/2} \sqrt{1-k_v^2 \sin^2 \beta} \cdot d\beta;$$

$$\Pi(h, k_v) = \int_0^{\pi/2} \frac{d\beta}{\sqrt{(1-h \sin^2 \beta)(1-k_v^2 \sin^2 \beta)}};$$

$$\beta = (\pi - \alpha)/2; k_v = \sqrt{4rr' / [(z - z'_v)^2 + (r + r')^2]}; h = 4rr' / (r + r')^2.$$

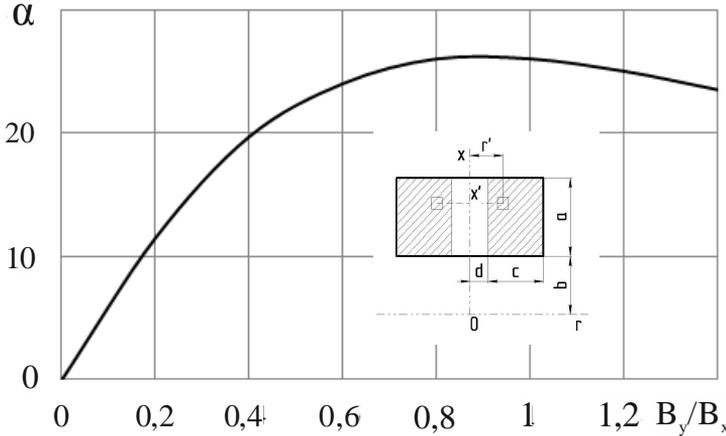


Рис. 1. Зависимость угла отклонения плазменного потока α от соотношения B_y/B_x (расчётная кривая)

К выражениям (2) и (3) следует добавить описание магнитного поля отклоняющей системы B_{oc} и решить все это совместно с уравнением движения плазмы (1). Влиянием собственного магнитного поля тока вакуумно-дугового разряда можно пренебречь, так как при токах менее 10^3 А азимутальная компонента вектора \vec{B} будет иметь модуль, существенно меньший B_r и B_z . Тогда влияние отклоняющей системы на поток плазмы можно будет определить из совместного решения уравнений, в которых представленное в (1) векторное произведение расписано в проекциях на координатные оси. При записи этих уравнений учтем, что плотность плазмы $\rho = mn$ (m , n — масса и концентрация частиц в потоке), а $j = enV$ (e — элементарный заряд, V — скорость дрейфа частиц). Для осесимметричной конфигурации вакуумно-дугового испарителя получим:

$$\begin{aligned} \frac{d^2x}{dt^2} &= -\frac{e}{m} V_\phi B'_r + \frac{e}{m} E_x, \\ \frac{d^2r}{dt^2} - r \left(\frac{d\phi}{dt} \right)^2 &= \frac{e}{m} V_\phi B'_x, \\ \frac{1}{r} \frac{d}{dt} \left(r^2 \frac{d\phi}{dt} \right) &= \frac{e}{m} (V_x B'_r - V_r B'_x), \end{aligned} \tag{4}$$

где j — азимутальная координата, B'_r — векторная сумма радиальной составляющей вектора \vec{B} и вектора индукции поля, создаваемого отклоняющей системой, E_x — электрическое поле, связанное с протеканием тока. Таким образом, для расчета отклоняющей системы необходимо совместное решение уравнений (2), (3), (4). Поставленная задача решается, но громоздка и требует применения вычислительной техники.

Для получения приближенного результата, пригодного для практического использования, можно упростить математическую модель, оставив в ней лишь наиболее существенные моменты и воспользовавшись типичными для торцевых вакуумно-дуговых испарителей данными. В частности, на данном этапе анализа целесообразно упустить подробности, характеризующие воздействие результирующего магнитного поля на формирование плазменного потока в активной зоне испарителя. Можно отметить лишь основной момент, а именно то, что сформированный и ускоренный поток, сопровождаемый продольным (осевым) магнитным полем, входит в поперечное магнитное поле отклоняющей системы. Отвлекаясь от взаимодействия потока с радиальной компонентой вектора \vec{B} как от обстоятельства непринципиального, можно переформулировать задачу уже в прямоугольной системе координат. При этом можно проанализировать два крайних случая – бесстолкновительное движение частиц и движение, при котором скорость дрейфа определяется подвижностью частиц.

Бесстолкновительное движение будет описываться следующими уравнениями [3]:

$$\begin{aligned} m \frac{d^2 x}{dt^2} &= -eE_x + eV_z B_y, \\ m \frac{d^2 y}{dt^2} &= -eV_z B_x, \\ m \frac{d^2 z}{dt^2} &= -e(V_x B_y - V_y B_x). \end{aligned} \quad (5)$$

Координатные оси ориентированы так, что ось X совпадает с направлением распространения потока, а ось Y – с направлением вектора индукции магнитного поля отклоняющей системы.

Упуская промежуточные выкладки, можно отметить, что анализ траекторий ведущих центров (линий, вокруг которых совершается циклотронное вращение зарядов) для стационарного режима дает для угла отклонения потока α следующее выражение

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{\omega_x \omega_y}{\omega_x^2 + \omega_y^2} = \frac{B_x B_y}{B_x^2 + B_y^2}, \quad (6)$$

где ω_x и ω_y – циклотронные частоты, связанные с B_x и B_y составляющими магнитного поля (B_x – осевая составляющая индукции магнитного поля фокусирующей системы, а B_y – индукция магнитного поля отклоняющей системы).

Второй режим движения зарядов (режим подвижности) может быть описан в стационарном режиме с помощью следующих уравнений

$$\begin{aligned} V_x &= -bE_x + \beta_y V_z, \\ V_y &= -\beta_x V_z, \\ V_z &= -\beta_y V_x + \beta_x V_y, \end{aligned} \quad (7)$$

где b – коэффициент подвижности носителей тока, β_y и β_x – параметры Холла, связанные с соответствующими компонентами вектора \vec{B} .

Эта модель дает результат, совпадающий с (6) при $\beta_{x,y} \gg 1$

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{\beta_y \beta_x}{1 + \beta_y + \beta_x} \approx \frac{B_x B_y}{B_x^2 + B_y^2}.$$

Нужно иметь в виду, что величина индукции сопровождающего поток магнитного поля B_x не может быть произвольной, т.к. она согласована с полем соленоида, стабилизирующего катодные пятна.

Полученное выражение, характеризующее отклонение потока, показывает, что увеличение поля отклоняющей системы (B_y) вызывает увеличение угла отклонения потока лишь в том случае, если $|B_y| \leq |B_x|$.

Дальнейший рост B_y приводит к уменьшению угла α , что видно из рисунка 1.

Представленный материал показывает, что предельный угол отклонения потока, который может быть достигнут при использовании анализируемой системы – 27° . Кроме того, на основании приведенного материала можно осуществить конструктивный расчет соленоидов отклоняющей системы. Они должны обеспечить максимальную индукцию магнитного поля такую же, что и фокусирующая система в том месте, где расположена система магнитного отклонения.

Для отклонения плазменного потока в одной плоскости целесообразно использовать две катушки, расположенные с двух сторон на аноде испарителя симметрично друг другу относительно оси системы. Использование двух катушек способствует более равномерной эрозии катода при отклонении или сканировании плазменного потока и в наименьшей степени искажает параметры самого потока. Катушки включаются согласно для формирования магнитного поля, ортогонального направлению скорости потока, и симметричного относительно оси системы. Каждая катушка представляет собой вытянутую петлю, витки катушки провода которой образуют жгут круглого сечения. Катушки наматываются без каркаса, плоскостью петли накладываются на анод и изгибаются по форме анода.

Для отклонения плазменного потока в двух плоскостях (горизонтальной и вертикальной) используются две пары катушек. Угол отклонения плазменного потока от оси системы определяется результирующим вектором магнитного поля, формируемого отклоняющей и фокусирующей системами. Изменив направление протекания тока в паре катушек на противоположное, меняется на 180° ориентация магнитного поля, формируемого этими катушками, а, следовательно, изменяется отклонение плазменного потока в плоскости. В связи с этим в рассматриваемых условиях при питании отклоняющих катушек переменным током можно легко осуществить сканирование потока в пределах диаметра выходного отверстия анода системы. Распределение плотности тока вдоль радиуса при этом становится

более равномерным по сравнению с распределением при выключенных отклоняющих катушках.

Список литературы

1. Гришин С.Д., Лесков Л.В., Козлов Н.П. Плазменные ускорители. – М.: Машиностроение, 1983. – 232 с.
2. Расчет электрических цепей и электромагнитных полей на ЭВМ / М.Г. Александрова, А.Н. Белянин, В. Брюкнер и др.: Под ред. Л.В. Данилова, Е.С. Филиппова. – М.: Радио и связь, 1983. – 344 с.
3. Kostrin D.K. Method for Calculating the Magnetic System of a Vacuum Arc Installation // AIP Conference Proceedings. 2020, vol. 2250, p. 020019.

References

1. Grishin S.D., Leskov L.V., Kozlov N.P. Plasma accelerators. – М.: Mechanical Engineering, 1983. – 232 p.
2. Calculation of electric circuits and electromagnetic fields on a computer / M.G. Alexandrova, A.N. Belyanin, V. Brukner et al.: Edited by L.V. Danilov, E.S. Filippov. – М.: Radio and Communications, 1983. – 344 с.
3. Kostrin D.K. Method for Calculating the Magnetic System of a Vacuum Arc Installation // AIP Conference Proceedings. 2020, vol. 2250, p. 020019.

Кузнецов Вячеслав Геннадьевич – доктор технических наук, заведующий лабораторией	Kuznetsov Viacheslav Gennadievich – doctor of technical science, head of laboratory
Курбанов Тельман Айдабекович – ведущий инженер	Kurbanov Telman Aidabekovich – lead engineer
kvg-ipme@yandex.ru	

Received 19.09.2023