

О ФОКУСИРОВКЕ ПЛАЗМЕННОЙ СТРУИ
ВАКУУМНОЙ ДУГИ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

В. А. Немчинский

Вакуумные дуги давно и широко употребляются в сильноточной коммутационной технике [1, 2]. Сравнительно недавно они получили еще одну область применения — в устройствах для напеснения покрытий [3]. В этих устройствах источником паров материала, осаждающегося на обрабатываемой поверхности, является струя продуктов эрозии катода. Катодная струя представляет собой очень интенсивный поток высокоскоростных ионов довольно высокой кратности. Так, для дуги с титановым катодом средняя энергия ионов составляет около 80 эВ, средний заряд ионов $Z \approx 1.8$, а эквивалентный ток ионов составляет примерно 8 % от полного тока дуги [4].

Одним из важных условий эффективного использования струи в технологических целях является возможность ее фокусировки. Несфокусированная катодная струя представляет собой сильно расширяющийся (почти изотропно) факел. Экспериментально установлено, что наложение продольного магнитного поля позволяет превращать расходящийся факел в цилиндрический поток с радиусом тем меньшим, чем больше магнитное поле. Это позволяет весьма эффективно фокусировать струю. В настоящей работе предлагается возможное объяснение сжатия факела и рассчитывается зависимость радиуса струи от магнитной индукции.

Предлагаемое объяснение состоит в следующем. В расширяющейся катодной струе при пересечении ею аксиального магнитного поля B_z генерируется азимутальное электрическое поле $E_\theta = v_r B_z$, где v_r — радиальная скорость. Это поле порождает азимутальный ток j_θ , взаимодействие которого с полем B_z приводит к появлению силы $F_r = -j_\theta B_z$, сжимающей поток и ограничивающей размер струи. Вычислим этот размер.

Выделим около катода небольшую область размером в несколько радиусов катодного пятна. Здесь высокое давление, существующее в основании катодной струи, преобразуется в энергию направленного движения расширяющейся катодной струи. Вне области имеется сформировавшийся катодный факел с измеряемыми на опыте зарядовым составом и энергией направленного движения.

Радиальная часть уравнения движения этого факела во внешнем магнитном поле имеет вид

$$\rho \frac{dv_r}{dt} = -j_\theta B_z. \quad (1)$$

При вычислении азимутального тока по известной напряженности поля E_θ следует учесть замагниченность электронов. В этом случае

$$j_z = \sigma_0 E_{z, \text{эфф}} - \frac{\sigma_0 \beta}{1 + \beta^2} E_\theta, \quad (2)$$

$$j_\theta = \frac{\sigma_0 \beta}{1 + \beta^2} E_{z, \text{эфф}} + \frac{\sigma_0}{1 + \beta^2} E_\theta, \quad (3)$$

где σ_0 — проводимость плазмы в отсутствие магнитного поля; а $E_{z, \text{эфф}}$ — эффективная напряженность аксиального электрического поля, учитывающая наличие градиента электронной концентрации; $\beta = \omega_e \tau_e$ — параметр Холла.

Исключая E_z , \mathbf{v}_\perp из (2) и (3), получаем

$$j_\theta = \frac{j}{1 + \beta^2} j_x + \sigma_0 E_\theta. \quad (4)$$

Оценки показывают, что в интересующих нас случаях ($I=100$ А, $B=0.01-0.1$ Тл) электроны сильно замагничены $\beta \gg 1$ и первым членом в (4) можно пренебречь. Тогда (1) приобретает вид

$$\rho \frac{dv_r}{dt} = -\sigma_0 v_r B_z^2. \quad (5)$$

Плотность плазмы в струе следующим образом выразим через сечение струи:

$$\rho = \frac{M I_i / I}{\pi r^2 e Z v_\parallel} I. \quad (6)$$

Здесь I_i / I — доля ионов в токе, r — радиус струи, Z и v_\parallel — средний заряд и продольная скорость ионов.

Чтобы не усложнять расчетов, будем считать скорость v_\parallel постоянной, равной ее значению у основания струи. Тогда имеем уравнение

$$\frac{dv_r}{dt} = -\frac{\sigma_0 v_r B_z^2}{I_i M} \pi r^2 e Z v_\parallel. \quad (7)$$

Его решение

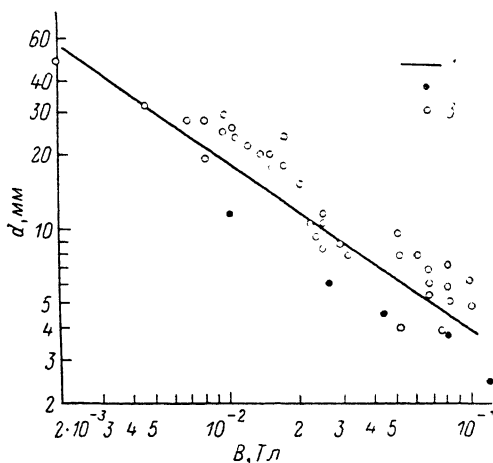
$$v_r = v_{r0} + \frac{1}{3} \frac{\pi \sigma_0 B_z^2 e Z v_\parallel}{I_i M} (r_0^3 - r^3), \quad (8)$$

где r_0 — радиус основания струи (порядка радиуса катодного пятна), а v_{r0} — радиальная скорость у основания.

Видно, что расширение струи происходит до радиуса r_c ($r_c \gg r_0$)

Зависимость диаметра плазменной струи от магнитной индукции.

1 — расчет по (10); 2, 3 — эксперимент из [4] и [5] соответственно.



$$r_c = \left(\frac{3 I_i M}{\pi \sigma_0 e Z B^2} \frac{v_{r0}}{v_\parallel} \right)^{1/3}, \quad (9)$$

при котором радиальная скорость обращается в нуль. Ввиду малого показателя степени в (9) величину v_{r0}/v_\parallel , характеризующую угловое распределение скорости у основания струи, без большой ошибки в r_c можно положить равной единице. Тогда окончательно

$$r_c = \left(\frac{3}{\pi} \frac{I_i}{I} I M \right)^{1/3} \frac{1}{\sigma_0 e Z B^2}. \quad (10)$$

Зависимость $r_c(B)$ измерялась в работах [4, 5]. Сравним расчеты по формуле (10) с экспериментом. Заметим прежде всего, что r_c очень слабо зависит от тока: $r_c \sim I^{1/3}$, что соответствует эксперименту [5]. При проведении расчетов использовались следующие данные: $I_i/I=0.08$, $Z=1.8$ [1]. Проводимость плазмы катодной струи бралась из работы [4], где было получено $\sigma_0=2-3 \cdot 10^2$ Ом $^{-1}$ ·см $^{-1}$. Результаты расчетов приведены на рисунке вместе с экспериментальными данными [4, 5]. Видно вполне удовлетворительное согласие.

В заключение отметим, что протяженность зоны с магнитным полем, в которой успевает установиться радиус, соответствующий этому полю, должна быть порядка $(v_\parallel/v_{r0}) r_c$, т. е. порядка конечного радиуса r_c .

Список литературы

- [1] Вакуумные дуги. Теория и применения / Под ред. Дж. Лафферти. М.: Мир, 1982. 432 с.
- [2] Раховский В. И. Физические основы коммутации электрического тока в вакууме. М.: Наука, 1970. 536 с.
- [3] Аксенов И. И., Падалка В. Г., Хороших В. М. Формирование потоков металлической плазмы. М., 1984. 83 с.

- [4] Kimblin C. W., Vosshall R. E. // IEEE Trans. on Power. Apparatus and Systems. 1973 Vol. PAS-92. N 5. P. 1730—1731.
 [5] Гороховский В. И., Флавинов В. П., Лизунов П. Л., Пантюхин С. А. // ТВТ. 1988. Т. 26. № 2. С. 239—245.

Ленинградский
 электротехнический институт связи
 им. проф. М. А. Бонч-Бруевича

Поступило в Редакцию
 27 апреля 1989 г.

04

Журнал технической физики, т. 60, в. 4, 1990.

© 1990 г.

ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРОННОЙ ЭМИССИИ ИЗ ПЛАЗМЫ НА СТРУКТУРУ ОТРАЖАТЕЛЬНОГО РАЗРЯДА С ПОЛЫМ КАТОДОМ

Ю. Е. Крейнделъ, С. П. Пикулин, О. А. Шубин

В последние годы обращено внимание на взаимосвязь эмиссии электронов из газоразрядной плазмы и структуры разряда [1, 2], что имеет значение для повышения эффективности плазменных источников электронов (ПИЭЛ) и совершенствования диагностики плазмы и приэлектродных слоев. Изучение структуры кнудсеновского разряда с эмиттирующей плазмой позволило выявить механизм переключения электронного тока с анода, имеющего большую поверхность, на малый положительный коллектор. Этот механизм заключается в повышении потенциального барьера для электронов между плазмой и анодом при одновременном снижении такого барьера перед электронным коллектором [2]. Однако до настоящего времени эти вопросы не рассматривались применительно к используемым в ПИЭЛ [3] разрядам в магнитном поле, в которых, несмотря на относительно низкое давление, режим не является в целом кнудсеновским вследствие замагниченности электронного компонента плазмы.

Целью настоящей работы было исследование влияния на отражательный разряд с полым катодом эмиссии электронов из плазмы вдоль магнитного поля. В условиях, приемлемых для использования такого разряда в ПИЭЛ, в нем возникает вращательная неустойчивость [4], которая проявляется в том, что анодная плазма существует в виде вращающегося факела протяженностью ~ 2 рад. Благодаря развитию неустойчивости в разряде обеспечивается перенос электронов поперек магнитного поля в условиях, при которых классический механизм переноса является недостаточным для замыкания анодного тока. При постоянном токе разряда I_p эмиссия электронов вдоль магнитного поля вызывает соответствующее уменьшение электронного тока на анод. При этом возникает вопрос об изменениях, происходящих в разряде и обеспечивающих такое перераспределение электронного тока.

Экспериментальная схема представлена на рис. 1. Электродная система образована полым катодом 1, цилиндрическим анодом 2 \varnothing 16 мм и катодом-отражателем 3. Магнитное поле в разряде создавалось соленоидом. В катодную полость напускается аргон, откачиваемый через зазоры между анодом и катодами. Коллектор 4 эмиттируемых плазмой электронов устанавливается в осевом эмиссионном канале в катод-отражателе. Для измерения частоты вращения плазменного факела использовался анодный зонд 5, сигналы с которого регистрировались осциллографом С8-12 и анализатором спектра СК4-59. Измерения проводились при различных значениях магнитной индукции B , расхода газа Q , расстояниях между катодами L , диаметрах коллектора d , расстояниях от торца коллектора до плоскости катода l (рис. 1).

На рис. 2 приведены вольт-амперные характеристики коллектора $I_k(U_k)$, получение которых сопровождалось измерением частоты вращательной неустойчивости f . При увеличении эмиссионного тока происходило некоторое уменьшение частоты вращения плазменного факела, а при достижении $I_k = I_{k,а}$ колебания зондового сигнала становились неустойчивыми. На участках АВ, отмеченных штриховыми линиями, в разряде происходят самопроизвольные переходы между режимами с вращательной неустойчивостью и без нее. При достижении критической величины $I_{кв}$ характерные когерентные колебания зондового тока прекращаются, что свидетельствует о подавлении вращательной неустойчивости. Значения $I_{к,а}$, $I_{к,кв}$ возрастают с уменьшением расхода газа и с увеличением разрядного тока и индукции магнитного поля.