

Физика плазмы и плазменные технологии

УДК 537.52

Магнетронная дуга

А. В. Жаринов

ГУП "Всероссийский электротехнический институт имени В. И. Ленина", Москва, Россия

Рассмотрен вакуумно-дуговой разряд в цилиндрическом магнетроне. В таком разряде подавляется электронное охлаждение тонкой катодной нити и поэтому уменьшается необходимая мощность. Кроме того, многократно увеличивается среднее время жизни тяжелых частиц и, соответственно, уменьшается скорость эрозии катода. Магнетронная дуга в определенном смысле — аналог дуги с полым катодом, но выгодно отличается от последней миниатюрностью и простотой инициирования.

Дуговой называется интенсивный самостоятельный разряд с самокалящимся катодом. Это явление, известное около двухсот лет, широко применяется в технике, но благодаря чрезвычайной сложности до сих пор не вполне понятно и привлекает внимание исследователей.

Дуга существует даже в высоком вакууме между электродами из любых металлов, включая тугоплавкие, и отличается высокой плотностью электронного тока вплоть до 10^8 А/см², которая может быть понята на основе теории автоэлектронной эмиссии Фаулера-Нордгейма [1–3]. Однако в широкой области параметров возможна дуга с меньшей плотностью тока, соответствующей термоэлектронной эмиссии, подчиняющейся теории Ричардсона—Дешмана Шоттки. В этой области при плотности тока порядка 10^3 А/см² тепловое излучение поверхности катода пренебрежимо мало по сравнению с потоком энергии, уносимой электронной эмиссией. Но при этом, в предположении, что электронное охлаждение компенсируется ионной бомбардировкой, должно выполняться равенство

$$j_i \varphi_k \cong j_e \varphi,$$

где j_i , j_e — плотность ионного и электронного тока катода;

φ — работа выхода;

φ_k — катодное падение потенциала.

С другой стороны, вследствие ограничения объемным зарядом, как известно, для плотностей токов справедливо соотношение

$$\frac{j_i}{j_e} = i \geq \sqrt{\frac{m}{M}},$$

где m , M — масса электрона и иона.

В результате для термоэмиссионной дуги теоретически возможно большое катодное падение: $\varphi_k \cong \varphi/i \gg \varphi$. Например, для вольфрама при нулевом электрическом поле на поверхности катода должно быть $\varphi_k \cong 2600$ В, но с рос-

том отношения i катодное падение может уменьшаться вплоть до значений порядка потенциала ионизации.

Очевидно, высоковольтная дуга возможна при дефиците газа — в высоком вакууме, при низкой скорости испарения и катодного распыления. Подчеркнем, что высокое напряжение обусловлено электронным охлаждением поверхности катода. Если каким-то образом подавить электронное охлаждение, то даже при $i \ll 1$ напряжение может уменьшаться в десятки раз и, соответственно, будет уменьшаться мощность, необходимая для существования дуги.

Электронное охлаждение практически исчезает при переходе от термоэлектронной эмиссии к автоэлектронной. Однако аналогичный эффект существует и в режиме термоэлектронной эмиссии при $i \ll 1$. В этом случае подавляющая часть катодных электронов не участвует в ионизации атомов, движется без столкновений, сохраняя начальную кинетическую энергию. Если воспрепятствовать уходу быстрых электронов из прикатодного объема так, чтобы каждый мог совершить хотя бы один акт ионизации и лишь после этого уходить на анод, то в стационарном режиме для существования дуги потребуется сквозной ток быстрых электронов порядка ионного тока на катод. Следовательно, такая дуга с прикатодной ловушкой быстрых электронов может существовать при низком напряжении.

Например, при сквозном электронном токе, равном βj_i , тепловой баланс имеет вид

$$j_i(\varphi_k + U) = \beta j_i \varphi + \varepsilon T_k^4,$$

отсюда

$$\varphi_k = \beta \varphi - U_i + \frac{\varepsilon T_k^4}{j_i},$$

где εT_k^4 — тепловое излучение;

U_i — потенциал ионизации;

j_k — плотность тока эмиссии с учетом эффекта Шоттки.

Предполагая, что преобладает поток излучения, для $i \approx 10^{-2}$ и $\phi = 4,2$ В получим: $\phi_k \approx 21$ В при $T_k \approx 3700$ К.

Стационарная низковольтная дуга малой мощности представляет интерес как простой, долговечный и экономичный источник электронов.

В частности, ловушка быстрых катодных электронов реализуется в различных модификациях разряда внутри катодной полости, т. е. в разряде с полым катодом. В таком разряде электронный ток извлекается через малое отверстие, и поэтому катодная полость является ловушкой и для быстрых катодных электронов, и для атомов газа или продуктов катодного распыления и испарения. Однако практическое использование дуги с полым катодом сопряжено с решением задачи поджига, которая осложняется нулевым электрическим полем внутри полости в предпусковом состоянии. Необходимость специального пускового устройства может оказаться нежелательной или даже недопустимой.

Рассматриваемая в настоящей работе магнетронная дуга является альтернативой дуге с полым катодом, в которой вместо катодной полости создается магнитная ловушка быстрых катодных электронов, в какой-то степени аналогично магнитной термоизоляции высокотемпературной плазмы для УТС. Магнетронная дуга представляет не только научный интерес, но может иметь также ряд практически важных преимуществ.

Физические особенности магнетронной дуги

Схема магнетронной дуги приведена на рис. 1. Между холодными торцевыми катодами 1, 1' установлен катод 2 из тонкой вольфрамовой проволоки соосно с цилиндрическим анодом 3, параллельно внешнему магнитному полю. Рассматривается интенсивный дуговой разряд с напряжением, при котором радиус R магнетронной отсечки электронов, эмитируемых катодом, меньше радиуса анода. Радиус катода r_0 определен неравенством $R \gg r_0 \gg d$, где d — толщина лентгмюровского катодного слоя.

Почти все ионы рождаются в магнетронном облаке катодных электронов и бомбардируют катод и торцевые катоды.

Поток атомов в магнетронное облако возникает преимущественно в результате нейтрализации ионов на катодных электродах, а также вследствие их испарения и катодного распыления.

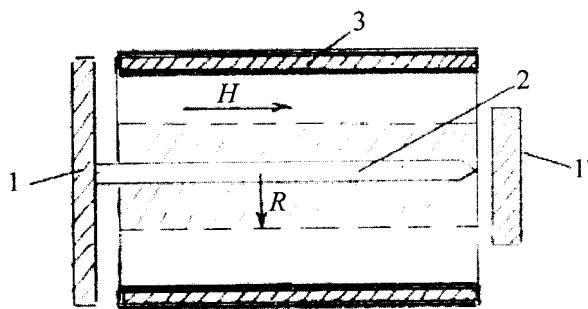


Рис. 1. Схема магнетронной дуги

При высокой плотности тока эмиссии $\sim 10^3$ А/см² вероятность ионизации атомов в электронном облаке близка к 100 %, и поэтому каждый атом многократно осциллирует между поверхностью катода и координатой ионизационного столкновения. Это означает, что в стационарном режиме тяжелые частицы имеют очень большое среднее время жизни, так как безвозвратный поток атомов сквозь поверхность магнетронной отсечки пренебрежимо мал по отношению к потоку с катодной поверхности. Поэтому магнетронная дуга может существовать в высоком вакууме при чрезвычайно низкой скорости воспроизводства атомов за счет испарения и катодного распыления. По той же причине возможна весьма низкая скорость эрозии катода и длительная работоспособность.

Медленные электроны, возникающие в результате ионизации атомов и релаксации быстрых, частично уходят на анод поперек магнитного поля. Однако, очевидно, подавляющая часть электронов может покидать объем вдоль магнитного поля, сквозь щель между анодом и торцевым катодом 1'. Поэтому ясно, что анод может вообще отсутствовать, если имеется анод, собирающий продольный электронный ток.

Мыслима также схема магнетронной дуги и без цилиндрического анода, и без торцевого катода 1', но с торцевым анодом. В такой схеме протяженность магнетронного облака должна быть ограничена нарастающим вдоль оси магнитным полем, т. е. "магнитной пробкой". При этом торцевая поверхность катода с площадью πr_0^2 будет иметь наименьшую температуру, и ток термоэмиссии с нее может оказаться значительно меньше тока с цилиндрической поверхности $2\pi r_0^2 l$. Схема дуги с магнитной пробкой приведена на рис. 2.

Эта схема более предпочтительна, но ее анализ оказался бы значительно более пространственным, чем для схемы рис. 1. Поэтому, не теряя главных достоинств, рассмотрим более простую схему рис. 1, предполагая, что длина катода l много больше радиуса магнетронной отсечки R . При этом все локальные характеристики плазмы зависят только от координаты r .

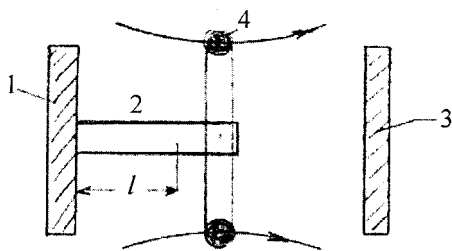


Рис. 2. Схема дуги с магнитной пробкой:

1 — торцевой катод; 2 — цилиндрический катод длиной l ;
3 — анод; 4 — ампервитки, создающие магнитную пробку

Приближенное условие существования стационарного разряда имеет вид:

$$J_i = k J_k \sigma_i \int_0^R n_g(r) dr, \quad (1)$$

где σ_i — среднее сечение ионизации;

$n_g(r)$ — концентрация атомов;

J_i — погонный ионный ток на катод;

J_k — погонный ток электронной эмиссии;

k — коэффициент, учитывающий рассеяние в объеме и отражение электронов поверхностью магнетронной отсечки.

В нулевом приближении положим $k = 2$, считая, что электроны в плазме движутся без столкновений и все возвращаются на катод. Тогда при любом катодном падении потенциала справедливо соотношение

$$i = \frac{J_i}{2J} \geq \sqrt{\frac{m}{M}}. \quad (2)$$

С учетом (2) условие (1) можно записать более компактно:

$$N_g = \frac{i}{\sigma_i} \text{ см}^{-2}, \quad (3)$$

где N_g — число атомов "на прострел", определяемое формулами (1)–(3), назовем атомной плотностью магнетронной дуги. (Очевидно, что аналогичная — ионная плотность магнетронной дуги $N_i \leq N_g$, так как ионы имеют большую скорость). При $i \leq 10^{-2}$ и $\sigma \approx 5 \cdot 10^{-16}$ получается число $N_g \leq 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$, и поэтому вероятность ионизационного или упругого столкновения электрона на длине порядка R много меньше единицы. Однако именно упругие и неупругие столкновения быстрых электронов приводят к их захвату в магнетронном облаке, релаксации функции распределения и определяют сквозной ток катодных электронов, достигающих анода, и, следовательно, затраты энергии на ионизацию и эмиссионное охлаждение катода.

Величина сквозного тока зависит не только от числа N_g , N_i , но и от совершенства электронной ловушки. Его вычисление — достаточно сложная задача, поэтому предположим, что возможен сквозной ток электронов J_e порядка ионного. Кроме того, кажется вполне допустимо при анализе динамического равновесия потоков атомов и ионов не учитывать рассеяние

катодных электронов в надежде, что и при таком упрощении ключевые особенности магнетронной дуги сохранятся, а оценки будут верны по порядку величины.

Рассмотрим ионизационное "выгорание" потока атомов с катода в магнетронном облаке быстрых электронов. Примем, что атомы движутся радиально с постоянной скоростью V_g . Вероятность того, что $\mu(r)$, пройдя путь $(r - r_0)$ и не потеряв электрон, подчиняется уравнению:

$$d\mu = -\mu \frac{\sigma_i V_0}{V_g} n_e(r) dr, \quad (4)$$

где V_0 — модуль скорости электронов;

σ_i — сечение ионизации;

$n_e(r)$ — концентрация быстрых электронов.

Радиальная скорость электронов монотонно уменьшается с ростом R вплоть до нуля на поверхности магнетронной отсечки и в однородном магнитном поле выражается формулой

$$V_r = \pm v_0 \sqrt{1 - \frac{(r^2 - r_0^2)}{R^2 r^2}}. \quad (5)$$

На поверхности магнетронной отсечки вероятность $\mu(R)$ определяет концентрацию атомов $n_g(R)$ из равенства

$$n_g(R) = n_0 \frac{r_0}{R} \mu(R),$$

где n_0 — концентрация вблизи поверхности катода.

Отсюда определяется газовая компрессия χ

$$\chi = \frac{n_0}{n_g(R)} = \frac{R}{r_0 \mu(R)}.$$

Без учета рассеяния концентрация электронов, очевидно, равна

$$n_e(r) = \frac{2 j_k r_0}{e r V_r}, \quad (6)$$

где j_k — плотность тока эмиссии с катода;

e — заряд электрона.

С учетом (5), (6) интегрирование (4) в приближении $R/r_0 \gg 1$ дает

$$\chi \approx 2,7^\alpha \left(\frac{R}{r_0} \right)^{1+\alpha},$$

где

$$\alpha = \frac{2 j_k r_0 \sigma_i}{e V_g}.$$

При $\sigma_i = 5 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$, $V_g = 1,6 \cdot 10^4 \text{ см/с}$, $i = 10^{-2}$, $2 j_k = \frac{J_i}{i}$ получается показатель степени $\alpha \approx 3 J_i$,

где J_i — погонный ток на катод.

При токе $J_i \approx 3 \text{ А/см}$ компрессия выражается формулой $\chi \approx 2,7^9 \left(\frac{R}{r_0} \right)^{10}$ и для $\frac{R}{r_0} = 5$ оказывается чрезвычайно высокой: $\chi \sim 8 \cdot 10^{10}$.

Этот режим дуги, как нетрудно оценить при $r_0 = 10^{-2}$ см, соответствует плотности тока термоэмиссии $j_k \approx 4,8 \cdot 10^3$ А/см² и диамагнитному азимутальному холловскому току $J_k = j_k \pi r_0 \approx 150$ А/см. Такой ток уменьшает магнитное поле на катоде на величину $\Delta H \approx 190$ Э, поэтому внешнее поле должно быть больше ΔH . В данном примере будет $H > 200$ Э и, соответственно, $R \sim 6,8 \cdot 10^{-2} \sqrt{\varphi_k}$, см.

Очевидно дуга с компрессией $\sim 10^{10}$ может стационарно существовать в сверхвысоком вакууме при исключительно низкой скорости эрозии катода.

Рассмотренные особенности стационарной магнетронной дуги качественно согласуются с экспериментальными результатами работы А. В. Пустогарова [4], в которой изучалась дуга с вольфрамовым катодом диаметром 0,3 мм и длиной 3 мм — по схеме, близкой к рис. 2.

При напряжении $\varphi_k \sim 10$ В измерена плотность тока до $\sim 10^4$ А/см², а скорость эрозии катода порядка $(10^{-9} - 10^{-8})$ г/кулон, что соответствует около 10^{-6} атома на 1 электрон. Для дуги в водороде, гелии или аргоне в спектре излучения не обнаружено линий вольфрама.

Таким образом, представленный анализ, по-видимому, правильно отражает наиболее интересные и важные свойства магнетронной дуги.

Ранее было отмечено, что магнетронная дуга может существовать в сверхвысоком вакууме, практически без расхода рабочего газа, при чрезвычайно низкой скорости эрозии катода.

Магнетронная дуга по схеме рис. 2, в отличие от дуги с полым катодом, полностью открыта, и поэтому не должно быть затруднений с ее иницированием.

Если такая дуга используется для эмиссии электронов в плазму, в магнитном поле, то отпадает необходимость в торцевом аноде, а остается лишь тонкая вольфрамовая проволока, ориентированная по полю, т. е. тонкий проводочный зонд.

В пусковом режиме достаточно разогреть зонд, подав кратковременно отрицательный потенциал относительно плазмы.

Стоит отметить, что плотность электронного облака в магнетронной дуге на несколько порядков больше, чем в вакуумном магнетроне, и поэтому с ее помощью возможна генерация интенсивного СВЧ-излучения циклотронных или плазменных частот.

Литература

1. Раховский В. И. Физические основы коммутации электрического тока в вакууме. — М.: Наука, 1970.
2. Вакуумные дуги. Теория и приложения: Сборник статей/Под ред. Дж. Лафферти. — М.: Мир, 1982.
3. Месяц Г. А. Эктоны. — Екатеринбург: УИФ, Наука, 1993.
4. Пустогаров А. В. Экспериментальное исследование тугоплавких катодов плазмотронов: Сборник статей и экспериментальные исследования плазмотронов. — Новосибирск: Наука, 1977. — 315 с.

Статья поступила в редакцию 17 декабря 2004 г.

The magnetron arc

A. V. Zharinov

All-Russian Electrotechnical Institute, Moscow, Russia

The vacuum-arc discharge in cylindrical magnetron is studied. Electron cooling of thin cathode thread are suppressed in such discharges and consequently input power decreases. Besides average life time of heavy particles increases many times and the erosion rate of the cathode decreases. Magnetron arc is an analog of the arc with hollow cathode but this kind of arc duffers ease of ignition and smaller sizes.

* * *