

01;04

Параметры сильноточного разряда Пеннинга с горячим катодом

© Л.А. Зюлькова, А.В. Козырев, Д.И. Проскуровский

Институт сильноточной электроники СО РАН, Томск
E-mail: kozyrev@to.hcei.tsc.ru

Поступило в Редакцию 1 марта 2004 г.

На основе уравнения непрерывности для потока электронов и баланса энергии на катоде самостоятельного отражательного разряда сформулирована теоретическая модель разряда этого типа. Предложенная теория позволяет рассчитать вольт-амперные характеристики сильноточного отражательного разряда с горячим катодом в широком диапазоне геометрических размеров разрядной ячейки, магнитных полей и различных работ выхода материала катода. Теория указывает на существование двух режимов горения разряда с термоэлектронной эмиссией на катоде: низковольтного режима с большой плотностью тока и высоковольтного режима с существенно меньшей плотностью тока. Достоинством развитой теории является то, что она описывает и обычный режим горения отражательного разряда с холодным катодом как предельный случай.

Отражательный разряд, или разряд Пеннинга, уже много лет используется в качестве источника заряженных частиц — электронов и ионов [1–3]. Важное достоинство такого разряда состоит в высокой эффективности процесса плазмообразования в широком диапазоне параметров разряда и геометрических размеров. Несмотря на то что основные закономерности разряда Пеннинга (в частности, уменьшение напряжения горения разряда с ростом давления газа и магнитной индукции) известны, до сих пор не существует хорошей теории, позволяющей всесторонне рассчитать все параметры разряда в заданных условиях, в том числе вольт-амперную характеристику разряда. Сравнительно недавно была сформулирована теоретическая модель, довольно хорошо описывающая взаимосвязь процессов ионизации и гибели заряженных частиц в отражательном разряде [4]. Эта модель позволила в общих чертах определить необходимые условия поддержания плазмы разряда в скрещенных $E \times B$ полях. Но из-за одномерности рассматриваемой геометрии результаты расчетов работы [4] нельзя непосредственно

применить к реальным конструкциям разрядных ячеек, которые обычно имеют осесимметричную геометрию.

Рассчитать вольт-амперную характеристику реального отражательного разряда с удовлетворительной точностью не удастся по ряду причин. Во-первых, это вызвано трудностями расчета скорости ионизации газа и движения заряженных частиц в скрещенных полях. Во-вторых, в рамках линейной модели ионизации газа и дрейфа заряженных частиц можно довольно хорошо оценить напряжение горения разряда, но без включения в модель параметров внешней цепи не удастся рассчитать ток разряда. Включение же в модель параметров внешней цепи делает задачу слишком конкретной и не позволяет проанализировать общие закономерности разрядной системы.

Иногда в разряд специально вводят дополнительные электроды, которые, разогреваясь и эмитируя электроны, существенно меняют как напряжение горения, так и ток разряда [3,5]. С одной стороны, нагревающийся элемент усложняет задачу расчета параметров разряда и вносит существенную нелинейность в систему описывающих его уравнений. Но с другой стороны, его присутствие „привязывает“ теоретическую модель к определенным абсолютным величинами температуры горячего элемента и тока его эмиссии. В настоящей статье показано, что именно этот нелинейный элемент в теоретической модели и позволяет удовлетворительно рассчитать все остальные параметры разряда.

Рассмотрим классическую осесимметричную разрядную ячейку Пеннинга, состоящую из кольцевого анода и двух параллельных дисковых катодов радиуса R , разнесенных на расстояние h . Силовые линии магнитного поля параллельны оси анода и ортогональны плоскости катодов. В теоретической модели предполагается, что один из дисковых катодов теплоизолирован и за счет сильного разогрева может работать в термоэмиссионном режиме. Второй дисковый катод при этом остается холодным. Нами была рассчитана вольт-амперная характеристика такой разрядной ячейки в рамках следующих упрощений.

1. Рассматривается только стационарный сильноточный режим, когда почти все падение напряжения сосредоточено в прикатодном слое объемного заряда. Основной межэлектродный объем занимает квазинейтральная плазма (столб разряда), отделенная от электродов узкими слоями пространственного заряда.
2. Плазму столба считаем слабоионизованной, и концентрация нейтральных атомов не зависит от протекающего тока. Это ограни-

чивает применимость модели областью не очень низких давлений газа, особенно в сильноточном режиме горения разряда.

3. В прикатодном слое формируется поток быстрых электронов с энергией, примерно соответствующей напряжению горения разряда. Этот поток быстрых электронов передает плазме энергию, поступающую от источника питания и обеспечивает ионизацию газа в столбе разряда.
4. Ионизацией газа медленными плазменными электронами полностью пренебрегаем. Роль плазменных электронов в данной модели сводится лишь к переносу части электрического тока через промежуток поперек магнитного поля. Этот подход к расчету ионизации правомерен, если напряжение горения разряда во много раз превышает потенциал ионизации газа [4].
5. В модели предполагается, что ионы в плазме столба незамагничены и ионный ток равномерно распределен по всей поверхности катода. Кроме того, не учитывается неоднородность распределения плазмы по высоте разрядной ячейки. Это усреднение по высоте очень существенно упрощает расчет и позволяет более эффективно проанализировать особенности разряда.
6. Дисконный катод, с которого происходит заметная термоэлектронная эмиссия, полагается теплоизолированным, и его температура контролируется балансом мощности энерговыделения за счет ионной бомбардировки и лучистым теплоотводом с поверхности. Температура горячего катода полагалась одинаковой на всей поверхности.

Расчет вольт-амперной характеристики разряда Пеннинга можно провести аналогично тому, как это было сделано в работе [5]. Одним из параметров задачи является характерная диффузионная длина быстрых электронов λ , которая определяет масштаб перемещения быстрого электрона с характерной кинетической энергией eU_c поперек магнитного поля за время его жизни τ_f в результате случайных блужданий поперек магнитного поля с шагом порядка ларморовского радиуса и с частотой, близкой к частоте ионизации:

$$\lambda(U_c, B) = \sqrt{D_f \tau_f} = \sqrt{\frac{4m}{3E_i} \frac{U_c}{B}}. \quad (1)$$

Здесь U_c — падение напряжения на катодном слое, B — индукция магнитного поля, m — масса электрона, E_i — средняя энергия образования

электрон-ионной пары. Диффузионная длина быстрого электрона λ в рамках предложенной модели не зависит от давления газа [4,5].

Вторым параметром задачи является коэффициент размножения электронов μ — среднее число вторичных электронов, возникающих в результате гибели одного быстрого электрона:

$$\mu(U_c) = eU_c/E_i. \quad (2)$$

Применив процедуру расчета [5] к геометрии разряда Пеннинга, можно записать условие самоподдержания разряда, которое зависит от геометрических параметров разряда R и h :

$$\left[\frac{J_{em}}{J_{ic}} + \gamma \right] \cdot \left[\mu + \frac{\lambda}{R} \left(\frac{R}{h} - 2(\mu + 1) \right) \frac{I_1(R/\lambda)}{I_0(R/\lambda)} \right] = 1. \quad (3)$$

Здесь J_{em} — полный ток термоэлектронной эмиссии на горячем катоде, J_{ic} — полный ток ионов на катоде, γ — коэффициент ион-электронной эмиссии на катоде, $I_0(x)$ и $I_1(x)$ — модифицированные функции Бесселя нулевого и первого порядка соответственно.

Баланс мощности на горячем катоде может быть записан в виде

$$S_t \varepsilon_T \sigma T_c^4 \simeq 1/2 U_c J_{ic}. \quad (4)$$

Здесь σ — постоянная Стефана–Больцмана, T_c — температура горячего катода, $\varepsilon_T \approx 0.5$ — коэффициент черноты горячего катода, S_t — площадь поверхности излучения горячего катода; учтено, что только половина ионного тока попадает на горячий катод.

Величину термоэмиссионного тока рассчитаем по формуле Ричардсона–Дешмана

$$J_{em} = \pi R^2 \cdot A_0 T_c^2 \exp(-\varphi_c/kT_c), \quad (5)$$

где φ_c — работа выхода электронов материала горячего катода, $A_0 \approx 100 \text{ А/см}^2 \cdot \text{К}^2$.

Система уравнений (1)–(5) при заданных геометрических размерах разрядной ячейки, магнитной индукции и напряжении горения позволяет определить температуру катода, ток термоэмиссии и ионный ток на катоде. После этого легко найти и полный ток разряда J :

$$J = J_{em} + (1 + \gamma)J_{ic}. \quad (6)$$

Таким образом, удастся полностью рассчитать вольт-амперную характеристику разрядной ячейки, материалы катода которой имеют

известные характеристики. Упрощения модели привели к отсутствию концентрации газа во всех уравнениях, поэтому наши расчеты дают не зависящую явно от давления вольт-амперную характеристику. Косвенно такая зависимость может появиться, если учесть связь средней энергии образования электрон-ионной пары E_i с реальной кинетикой процесса ионизации, которая зависит от давления газа.

Анализ решений указанной системы уравнений позволил установить наличие некоторой критической величины магнитной индукции B_{cr} , определяющей область напряжений, при которых имеются решения для тока разряда. Оказалось, что при $B < B_{cr}$ решение для тока имеется при любых значениях напряжения, тогда как при $B > B_{cr}$ возникает область напряжений, в которой стационарное решение для тока отсутствует. Причины появления такой „запрещенной“ области легче понять, если проследить за изменением тока разряда и температуры горячего катода с изменением напряжения горения при определенной величине магнитной индукции.

На рис. 1 показаны два примера зависимостей тока разряда и температуры катода от напряжения, отличающихся соотношением между B и B_{cr} . Видно, что при $B > B_{cr}$ вольт-амперная характеристика разряда распадается на две части. Одна ветвь характеризуется большим током при пониженном напряжении, а вторая — высоким напряжением, но существенно меньшим током. Но и та и другая ветвь соответствует высоким температурам катода. В высоковольтной стадии ток почти не зависит от напряжения. Основная особенность полученных зависимостей состоит в том, что по мере приближения к границе „запрещенной“ области напряжений температура катода и ток разряда резко стремятся к нулю. Это позволяет интерпретировать границы „запрещенной“ области как напряжение горения отражательного разряда с холодными катодами от величины магнитной индукции.

Зависимость $B(U)$ для отражательного разряда с холодными катодами можно получить из уравнения (3), если в нем положить $J_{em} = 0$, что соответствует отсутствию термоэлектронной эмиссии на холодных катодах. На рис. 2 приведены некоторые примеры таких кривых при $E_i = 40 \text{ eV}$. Очевидно, что эти кривые соответствуют малому току отражательного разряда (слаботочный режим) с холодным катодом, который определяется не только процессами в разряде, но и параметрами внешней цепи и источника питания.

На плоскости $B-U$ область существования разряда с горячим катодом ограничена „сверху“ кривой $B(U)$, имеющей явно выраженный

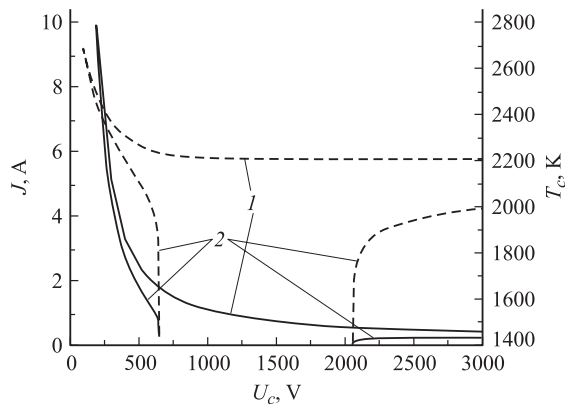


Рис. 1. Расчетные параметры отражательного разряда с горячим вольфрамовым катодом при различных значениях магнитной индукции ($h = 1$ см, $R = 1$ см, $\gamma = 0.1$, $B_{cr} \approx 0.087$ Т). Сплошные линии — вольт-амперные характеристики, штриховые линии — зависимости температуры горячего катода от напряжения горения разряда: 1 — магнитная индукция $B = 0.05$ Т $< B_{cr}$, 2 — магнитная индукция $B = 0.1$ Т $> B_{cr}$.

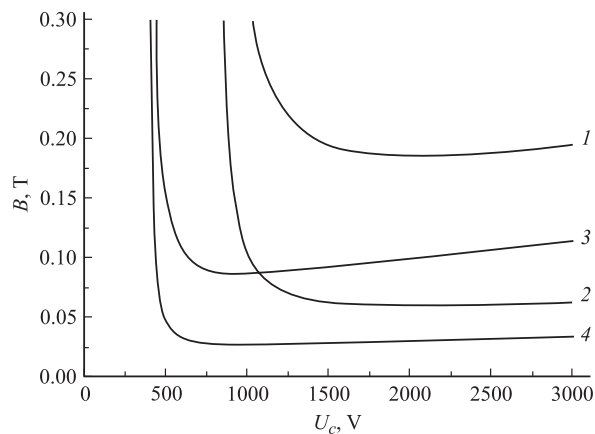


Рис. 2. Напряжение горения отражательного разряда с холодным катодом при $h = 1$ см, различных радиусах разрядной ячейки R и коэффициентах γ . 1–2, $\gamma = 0.05$: 1 — $R = 1$ см, 2 — $R = 3$ см; 3–4, $\gamma = 0.1$: 3 — $R = 1$ см, 4 — $R = 3$ см.

минимум, соответствующий критической величине магнитной индукции B_{cr} . Положение кривой зависит главным образом от геометрических параметров разрядной ячейки и коэффициента γ .

Как видно из приведенной на рис. 1 вольт-амперной характеристики, при $B < B_{cr}$ стандартный разряд с горячим катодом может гореть в широком диапазоне напряжений. Такой режим горения разряда оказывается особенно полезным в тех устройствах, которые предназначены для работы в широком диапазоне значений тока [3,5]. Вольт-амперные характеристики отражательного разряда с горячим катодом имеют отрицательное дифференциальное сопротивление, что типично для дуговых разрядов. Это естественно, так как в этих разрядах реализуется одинаковый механизм эмиссии электронов, обусловленный высокой температурой катода. В предельном случае очень больших токов все вольт-амперные характеристики перестают зависеть от магнитной индукции и мы переходим к обычному дуговому разряду.

В заключение авторы выражают благодарность В.А. Кагадею и Г.Е. Озуру за интересные и полезные дискуссии.

Список литературы

- [1] *Габович М.Д.* Физика и техника плазменных источников ионов. М.: Атомиздат, 1972. 304 с.
- [2] *Крейндель Ю.Е.* Плазменные источники электронов. М.: Атомиздат, 1977. 144 с.
- [3] *Семенов А.П.* Пучки распыляющих ионов: получение и применение. Улан-Удэ: Изд-во БНЦ СО РАН, 1999. 207 с.
- [4] *Никулин С.П.* // ЖТФ. 1998. Т. 68. В. 7. С. 56–63.
- [5] *Кагадей В.А., Козырев А.В., Осипов И.В.* и др. // ЖТФ. 2001. Т. 71. В. 3. С. 22–28.