

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Кузин Е.А., Петров М.П., Ситников А.Э., Фотиади А.А. // ЖТФ. 1988. Т. 58. В. 12. С. 2330-2335.
- [2] Бененсон З.М., Бункин Ф.В., Власов Д.В., Дианов Е.М., Карасик А.Я., Лучников А.В., Щебнев Е.Л., Яковлева Т.В. // Письма в ЖЭТФ. 1985. Т. 42. В. 4. С. 164-167.
- [3] Дианов Е.М., Карасик А.Я., Лучников А.В. // ЖТФ. 1987. Т. 57. В. 8. С. 1556-1561.
- [4] Кузин Е.А., Петров М.П., Фотиади А.А. // ЖТФ. 1988. Т. 58. В. 2. С. 335-341.
- [5] Atkins C.C., Cotter D., Smith D.W., Wyatt R. // Electr. Lett. 1986. V. 22. N 10. P. 556-557.
- [6] Olsson N.A., Van Rev-Ziel J.P. // Electr. Lett. 1986. V. 22. N 10. P. 486-487.
- [7] Дианов Е.М., Пилипецкий А.Н., Серкин В.Н. // Квантовая электроника. 1986. Т. 13. № 2. С. 397-404.
- [8] Coste J., Montes C. // Phys. Rev. A. 1986. V. 34. N 5. P. 3940-3949.

Физико-технический  
институт им. А.Ф. Иоффе  
АН СССР, Ленинград

Поступило в Редакцию  
4 апреля 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 11

12 июня 1989 г.

04; 11

КАТОДНЫЙ СЛОЙ ВАКУУМНОЙ ДУГИ  
С ДИФFUЗНОЙ ПРИВЯЗКОЙ ТОКА

А.В. Болотов, А.В. Козырев,  
Ю.Д. Королев

Один из режимов горения катодного пятна в дуговых разрядах — режим диффузной привязки. Он реализуется при типичных плотностях тока на катоде  $j = (10-10^3) \text{ А/см}^2$  и высоких температурах поверхности  $T_k$ , обеспечивающих ток термоэмиссии по всей площади катодного пятна. Известно, что все металлы в отношении их способности работать в качестве термоэмиссионных катодов можно разделить на две группы [1]. К первой группе относятся тугоплавкие металлы  $W, Mo, Ta$  и т.п., у которых равновесный поток электронов термоэмиссии превышает поток испаряющихся атомов. Во вторую

группу попадает большинство широко распространенных металлов  $Al, Cr, Cu$  и т.п., у которых ситуация обратная. Вакуумная дуга с диффузной катодной привязкой наблюдалась как на металлах второй группы [2], так и на гадолинии [1], который, несмотря на сравнительно небольшую температуру плавления, относится к первой группе (поток электронов термоэмиссии приблизительно в 20 раз превышает поток испаряющихся атомов). Объяснение диффузной привязки в указанных группах экспериментов сталкивается с совершенно различными трудностями. Для дуги на хrome [2] существует дефицит электронного тока с катода, поэтому для объяснения эксперимента авторы [2] привлекают понятие „аномальной эмиссии“ электронов. Для гадолиния, напротив, сильный поток электронов термоэмиссии приводит к заметному уносу энергии с катода, и для компенсации этих потерь авторам [1] приходится приписывать каждому иону, приходящему на катод, энергию в сотни электронвольт, что на порядок превышает напряжение горения дуги.

Анализ экспериментов [1] показал, что должен существовать заметный хаотический ток электронов из плазмы на катод  $j_{ex}$ , который может существенно сказываться на тепловом балансе.

Проанализируем эту ситуацию с помощью следующих уравнений:

$$E_K^2 = 4\pi \left( \frac{\pi M}{2e} \right)^{1/2} j_i u_K^{1/2}, \quad (1)$$

$$j = j_i + j_{T3} - j_{ex}, \quad (2)$$

$$j_i (u_K + I_i - \varphi + \varepsilon) + j_{ex} (\varphi + 2kT_e) - j_{T3} (\varphi + 2kT_k) - j_{ex} \varepsilon = \sigma T_k^4 - Q, \quad (3)$$

где  $M, I_i$  – масса и потенциал ионизации атомов материала катода;  $\varphi$  и  $\varepsilon$  – работа выхода электронов и энергия испарения одного атома в эВ;  $\sigma$  – постоянная Стефана-Больцмана. Уравнение (1) дает связь между напряженностью поля на катоде  $E_K$ , плотностью ионной составляющей тока  $j_i$  и падением потенциала в слое объемного заряда  $u_K$ . Оно выведено из предположения линейного распределения  $E(x)$  и с точностью до постоянного множителя совпадает с широко используемым уравнением Маккоуна. Уравнение (2) показывает, что плотность полного тока на катоде  $j$  складывается из тока ионов  $j_i$ , тока термоэмиссии с учетом эффекта Шоттки  $j_{T3} = j_{T30}(T_k) \cdot \exp(e^{3/2} E_K^{1/2} / kT_k)$ , а также обратного тока хаотических электронов на катод  $j_{ex}$ , вычисленного в предположении максвелловской функции распределения электронов в плазме,  $j_{T30}$  – равновесная плотность тока термоэмиссии.

Уравнение (3) отражает баланс энергии на теплоизолированном катоде. При этом мы не учитываем ионное распыление и вторичную эмиссию. Член  $Q$  описывает возможный дополнительный подвод ( $Q > 0$ ) или отвод тепла ( $Q < 0$ ), имевший место в эксперименте [1].

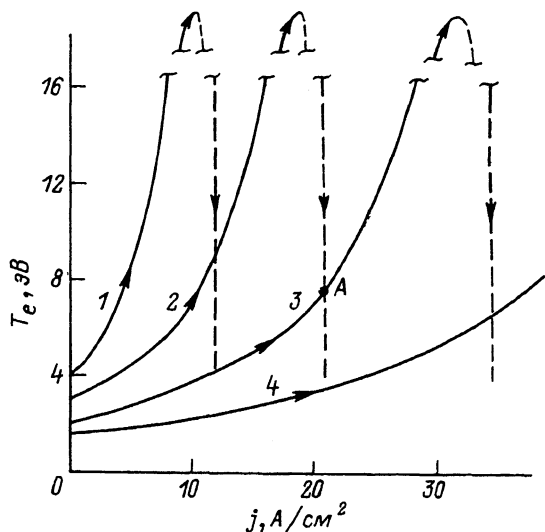


Рис. 1. Теоретические зависимости температуры электронов в плазме самостоятельной дуги, горящей в парах гадолиния, от плотности тока. Температура катода  $T_K$ : 1 - 1950 К, 2 - 2000 К, 3 - 2050 К, 4 - 2100 К.

Система трех уравнений содержит шесть неизвестных параметров  $E_K, j_i, U_K, T_e, T_K, j$ . Плотность ионного тока можно оценить как часть потока испаряющихся атомов  $j_i = g j_a$ . Последний можно найти из известного выражения

$$\frac{j_a}{e} = \frac{p_s(T_K)}{\sqrt{2\pi M k T_K}},$$

где  $p_s(T_K)$  - давление насыщенного пара материала катода, соответствующее температуре  $T_K$ . Из экспериментов по уносу массы с катода можно оценить величину  $g \approx 0.7$ . В качестве задаваемых параметров возьмем плотность тока  $j$  и температуру катода  $T_K$ , которые можно было регулировать в эксперименте [1].

При расчете системы (1)-(3) использовались следующие известные характеристики гадолиния: потенциал ионизации  $I_i = 6.15$  эВ, работа выхода электронов  $\varphi = 3$  эВ, энергия испарения  $\varepsilon = 3.9$  эВ. Последняя вычислена из зависимости давления насыщенных паров гадолиния от температуры  $p_s(T_K)$ , взятой из работы [3]. Равновесная плотность тока термоэмиссии  $J_{ТЭО}(T_K)$  вычислялась по формуле Ричардсона-Дешмана.

На рис. 1 представлены полученные при расчете зависимости  $T_e(j)$  при различных значениях  $T_K$  для самостоятельного режима

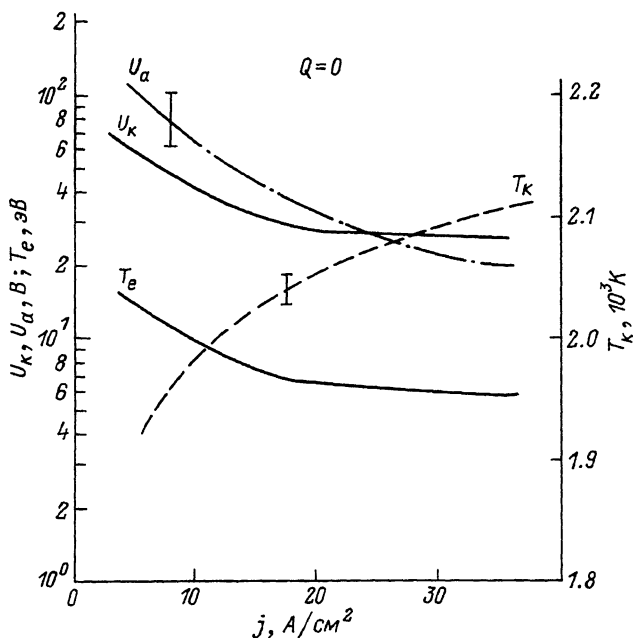


Рис. 2. Сравнение расчетных зависимостей с данными эксперимента [1].

горения дуги ( $Q = 0$ ). Стрелки указывают направление увеличения катодного падения потенциала. Особенностью полученных зависимостей является то, что каждой точке плоскости  $T_e - j$  соответствуют два решения системы (1)–(3). Например, точка А ( $T_e = 7.5$  эВ,  $j = 21$  А/см<sup>2</sup>) лежит на штриховой ветви линии 2 и сплошной ветви линии 3. В первом случае  $T_\kappa = 2000$  К,  $U_\kappa \approx 400$  В,  $j_{T_2} \approx 20$  А/см<sup>2</sup>,  $j_{ex} = 0$ , во втором –  $T_\kappa = 2050$  К,  $U_\kappa \approx 32$  В,  $j_{T_2} \approx 30$  А/см<sup>2</sup>,  $j_{ex} \approx 10$  А/см<sup>2</sup>. Ветви кривых, изображенные штриховой линией, характеризуются высоким катодным падением потенциала и соответствуют „классическому“ теплообмену на катоде: нагрев осуществляется ионами, имеющими энергию  $\sim eU_\kappa$ , а полный ток равен току термоэмиссии, слегка превышающему равновесный за счет понижения работы выхода в присутствии электрического поля. Состояния, изображенные сплошной линией, характеризуются низким катодным падением потенциала, поэтому часть наиболее энергичных электронов из плазмы, примыкающей к катодному слою, может попасть на катод. Каждый такой электрон несет на катод в среднем энергию  $\sim 2kT_e$ , т.е. существенно большую, чем уносимую одним электроном термоэмиссии  $\sim 2kT_\kappa$ . Поток обратных электронов и является основным источником нагрева катода.

Полагая, что реализуется только низковольтный режим, сравним результаты расчетов, представленные на рис. 2, с экспериментами, описанными в работе [1]. При этом используется экспериментальная зависимость температуры катода  $T_k$  от плотности тока  $j$ , показанная на рис. 2 штриховой линией. В работе [1] зависимости построены от полного тока, а пересчет к плотности тока сделан для площади катодной поверхности, равной  $5 \text{ см}^2$ . Рассчитанные катодные падения потенциала  $U_k$  неплохо коррелируют с измеренным напряжением горения дуги  $U_a$ , а температура электронов превышает  $5 \text{ эВ}$ , что тоже согласуется с экспериментом. Необходимо отметить, что температура электронов  $T_e$ , характеризующая обратный ток на катод, может отличаться от той, которая измеряется вдали от катодной поверхности.

Расчеты параметров дуги, проведенные для режимов с  $Q \neq 0$ , тоже показали хорошее совпадение с экспериментальными данными.

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Б р о н и н С.Я., П о л и щ у к В.П., С ы ч е в П.Е. и др. Исследование прикатодных процессов в стационарной дуге с диффузной катодной привязкой. Препринт ИВТАН № 2-199. М., 1986. 48 с.
- [2] В а с и н А.И., Д о р о д н о в А.М., П е т р о с о в В.А. // Письма в ЖТФ. 1979. Т. 5. № 24. С. 1499-1504.
- [3] Н а в е р т м а н н С.Е., Д а а н е А.Н. // J. Chem. Phys. 1964. V. 41. N 9. P. 2818-2827.

Институт сильноточной  
электроники СО АН СССР

Поступило в Редакцию  
11 апреля 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 11

12 июня 1989 г.

05.2

#### ВИЗУАЛИЗАЦИЯ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ПАКЕТА БЕЗОБМЕННЫХ СПИНОВЫХ ВОЛН В АНИЗОТРОПНОЙ СРЕДЕ

Д.А. Б а р ы ш е в, А.В. В а ш к о в с к и й,  
А.В. С т а л ь м а х о в

В работе сообщается о исследовании пространственно ограниченного пакета безобменных спиновых волн, обычно именуемых в литературе магнитостатическими волнами (МСВ), распространяющегося в эпитаксиальной пленке феррита-граната ( $\gamma_3 \text{ Fe}_5 \text{ O}_{12}$ ), помещенной в постоянное магнитное поле  $H_0$ . Для возбуждения МСВ использовался микрополосковый преобразователь [1] с апертурой 1 мм,