

- [4] Карлов Н.В., Орлов А.Н., Петров Ю.Н., Прохоров А.М., Сурков А.А., Якубова М.А. - Письма в ЖТФ, 1983, т. 9, в. 2, с. 69-72.
- [5] Орлов А.Н. - Письма в ЖТФ, 1987, т. 13, в. 3, с. 183-187.
- [6] Кравченко В.А., Орлов А.Н., Петров Ю.Н., Прохоров А.М. Резонансные гетерогенные процессы в лазерном поле. Труды ИОФАН СССР, Наука, 1983, т. 11, с. 185.
- [7] Орлов А.Н., Петров Ю.Н. Диффузия сорбируемого газа через мембрану с одиночным тонким каналом. Препринт ИОФАН № 232, Москва, 1984.
- [8] Кравченко В.А., Петров Ю.Н., Суров С.Д., Сычугов В.А. - Высокочистые вещества, 1987, т. 1, в. 3, с. 94-98.
- [9] Карлов Н.В., Лагучев А.С., Петров Ю.Н., Прохоров А.М., Якубова М.А. - Письма в ЖЭТФ, 1985, т. 41, в. 9, с. 384-386.

Институт общей физики  
АН СССР, Москва

Поступило в Редакцию  
1 апреля 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 12

26 июня 1988 г.

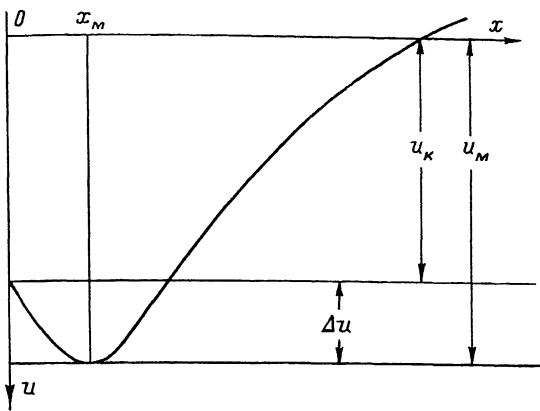
## О МОДЕЛИ СТАЦИОНАРНОГО ДУГОВОГО ПЯТНА НА ТУГОПЛАВКОМ КАТОДЕ В ВАКУУМЕ

И.И. Бейлис

Согласно общепринятым представлениям, горение вакуумного дугового разряда поддерживается за счет ионизации испаренных с катода атомов [1-5]. Возникающие ионы набирают энергию в слое катодного падения потенциала  $U_K$  и нагревают электрод. Кроме того, положительный объемный заряд ионов создает сильное электрическое поле на поверхности катода, усиливая электронную эмиссию. Эмитируемые электроны, ускоряясь в слое, поддерживают необходимую степень ионизации в плазме. Процессы, обеспечивающие непрерывность тока у катода, замыкаются.

Однако отдельные оценки [2, 3] и анализ полной системы уравнений [4] приводят к выводу, что замкнуть указанную модель процессов для тугоплавких катодов не представляется возможным. В этой связи возникает даже сомнение относительно факта существования длительно живущих образований в наблюдаемых экспериментально квазиустановившихся групповых пятнах (вольфрам) или других подобных опытах [5].

Детальное исследование системы уравнений для катодного пятна показывает, что наличие ее решения зависит от параметра  $\chi = \varphi/\varphi_0$



Схематичное распределение потенциала в катодном слое тугоплавких электродов вакуумного дугового разряда.

характеризующего материал катода, где  $\psi$  - работа выхода электронов,  $\psi_s$  - энергия отрыва атома из решетки. При  $\chi \gg 1$  решение имеется, как для меди ( $\chi \sim 1.5$ ), а при  $\chi < 1$  решение может отсутствовать, как для вольфрама ( $\chi \sim 0.6$ ). Причина отсутствия решения связана с крайне низкой упругостью паров тугоплавких материалов и чрезвычайно высокой их эмиссионной способностью. Покажем, что для указанных катодов реализуются условия, ограничивающие эмиссию электронов, учет которых позволяет устранить отмеченные выше трудности описания пятна дуги.

Оценим концентрацию электронов  $n_e$  и тяжелых частиц  $n$  соответственно по току термоэмиссии и давлению насыщения. Нетрудно видеть, что в наиболее интересном с точки зрения процесса испарения диапазоне температур катода 4000-7000 К для тугоплавких материалов отношение  $n_e/n$  лежит в интервале 10-1. То есть в рассматриваемых условиях на внутренней границе прикатодного слоя  $n_e$  всегда превышает концентрацию ионов даже при полной ионизации атомов. В глубине слоя из-за ускорения частиц соотношение их концентраций меняется. Следовательно, вблизи тугоплавкого электрода, подобно дуге с накаливаемым катодом [6], возникает минимум потенциала  $u_M$  (см. рисунок), обусловленный отрицательным объемным зарядом. В результате часть электронов возвращается на электрод, и электронный ток с катода  $j_{e3}$  оказывается меньше эмиссионного тока насыщения. В этом случае традиционный подход рассмотрения процессов в пятне, основанный на приближении сильного поля  $E$  у катода, становится несправедливым, а связь величин  $j_{e3}$  и  $u_M$  с параметрами приэлектродной плазмы получается путем интегрирования уравнения Пуассона в виде

$$\sqrt{1+\gamma_i^{-1}} - \sqrt{\gamma_i^{-1}} - s_T \sqrt{\pi \gamma_e^{-1}} (1 - \exp(\gamma_e)) -$$

$$-s_e \left( 1 + \frac{\exp(\gamma_k) \phi^*(\gamma_k)}{2\gamma_k} - \sqrt{\frac{\pi}{4\gamma_k}} \right) = - \frac{E_0^2}{4e\epsilon_0 n_{i0} \sqrt{u_M T_i}},$$

$$\phi^*(\gamma_k) = 1 - \phi(\gamma_k), \quad s_T = e j_{eT} \exp(eu_k/T_e) / j_i; \quad s_e = e j_{e3} / j_i,$$

$$\gamma_\alpha = eu_M / T_\alpha, \quad \alpha \rightarrow i, e, k, \quad \epsilon = \sqrt{m_e / m}$$

при условии, что для  $x = x_M$  имеем  $U = u_M$  и  $E = 0$ .

Здесь  $x$  — расстояние от катода,  $\phi(\gamma_k)$  — интеграл вероятности  $m_e$ ,  $m$  — соответственно масса электрона и атома,  $T_\alpha$  — температура в эВ, индексы  $i, e, k, o$  относятся соответственно к ионам, электронам, катоду и внешней границе слоя,  $j_i, j_{eT}$  — соответственно плотности токов ионов и электронов из плазмы,  $e$  — заряд электрона. Распределение вылетающих из плазмы электронов в слое принято бальцмановским [6].

Приведенное выше соотношение было использовано в системе уравнений, описывающей катодные процессы дуги, вместо обычно принятых уравнений эмиссии и Маккоуна [1, 4]. Расчет выполнялся для вольфрама при заданных из опытов [5] токе на отдельное пятно в группе  $\sim 20$  А, скорости эрозии катода  $\sim 10^{-5}$  г/Кл и  $u_k \sim 22$  В. Испарение электрода при локальном тепловом воздействии дуги учитывалось по методу [7], предложенному для изучения кинетики испарения металлов при их лазерном облучении. В результате получено решение, соответствующее следующим параметрам пятна: плотность тока  $j \sim 2 \cdot 10^6$  А/см<sup>2</sup>,  $T_k \sim 7400$  К,  $T_e \sim 6$  эВ, доля электронного тока  $s \sim 0.99$ , степень ионизации по двухзарядным ионам  $\sim 0.5$ ,  $n \sim 10^{19}$  см<sup>-3</sup>, глубина залегания минимума потенциала (см. рисунок)  $\Delta u \lesssim 1$  В.

Выполненный анализ позволяет заключить, что основной приток энергии к катоду связан с потоком обратных электронов из плазмы, преодолевающих барьер катодного слоя. Несколько меньшую роль в тепловом балансе катода играет джоулева диссипация энергии в металле (до 30%). Вклад потока тепла, обусловленный бомбардировкой катода ионами, по сравнению с указанными источниками оказался самым низким. Высокая температура электронов плазмы, вызванная большой величиной  $s$ , характерна для материалов с малым  $\chi$  и соответствует опытам [8]. Полученные в расчетах значения  $T_k$  и  $n$  позволяет объяснить относительно высокий уровень эрозии катода из вольфрама, наблюдаемый в экспериментах [5].

Таким образом, в катодном слое тугоплавких электродов возникают условия для образования „виртуального катода“. Учет его в расчетной модели дает возможность понять механизм функционирования катодного пятна такой дуги в вакууме и показать, что электронный ток с катода может быть меньше эмиссионного тока напыления.

- [1] К е с а е в И.Г. Катодные процессы электрической дуги, М.: Наука, 1968. 244 с.
- [2] Б е к - Б у л а т о в И.Х., Б о р у х о в М.Ю., Н а г а й б е к о в Р.Б. - ЖТФ, 1973, т. 33, № 10, с. 2211.
- [3] H a n t z s c h e E. - Beitr., Plasmaphys., 1974, В 14, N 4, с. 135.
- [4] Б е й л и с И.И., Л ю б и м о в Г.А. - ТВТ, 1975, т. 13 № 6, с. 1137.
- [5] Р а х о в с к и й В.И. Физические основы коммутации электрического тока в вакууме, М.: Наука, 1970. 536 с.
- [6] Г р а н о в с к и й В.Л. Электрический ток в газе. Установившийся ток, М.: Наука, 1971. 544 с.
- [7] А н и с и м о в С.И. - ЖЭТФ, 1968, т. 54, № 1, с. 339.
- [8] Б р о н и н С.Я., П о л и ш у к В.П. и др. - Препринт ИВТАН № 2-199, М., 1986. 48 с.

Институт высоких температур  
АН СССР, Москва

Поступило в Редакцию  
9 марта 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 12

26 июня 1988 г.

## ДЖОЗЕФСОНОВСКИЙ РЕГЕНЕРАТИВНЫЙ ИМПУЛЬСНЫЙ ТРИОД КАК ВЫСОКОЧУВСТВИТЕЛЬНЫЙ КОМПАРАТОР

А.Л. Г у д к о в, В.К. К о р н е в,  
В.И. М а х о в, С.И. М у ш к о в,  
В.К. С е м е н о в, В.Д. Щ е д р и н

Применение джозефсоновских переходов в импульсных компараторах уже позволило [1-3] улучшить чувствительность и временное разрешение стробоскопического преобразования до уровня, по всей видимости, недостижимого для полупроводниковой элементной базы. Целью настоящей работы являлось экспериментальное изучение возможности дальнейшего улучшения параметров сверхпроводниковых стробоскопических преобразователей за счет использования в качестве импульсного компаратора джозефсоновского „регенеративного импульсного триода“ - балансной системы джозефсоновских переходов, работающей в одноквантовом режиме. Применение в качестве компаратора пары одинаковых нелинейных элементов с гистерезисной вольт-амперной характеристикой (так называемой пары Гото [5]) уже исследовалось как на полупроводниковой (см., например, [6]), так и на сверхпроводниковой [7] элементных базах. В отличие от этих случаев в работе используется балансная система джозефсоновских переходов с безгистерезисной вольтамперной характеристикой.