

ЭКТОНЫ В ВАКУУМНОЙ ДУГЕ

Г.А.Месяц

Институт электрофизики Уральского отделения РАН
620219 Екатеринбург, Россия

Поступила в редакцию 30 августа 1994 г.

В данной статье предложен новый механизм функционирования катодного пятна вакуумной дуги, основанной на эктонных процессах. Эктон образуется за счет взрыва вершины струи расплавленного металла при ее взаимодействии с плазмой. Предполагается, что время функционирования эктона ограничивается теплопроводностью жидкого металла.

Получены теоретические соотношения для удельного уноса массы, ионной эрозии, плотности тока и диаметра кратеров для медного катода. Полученные результаты удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными.

Известно, что при микровзрывах на катоде происходит взрывная эмиссия электронов (ВЭЭ) [1]. Эта эмиссия происходит отдельными кратковременными порциями, которые были названы нами эктонами [2]. Длительность протекания электронов в такой порции определяется временем, необходимым для охлаждения эмиссионного центра, что приводит к прекращению ВЭЭ. Это явление широко используется для получения мощных импульсных пучков электронов. Эктоны играют также фундаментальную роль в иницировании вакуумного разряда, в переходе тлеющего разряда в дугу, в псевдоискрах, в отклонении от закона подобия в правой и левой ветви кривой Пашена и в области ее минимума и т.д.

В настоящей статье мы покажем, что эктоны присутствуют в каждом цикле вакуумной дуги. Они ответственны за эмиссию электронов с катода, унос массы, появление катодных ионов, колебания потенциала в катодной области и т.д.

Будем исходить из идеи Кесаева [3], что катодное пятно состоит из отдельных ячеек, из которых течет ток i_m , равный двум пороговым токам дуги i_n . Эктон образуется из взаимодействия струи расплавленного металла с плазмой. Такие струи создаются благодаря высокому давлению в зоне микровзрыва, достигающего $10^4 \div 10^5$ атм [2]. При токе, превышающем пороговый, струя жидкого металла образует каплю. Эта капля еще до отрыва приводит к усилению плотности тока ионов из плазмы в стыке струи с каплей. Это приводит к большой концентрации энергии в стыке и иницированию эктона за счет джоулева разогрева стыка [1].

Мы считаем, что дуговой цикл состоит из двух процессов. Первый длительностью t_e является процессом функционирования эктона. Второй процесс длительностью t_i обусловлен протеканием ионного тока в катодной области. В течение времени t_i завершается образование новой струи жидкого металла, что приводит к образованию нового эктона. Таким образом процесс становится самоподдерживающимся.

Если новый эктон создается при обрыве капли, то критерий самоподдержания дугового цикла запишется в виде

$$\gamma_k t_e i_m \geq 1, \quad (1)$$

где γ_k - число капель при протекании одного кулона заряда, $t_c = t_e + t_i$ - время дугового цикла, $i_m = 2i_n$ - минимальный ток ячейки, i_n - пороговый ток дуги.

Итак, пусть в результате функционирования дуги образовалась коническая струя из жидкого металла с углом у вершины θ . Тогда длина образующей конуса r , на которой достигается некоторая температура T , определяется из джоулевой модели нагрева конуса. Если нас интересует температура $T = T_B$, которая эквивалентна взрыву конуса, то [1]

$$r = \left(\int_0^t i^2 dt / 16\pi^2 \bar{h} \sin^4 \frac{\theta}{4} \right)^{1/4}, \quad (2)$$

где \bar{h} - удельное действие, характеризующее взрыв металла. Примем, что взрывная эмиссия прекращается тогда, когда радиус $r = r_\lambda$, где r_λ - радиус теплопроводности. Если $i = i_m$, а

$$r_\lambda = 2(at)^{1/2}, \quad (3)$$

где a - коэффициент теплопроводности, t - время, то из (2) и (3) следует, что время функционирования эктона составит

$$t_e = i_m^2 / 256\pi^2 a^2 \bar{h} \sin^4(\theta/4). \quad (4)$$

Длина образующей конуса, соответствующая этому времени, равна

$$r_e = i_m / 8\pi(a\bar{h})^{1/2} \sin^2(\theta/4). \quad (5)$$

Масса металла, уносимая при взрыве, составит $m_e = 4\pi \sin^2(\theta/4)r_e^2\rho/3$, то есть

$$m_e = 4\pi\rho i_m^3 / 384\pi^2(a\bar{h})^{3/2} \sin^4(\theta/4), \quad (6)$$

где ρ - плотность металла.

Заряд электронов, уносимый за время цикла, составит $q_c = i_m t_c$, а удельный унос массы $\gamma_m = m_e/q_c$. С учетом формулы (6) получим

$$\gamma_m = 2\rho(1 - \alpha)a^{1/2}/3\bar{h}^{1/2}, \quad (7)$$

где $\alpha = t_i/t_c$ - доля времени в цикле, соответствующая ионному процессу.

Исследования вакуумного разряда показали, что взрыв микроострий сопровождается испусканием катодной плазмы, которая движется в сторону анода со скоростью $v > 10^6$ см/с [1]. Это приводит к появлению тока положительных ионов, движущихся в сторону анода. Доля этого тока от общего тока дуги составляет согласно (7)

$$\gamma_i = 2ez\rho(1 - \alpha)a^{1/2}/3A\bar{h}^{1/2}, \quad (8)$$

где z - степень ионизации плазмы, e - заряд электрона, A - вес атома металла катода.

Плотность тока к концу функционирования эктона составит

$$j_c = i_m / 4\pi r_e^2 \sin^2(\theta/4)$$

или с учетом (5)

$$j_e = 16\pi a \bar{h} \sin^2(\theta/4) / i_m. \quad (9)$$

Следует отметить, что в формулах (4)–(9) величины a и \bar{h} необходимо использовать для жидких металлов при температуре $T \geq T_{пл}$.

Сравнение теории с экспериментом проведено для дуги с медными электродами. Ниже приведены теплофизические характеристики, используемые нами далее.

$A, 10^{-22} \text{Г}$	$i_m, \text{А}$	$a, \frac{\text{см}^2}{\text{с}}$	$\bar{h}, 10^9 \frac{\text{А}^2 \text{с}}{\text{см}^4}$	$\rho, \frac{\text{г}}{\text{см}^3}$	z	$t, 10^{-9} \text{с}$
3,07	3,2 [3]	0,41 [4]	~ 1 [5]	8,9	0,55 [6]	~ 25 [1]

Средняя длительность цикла $t_c = 25$ нс оценена по колебаниям потенциала у катода медной дуги при токе 4 А [1]. Считалось, что скачки потенциала соответствуют ионной фазе. Из [1] следует, что в среднем $t_i \ll t_c$ (то есть $\alpha \ll 1$), однако точную оценку t_i сделать трудно.

Вначале по формулам (7) и (8) оценим долю ионного тока от тока дуги и удельный унос массы. В [5] показано, что для многих металлов $\gamma_i \approx 0,08$. В нашей модели такое значение γ_i можно получить при $\alpha = 0,18$. В этом случае удельный унос массы $\gamma_m \sim 1 \cdot 10^{-4}$ г/кул. Экспериментальные данные по величине γ_m находятся в пределах $(0,4 \div 1,15) \cdot 10^{-4}$ г/кул [1, 7]. Наши расчеты лучше всего согласуются с результатами измерений Кимблина [6], который получил $\gamma_m = 1,15 \cdot 10^{-4}$ г/кул.

Для дальнейших оценок необходимо знать угол конуса θ . Если известны α и t_c , то можно найти t_e и определить θ из формулы (4). В нашем случае $\theta \approx 0,74$. Величину θ можно найти также, зная удельное число капель γ_k , испускаемых катодным пятном дуги. Например, для серебра $\gamma_k \approx 1,4 \cdot 10^7$ кул $^{-1}$ [9]. Согласно формуле (1), при токе $i_m = 3,2$ А время $t_c \approx 22$ нс, что близко совпадает с измерением по колебаниям потенциала. В общем случае, учитывая, что $\sin(\theta/4) \approx \theta/4$ и подставляя (1) в (4), получим

$$\theta^4 \approx i_m^3 \gamma_k / \pi^2 (1 - \alpha) a^2 \bar{h}. \quad (10)$$

Теперь остановимся на оценке плотности тока дуги. Она будет различной для разного момента времени. Плотность тока при иницировании эктона определится из соотношения $j_n^2 t_b = \bar{h}$ [1]. Поскольку $\bar{h} = 10^9 \text{А}^2 \text{с} / \text{см}^4$, а время задержки взрыва $t_b \approx 10^{-9}$ с, то $j_n \approx 10^9 \text{А} / \text{см}^2$. При завершении функционирования эктона плотность тока определится из формулы (9) и составит $j_e \approx 2,2 \cdot 10^8 \text{А} / \text{см}^2$. Это соответствует выводам многих авторов [1, 3, 10]. Однако обычно плотность тока оценивают по измеренному радиусу кратера на поверхности катода r_k и протекаемому току. Если оценить радиус кратера по формуле $r_k = 2(at_c)^{1/2}$, то получим $r_k = 2 \cdot 10^{-4}$ см. Это соответствует данным [8] при токах дуги $i < 10$ А. В этом случае кажущаяся плотность тока будет равна $i_m / \pi r_k^2 = 2,7 \cdot 10^7 \text{А} / \text{см}^2$. Это близко к величине, измеренной в [8] для вольфрама, хотя не имеет отношения к реальной плотности тока.

Таким образом, нами предложена новая модель функционирования катодного пятна вакуумной дуги, в которой основополагающую роль играют эктоны.

1. Г.А.Месяц, Д.И.Проскуровский, Импульсный электрический разряд в вакууме, Новосибирск, Наука, 1984.

2. Г.А.Месяц, ктоны в электрических разрядах, Письма в Э ТФ **57**, 88 (1993).
3. И.Г.Кесаев, Катодные процессы электрической дуги, М.: Наука, 1968.
4. В.Е.Зиновьев, Теплофизические свойства материалов при высоких температурах, М.: Металлургия, 1989.
5. Ю.А.Котов, В.С.Седой, Л.И.Чемезова, Интеграл действия и энергия при электрическом взрыве проводников, Препринт N 41, Томский политехнический институт, Томск, 1986.
6. С.W.Kimblin, J.Appl. Phys. **44**, 3074 (1973).
7. J.E.Daalder, J. of Phys. D. "Appl. Physics" **8**, 1647 (1975).
8. V.F.Puchkarev and A.M.Murzakayev, J. Phys. D "Appl. Phys." **23**, 26 (1990).
9. T.Utsumi and J.H.English, J. Appl. Phys. **46**, 126 (1975).
10. G.W.McClure, J. Appl. Phys. **45**, 2078 (1974).