

УДК 537.525

## НЕСТАЦИОНАРНЫЕ ПРОЦЕССЫ В КАТОДНОМ ПЯТНЕ ВАКУУМНОЙ ДУГИ В ОБЛАСТИ ПОРОГОВЫХ ТОКОВ

### II. ПЯТНО НА ОСТРИЙНОМ КАТОДЕ

*В. Ф. Пучкарев, Д. И. Проскуровский, А. М. Мурзакаев*

С временным разрешением не хуже  $\sim 10^{-9}$  с исследуется функционирование катодного пятна, возбуждаемого на вершине классического автоэлектронного эмиттера из вольфрама. За счет большей контролируемости эксперимента это позволяет лучше понять природу нестационарных процессов в катодном пятне на макрокатоде. Из анализа осциллограмм тока и напряжения дуги и электронно-микроскопических снимков катодов делается вывод о принципиальной роли образования и движения жидкого металла в поддержании эмиссии в катодном пятне.

В первой части нашей работы [1] показано, что даже в области пороговых токов дуги процессы в катодном пятне (КП) сложны и не позволяют дать их однозначной интерпретации. Сложность процессов усугубляется еще и неконтролируемостью микрогеометрии поверхности. Поэтому представляется целесообразным проведение модельных экспериментов по изучению функционирования КП, возбуждаемого на вершине острейного катода. Здесь становится возможным проследить изменение времени жизни КП в зависимости от угла конуса острия и тока, а также сравнить полученные результаты с расчетами. Предварительные результаты этих экспериментов изложены в [2].

### Методика эксперимента и результаты

Техника эксперимента практически была такой же, как и в [1]. Только в качестве катодов использовались классические автоэлектронные эмиттеры с радиусом вершины менее 0.3 мкм. КП возбуждалось на вершине острия пробоем в процессе медленного сближения электродов, к которым было приложено постоянное напряжение 50 В. Ток регулировался изменением волнового сопротивления линии. При этом разряд происходил без закорачивания промежутка и образования мостиковой стадии, что подтверждалось осциллограммами напряжения на дуговом промежутке. Эрозия острий контролировалась в просвечивающем и растровом электронных микроскопах. Подробнее методика описана в [2].

Эксперименты проводились с катодами из вольфрамовых и медных острий. Ввиду невозможности гарантированной очистки поверхности медных острий нам лишь в редких случаях удавалось контролируемо поддерживать КП на вершине. Как правило, часть тока могла перехватываться эмиссионными центрами (ЭЦ) на боковой поверхности, возникающими на неметаллических включениях и пленках [3]. В этом случае разряд горел практически без колебаний напряжения в течение всей длительности импульса, т. е. 1 мкс. Поэтому ниже излагаются результаты, полученные только на вольфрамовых остриях.

На рис. 1 приведены характерные совмещенные осциллограммы тока и напряжения дуги. Вначале следует относительно устойчивая стадия горения дуги

длительностью  $t_d \approx 50 \div 250$  нс. Затем может произойти либо обрыв тока и восстановление напряжения до зарядного (рис. 1, а, б), либо в процессе начинающегося обрыва тока — небольшой подъем напряжения и повторение неодинаковых по времени колебаний тока и напряжения горения дуги (рис. 1, в, г). Часто в течение этих циклов происходит постепенный спад тока и рост напряжения, а перед обрывом дуги напряжение может достигнуть 30—40 В. Существенным отличием в характере колебаний напряжения на дуге с острейным катодом является то, что изменение напряжения происходит медленнее, чем на плоском катоде. Как правило, напряжение нарастает за время, большее 20—50 нс. При использовании низкоомной линии мы не наблюдали индуктивного всплеска напряжения во время обрыва тока. Это говорит о том, что скорость обрыва тока  $di/dt$  была не выше  $5 \cdot 10^8$  А/с.

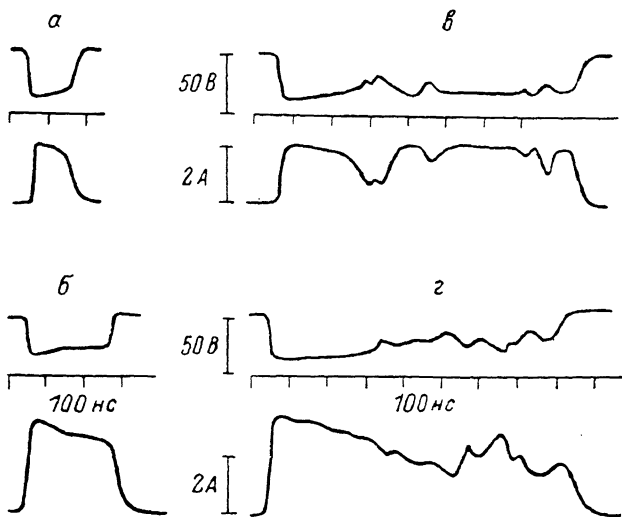


Рис. 1. Синхронные осциллограммы тока и напряжения на дуговом промежутке.  
а, б — разряд с одним циклом; в, г — разряд с несколькими циклами.

Из анализа электронно-микроскопических фотографий вершин катодов (рис. 2) можно заключить следующее. Если наблюдался осциллографически всего один цикл разряда, то обычно вершина катода была почти симметрично оплавлена (рис. 2, а). При этом радиус оплавленной вершины составлял примерно 1—1.5 мкм. Вблизи вершины часто наблюдается образование нескольких небольших складок поперек боковой поверхности катода. По-видимому, такие складки возникли в результате деформации расплавленного металла под действием давления катодного пятна. В тех случаях, когда осциллографически наблюдалось несколько циклов разряда, из картины эрозии катода следовало, что ЭЦ возникали неоднократно на вершине острия и в ее окрестности (рис. 2, б—г). Здесь также наблюдается гофрирование поверхности острия вблизи оплавленной вершины (рис. 2, в). Однако следов образования микрократеров на боковой поверхности вдали от вершины, как правило, не наблюдалось. Рис. 2, г представляет в этом смысле редкое исключение.

Используя экспериментальные данные, относящиеся к острьям с одним циклом, т. е. когда разряд обрывался за время 50—250 нс, мы сделали оценки основных параметров КП [2]. Средняя плотность тока в КП к концу его жизни (оценка «снизу») составляет  $j_{кп} \approx (2 \div 10) \cdot 10^7$  А/см<sup>2</sup>. Средняя скорость движения границы разрушения острия от вершины к его основанию  $v_f \approx (1 \div 5) \times 10^3$  см/с, а среднее значение удельной эрозии  $(5 \div 20) \cdot 10^{-4}$  г/Кл.

На рис. 3 представлены экспериментальные данные по времени горения дуги в зависимости от полного угла конуса острия  $\Theta$  для различных значений токов разряда. Вопреки нашим ожиданиям, оказалось, что время существования дуги практически не зависит от угла конуса острия и тока. Это же отно-

сится и к тем случаям, когда на осциллограммах регистрировался один цикл дуги (эти данные составляют нижнюю область точек на рис. 3). Таким образом, отсутствие заметной зависимости времени существования дуги от угла конуса острия и тока свидетельствует о более сложных динамических процессах в КП вакуумной дуги, чем представлялось нами первоначально.

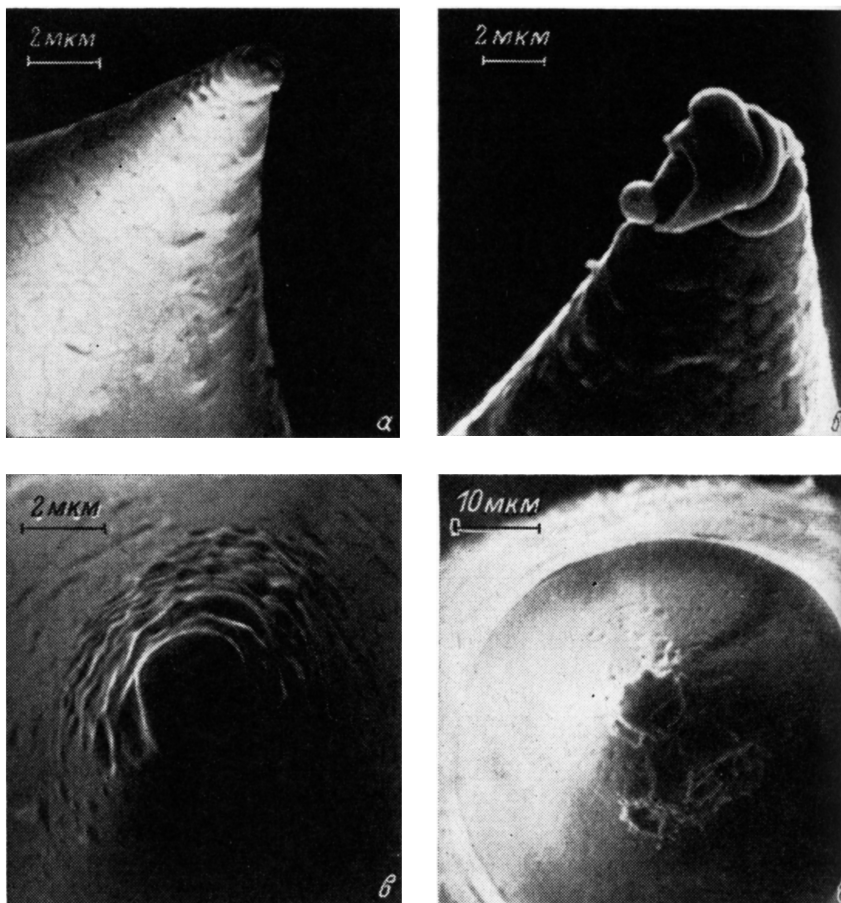


Рис. 2. Микрофотографии вершин катодов, полученные после однократного дугового разряда.  
 $\theta$  (град),  $i$  (А),  $t_d$  (нс): а — 20, 0.8, 105; б — 20, 1.7, 270; в — 40, 3, 750; г — 70, 3.2, 900.

### Обсуждение результатов

Обсудим полученные результаты, используя нестационарную джоулеву модель ЭЦ [5]. Очевидно, что в нашем случае возбуждение КП связано с разогревом кончика острия вплоть до его взрыва термоавтоэлектронным током большой плотности [5]. Если основной причиной нагрева и испарения материала катода при протекании разрядного тока принять джоулево выделение тепла, то в пренебрежении потерями тепла на теплопроводность оценочное выражение для скорости фронта разрушения будет [5]

$$v_{\phi}(t) = \frac{1}{4} \left[ \frac{\alpha_0}{\Omega^2 \rho c \ln(T_{кр}/T_0)} \right]^{1/4} \frac{i^{1/2}}{t^{3/4}}. \quad (1)$$

Здесь  $\alpha_0 = \alpha/T$  — температурный коэффициент удельного сопротивления;  $\rho$ ,  $c$ ,  $\lambda$  — плотность, теплоемкость и теплопроводность материала катода;  $\Omega = 4\pi \sin^2(\theta/4)$ ;  $T_0$  — начальная температура;  $T_{кр}$  — некоторая критическая

температура разрушения катода ( $\sim 6 \cdot 10^3$  К). Сравнение средней расчетной скорости движения фронта разрушения с экспериментально измеренной из теневых снимков острий показало, что различие не превышает 1.5 раза.

Из расчета по (1) следует, что в течение времени  $t = 10^{-8} \div 10^{-7}$  с скорость  $v_\phi(t)$  превышает скорость тепловой волны

$$v_T(t) = \frac{1}{2} \left( \frac{i}{\rho c} \right)^{1/2} \frac{1}{t^{1/2}}. \quad (2)$$

Однако со временем скорость движения фронта разрушения  $v_\phi(t)$  уменьшается быстрее, чем  $v_T(t)$ , потери тепла на теплопроводность возрастают, температура эмиссионной поверхности уменьшается и ЭЦ гибнет [6]. В предположении, что ЭЦ гибнет в момент  $t_0$ , когда скорость тепловой волны сравнивается со скоростью фронта разрушения, имеем

$$t_0 = \left( \frac{1}{4} \right)^{1/2} \frac{z_0 \rho c i^2}{\Omega^2 i^2 \ln(T_{\text{кп}}/T_0)}. \quad (3)$$

На рис. 3 приведены зависимости  $t_0(\Theta)$  для двух значений тока, построенные из выражения (3). Хотя в некотором диапазоне углов разную расчетные зависимости

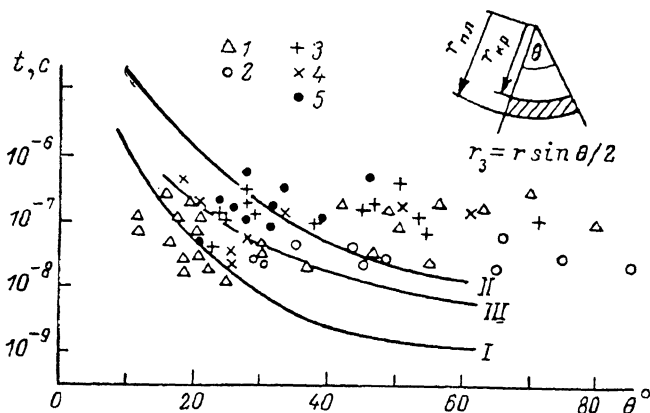


Рис. 3. Время горения дуги  $t$  в зависимости от угла конуса острия  $\Theta$  для токов разряда  $i = 0.8 \div 1.4$  (I),  $2.1 \div 2.6$  (2),  $3.3 \div 4$  (3),  $1.5 \div 2$  (4) и  $2.7 \div 3.2$  А (5).

I, 2 — рассчитанные по формуле (3) зависимости  $t_0(\Theta)$  для  $i = 1$  и 4 А соответственно, 3 — численный расчет  $t(\Theta)$  для  $i = 1$  А [4].

$t_0(\Theta)$  попадают в область экспериментальных значений времени  $t_x$ , расхождение все же значительное, особенно при малых и больших углах  $\Theta$ . Численные расчеты процессов в ЭЦ, выполненные с учетом теплопроводности [4], дают близкую к (3) зависимость времени жизни ЭЦ от угла  $\Theta$  (рис. 3) и также не объясняют экспериментальных данных. Заметим, что в [4], как и в [7], время жизни определялось моментом спада температуры до значения, при котором термоавтоэлектронная эмиссия не обеспечивает заданной внешней цепи тока.

Предположим, что меньшие (при  $\Theta < 30^\circ$ ) по сравнению с расчетными времена жизни ЭЦ обусловлены образованием и вытеснением слоя жидкого металла и связанным с этим более быстрым охлаждением эмиссионной зоны. Согласно джоулевой модели, которая справедлива для острий до времени по крайней мере  $t_0$ , толщина расплавленного слоя будет [5]

$$d_{\text{ж}} = r_{\text{н.л}}(t) - r_{\text{кп}}(t) = \left( \frac{z_0 i^2 t}{\Omega^2 \rho c} \right)^{1/4} \left[ \frac{1}{(\ln T_{\text{н.л}}/T_0)^{1/4}} - \frac{1}{(\ln T_{\text{кп}}/T_0)^{1/4}} \right]. \quad (4)$$

Здесь  $T_{\text{н.л}}$  — температура плавления материала катода. Для острия с  $\Theta = 20^\circ$  при  $i = 1 \div 4$  А слой толщиной 0.1 мкм образуется за время  $\leq 2$  нс. Учет теплопроводности [4] приводит к более быстрому образованию расплавленного слоя, чем это следует из выражения (4). Такой слой (и даже тоньше) может ускоряться под действием давления испаряющихся атомов [8], а толщина его сопоставима

с размерами эмиттируемых катодным пятном капель. Время вытеснения жидкого слоя можно оценить по формуле

$$t_b \approx r_0 / v_{ж} \quad (5)$$

где  $r_0$  — радиус зоны эмиссии (рис. 3),  $v_{ж}$  — скорость эвакуации жидкого металла. Последняя может быть оценена из решения уравнения безвязкостного движения жидкого металла под действием давления испаряющихся атомов  $P(t)$  [9]

$$v_{ж} = [2P(t)\rho]^{1/2}, \quad (6)$$

где  $P(t) \approx \rho v_\phi(t) v_a'$ ,  $v_a'$  — тепловая скорость паров вольфрама ( $\sim 10^5$  см/с). Оценки показывают, что при  $i = 1 \div 4$  А,  $\Theta = 20 \div 30^\circ$  и  $r_0 \leq 1$  мкм время вытеснения жидкого слоя  $t_b \approx 1 \div 3$  нс в течение первых 10 нс горения разряда и это время  $t_b$  сопоставимо с временем формирования жидкого слоя. Таким образом, оценки показывают, что если бы погасание КП было связано с более быстрым остыванием эмиссионной зоны вследствие вытеснения расплавленного слоя, то время жизни пятна не превышало бы несколько наносекунд. Однако мы не наблюдаем колебаний напряжения и тока в течение первых 50—250 нс горения разряда, т. е. КП продолжает устойчиво функционировать, несмотря на то что, образно говоря, «почва уходит» из под пятна. Учитывая, что  $v_{ж} > v_\phi$  уже с первых наносекунд горения разряда, мы вынуждены постулировать, что ЭЦ выносятся с нагретым расплавленным слоем на края зоны эмиссии, где условия поддержания эмиссии наиболее выгодные (за счет образования, микронеровности на поверхности жидкости). ЭЦ хаотически блуждают по расплавленной поверхности до тех пор, пока процесс случайным образом не оборвется. За это время кончик острия проплавляется уже на значительную глубину (несколько микрон). После гибели пятна микронеровности масштаба доли микрометра успевают сгладиться под действием силы поверхностного натяжения, поэтому их не видно на вершине острия. Тонкие слои, граничащие с твердым телом, успевают «заморозиться» (рис. 2). Здесь проявляется различие между понятием ЭЦ и КП. ЭЦ — это динамическое образование масштаба  $r < 1$  мкм в пределах квазинеподвижной светящейся границы катодного пятна.



Рис. 4. Микрофотография поверхности анода, полученная после одного разряда.

Сравнивая результаты экспериментов для плоской и острой геометрии катодов, можно видеть, что время жизни КП на вольфрамовом макрокатоде лежит в том же диапазоне времен, что и на остром катоде, т. е. катодное пятно в процессе функционирования как бы не «замечает» изменения микро- и макрогеометрии катода. Такой процесс возможен, если условия существования КП на острие и плоскости будут эквивалентны. Это действительно так. Во-первых, размер эмиссионной зоны в начальной стадии горения дуги на остром катоде ( $r_0 \approx 2 \div 4 \cdot 10^{-5}$  см) значительно меньше зоны расплава вершины к концу разряда (рис. 2, а—в) и характерных размеров кратеров на плоскости (рис. 2, в), т. е. происходит локализация тока на части площади расплава, и через  $\rightarrow 1-10$  нс размеры катода будут слабо сказываться на функционировании ЭЦ. Во-вторых, поскольку на идеально гладкой поверхности расчетное время жизни ЭЦ  $\sim 10^{-10}$  с при токах 1—2 А, реальный ЭЦ сам создает себе условия, увеличивающие время жизни, т. е. формирует микронеровности. Таким образом, первоначально возникнув на каком-либо микроострие, через  $\approx 10^{-9}$  с ЭЦ начинает быстро (со скоростью  $\sim 5 \cdot 10^4$  см/с) перемещаться по микронеровностям поверхности жидкого металла, которые он сам и создает. Через несколько наносекунд начинают генерироваться микрокапли и может вступить в силу «перетяжечный» механизм поддержания эмиссии в КП [1].

С ростом тока число ЭЦ в КП может расти и влиять на характер колебаний катодного падения [1]. Необходимым начальным условием является только создание жидкого слоя в зоне эмиссии достаточной толщины за время разрушения первоначального микровыступа. Это возможно, видимо, за счет совместного действия поверхностного и объемного источников энергии [1]. Экспериментальным доказательством возможности существования КП на исходной гладкой поверхности при малых токах служит рис. 2, г. Здесь виден след в виде взаимно перекрывающихся кратеров размером 2—5 мкм, оставленный пятном на гладкой боковой поверхности острья.

Есть еще одна причина, которая может оказать влияние на функционирование дуги в наших условиях. На рис. 4 приведен снимок участка анода, полученный после одного разряда. Видно, что вследствие горения короткой дуги произошло локальное испарение анода. Оценки показывают, что плотность мощности на аноде может достигать  $10^7$ — $10^8$  Вт/см<sup>2</sup>. Это достаточно, чтобы нагреть поверхность анода до температуры интенсивного испарения и образования анодного пятна за время  $10^{-7}$  с. Как известно [10], образование анодного пятна сопровождается всплесками напряжения на дуге. В наших условиях такие всплески, по-видимому, могут привести к погасанию дуги.

Полученные экспериментальные результаты и численные расчеты [4, 7] еще раз подтверждают, что процессы в КП вакуумной дуги на холодном катоде в высокой степени нестационарны. Катодное пятно обеспечивает среднюю плотность то:  $a \sim 10^8$  А/см<sup>2</sup>, в то время как в ЭЦ плотность тока может быть еще выше. ЭЦ представляет собой динамическую эмиссионную зону масштаба  $< 1$  мкм, перемежающаяся со скоростью  $\approx 5 \cdot 10^4$  см/с в пределах относительно неподвижной светящейся области КП существенно больших размеров. Время жизни КП при токах 1—2 А на медных и вольфрамовых катодах составляет  $10^{-8}$ — $10^{-7}$  с, однако временной масштаб процессов в зоне эмиссии гораздо меньше.

Хотя представленные соображения основаны на результатах хорошо контролируемых экспериментов, выполненных с высоким временным и пространственным разрешением, механизм поддержания эмиссии в КП еще нуждается в экспериментальных и теоретических исследованиях.

В заключение авторы выражают признательность Г. А. Месяцу за внимание и поддержку данной работы.

#### Литература

- [1] Пучкарев В. Ф., Проскуровский Д. И., Мурзакаев А. М. ЖТФ, наст. вып., с. 000.
- [2] Месяц Г. А., Мурзакаев А. М., Проскуровский Д. И. и др. Письма в ЖТФ, 1985, т. 11, № 7, с. 398—400.
- [3] Проскуровский Д. И., Пучкарев В. Ф. ЖТФ, 1979, т. 49, № 12, с. 2611—2622.
- [4] Парфенов А. Г. Автореф. канд. дис. Томск, 1984.
- [5] Литвинов Е. А., Месяц Г. А., Проскуровский Д. И. УФН, 1983, т. 139, № 2, с. 265—302.
- [6] Litvinov E. A., Mesyats G. A., Starobinets A. A. Proc. VIII Int. Symp. on Discharges and Electrical Insul. in Vacuum. Albuquerque, USA, 1978, D3-1.
- [7] Литвинов Е. А., Месяц Г. А., Парфенов А. Г. ДАН СССР, 1984, т. 279, № 4, с. 864—866.
- [8] Hantzsche E., Jüttner B., Puchkaryov V. F. et al. J. Phys. D.: Appl. Phys., 1976, v. 9, p. 1771—1781.
- [9] McClure G. W. J. Appl. Phys., 1974, v. 45, N 5, p. 2078—2084.
- [10] Вакуумные дуги / Под ред. Лафферти Дж. М.: Мир, 1982, с. 214.

Институт сильноточной электроники  
СО АН СССР  
Томск

Поступило в Редакцию  
26 февраля 1986 г.  
В окончательной редакции  
6 мая 1986 г.