

04;11;12

Эффект термоэлектронного вентиля и ритм катодного кратера в низковольтной вакуумной дуге с холодным катодом

© М.К. Марахтанов, А.М. Марахтанов

Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана

Поступило в Редакцию 6 ноября 1997 г.

Вакуумная дуга с холодным катодом горит ритмично. Период ритма задается эффектом термоэлектронного вентиля, который возникает между горячим кратером и холодным катодом в результате кратковременной задержки тепла в кратере встречным потоком электронов.

Эксперименты проводились в установке вакуумно-дугового испарения "Булат-6" и их описание дано в работе [1].

Ритм катодного кратера можно заметить на фотографии катода, где движение катодного пятна отображается световой цепочкой (рис. 1, *a*). Число звеньев цепочки пропорционально времени экспозиции. Каждое звено содержит катодное пятно D_s , светящееся вокруг кратера D , и коммутационную дорожку длиной L и шириной δ (рис. 1, *b*, 2, *a*). Дорожка составлена, вероятно, из пятен меньшего диаметра δ , горящих вокруг малых катодных лунок [1]. Поскольку звенья цепочки имеют примерно одинаковую яркость, можно считать, что средний период ритма $t_1 = \tau/N$ также одинаков для всех звеньев. Здесь τ — время экспозиции кадра; N — число звеньев на данном кадре. Средний период $t_1 = 6 \cdot 10^{-4}$ s был определен по 16 фотографиям T_1 катода в дуге. Напряжение дуги $V = 24$ V, ток дуги $I = 67 \div 72$ A, пленка черно-белая (ASA-200), время экспозиции $1/30 \div 1/500$ s, фотоаппарат "Зенит" без светофильтра.

Ритм заметен на осциллограммах рис. 1, *c, d*. Известно [2], что всякому появлению катодного пятна на новом месте предшествует его исчезновение на прежнем. Ток дуги должен резко изменяться между этими событиями, индуцируя бросок напряжения в поясе Роговского. Тогда время между минимумами напряжения на осциллограммах пояса можно принять равным периоду ритма катодного пятна. Средний период

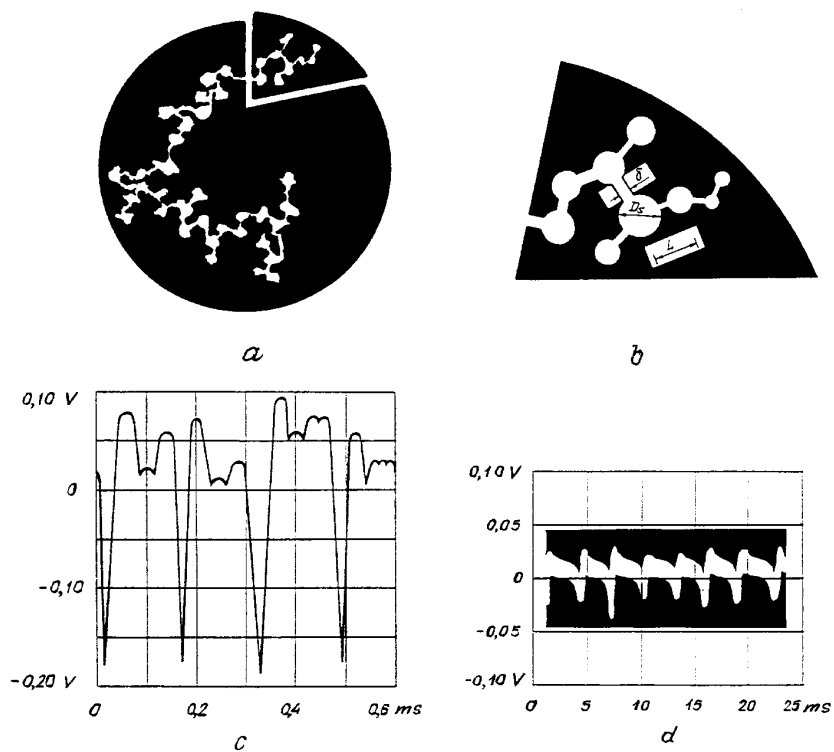


Рис. 1. Экспериментальная иллюстрация ритма катодного кратера: *a* — световая цепочка из 42 катодных пятен на поверхности Тi катода диаметром 56 mm, $\tau = 1/60\text{ s}$, $I = 69\text{ A}$, $V = 24\text{ V}$; *b* — схема звена цепочки, состоящего из катодного пятна D_s и коммутационной дорожки L , среднее значение $D_s = 2.82\text{ mm}$; *c* — осциллограмма выходного напряжения пояса Роговского в дуге с Тi катодом, $I = 92\text{ A}$; *d* — то же, но в дуге с Al катодом, $I = 73\text{ A}$.

$t_2 = 1.4 \cdot 10^{-4}\text{ s}$ для Тi катода при $I = 92\text{ A}$ (рис. 1, *c*) и $t_2 = 2.9 \cdot 10^{-3}\text{ s}$ для Al катода при $I = 73\text{ A}$ (рис. 1, *d*). Пояс Роговского надевался на токопровод диаметром 8 mm вблизи катода. Катушка пояса имела 270 витков на ферритовом кольце диаметром 16 mm и сечением $3 \times 4\text{ mm}$. Выходное сопротивление пояса $75\text{ k}\Omega$.

Ритм катодного кратера можно определить по известным размерам D и h (рис. 2, a) и [1], а также скорости распыления S катода. Последняя равна $S = (15.20 \div 4.05 \div 11.76 \div 11.57 \div 4.42 \div 2.27) \cdot 10^{-6}$ kg/s для Zn, Al, Cu, Fe, Ti и Cr катодов соответственно. Плотность этих металлов $\rho = 7150 \div 2700 \div 8930 \div 7880 \div 4540 \div 7150$ kg/m³, средняя масса кратера $M = \rho \cdot D^2 \cdot h = (7.62 \div 0.32 \div 0.49 \div 0.11 \div 0.032) \cdot 10^{-8}$ kg. Тогда средний период ритма кратера $t_3 = M/S = (50.1 \div 7.9 \div 4.2 \div 3.5 \div 2.5 \div 1.1) \cdot 10^{-4}$ s для соответствующего металла. Здесь принято, что скорость S постоянна, а временем коммутации пятна можно пренебречь.

Итак, у титана $t_1 = 6 \cdot 10^{-4}$ s, $t_2 = 1.4 \cdot 10^{-4}$ s, $t_3 = 2.5 \cdot 10^{-4}$ s. Близость значений t указывает на регулярность процесса "зарождение–исезновение" кратера на катоде. Установим причину этой регулярности.

Кратер имеет высокую температуру (но, вероятно, ниже температуры T_b кипения металла), а также плоскую форму и малое время существования (рис. 2, a) и [1]. Он располагается на холодном проводнике, из которого необычно плотный электронный ток натекает в кратер. Между кратером и катодом возникает тепловой барьер, обусловленный этим током. Тепло в металле переносится электронной и решеточной проводимостями [3], [4]. У Zn, Al и Cu (электропроводность $\sigma > 0.25 \cdot \sigma_{Cu}$) преобладает электронный перенос тепла и их реальная теплопроводность тем выше, чем больше σ [4]. В металлах с низкой σ (Fe, Ti и Cr) оба механизма участвуют в переносе тепла и реальная теплопроводность тем выше, чем больше отношение λ/σ [4]. Почти все тепло \bar{q} уходит из кратера через дно 2, поскольку его площадь намного больше боковой поверхности 4 (рис. 2, b).

Плотность потока электронов в кратер $j_e \simeq I/D^2$ в силу плоской формы последнего (рис. 2, a) и [1]. Поток \bar{J}_e движется "принудительно" под действием источника электропитания и сносит поток тепла \bar{q} назад в кратер (рис. 2, b), чем и достигается эффект термоэлектронного вентиля. Эффект реализуется в течение периода t , когда площадь кратера возрастает до максимальной D^2 , т.е. пока дрейфовая скорость электронов превышает критическую $V_e \geq V_{ec} = J_e/e \cdot n_e = 0.009 \div 0.026 \div 0.259 \div 0.133 \div 0.092 \div 0.307$ m/s. Здесь $j_e = j$ (см. [1]), а концентрация свободных электронов в соответствующем металле $n_e = (13.10 \div 18.06 \div 8.45 \div 17.0 \div 22.64 \div 24.99) \cdot 10^{28}$ m⁻³ [3]. Вентиль задерживает в кратере ровно столько энергии ε , сколько ее необходимо для горения дуги в течение t . После выработки массы кратера начинается коммутация катодного пятна в горячем круге R , см. [1].

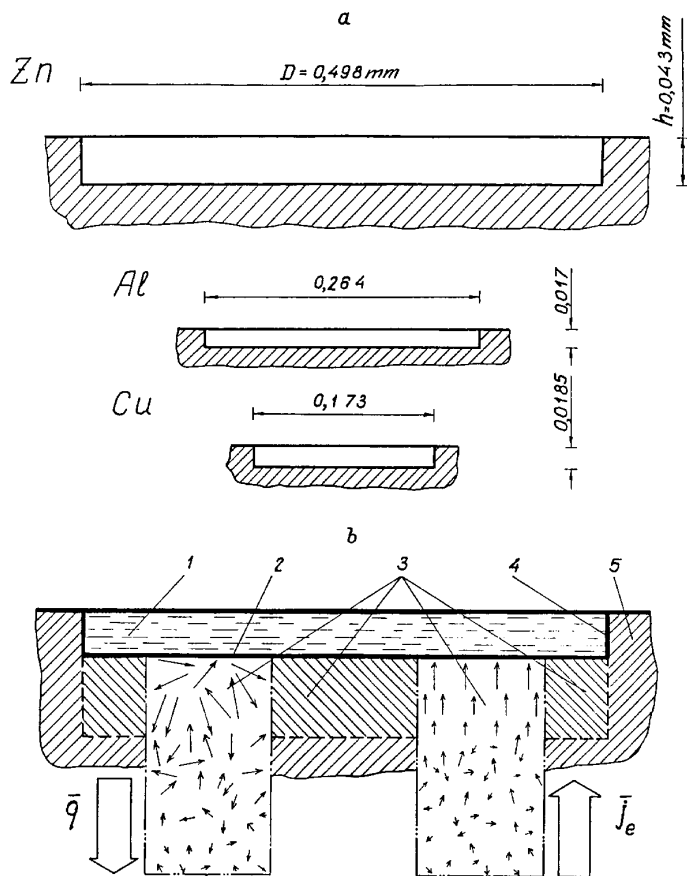


Рис. 2. Схема термоэлектронного вентиля в холодном катоде: *a* — средние поперечник D и глубина h катодного кратера в хорошо проводящих металлах, ток и напряжение дуги — Zn $48 \text{ A} \times 16,7 \text{ V}$, Al $52 \text{ A} \times 36 \text{ V}$, Cu $105 \text{ A} \times 24,5 \text{ V}$; *b* — элементы вентиля: 1 — расплавленный металл, 2 — дно кратера, 3 — вентильный слой нагретого, но твердого металла, 4 — боковая поверхность кратера, 5 — холодный металл катода; поток \bar{q} "горячих электронов" (показаны длинными стрелками) переносит кинетическую энергию движения электронов из кратера 1 в холодный катод 5; встречный поток электронов \bar{J}_e переносит электрическую энергию от источника питания дуги в кратер; тепловая энергия частично "запирается" в кратере благодаря высокой плотности потока \bar{J}_e .

Вентиль не идеальный и доля мощности дуги $f = Q_w/I \cdot V$ уходит в катод. Здесь Q_w — тепло, уносимое водой охлаждения. Доля $f = 0.033 \div 0.182 \div 0.266 \div 0.412 \div 0.283 \div 0.271$ у Zn, Al, Cu, Fe, Ti и Cr катодов.

Изменение D , t и R , см. [1], обусловлено теплопроводностью λ и T_b . Чем меньше λ или T_b , тем меньше тепла уходит в катод, $f_{Zn} < f_{Al} < f_{Cu}$. Чем меньше q , тем меньшей плотностью j_e можно удержать тепло в кратере и поперечник D больше у легкоплавких металлов $D_{Zn} > D_{Al} > D_{Cu}$. Для роста кратера до большого D требуется и большое время, см. $t_{2Al} > t_{2Ti}$, а также ряд t_3 . За большее время t большая площадь R^2 нагреется вокруг кратера и новый кратер возникнет на большем расстоянии R , найдя себе место на холодном металле, где σ максимальна (см. рис. 2 в [1]). Для Fe, Ti и Cr те же изменения зависят от λ/σ .

Существование термоэлектронного вентиля ограничено временем t , в течение которого масса кратера $M = \rho \cdot V$ способна аккумулировать тепловую энергию ε , которую ток j приносит в объем V кратера вместе с электрической мощностью Q . Тогда условие существования кратера $Q \geq \varepsilon \cdot t^{-1}$ перепишем как $j_e \cdot E \cdot V \geq \rho \cdot V \cdot C \cdot t^{-1} \cdot (1-f)$. Примем $E = j_e/\sigma$, $\rho = n \cdot A \cdot m_p$, $j_e = e \cdot n_e \cdot v_{ec}$; для Ti катода $C = C_1 \cdot (T_f - T_c) + C_f + C_2 \cdot (T_b - T_f)$, где $C_1 = 515$ и $C_2 \approx 700$ — удельные теплоемкости твердого и жидкого Ti, $J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1}$, $C_f = 314000 J \cdot kg^{-1}$ — удельная теплота плавления Ti, $T_c = 300 K$, $T_f = 1881 K$ и $T_b = 3560 K$ — температуры: холодного катода, плавления и кипения Ti; $\sigma \approx 3.05 \cdot 10^5 \Omega^{-1} \cdot m^{-1}$ при $T \approx T_f$; $A = 48 u$; $t = (t_1 + t_2 + t_3)/3 = (6 + 1.4 + 2.5) \cdot 10^{-4}/3 = 3.3 \cdot 10^{-4} s$. Перепишем последнее неравенство и оценим величину j_e для титанового катода

$$j_e \geq \frac{m_p}{e} \cdot \frac{\sigma}{V_{ec}} \cdot \frac{A}{t} \cdot C \cdot (1-f) = 10^{-8} \cdot \frac{3.05 \cdot 10^5}{0.092} \cdot \frac{48}{3.3 \cdot 10^{-4}} \\ \times [515 \cdot (1881 - 300) + 314000 + 700(3560 - 1881)] \cdot (1 - 0.283) \\ = 7.96 \cdot 10^9 A \cdot m^{-2}.$$

Плотность j_e , полученная в результате данной оценки, близка к экспериментальному значению $j = 3.33 \cdot 10^9 A \cdot m^{-2}$ для Ti [1], что говорит в пользу существования термоэлектронного вентиля, задающего ритм t в низковольтной вакуумной дуге с холодным катодом. Физические величины, использованные в данной работе, взяты из справочника [5].

Список литературы

- [1] *Марахтанов М.К., Марахтанов А.М.* Формирование катодного кратера в низковольтной вакуумной дуге с холодным катодом // Письма в ЖТФ. 1998. Т. 24. В. 13.
- [2] *Кесаев И.Г.* Катодные процессы электрической дуги. М.: Наука, 1968. С. 6.
- [3] *Киттель Ч.* Введение в физику твердого тела. М.: Наука, 1978. 791 с. (Charles Kittel. Introduction to Solid State Physics. Fourth Edition. John Wiley and Sons, Inc., New York, London, Sydney, Toronto).
- [4] *Микрюков В.Е.* Теплопроводность и электропроводность металлов и сплавов. М.: Metallurgizdat, 1959. 260 с.
- [5] *Физические величины: Справочник / А.П. Бабичев, Н.А. Бабушкина, А.М. Братковский и др.; Под ред. И.С. Григорьева и Е.З. Мейлихова.* М.: Энергоатомиздат, 1991. 1232 с.