

[11] Иванов А.И., Мохов Е.Н., Одинг В.Г., Вавилов В.С., Водаков Ю.А., Чукичев В.К. // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. В. 17. С. 38-41.

Поступило в Редакцию
12 марта 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 14

26 июля 1990 г.

11

© 1990

О РАСХОДЕ МАССЫ КОНИЧЕСКОГО ЭМИТТЕРА ПРИ ВЗРЫВНОЙ ЭМИССИИ ЭЛЕКТРОНОВ

В.Г. М е с я ц

Одной из важных характеристик взрывной электронной эмиссии (ВЭЭ) из металлов является расход массы материала катода. Обычно для исследования ВЭЭ используются конические острейные эмиттеры (рис. 1). Для таких эмиттеров в сферической системе координат уравнение теплового баланса на катоде имеет вид [1]

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda \nabla^2 T + \frac{i^2 x(r)}{\Omega^2 r^4}, \quad (1)$$

где λ - теплопроводность, $\Omega = 4\pi \sin^2(\theta/4)$ - телесный угол, x - удельное сопротивление, c - теплоемкость, ρ - удельный вес металла, i - ток, r - радиус, отсчитываемый от вершины острия, θ - угол конуса эмиттера. Если использовать малое время $t \leq 10^{-8}$ с и угол $\theta \leq 20^\circ$, то можно пренебречь теплопроводностью, т.е. членом $\lambda \nabla^2 T$ в уравнении (1). Тогда мы получим чисто джоулев разогрев эмиттера. В этом случае распределение температуры запишется в виде

$$T = T_0 \exp\left(\frac{x_0 \int_0^t i^2 dt}{\Omega^2 \rho c r^4}\right), \quad (2)$$

где T_0 - начальная температура эмиттера.

В (2) принята прямолинейная зависимость удельного сопротивления от температуры $x = x_0 T$, а также c считается независимой от температуры.

Обычно принимается, что уносится та масса, температура которой выше некоторой критической величины $T_{кр}$. Радиус $r_{кр}$,

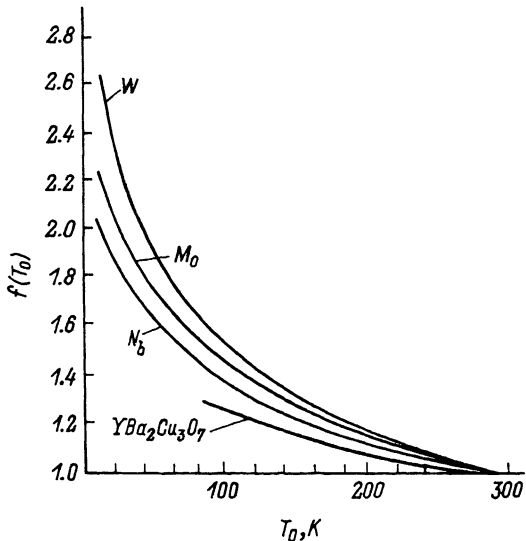
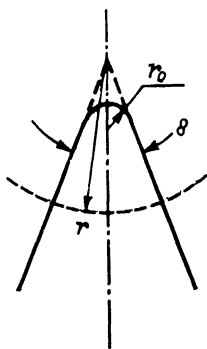


Рис. 1. Схема конического эмиттера для экспериментов по взрывной эмиссии электронов. θ — угол конуса, r — радиус, отсчитываемый от вершины острия ($r_0 \ll r$).

Рис. 2. Зависимость температурных функций $f(T_0)$ интеграла действия от начальной температуры катода T_0 для различных материалов катодов.

внутри которого находится уносимая масса, определяется из соотношения [2]

$$r_{KP} = \left[\frac{x_0 \int_0^t i^2 dt}{\Omega^2 \rho c \ln(T_{KP}/T_0)} \right]^{1/4}, \quad (3)$$

где T_0 — начальная температура эмиттера.

Если принять, что радиус эмиттера $r_3 \gg r_{KP}$ (рис. 1), то масса, уносимая с катода, определяется из соотношения

$$\Delta M = \frac{1}{3} \rho r_{KP}^3 \Omega = \frac{\rho}{6\sqrt{\pi} \sin(\theta/4)} \left[\frac{\int_0^{t_u} i^2 dt}{(\rho c/x_0) \ln(T_{KP}/T_0)} \right]^{3/4}, \quad (4)$$

где t_u — длительность импульса.

Величина, стоящая в знаменателе в квадратных скобках, является удельным интегралом действия h при взрыве цилиндрических проводников [2], т.е.

$$\int_0^{t_u} j^2 dt \approx \frac{\rho c}{x_0} \ln \frac{T_{KP}}{T_0} = h, \quad (5)$$

| Проводник | Cu | Al | Ag | Ni | Fe | Au | YBa |
|--------------------------------|----------------|----------------|----------------|------------------|------------------|------------------|-----|
| $h, A^2 \cdot c \cdot cm^{-4}$ | $2 \cdot 10^9$ | $1 \cdot 10^9$ | $1 \cdot 10^9$ | $0.7 \cdot 10^9$ | $0.5 \cdot 10^9$ | $0.5 \cdot 10^9$ | 3.1 |

где t_3 - время задержки взрыва проводника, j - плотность тока.

Значения h для различных металлов и иттрий-бариевых сверхпроводящих керамик с оптимальным содержанием кислорода приведены в таблице [2, 3]. Известно, что для многих проводников величина h в широком диапазоне плотностей тока и времен воздействия остается практически неизменной [2].

Подставляя (5) в (4), получим

$$\Delta M = \frac{\rho}{6\sqrt{\pi} \sin(\theta/4)} \left(\frac{\int_0^{t_u} i^2 dt}{h} \right)^{3/4}. \quad (6)$$

Из формулы (6) следует важный вывод: для двух геометрически одинаковых конических катодов (с одинаковым углом θ), с которых течет одинаковый ток, отношение объемов масс ΔV , уносимых в процессе ВЭЭ, определяется из соотношения

$$\frac{\Delta V_1}{\Delta V_2} = \left(\frac{h_2}{h_1} \right)^{3/4}. \quad (7)$$

Соотношение (6) объясняет, почему унос массы из высокотемпературной сверхпроводящей керамики почти на два порядка больше, чем из большинства металлов [4]. Это обусловлено малой величиной удельного интеграла действия h ВТСП керамики по сравнению с металлами (см. таблицу) [4]. Величина h зависит от начальной температуры эмиттера T_0 . Величины, приведенные в таблице, получены при комнатной температуре $T_0 = 300$ К. Для определения зависимости $h(T_0)$ необходимо учесть, что при низких температурах α имеет гораздо более сложную зависимость от T . Кроме того, необходимо учитывать зависимость теплоемкости c от T . В общем виде величина для цилиндрического проводника записывается так:

$$h = \int_{T_0}^{T_{кр}} \rho \frac{c(T)}{\alpha(T)} dT. \quad (8)$$

Для определения зависимости $h(T_0)$ удобно интегрирование в (8) разбить на два интервала: первый - от T_0 до $T_k = 300$ К, а второй - от T_k до $T_{кр}$. В этом случае получим

$$h = h_k \left[1 + h_k^{-1} \int_{T_0}^{T_k} \rho(c/\alpha) dT \right], \quad (9)$$

где h_k - удельный интеграл действия при комнатной начальной температуре. Величину в скобках обозначим через $f(T_0)$ и назовем температурной функцией удельного интеграла действия. За-

зависимости $f(T_0)$ для Nb , Mo , W и иттрий-бариевых ВТСП приведены на рис. 2. При расчете этих функций использовались зависимости теплоемкости и удельного сопротивления металлов от температуры, взятые из работ [5-8].

Итак, нами показано, что расход массы конического эмиттера при прочих равных условиях однозначно определяется величиной удельного интеграла действия металла.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Литвинов Е.А. Автореф. докт. дис. Томск, ИСЭ СО АН СССР. 1981.
- [2] Котов Ю.А. Автореф. докт. дис. Томск, ИСЭ СО АН СССР. 1986.
- [3] Месяц В.Г. Автореф. канд. дис. Томск, ИСЭ СО АН СССР. 1989.
- [4] Месяц В.Г., Шкуратов С.И. Эмиссия электронов из ВТСП в условиях высоких электрических полей. Препринт УрО АН СССР. 1988. № 6.
- [5] Новицкий Л.А., Кожевников И.Г. Теплофизические свойства материалов при низких температурах. М.: Машиностроение, 1975.
- [6] Пелецкий В.Э., Бельская Э.А. Электрическое сопротивление тугоплавких материалов. Энергоиздат, 1981.
- [7] Таблицы физических величин /Под ред. Кикоина И.К. М.: Атомиздат, 1976.
- [8] Старцев В.Е. Автореф. канд. дис. Свердловск, ИФМ. 1968.

Поступило в Редакцию
6 апреля 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 14

26 июля 1990 г.

06.2

© 1990

ЛЕГИРОВАНИЕ АЗОТОМ ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ СЛОЕВ SiC
ПРИ РОСТЕ СУБЛИМАЦИОННЫМ „СЭНДВИЧ-МЕТОДОМ
В ВАКУУМЕ

Е.Н. Мохов, М.Г. Рамм, А.Д. Ренков,
М.И. Федоров, Р.Г. Веренчикова

Формирование приборных структур на базе SiC с требуемым распределением примеси встречает серьезные трудности, которые обычно связываются с недостаточным контролем паровой фазы в