

КАТОД С ИМПУЛЬСНЫМ НАГРЕВОМ ЭМИТТИРУЮЩЕЙ ПОВЕРХНОСТИ

В. И. ВОЛОСОВ, В. Е. ПАЛЬЧИКОВ, Ф. А. ЦЕЛЬНИК

Институт ядерной физики СО АН СССР, Новосибирск

(Получено 26 апреля 1965 г.)

Для увеличения плотности тока эмиссии катода, работающего в импульсном режиме, используется дополнительный импульсный нагрев поверхности катода электронным пучком. Дан расчет этого нагрева, и сообщены результаты экспериментов. Получена плотность тока до 70 а/см^2 в импульсе — 2 мксек при использовании танталового катода.

1. Максимальная плотность тока эмиссии, отдаваемого металлическим катодом, ограничивается обычно тем, что при температурах, близких к температуре плавления материала эмиттера, последний быстро разрушается и срок службы катода резко падает.

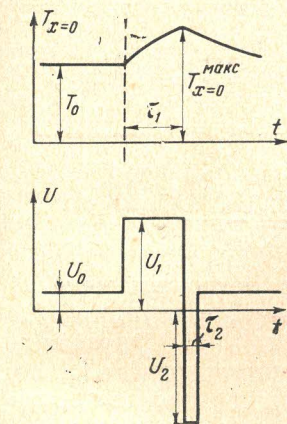


Рис. 1. Зависимости температуры поверхности катода $T_{x=0}$ и напряжения на катоде U от времени

плавления, что существенно увеличивает плотность тока эмиссии. Длительность нагревающего импульса τ_1 выбирается в пределах $5 \div 200 \text{ мксек}$ (рис. 1), энергия электронов в пучке $eU_1 \sim 50 \div 100 \text{ кэв}$. Величина области, нагревающейся до высокой температуры, определяется глубиной проникновения электронов, которая равна нескольким микронам при $U_1 \sim 100 \text{ кэв}$, и глубиной, на которую распространяется тепло за время τ_1 , равной $\sqrt{\chi\tau_1}$; χ — коэффициент температуропроводности материала ка-

тода. Кроме того, при больших ускоряющих потенциалах может возникать пробой у поверхности катода из-за относительно высокого давления паров материала эмиттера при этих температурах.

Г. И. Будкер предложил использовать для катода, работающего в импульсном режиме с большой скважностью, импульсный нагрев поверхности катода электронным пучком до температуры, близкой к температуре

тода. В таком режиме существенно возрастает срок службы катода, так как размеры области, нагретой до высокой температуры, малы и количество испаряющегося материала катода невелико из-за кратковременности нагревающего импульса. С другой стороны, молекулы испарившегося с поверхности катода материала, двигаясь с тепловыми скоростями (для тантала $\sim 4 \cdot 10^4 \text{ м/сек}$ при $T = 3 \cdot 10^3 \text{ }^\circ\text{K}$), не успевают достичь анода за время импульса и вызвать пробой промежутка. Время остывания поверхности катода равно по порядку величины времени нагрева и, если импульс ускоряющего напряжения подается непосредственно после нагревающего импульса (рис. 1), возможно получение большой плотности тока эмиссии в течение всего импульса τ_2 (длительность $\tau_2 \sim 1 \div 10 \text{ мксек}$). Как будет видно из теоретических оценок, при указанных выше параметрах нагревающего пучка импульсный нагрев катода необходимо вести не от комнатной температуры, а от температуры $2000 \div 2500 \text{ }^\circ\text{K}$, при которой катод еще практически не разрушается. Эта температура поддерживается на катоде за счет постоянного нагрева тем же пучком электронов при пониженном напряжении нагрева U_0 (рис. 1). При импульсном нагреве от комнатной температуры необходимая величина плотности нагревающего тока существенно возрастает и становится сравнимой с плотностью тока эмиссии.

Импульсный нагрев катода может осуществляться также токами высокой частоты. Однако этот способ нагрева менее удобен, так как при толщине скин-слоя, сравнимой с глубиной проникновения электронов (при нагреве пучком электронов), частота долж-

на быть столь велика, что основная часть энергии будет уходить на излучение. Кроме того, большие трудности возникают при создании мощной высокочастотной системы ($f \sim 10^{10}$ гц; $W \sim 10^6$ вт).

2. Вычислим температуру, до которой нагреется поверхность эмиттера. При энергии нагревающего пучка $\sim 50 \div 100$ кэв основную роль играют потери на ионизацию. Уменьшение энергии электронов определяется формулой [1]:

$$-\frac{d\varepsilon}{dx} = \frac{4\pi e^4 NZ}{mv^2} \ln \frac{mv^2}{I}, \quad (1)$$

где NZ — число электронов в единице объема нагреваемого тела; I — средний потенциал ионизации. Пренебрегая изменением логарифмического множителя, можно получить в явном виде зависимость энергии электрона от x :

$$\varepsilon = \varepsilon_0 \sqrt{1 - x/\beta}, \quad (2)$$

где ε_0 — начальная энергия электрона

$$\beta = \varepsilon_0^2/\alpha; \quad \alpha = 4\pi e^4 NZ \ln(\varepsilon/I) \approx 4\pi e^4 NZ \times \ln(\varepsilon_0/I).$$

Плотность мощности, выделяемой электронами в среде, равна (при равномерном распределении тока вдоль поверхности):

$$P(t, x) = n(t) \frac{d\varepsilon}{dx} = \frac{\alpha j(t)}{8,4\varepsilon_0 \sqrt{1 - x/\beta}}, \quad 0 < x < \beta. \quad (3)$$

Для упрощения выкладок ограничимся случаем прямоугольного импульса тока

$$j(t) = \begin{cases} 0 & \text{при } t < 0 \\ j & \text{при } 0 < t < \tau \\ 0 & \text{при } \tau < t. \end{cases}$$

Решение уравнения теплопроводности

$$\frac{\partial T}{\partial t} - \kappa \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = \frac{1}{\rho c} P(t, x) \quad (4)$$

известным образом записывается через функцию Грина оператора, стоящего в левой части, равную:

$$G = \frac{\sqrt{\kappa}}{2\sqrt{\pi(t-t')}} \exp\left[-\frac{(x-x')^2}{4\kappa(t-t')}\right]. \quad (5)$$

С учетом (5) имеем:

$$T = \frac{dj}{8,4\sqrt{\pi\varepsilon_0\rho c}\sqrt{\kappa}} \int_0^\beta dx' \times \int_0^\tau \frac{\exp\left[-\frac{(x-x')^2}{4\kappa(t-t')}\right]}{\sqrt{(t-t')(1-x'/\beta)}} dt'. \quad (6)$$

Ищем решение при $x = 0$, так как нас интересует нагрев поверхности катода. После очевидных замен переменных получим из (6)

$$T_{x=0} = \frac{\alpha j \beta}{4,2\sqrt{\pi\varepsilon_0\rho c}\sqrt{\kappa}} \int_0^\tau dt \times \int_0^1 \frac{\exp\left[-\frac{\beta^2(1-y^2)^2}{4\kappa t}\right]}{\sqrt{t}} dy. \quad (6a)$$

Или, интегрируя по t

$$T_{x=0} = \frac{U_j \sqrt{\tau}}{2,1\sqrt{\pi\rho c}\sqrt{\kappa}} \int_0^1 \left\{ \exp\left[-\frac{\beta^2(1-y^2)^2}{4\kappa\tau}\right] - \sqrt{\pi} \frac{\beta(1-y^2)}{\sqrt{\kappa\tau}} \left[1 - \operatorname{erf} \frac{\beta(1-y^2)}{2\sqrt{\kappa\tau}}\right] \right\} dy. \quad (7)$$

При больших τ интеграл в (7) стремится к 1 и

$$T_{x=0} \approx \frac{U_j \sqrt{\tau}}{2,1\sqrt{\pi\rho c}\sqrt{\kappa}}. \quad (8)$$

Оценка (8) может быть легко получена из элементарных соображений с точностью до постоянного множителя ~ 1 . Выражение (7) в общем случае не интегрируется. Ясно, однако, что кривая $T_{x=0}(U)$ должна иметь (при заданном τ) максимум в области, где глубина проникновения электронов порядка величины скин-слоя. Интерес представляет лишь восходящая ветвь этой кривой — до максимума, так как дальнейшее увеличение энергии электронов не приведет к увеличению нагрева поверхности.

Покажем, что этот максимум находится в области $\beta \ll \sqrt{\kappa\tau}$. Разлагая подынтегральное выражение в (7) в ряд по величине $\beta/\sqrt{\kappa\tau}$ и интегрируя, получим с точностью до членов второго порядка:

$$T_{x=0} \approx \frac{U_j \sqrt{\tau}}{2,1\sqrt{\pi\rho c}\sqrt{\kappa}} \times \left(1 - 1,2 \frac{\beta}{\sqrt{\kappa\tau}} + 0,34 \frac{\beta^2}{\kappa\tau} + \dots\right). \quad (9)$$

ТАБЛИЦА 1

τ_1 , мксек	25	50	100	200
U_1 макс, кэв	90	110	130	155
$\frac{T_{x=0}^{\text{макс}}}{j}$, г см ² /а	250	450	730	1200

Функция (9) имеет максимум при $\beta/\sqrt{\kappa t} = 0,28$, что и оправдывает ее разложение в ряд по $\beta/\sqrt{\kappa t}$. Это позволяет вычислить

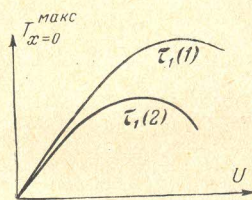


Рис. 2. Зависимость $T_{x=0}^{\text{макс}}$ от амплитуды нагревающего импульса для различных значений τ_1 ($\tau_1(1) > \tau_1(2)$)

температуру нагрева поверхности катода во всей интересующей нас области с достаточной точностью. На рис. 2 качественно показан ход кривых $T_{x=0}(U)$. Исходя из (9), рассчитана (табл. 1) энергия нагревающих электронов ($U_{\text{макс}}$), соответствующая максимальному приросту температуры поверхности танталового катода при заданном τ_1 и величина удельного прироста температуры ($T_{x=0}^{\text{макс}}(j)$). В табл. 2 приведены те же данные при постоянном U_1 ($U_1 = 60$ кэв) в зависимости от величины τ_1 .

Как видно из таблиц, для получения больших электронных токов с катода необходим предварительный подогрев его до $(2 \div 2,5) 10^3$ °К.

ТАБЛИЦА 2

τ_1 , мксек	25	50	100	200	300	500	1000
$\frac{T_{x=0}^{\text{макс}}}{j}$, г см ² /а	200	300	430	620	770	1000	1450

3. Исследовалась работа танталового катода ($\phi = 2,0$ см) в режиме импульсного нагрева. Перед катодом на расстоянии $2 \div 4$ см располагался нагревающий катод (рис. 3) в виде решетки из натянутых параллельных вольфрамовых лент, поставленных ребром к нагреваемой поверхности. Прозрачность нагревающего катода для основного пучка электронов была $\sim 90\%$. Лен-

ты решетки соединялись последовательно и нагревались переменным током. Решетка укреплялась на заземленном диске и вместе с ним служила анодом для основного пучка. Нагревающий и ускоряющий импульсы подавались на катод через импульсный трансформатор. Катод предварительно нагревался до температуры $\sim 2300 \div 2400$ °К (эмиссия $0,5 \div 1$ а/см²) электронным пучком при напряжении U_0 в несколько киловольт. Нагревающий импульс имел параметры: напряжение $U_1 = 40 \div 50$ кэв; ток $4 \div 5$ а; его длительность τ_1 менялась от 50 до 200 мксек. Нагревающий пучок был несколько перефокусирован из-за большого количества ионов, образующихся при ионизации этим пучком испаряющегося тантала; площадь катода, нагреваемая пучком, была ~ 2 см². Предельный ток эмиссии, полученный в этих режимах при $U_2 = 100 \div 200$ кэв, был равен $80 \div 140$ а (т. е. плотность тока $\sim 40 \div 70$ а/см²), что хорошо совпадает с расчетными значениями тока эмиссии (поверхность катода за время импульса нагревается на $400 \div 600$ °К). При $\tau_1 > 200$ мксек наступал пробой промежутка анод — катод,

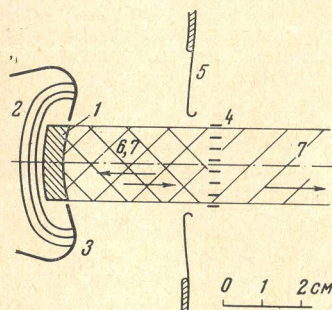


Рис. 3. Схематический разрез системы. 1 — основной катод, 2 — тепловой экран, 3 — фокусирующий электрод, 4 — нагревающий катод, 5 — диск, 6 — нагревающий электронный пучок, 7 — основной электронный пучок

что ограничивало величину импульсного нагрева. Работа катода фактически не зависит от вакуума; ограничения связаны лишь с пробоем промежутка катод — анод, начинающимся при давлении $\sim 5 \cdot 10^{-5}$ тор; все эксперименты велись при $\sim 1 \cdot 10^{-5}$ тор. Срок службы катода ограничивался разруше-

нием нагревающего катода основным электронным пучком, причем вольфрамовый нагревающий катод выдерживает несколько тысяч импульсов предельной мощности. После длительной работы наблюдалось также небольшое оплавление поверхности катода, не оказывающее существенного влияния на фокусировку пучка.

Авторы выражают благодарность Г. И. Будкеру за обсуждение результатов и внимание к работе и К. П. Веселкову за изготовление узлов установки.

ЛИТЕРАТУРА

1. Экспериментальная ядерная физика (под ред. Э. Сегре), 1955, Изд-во иностр. лит.

УДК 535.232.6

УСТАНОВКА ДЛЯ СНЯТИЯ ЧАСТОТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ ФОТОПРИЕМНИКОВ

Н. Ш. ХАЙКИН

(Получено 12 июня 1965 г.)

Описана установка с ячейкой Керра, позволяющая снимать частотные характеристики фотоприемников в диапазоне $1 \div 80$ Мгц. Вредное действие наводки устранено при помощи добавочной низкочастотной модуляции потока излучения и последующего анализа появляющихся при этом боковых гармоник сигнала, сдвинутых относительно частоты питания ячейки Керра на частоту низкочастотной модуляции.

Применение электрооптических элементов для снятия частотных характеристик фоточувствительности приемников излучения затруднено из-за наводки в цепи исследуемого сигнала на частоте модуляции света. Методы компенсации этой наводки, описанные в [1, 2], малоэффективны на частотах > 5 Мгц. В данной статье излагается весьма простой метод исключения наводки и описывается построенная на его основе установка.

Сущность метода заключается в том, что поток излучения, промодулированный электрооптическим элементом, подвергается дополнительной низкочастотной модуляции с круговой частотой $\Omega \gg (2 \div 3) \Delta\omega$, где $\Delta\omega$ — ширина полосы пропускания анализатора, регистрирующего фототок исследуемого приемника. Эта модуляция может осуществляться, например, механическим модулятором. Рассмотрим выражение зависимости интенсивности светового потока от времени при совместном действии синусоидальной низкочастотной и высокочастотной модуля-

ции:

$$\begin{aligned} \Phi(t) = & \Phi_0 [1 + K_1 \sin(\omega_1 t + \varphi_1)] [1 + \\ & + K_2 \sin(\Omega t + \varphi_2)] = \Phi_0 + \Phi_0 K_1 \sin(\omega_1 t + \varphi_1) + \\ & + \Phi_0 K_2 \sin(\Omega t + \varphi_2) + \frac{\Phi_0 K_1 K_2}{2} \cos[(\omega_1 - \Omega)t + \\ & + \varphi_1 - \varphi_2] - \frac{\Phi_0 K_1 K_2}{2} \cos[(\omega_1 + \Omega)t + \varphi_1 + \varphi_2], \end{aligned} \quad (1)$$

где Φ_0 — постоянная составляющая светового потока; K_1 — глубина; ω_1 — круговая частота; φ_1 — фаза высокочастотной модуляции; K_2 — глубина; Ω — круговая частота; φ_2 — фаза низкочастотной модуляции.

Из (1) видно, что в спектре зависимости потока излучения от времени имеются гармоники, сдвинутые относительно рабочей частоты ω_1 на $\pm \Omega$. Поскольку наводка в цепи фотоприемника имеет частоту ω_1 , целесообразно снимать частотную характеристику фототока, используя гармоники $\omega_1 - \Omega$ или $\omega_1 + \Omega$.