ПМТФ, № 5, 1963

РАСЧЕТ ВОЛЬТ-АМПЕРНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ТЕРМОЭЛЕКТРОННОГО ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ В ДИФФУЗИОННОМ РЕЖИМЕ

В. П. Кармазин, И. П. Стаханов

(Москва)

§ 1. Постановка задачи и граничные условия. Рассматривается наполненный цезием плоский термоэлектронный преобразователь энергии (ТЭП) в условиях, когда длина свободного пробега электронов l_e значительно меньше расстояния между электродами L. Степень ионизации предполагается столь малой, что рассеяние электронов и ионов происходит в основном на атомах Cs. Это предположение оправдано, если $n / n_a \lesssim 0.001$ (n, n_a — концентрации электронов и атомов). В случае, если концентрация электронов может быть вычислена из условия термодинамического равновесия, эта степень ионизации соответствует температуре $\sim 2000°$K.

Ионы и атомы свободно обмениваются энергией, поэтому их температуры совпадают: $T_i = T_a$. При достаточно высоких давлениях (когда $l_a / L \ll 1$) температура T_i линейно меняется от катода к аноду. В интересующей нас области давлений вследствие слабого обмена энергией между электронами и ионами температура электронов $T_e \neq T_i$. Если температура устанавливается главным образом под влиянием кулоновских столкновений, то характерное расстояние, на котором происходит максвеллизация спектра электронов, порядка $(^1/_3 l_k l_e)^{1/2}$, где l_k — «кулоновская» длина свободного пробега электронов.

Если предположить, что вблизи катода имеет место локальное термодинамическое равновесие, то концентрация и уровень химического потенциала электронов у катода не зависят от материала катода, в частности от его работы выхода. Поэтому, чтобы получить зависимость вольт-амперных (VI) характеристик от работы выхода катода, необходимо учесть отклонения от термодинамического равновесия на катоде, возникающие вследствие прохождения тока через ТЭП.

Для получения граничных условий на катоде рассмотрим область между плоскостями, одна из которых проведена на расстоянии $x_1 \gtrsim d$ от катода, а другая — на расстоянии $x_2 \gtrsim l_e$ (при этом дебаевский радиус $d \ll l_e$). Так как объемный заряд сосредоточен в области между катодом и плоскостью x_1, то будем считать, что между плоскостями x_1 и x_2 потенциал практически не меняется.

Электроны и ионы, эмиттируемые катодом (ионы возникают за счет поверхностной ионизации), имеют максвелловское распределение с температурой катода.

Будем предполагать, что электроны, движущиеся из плазмы к катоду, имеют максвелловское распределение с температурой, отличной от температуры катода, а ионы — максвелловское распределение с температурой, совпадающей с температурой катода. Так как $d \ll l_e$, то в слое объемного заряда частицы движутся без соударений, и функции распределения на поверхности x_1 имеют следующий вид: (1.1)

$$f_e = \begin{cases} \dfrac{m^2 I_{e0}}{2\pi (kT')^2} \exp\left(\dfrac{e\Delta\varphi'}{kT'} - \dfrac{mv^2}{2kT'}\right) & \left(\begin{matrix}\Delta\varphi' > 0, \ \sqrt{2e\Delta\varphi'/m} \leqslant v_x \leqslant \infty \\ \Delta\varphi' < 0, \ 0 \leqslant v_x \leqslant \infty\end{matrix}\right) \\ n' \left(\dfrac{m}{2\pi k T_e'}\right)^{3/2} \exp\left(-\dfrac{mv^2}{2kT_e'}\right) & \left(\begin{matrix}\Delta\varphi' > 0, \ -\infty \leqslant v_x \leqslant \sqrt{2e\Delta\varphi'/m} \\ \Delta\varphi' < 0, \ -\infty \leqslant v_x \leqslant 0\end{matrix}\right) \end{cases}$$

(1.2)

$$f_i = \begin{cases} \dfrac{M^2 I_{i0}}{2\pi (kT')^2} \exp\left(-\dfrac{e\Delta\varphi'}{kT'} - \dfrac{Mv^2}{2kT'}\right) & \left(\begin{matrix}\Delta\varphi' > 0, \ 0 \leqslant v_x \leqslant \infty \\ \Delta\varphi' < 0, \ \sqrt{-2e\Delta\varphi'/M} \leqslant v_x \leqslant \infty\end{matrix}\right) \\ n' \left(\dfrac{M}{2\pi k T'}\right)^{3/2} \exp\left(-\dfrac{Mv^2}{2kT'}\right) & \left(\begin{matrix}\Delta\varphi' > 0, \ -\infty \leqslant v_x \leqslant 0 \\ \Delta\varphi' < 0, \ -\infty \leqslant v_x \leqslant \sqrt{-2e\Delta\varphi'/M}\end{matrix}\right) \end{cases}$$

Здесь $\Delta\varphi'$ — разность потенциалов между поверхностью x_1 и катодом (потенциал поверхности x_1 принят за нуль), m, M — массы электрона и иона, T' — температура катода, T_e' — температура электронов у катода, n' — плотность плазмы у катода, I_{e0}, I_{i0} — потоки эмиссии электронов и ионов из катода. При выводе (1.1), (1.2) предполагалось, что потенциал в слое объемного заряда меняется монотонно.

Предположим далее, что функция распределения на поверхности x_2 совпадает с локально-максвелловской функцией с диффузионными поправками, которые определяют отличные от нуля потоки тепла и частиц. Искомые граничные условия легко получить, рассчитывая баланс числа частиц и энергии в объеме, заключенном между поверхностями x_1 и x_2:

при $\Delta\varphi' > 0$

$$I_{e0} - \frac{n'v_e'}{4} \exp\left(-\frac{e\Delta\varphi'}{kT_e'}\right) = I_e, \qquad \frac{n'v_i'}{4} = I_{i0} \exp\left(-\frac{e\Delta\varphi'}{kT'}\right) \tag{1.3}$$

$$T_e' = T' + \frac{\lambda_e'}{2kI_{e0}} \frac{dT_e'}{dx} + \frac{I_e}{I_{e0}} \frac{e\Delta\varphi'}{2k} \qquad \left(v_e' = \sqrt{\frac{8kT_e'}{\pi m}}, \quad v_i' = \sqrt{\frac{8kT'}{\pi M}}\right) \tag{1.4}$$

при $\Delta\varphi' < 0$

$$I_{e0} \exp\left(\frac{e\Delta\varphi'}{kT'}\right) = \frac{n'v_e'}{4}, \qquad I_{i0} - \frac{n'v_i'}{4} \exp\left(\frac{e\Delta\varphi'}{kT'}\right) = I_i, \qquad T_e' = T' \tag{1.5}$$

Здесь I_e, I_i — электронный и ионный потоки через ТЭП, штрихованные величины относятся к катоду или к области вблизи катода. При выводе этих соотношений во втором уравнении (1.3) и первом и третьем уравнениях (1.5) отброшены члены порядка l/L, так как

$$\frac{4I_{e,i}}{n'v_{e,i}'}, \quad \frac{2\lambda_e'}{kn'v_e'} \frac{dT_e'}{dx} \sim \frac{l}{L} \ll 1$$

Однако отношение

$$\frac{4I_{e,i}}{n'v_{e,i}'} \exp\left(\frac{|e\Delta\varphi'|}{kT'}\right)$$

вообще говоря, не предполагается малым. В случае, когда $|e\Delta\varphi'| \sim kT'$, в (1.3) и (1.5) можно пренебречь I_e и I_i, а в (1.4) положить $T_e' = T'$. При этом (1.3) — (1.5) сводятся к равновесным граничным условиям.

Введем параметр

$$\omega = (I_{i0} / I_{e0}) \sqrt{M/m} \tag{1.6}$$

Легко видеть, что при равновесных граничных условиях

$$\Delta\varphi' = (KT'/e) \tfrac{1}{2} \ln \omega \tag{1.7}$$

Если $\omega < 1$, что соответствует условию $\Delta\varphi' < 0$, то режим в прикатодной области можно назвать недокомпенсированным (ионный ток эмиссии мал по сравнению с электронным). Если $\omega > 1$ ($\Delta\varphi' > 0$), то режим будет называться перекомпенсированным (электронный ток эмиссии мал по сравнению с ионным). Необходимо, конечно, иметь в виду, что в условиях диффузионного режима работы ТЭП сколь угодно сильная пере- или недокомпенсация не может привести к возникновению объемного заряда где-либо, кроме тонкого слоя вблизи поверхности катода.

Оценим приблизительно границы ω, при которых наступают значительные отклонения от равновесного режима на катоде. При $\omega > 1$ это имеет место, если

$$^1/_4 n' v_e' \exp(-e\Delta\varphi' / kT') \sim I_e$$

или, исходя из (1.7), если

$$^1/_4 n' v_e' \sim I_e \sqrt{\omega}$$

Аналогично, для $\omega < 1$ отклонения возникают, когда

$$^1/_4 n' v_i' \sqrt{\omega} \sim I_i$$

Так как $4I_{e,i} / n'v'_{e,i} \sim l_e / L$, то равновесные граничные условия на катоде и, следовательно, независимость VI характеристик от работы выхода катода имеют место, когда

$$(l_e / L)^2 \ll \omega \ll (L / l_e)^2 \tag{1.8}$$

На самом деле, при $\omega < 1$ отклонения от равновесного режима на катоде наступают позже, чем при $\omega > 1$. Действительно, из (1.5) получаем

$$n' = \left[\frac{16 I_{e0}}{v_e' v_i'} (I_{i0} - I_i)\right]^{1/2}$$

и так как в режиме тока насыщения $I_i \to 0$, то отсюда получается равновесное значение.

Аналогично можно получить граничные условия на аноде. Необходимо только учесть, что эмиссия электронов и ионов с анода отсутствует из-за его низкой температуры. Принимая функции распределения электронов и ионов вблизи анода в виде максвелловских функций с температурами T_e'' и T'' (два штриха означают, что величина взята на аноде или в области вблизи анода) и вычисляя баланс числа частиц и энергии, получим:

$$I_e = \frac{n'' v_e''}{4}, \quad I_i = \frac{n'' v_i''}{4} \exp\left(-\frac{e\Delta\varphi''}{kT''}\right) \quad \text{при } \Delta\varphi'' > 0 \tag{1.9}$$

$$I_e = \frac{n'' v_e''}{4} \exp\left(\frac{e\Delta\varphi''}{kT_e''}\right), \quad I_i = \frac{n'' v_i''}{4} \quad \text{при } \Delta\varphi'' < 0 \tag{1.10}$$

$$Q_e = I_e (2kT_e'' - e\varphi'' - e\Phi), \qquad \Phi = \begin{cases} \Delta\varphi'' & (\Delta\varphi'' < 0) \\ 0 & (\Delta\varphi'' > 0) \end{cases} \tag{1.11}$$

Здесь $\Delta\varphi''$ — разность потенциалов между анодом и плазмой у анода, Q_e — поток полной энергии электронов из плазмы в анод.

§ 2. Система основных уравнений и ее решение. Уравнения диффузии в трехкомпонентной смеси с учетом малой степени ионизации и большой разности масс электрона и иона имеют вид

$$I_e = n u_e \frac{d\varphi}{dx} - D_e \frac{dn}{dx} - D_e^T \frac{n}{T_e} \frac{dT_e}{dx} \tag{2.1}$$

$$I_i = -n u_i \frac{d\varphi}{dx} - D_i \frac{dn}{dx} - D_i^T \frac{n}{T_i} \frac{dT_i}{dx} \tag{2.2}$$

$$Q_e = -\lambda \frac{dT_e}{dx} + I_e (2kT_e - e\varphi) \tag{2.3}$$

Здесь $u_{e,i}$ — подвижности, $D_{e,i}$ — коэффициенты диффузии, n — концентрация плазмы, φ — потенциал, отсчитываемый от плоскости x_1. Коэффициенты D_e^T и D_i^T, вообще говоря, несколько отличаются от обычных коэффициентов термодиффузии. Потоки I_e, I_i, Q_e постоянны в объеме, т. е. объемной ионизацией и рекомбинацией пренебрегаем.

Вследствие сложности граничных условий и зависимости коэффициентов от самих неизвестных функций (n, T_e, φ) рассматриваемую систему уравнений можно решить только численно. Приближенный метод решения с равновесными граничными условиями на катоде, основанный на пренебрежении в (2.1) и (2.2) членами, пропорциональными $dT_{e,i} / dx$, и аппроксимации $n(x)$ и $\varphi(x)$ линейными функциями, приводится в работе [1].

Ниже для получения решения уравнений диффузии используется различный характер поведения n и T_e, T_i в межэлектродном объеме. В то время как $n(x)$ уменьшается от катода к аноду примерно на два порядка, $T_e(x)$ и $T_i(x)$ изменяются в 1.5 — 3 раза. Поэтому, взяв в качестве $T_e(x)$ и $T_i(x)$ некоторые постоянные средние значения $\langle T_e\rangle$, $\langle T_i\rangle$, можно из (2.1) и (2.2) найти $n(x)$ и $\varphi(x)$. Подставляя эти n и φ в (2.3), найдем $T_e(x)$. Далее при помощи этого значения $T_e(x)$ получим новые $n(x)$ и $\varphi(x)$, которые снова подставляем в (2.3), и т. д. Именно этот способ был применен при программировании диффузионной задачи на электронную вычислительную машину. В данной работе для получения более простого, приближенного, решения используется этот же метод, но вместо $T_e(x)$ и $T_i(x)$ в уравнения (2.1) и (2.2) каждый раз подставляются величины $\langle T_e\rangle$ и $\langle T_i\rangle$, постоянные в межэлектродном пространстве. При этом $\langle T_e\rangle$ находится из решения (2.3), куда в качестве $n(x)$ и $\varphi(x)$ подставляются решения (2.1) и (2.2) при предыдущем значении $\langle T_e\rangle$. Так как T_i определяется только температурами катода и анода, то было принято

$$\langle T_i\rangle = \tfrac{1}{2}\,[T' + T''] \tag{2.4}$$

Аналогично

$$\langle T_e\rangle = \tfrac{1}{2}\,[T_e'(I_e) + T_e''(I_e)] \tag{2.5}$$

Таким образом, система дифференциальных уравнений с граничными условиями сводится к системе алгебраических уравнений, решение которой находится последовательными приближениями.

Подставим ток Ричардсона в виде

$$I_{e0} = \frac{A}{e}(T')^2 \exp\left(-\frac{eW'}{kT'}\right) \equiv \frac{1}{4}\, n_{ek} v_{ek} \qquad \left(v_{ek} = \left[\frac{8kT'}{\pi m}\right]^{1/2}\right)$$

Перейдем к безразмерным переменным (2.6)

$$\xi = \frac{x}{L}, \quad j_e = \frac{I_e}{I_{e0}}, \quad j_i = \frac{I_i}{{}^1/_4 n_{ek} v_i'}, \quad j_{i0} = \frac{I_{i0}}{{}^1/_4 n_{ek} v_i'} = \omega, \quad \nu = \frac{n}{n_{ek}}, \quad \theta = \frac{T''}{T'}$$

$$\tau_{e,i} = \frac{T_{e,i}}{T'}, \quad \psi = \frac{e\varphi}{kT'}, \quad \Psi = \frac{e\Phi}{kT'}, \quad \zeta_e = \frac{4D_e}{v_{ek}L}, \quad \zeta = \frac{4D_i}{v_i' L}, \quad s = \frac{k n_{ek} v_{ek} L}{2\lambda_e}$$

Предполагая, что все частицы взаимодействуют как упругие шары и что λ_e определяется выражением для теплопроводности лорентцовского газа $\lambda_e = {}^2/_3\, k n v_e\, l_e$, получим

$$\zeta_e = \gamma_e \sqrt{\tau_e \tau_i}, \qquad \zeta_i = \gamma_i \tau_i^{3/2}, \qquad s = \gamma_e \nu \sqrt{\tau_e}\, \tau_i \tag{2.7}$$

где

$$\gamma_e = \frac{4}{3}\,\frac{l_e'}{L} = 6.90\cdot 10^{-6}\,\frac{T'}{pL}, \qquad \gamma_i = \frac{4}{3}\,\frac{l_i'}{L} = \gamma_e \frac{\sigma_e}{\sqrt{2}\,\sigma_i} \tag{2.8}$$

Здесь σ_e, σ_i — сечения рассеяния электронов и ионов на атомах Cs, l_e', l_i' — длины свободного пробега электронов и ионов вблизи катода. Давление p в (2.8) выражено в *мм* рт. ст., L — в *см*, T' — в °К. Численная постоянная в (2.8) соответствует [2] значению $\sigma_e = 2 \cdot 10^{-14}$ *см*^{2}.

Разрешая уравнения (2.1) — (2.2) относительно производных и используя (1.16), получим

$$\frac{d\nu}{d\xi} = -\frac{1}{\tau_i(\tau_e - \tau_i)}\left(\sqrt{\tau_e}\,\frac{j_e}{\gamma_e} + \sqrt{\tau_i}\,\frac{j_i}{\gamma_i}\right) \qquad (2.9)$$

$$\frac{d\psi}{d\xi} = \frac{1}{\nu}\,\frac{\tau_e}{\tau_e + \tau_i}\left(\frac{j_e}{\gamma_e\sqrt{\tau_e}} - \frac{j_i}{\gamma_i\sqrt{\tau_i}}\right) \qquad (2.10)$$

$$\frac{d\tau_e}{d\xi} = \frac{j_e}{2\gamma_e\tau_i\nu\sqrt{\tau_e}}\,[2(\tau_e - \tau_e'') + \psi'' + \Psi - \psi] \qquad (2.11)$$

Граничные условия (1.3) — (1.4) на катоде ($\xi = 0$) в перекомпенсированном режиме принимают вид

$$\nu'\sqrt{\tau_e'}\exp\left(-\frac{\Delta\psi'}{\tau_e'}\right) = 1 - j_e, \qquad \nu' = \omega e^{-\Delta\psi'} \qquad (2.12)$$

$$2\,(1 - j_e)\,(\tau_e' - 1) = j_e\,[\psi'' + \Psi + \Delta\psi' - 2\,(\tau_e'' - 1)] \qquad (2.13)$$

и в недокомпенсированном режиме

$$e^{\Delta\psi'} = \nu', \qquad \nu' e^{\Delta\psi'} = \omega - j_i, \qquad \tau_e' = 1 \qquad (2.14)$$

Напомним, что

$$\nu\,(0) \equiv \nu', \qquad \tau_e\,(0) \equiv \tau_e', \qquad \psi\,(0) = 0, \qquad \nu\,(1) \equiv \nu''$$
$$\psi\,(1) \equiv \psi'', \qquad \tau_e\,(1) \equiv \tau_e'$$

Граничные условия (1.9) — (1.10) на аноде ($\xi = 1$) принимают вид

$$j_e = \nu''\sqrt{\tau_e''}\exp\,(\Delta\psi''\,/\,\tau_e'') \quad j_i' = \nu''\sqrt{\theta} \qquad \text{при } \Delta\psi'' < 0 \qquad (2.15)$$

$$j_e = \nu''\sqrt{\tau_e''}, \quad j_i = \nu''\sqrt{\theta}\exp\,(-\Delta\psi''\,/\,\theta) \qquad \text{при } \Delta\psi'' > 0 \qquad (2.16)$$

Из (2.9) — (2.11) и граничных условий легко видеть, что $\nu\,(\xi)$, $\psi\,(\xi)$, $\tau_e\,(\xi)$ и значения этих величин в приэлектродных областях ν', τ_e', $\Delta\psi'$, ν'', ψ'', $\Delta\psi''$ τ_e'' как функций тока j_e можно определить, задавая четыре безразмерных параметра $l_e'\,/\,L \sim T'\,/\,pL$, $\sigma_i\,/\,\sigma_e$, $\theta = T''\,/\,T$, ω. Работа выхода катода входит только в параметр ω. Таким образом, вычисление безразмерных вольт-амперных характеристик, т. е. зависимости j_e от величины — $(\psi'' + \Delta\psi'' + \Delta\psi')$, сводится только к заданию этих четырех параметров и не зависит от конкретных значений сечений рассеяния σ_e и σ_i, а также работы выхода поверхности катода в парах Cs.

Так как в уравнениях (2.9) и (2.10), согласно (2.4) и (2.5),

$$\tau_i = {}^1/_2\,(1 + \theta) = \text{const}, \qquad \tau_e = {}^1/_2\,(\tau_e'\,(j_e) + \tau_e''\,(j_e)) = \text{const}$$

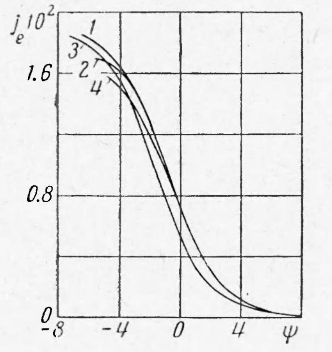
то

$$\nu\,(\xi) = \nu' - \alpha\xi \qquad (2.17)$$

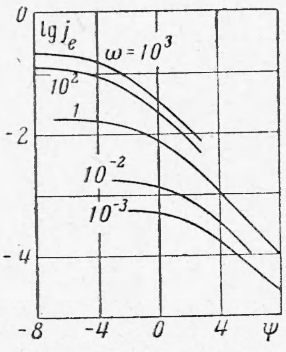
$$\psi\,(\xi) = (\beta\,/\,\alpha)\,\ln\,[\nu'\,/\,\nu\,(\xi)] \qquad (2.18)$$

где через α и β обозначены постоянные в правых частях (2.9) и (2.10). Логарифмический ход потенциала легко понять, если учесть, что концентрация электронов вблизи анода очень мала, и, таким образом, большая часть напряжения падает вблизи анода.

Далее поступаем следующим образом. При фиксированном j_e задаем произвольно нулевые приближения τ_{e0}' и τ_{e0}''. При $\omega > 1$ из (2.12) находим ν_0' и $\Delta\psi_0'$. В случае $\Delta\psi'' < 0$, полагая в (2.17) $\xi = 1$ и воспользовавшись вторым из уравнений (2.15), из α и β исключаем j_i и находим ν_0'', $\Delta\psi_0''$, а из (2.18) — ψ_0''. В случае $\Delta\psi'' > 0$ ионный ток можно определить



Фиг. 1

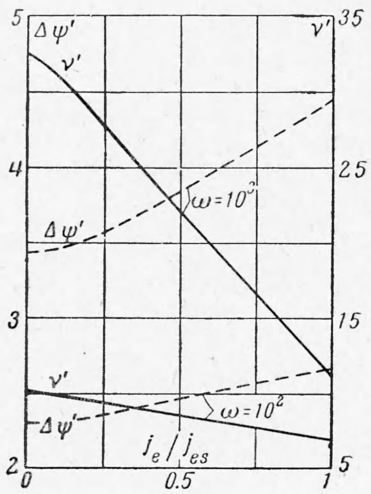


Фиг. 2

из выражения для α, первого уравнения (2.16) и уравнения (2.17) при $\xi = 1$. Затем находятся ψ_0'' и $\Delta\psi_0''$. Для определения последующих приближений электронной температуры запишем (2.11) в виде (k — номер приближения, $k = 0, 1, 2, \ldots$)

$$\frac{d\tau_{e(k+1)}}{d\xi} = \frac{j_e}{\gamma_e \tau_i \sqrt{\tau_{ek}}} \left[\frac{\tau_{e(k+1)}(\xi) - \tau_{e(k+1)}''}{\nu_k(\xi)} + \frac{\psi_k'' + \Psi_k - \psi_k(\xi)}{2\nu_k(\xi)} \right] \qquad (2.19)$$

После подстановки (2.17) и (2.18) это уравнение легко интегрируется. Полагая в полученном уравнении $\xi = 0$ (или $\xi = 1$), совместно с (2.13) получаем линейную систему двух уравнений для определения $\tau'_{e(k+1)}$ и $\tau''_{e(k+1)}$. Найденные $\tau'_{e(k+1)}$ и $\tau''_{e(k+1)}$ используем для получения ν'_{k+1}, ν''_{k+1} и т. д. Таким образом, для каждого значения j_e методом последовательных приближений находим соответствующие ему ν', $\Delta\psi'$, $\nu(\xi)$, $\Delta\psi''$, $\psi(\xi)$, $\tau_e(\xi)$.



Фиг. 3

При $\omega < 1$ из (2.14) для ν_k' получаем уравнение

$$\omega - j_{ik} = (\nu_k')^2 \qquad (2.20)$$

Исключая отсюда ионный ток так же, как и в случае $\omega > 1$, получим для определения ν_k' квадратное уравнение. Далее легко находим ν_k', $\Delta\psi_k'$, $\nu_k(\xi)$ и т. д. Расчет показал, что для достижения точности в 3% достаточно 3—4 итераций при подходящем выборе τ_{e0}' и τ_{e0}''.

§ 3. Результаты расчета. Результаты расчета безразмерных *VI* характеристик изложенным выше методом представлены на фиг. 1—6.

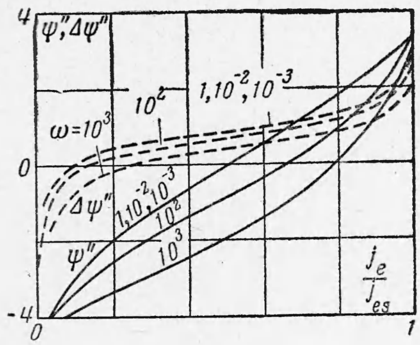
На фиг. 1 дана зависимость силы тока j_e от падения напряжения между электродами $\psi = -(\psi'' + \Delta\psi'')$ при равновесных граничных условиях на катоде ($\omega = 1$).

Кривые на фиг. 1 соответствуют следующим значениям параметров:

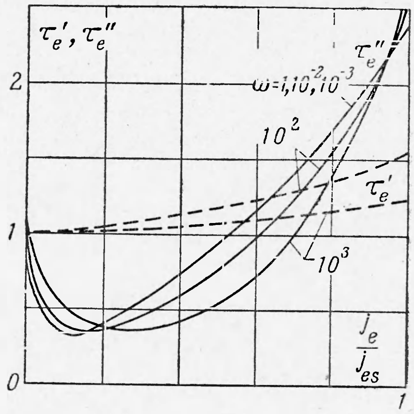
Кривая	1	2	3	4
$l_e'/L =$	0.01	0.05	0.01	0.01
$\sigma_i/\sigma_e =$	5	5	25	5
$\theta =$	0.5	0.5	0.5	0.667

(На фиг. 1 значения ординат для кривой 2 следует увеличить в 5 раз).

Ток насыщения j_{es} при увеличении l_e' / L в 5 раз возрастает примерно в 5 раз, в согласии с [1]. Увеличение σ_i в 5 раз не меняет j_{es}, но сдвигает VI характеристику влево на величину порядка kT' / e, что связано с возрастанием примерно на ту же величину прианодного барьера $\Delta\psi''$. Уменьшение отношения T'' / T' с $1/2$ до $1/3$ уменьшает j_{es} примерно на 15%. При $T' = \text{const}$ это обусловлено увеличением концентрации атомов возле анода, что приводит к увеличению сопротивления току через ТЭП. Отметим, что при равновесных граничных условиях на катоде отличие VI характеристик вычисленных таким методом, от характеристик, полученных при решении уравнений (2.1) — (2.3) на электронной вычислительной машине, составляет около 15%.



Фиг. 4



Фиг. 5

Фиг. 2—5 показывают влияние степени компенсации ω на VI характеристики и на величину плотности, температуры и потенциала у электродов (при $l_e' / L = 10^{-2}$, $\sigma_i / \sigma_e = 5$, $\theta = 0.5$). Значения ν' и $\Delta\psi'$ (фиг. 3) совпадают с равновесными значениями для перекомпенсированного режима при $j_e = 0$, а для недокомпенсированного режима — при $j_e = j_{es}$ ($j_i = 0$). Следует отметить, что при выбранном в расчете значении $l_e' / L = 0.01$ диапазон изменений ω недостаточно велик, чтобы охватить сильно пере- или недокомпенсированный режимы. Как отмечалось выше, отступления от равновесного режима при $\omega > 1$ наступают раньше, чем при $\omega < 1$. В связи с этим результаты расчета с $\omega = 10^2$, 10^3 заметно отличаются от равновесных, тогда как при $\omega = 1$, 10^{-2}, 10^{-3} они практически совпадают. В частности, в последнем случае $\nu' = \sqrt{\omega}$ и $\Delta\psi' = 1/2 \ln \omega$. Прианодный скачок потенциала $\Delta\psi''$ (фиг. 4) меняет знак при значительно меньших токах ($j_e / j_{es} \approx 0.1$), чем падение напряжения в объеме ψ'' ($j_e / j_{es} \approx 0.55$). Величина $\Delta\psi''$ при $0.1 \lesssim j_e / j_{es} \lesssim 0.9$ порядка kT' / e, резко изменяясь лишь при $j_e / j_{es} < 0.1$ и $j_e / j_{es} > 0.9$. При $\omega > 10^2$ уже заметно отклонение хода $\psi''(j_e)$ от линейного (фиг. 4). Разогрев электронов у анода может быть очень сильным и в 1.7—2.8 раза превышать температуру катода (фиг. 5). В этих условиях возникает объемная ионизация, и ТЭП начинает работать в режиме низковольтной дуги. При тех токах, когда $\Delta\psi'' \approx 0$, величина τ_e'' достигает минимума. При этих же токах ν'' также имеет минимум, что следует и из граничных условий на аноде. (Заметим, что, как показали расчеты, $\nu'' / \nu' \lesssim 10^{-2} - 10^{-3}$.)

На фиг. 6 представлены размерные VI характеристики ТЭП, вычисленные при различных значениях работы выхода катода W'. Эти характеристики получены из кривых на фиг. 2. При этом полагалось

$$\sigma_e = 2 \cdot 10^{-14}\ см^2, \quad \sigma_i = 10 \cdot 10^{-14}\ см^2, \quad A = 120\ а / см^2, \quad V_i = 3.86\ в, \quad W'' = 1.7\ в$$

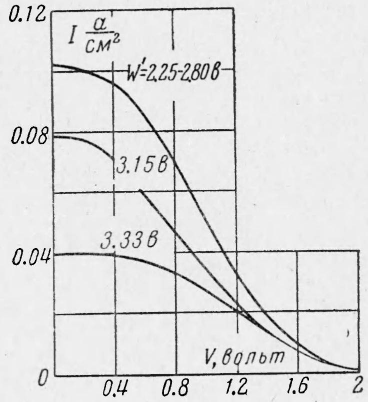
Определяя W' из выражения

$$\omega = 3.18 \cdot 10^{-5} \frac{p}{(t')^{5/2}} \exp\left(23.2 \frac{W' - 1.93}{t'}\right), \qquad t' = \frac{T'}{10^3} \tag{3.1}$$

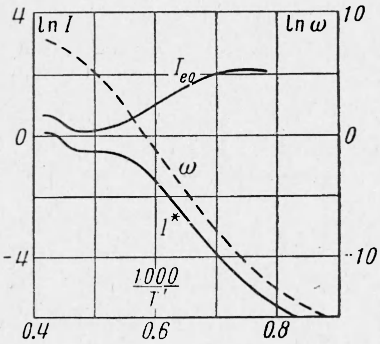
находим напряжение на нагрузке V

$$V = W' - W'' - \Delta\varphi' - \Delta\varphi'' - \varphi'' \tag{3.2}$$

(В выражении (3.1) p и T' соответствуют условию $l_e' / L = 10^{-2}$). Из фиг. 6 можно видеть, что в интервале $2.25 \leqslant W' \leqslant 2.80$ *в* VI характеристики не зависят от работы выхода катода. Однако уже при $W' = 3.15$ *в* ток насыщения уменьшается почти в 1.5 раза.



Фиг. 6



Фиг. 7

Из уравнения (3.2), полагая $V = 0$, можно определить зависимость тока короткого замыкания I^* от температуры катода T' (S-образная кривая). В качестве материала катода был взят вольфрам, работа выхода которого в парах Cs находилась из данных Ленгмюра [3]. Давление, межэлектродное расстояние и параметры анода принимались равными:

$$p = 1 \text{ мм рт. ст.}, \qquad L = 1 \text{ мм}$$
$$T'' = 800^\circ K, \qquad W'' = 1.7 \text{ в}$$

Таблица

T', °K	W', *в*	ω
1170	1.72	$3.33 \cdot 10^{-7}$
1270	1.86	$4.87 \cdot 10^{-6}$
1370	2.02	$6.65 \cdot 10^{-5}$
1470	2.22	$1.18 \cdot 10^{-3}$
1570	2.46	$2.61 \cdot 10^{-2}$
1670	2.70	$3.94 \cdot 10^{-1}$
1770	2.92	3.33
1870	3.14	$2.23 \cdot 10^{1}$
1970	3.36	$1.22 \cdot 10^{2}$
2070	3.55	$4.02 \cdot 10^{2}$
2170	3.73	$1.06 \cdot 10^{3}$
2270	3.86	$1.53 \cdot 10^{3}$
2370	4.02	$2.88 \cdot 10^{3}$

Значения W' и ω, вычисленные для некоторых T, представлены в таблице. Качественно вид S-образной кривой (фиг. 7) согласуется с экспериментальными результатами. Для получения количественного согласия требуется уточнение величины сечения σ_e, а также учет кулоновских соударений. Если

$$\frac{dT_{ei}}{dx} = 0, \qquad \frac{dn}{dx} \approx \frac{n'' - n'}{L} = -\frac{n'}{L}$$

то из качественного анализа уравнений (1.6), (1.7), (2.1) следует, что наклон S-образной кривой при $\omega \ll (l_e' / L)^2$ определяется величиной работы выхода анода W'', а при $1 \gtrsim \omega \gg (l_e' / L)^2$ — энергией ионизации цезия.

Поступила 26 IV 1963

ЛИТЕРАТУРА

1. Мойжес Б. Я., Пикус Г. Е. К теории плазменного термоэлемента. Физ. твердого тела, 1960, т. 2, 756.
2. Мирлин Д. Н., Пикус Г. Е., Юрьев В. Г. Определение сечений рассеяния электронов по электропроводности слабоионизованного газа. Ж. техн. физ., 1962, т. 32, № 6, 766.
3. Taylor J. B., Langmuir G. The Evaporation atoms, Ions and Electrons from Caesium Films on Tungsten.