

УДК 533.9.07

К ТЕОРИИ ГОРЯЧЕГО ДИФФУЗИОННОГО ЗОНДА

В. А. Жеребцов

Рассмотрены сферический и цилиндрический зонды, эмиттирующие ионы и электроны. Радиус зондов много больше длин свободного пробега частиц плазмы. Получены уравнения для вольт-амперных характеристик. Предлагаются методы их обработки для случая, когда эмиссией ионов можно пренебречь.

Зондовый метод, несмотря на его несовершенство (это — контактный метод), широко применяется для диагностики плазмы. Большое число работ посвящено диагностике плазмы с помощью лэнгмюровских зондов. Теория этих зондов и некоторые приложения изложены в обзорах [1, 2] и монографиях [3, 4]. При повышении давления становится технически трудно изготовить настолько малый зонд, чтобы он удовлетворял условиям применимости лэнгмюровского зонда. Поэтому было предпринято несколько попыток разработать теорию зонда с характерным размером, много большим длин свободного пробега [5—11] (такой зонд в дальнейшем будем называть диффузионным), а также зондов с характерным размером порядка длин свободного пробега [12]. Во всех этих работах предполагалось, что зонд не может эмиттировать электроны и ионы.

В связи с развитием методов прямого преобразования тепловой энергии в электрическую с помощью плазменных установок возникла необходимость в диагностике плазмы щелочных металлов, в частности цезия. Зондовая диагностика цезиевой плазмы имеет некоторые особенности, которые связаны с адсорбцией Cs на поверхности зонда. При этом работа выхода зонда уменьшается и небольшой разогрев его за счет излучения катода или тока на зонд приводит к электронной эмиссии с поверхности зонда, которая вносит дополнительные возмущения в плазму и искажает вид зондовой характеристики, увеличивая «ионную» ветвь. Исследования при повышенных давлениях Cs требуют применения диффузионных зондов.

В данной работе рассмотрены некоторые особенности диагностики плазмы с помощью горячих сферических или цилиндрических диффузионных зондов и методы обработки их характеристик. Горячим зондом будем называть зонд, для интерпретации характеристики которого необходимо учитывать эффекты, связанные с его температурой.

Горячий диффузионный зонд. Рассмотрим задачу о диффузионном горячем зонде в неограниченной однородной трехкомпонентной плазме. Эта задача соответствует реальной ситуации, когда характерный размер неоднородности в невозмущенной плазме много больше размера области, возмущенной зондом. Для получения вольт-амперной характеристики зонда используем систему уравнений диффузии и непрерывности для электронов и ионов. Кроме того, сделаем следующие предположения:

1) дебаевский радиус (λ_D), вычисленный по плотности плазмы вблизи зонда, много меньше длин свободного пробега электронов (l_e) и ионов (l_i). В этом случае можно выделить две области: тонкий слой толщиной поряд-

ка λ_d , где существенно отклонение от квазинейтральности, и потенциал сильно меняется; область квазинейтральной плазмы, где потенциал меняется слабо. Таким образом, полное изменение потенциала складывается из падения потенциала в квазинейтральной области и в слое у зонда,

2) температуры электронов (T_e), ионов (T_i) и нейтралов (T_n) не зависят от координат и равны соответствующим температурам в невозмущенной плазме. Это предположение оправдано, если теплопроводность электронного газа достаточно высока, чтобы его температура выравнивалась за счет теплопроводности, а температура зонда (T_p) близка к температуре нейтралов в невозмущенной плазме,

3) существенны только столкновения заряженных частиц с нейтралами. В этом случае коэффициенты диффузии ($D_e D_i$) и подвижности (μ_e, μ_i) не зависят от координат,

4) поскольку радиус зонда велик по сравнению с l_e и l_i , то для граничных условий у зонда используем выражения, полученные для плоского эмиттирующего электрода [13, 14], причем считаем, что T_i и T_p , вообще говоря, различны,

5) работа выхода зонда однородна, и токи эмиссии с поверхности зонда не зависят от его потенциала.

Теперь рассмотрим отдельно сферический и цилиндрический зонды.

Сферический зонд. При сделанных предположениях исходные уравнения и граничные условия имеют вид

$$\mathbf{J}_e = n\mu_e \nabla \varphi - D_e \nabla n, \quad \mathbf{J}_i = -n\mu_i \nabla \varphi - D_i \nabla n, \quad (1)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{J}_e = 0, \quad \nabla \cdot \mathbf{J}_i = 0;$$

при $V_p \geq 0$

$$J_{ze} = \frac{1}{4} \tilde{n} \tilde{v}_e e^{-eV_p/T_e}$$

$$1 - \frac{1}{2} e^{-eV_p/T_e}$$

$$J_{ri}|_{r=a} = J_i = 2 \left(J_{zi} e^{-eV_p/T_p} - \frac{1}{4} \tilde{n} \tilde{v}_i \right); \quad (2)$$

при $V_p \leq 0$

$$J_{re}|_{r=a} = J_e = 2 \left(J_{ze} e^{-eV_p/T_p} - \frac{1}{4} \tilde{n} \tilde{v}_e \right),$$

$$J_{zi} = \frac{1}{4} \tilde{n} \tilde{v}_i e^{eV_p/T_i}$$

$$J_{ri}|_{r=a} = J_i = \frac{J_{zi} - \frac{1}{4} \tilde{n} \tilde{v}_i e^{eV_p/T_i}}{1 - \frac{1}{2} e^{eV_p/T_i}}, \quad (3)$$

$$\varphi|_{r \rightarrow \infty} = \varphi_0, \quad n|_{r \rightarrow \infty} = n_0, \quad (4)$$

где $J_{re, i}$ — r -компонента плотностей потоков в сферической системе координат (r, φ, θ), связанной с центром зонда (компоненты $J_{\varphi e, i} = J_{\theta e, i} = 0$ из условия сферической симметрии); $J_{ze, i}$ — плотности потоков эмиссии, отнесенные к $r = a$; V_p — скачок потенциала в слое у зонда ($V_p = \varphi|_{r=a} - \varphi_p$); a — эффективный радиус зонда, т. е. максимальный радиус, начиная с которого частицы свободно падают на зонд. Приближенно он равен радиусу зонда плюс длина свободного пробега ионов или электронов. Поскольку, по предположению, длины свободного пробега много меньше радиуса зонда, то a можно считать равным истинному радиусу зонда. При этом погрешность будет порядка $l_{e, i} / a$. Тильдой обозначены величины при $r = a$, а нулевым индексом — параметры невозмущенной плазмы. Остальные обозначения общеприняты. Коэффициенты диффузии и подвижности связаны соотношением Эйнштейна $\mu_{e, i} = e D_{e, i} / T_{e, i}$. Заметим, что если поменять местами в системе (1), (2), (4) индексы e и i , заменить заряд e на $-e$, а следовательно, $\mu_{e, i}$ на $-\mu_{i, e}$, то она перейдет

в систему (1), (3), (4). Таким образом, нужно найти решение задачи для $V_p \geq 0$, а затем, сделав указанную замену, получим решение для $V_p \leq 0$.

Рассмотрим случай $V_p \geq 0$. Из (1), (2), (4) получаем $n(r)$ и $\varphi(r)$, зависящие от V_p как от параметра

$$n(r) = \frac{a}{r} a \frac{\mu_i \bar{J}_e + \mu_e \bar{J}_i}{D_i \mu_e + D_e \mu_i} + n_0, \quad (5)$$

$$\varphi(r) = \frac{D_e \bar{J}_i - D_i \bar{J}_e}{\mu_e \bar{J}_i + \mu_i \bar{J}_e} \ln \frac{n(r)}{n_0} + \varphi_0, \quad (6)$$

где

$$J_e = \frac{J_e^{(+)} \left[D_e \mu_i + D_i \mu_e + 2 \frac{a}{4} \bar{v}_i \mu_e \right] - J_i^{(+)} \frac{a \bar{v}_e}{4} \mu_e \frac{1}{G^{(+)}} e^{-eV_p/T_e}}{D_e \mu_i + D_i \mu_e + 2 \frac{a \bar{v}_i}{4} \mu_e + \frac{a \bar{v}_e}{4} \mu_i \frac{1}{G^{(+)}} e^{-eV_p/T_e}}, \quad (7)$$

$$J_i = \frac{J_i^{(+)} \left[D_e \mu_i + D_i \mu_e + \frac{a \bar{v}_e}{4} \mu_i \frac{1}{G^{(+)}} e^{-eV_p/T_e} \right] - J_e^{(+)} 2 \frac{a \bar{v}_i}{4} \mu_i}{D_e \mu_i + D_i \mu_e + 2 \frac{a \bar{v}_i}{4} \mu_e + \frac{a \bar{v}_e}{4} \mu_i \frac{1}{G^{(+)}} e^{-eV_p/T_e}} \quad (8)$$

$$J_e^{(+)} = \frac{J_{ze} - \frac{1}{4} n_0 \bar{v}_e e^{-eV_p/T_e}}{1 - 1/2 e^{-eV_p/T_e}}, \quad (9)$$

$$J_i^{(+)} = 2 \left(J_{zi} e^{-eV_p/T_p} \frac{1}{4} - n_0 \bar{v}_i \right), \quad (10)$$

$$G^{(+)} = 1 - \frac{1}{2} e^{-eV_p/T_e}. \quad (11)$$

Формулы для случая $V_p \leq 0$ получаются с помощью простой замены, указанной выше, поэтому приводить их здесь не будем.

Ток из плазмы на зонд определяется уравнением

$$i_p = eS(J_e - J_i), \quad (12)$$

а напряжение, приложенное к зонду,

$$U = U^{(0)} - (V_p + V_{pl}), \quad (13)$$

где S — эффективная площадь зонда, т. е. площадь, определенная по радиусу a ; $V_{pl} = \varphi_0 - \varphi(a)$; $U^{(0)}$ — константа.

Таким образом, (12), (13) дают параметрическое уравнение (параметр V_p) вольт-амперной характеристики зонда. Для дальнейшего анализа вольт-амперной характеристики зонда удобно ввести следующие безразмерные параметры:

$$\begin{aligned} \eta &= \frac{eU}{T_p}, \quad \eta^{(0)} = \frac{eU^{(0)}}{T_p}, \quad \eta_{pl} = \frac{eV_{pl}}{T_p}, \quad \eta_p = \frac{eV_p}{T_p}, \\ I &= \frac{i_p}{eS\bar{J}_{ze}}, \quad \tau_e = \frac{T_e}{T_p}, \quad \tau_i = \frac{T_i}{T_p}, \quad \varepsilon = \sqrt{\frac{m_e}{m_i}}, \\ \Omega &= \frac{J_{zi}}{J_{ze}} \frac{\bar{v}_e}{\bar{v}_i}, \quad \chi_{e,i} = \frac{4D_{e,i}}{a\bar{v}_{e,i}}, \quad N_0 = \frac{n_0 \bar{v}_e}{4\bar{J}_{ze}}, \end{aligned} \quad (14)$$

$$\alpha = \frac{\tau_i + \tau_e}{\tau} \chi_e, \quad \beta = \frac{\chi_e \tau_i}{\chi_i \tau_e}, \quad \sigma = \frac{\chi_e}{\chi_i}, \quad \nu = \varepsilon \sqrt{\frac{\tau_i}{\tau_e}}, \quad \kappa = \frac{\sigma}{\varepsilon} \sqrt{\frac{\tau_i}{\tau_e}},$$

$$\gamma = \alpha + 2\beta\Delta, \quad \delta = 2\Delta + \alpha.$$

Тогда параметрическое уравнение для вольт-амперной характеристики запишется в следующем виде ($\Delta = 1$ для сферического зонда, поэтому в некоторых формулах оно опущено):

$$\eta = \eta^{(0)} - (\eta_p + \eta_{pl}); \quad (15)$$

при $\eta_p \geq 0$

$$I = \frac{2}{(2\Delta - \gamma)e^{-\eta_p/\tau_e} + 2\gamma} \left\{ [\alpha + 2\Delta(\beta + \nu)] - N_0\alpha[(1 + \nu)e^{-\eta_p/\tau_e} - 2\nu] - \right. \\ \left. - 2\Omega\nu e^{-\eta_p} \left[\left(\Delta + \kappa\Delta - \frac{\alpha}{2} \right) e^{-\eta_p/\tau_e} + \alpha \right] \right\}, \quad (16)$$

$$\eta_{pl} = \tau_i \frac{\left(\frac{2\Delta}{\chi_i} + 1 \right) - N_0[(1 + \sigma)e^{-\eta_p/\tau_e} - 2\sigma] - \Omega e^{-\eta_p} \left[\left(\frac{2\Delta}{\chi_i} - \sigma \right) e^{-\eta_p/\tau_e} + 2\sigma \right]}{1 - N_0[(1 - \beta)e^{-\eta_p/\tau_e} + 2\beta] + \beta\Omega e^{-\eta_p}(2 - e^{-\eta_p/\tau_e})} \times \\ \times \ln \left\{ \frac{1}{N_0} \frac{2\Delta + N_0\alpha(2 - e^{-\eta_p/\tau_e}) + 2\Delta\beta\Omega e^{-\eta_p}(2 - e^{-\eta_p/\tau_e})}{(2\Delta - \gamma)e^{-\eta_p/\tau_e} + 2\gamma} \right\}$$

при $\eta_p \leq 0$

$$I = \frac{2}{(2\Delta\beta - \delta)e^{\eta_p/\tau_i} + 2\delta} \left\{ 2e^{\eta_p} \left[\left(\Delta\beta + \nu\Delta - \frac{1}{2}\alpha \right) e^{\eta_p/\tau_i} + \alpha \right] + \right. \\ \left. + N_0\alpha[(1 + \nu)e^{\eta_p/\tau_i} - 2] - \Omega\nu[\alpha + 2\Delta(1 + \kappa)] \right\}. \quad (17)$$

$$\eta_{pl} = \tau_i \frac{e^{\eta_p} \left[\left(\frac{2\Delta}{\chi_i} - 1 \right) e^{\eta_p/\tau_i} + 2 \right] + N_0[(1 + \sigma)e^{\eta_p/\tau_i} - 2] - \Omega \left(\frac{2\Delta}{\chi_i} + \sigma \right)}{(2 - e^{\eta_p/\tau_i})e^{\eta_p} + N_0[(1 - \beta)e^{\eta_p/\tau_i} - 2] + \Omega\beta} \times \\ \times \ln \left\{ \frac{1}{N_0} \frac{2\Delta e^{\eta_p}(2 - e^{\eta_p/\tau_i}) + N_0\alpha(2 - e^{\eta_p/\tau_i}) + 2\Omega\beta\Delta}{(2\beta\Delta - \delta)e^{\eta_p/\tau_i} + 2\delta} \right\}$$

Когда поверхность зонда покрыта цезием (именно такой случай и представляет интерес для зонда с однородной работой выхода), его работа выхода мала, а следовательно, мала и ионная эмиссия. Рассмотрим случай, когда

$$\Omega \ll N_0\alpha. \quad (18)$$

Тогда можно пренебречь в уравнениях (16), (17) членами, пропорциональными Ω . Кроме того, члены порядка ε можно отбросить по сравнению с единицей. Заметим, что τ_e , τ_i — порядка единицы, а χ_e , χ_i — порядка l_e/a и l_i/a соответственно. При этом уравнения для вольт-амперной характеристики существенно упрощаются, и для $\eta_p \geq 0$ из (16) можно получить следующее явное выражение для $\eta(I)$:

$$\eta(I) = \eta^{(0)} - \tau_i \frac{I \left(\frac{2}{\chi_i} + 1 \right) + 2\sigma N_0}{I - 2\beta N_0} \ln \left[\frac{N_0\alpha + I}{N_0\gamma} \right] + \\ + \tau_e \ln \left[\frac{\gamma(I^{(1)} - I)}{N_0\alpha + I \left(1 - \frac{1}{9}\gamma \right)} \right] \quad (19)$$

где

$$I^{(1)} = I|_{\eta_p \rightarrow \infty} = 1 + \frac{2N_0\alpha v}{\gamma}. \quad (20)$$

В дальнейшем нам потребуются следующие параметры вольт-амперной характеристики:

$$\begin{aligned} \eta^{(3)} = \eta|_{\eta_p=0} = \eta^{(0)} - \tau_i \frac{\left(\frac{2}{\chi_i} + 1\right) - N_0(1 - \sigma)}{1 - N_0(1 + \beta)} \ln \left[\frac{1}{N_0} \frac{2 + N_0\alpha}{2 + \gamma} \right], \\ I^{(3)} = I|_{\eta_p=0} = \frac{2(\gamma - N_0\alpha)}{2 + \gamma}, \\ I^{(4)} = I|_{\eta_p \rightarrow -\infty} = -\frac{2N_0\alpha}{\delta}, \\ \eta^{(2)} = \eta|_{I=0} = \eta^{(0)} + \tau_e \ln \left(\frac{I^{(4)}}{N_0} \right) \quad (\text{при } I^{(3)} \leq 0). \end{aligned} \quad (21)$$

Вначале рассмотрим случай, когда ток, связанный с эмиссионными электронами в области «ионного» насыщения ($\eta_p \rightarrow \infty$), одного порядка или меньше ионного тока в этой области, который равен $eS \frac{1}{4} n_0 \bar{v}_i \frac{2\alpha}{\gamma}$.

В этом случае

$$N_0 \geq \frac{1}{\alpha v}. \quad (22)$$

В области малых токов ($|I| \approx I^{(1)}$) из формулы (19), отбрасывая члены порядка γ по сравнению с единицей, имеем

$$\eta(I) = \eta^{(0)} + \tau_e \ln \frac{I^{(1)} - I}{N_0} \quad (23)$$

или

$$(i_p^{(1)} - i_p) = eS \frac{1}{4} n_0 \bar{v}_e e^{-[e(V_{pe} + V_p)/T_e]}. \quad (24)$$

Таким образом, слабая эмиссия и диффузионность зонда при малых токах не влияют на ход характеристики (но не на абсолютную величину тока). Причем температура ионов также не влияет на ход характеристики.

Для холодного зонда этот факт отмечался в работах [7, 15], и для определения температуры электронов в этом случае можно применить предложенные в них методы, а именно, метод двойного зонда и по наклону $\ln(i_p^{(1)} - i_p)$ или $\ln |di_p/dU|$ от U в области малых токов. Дифференцирование применяется для исключения слабой зависимости тока от напряжения при больших $U < 0$, которая связана с увеличением ионного тока и не учитывалась в данной работе. Определять же плотность по току при больших отрицательных U в данном случае невозможно, так как обычно не известна точная величина эмиссионного тока. Поэтому для определения плотности следует воспользоваться током $I^{(4)}$. Тогда

$$n_0 = \frac{-i_p^{(4)} \frac{2\Delta + \alpha}{2\alpha}}{eS \frac{1}{4} \bar{v}_e}. \quad (25)$$

Напряжение, соответствующее равенству потенциалов зонда и невозмущенной плазмы, определим по точке $\eta^{(2)}$ (в этом случае условие $I^{(3)} \leq 0$).

как легко видеть, выполняется)

$$U^{(0)} = U^{(2)} + \frac{T_e}{e} \ln \frac{N_0}{I^{(1)}} = U^{(2)} + \frac{T_e}{e} \ln \frac{eS \frac{1}{4} n_0 \bar{v}_e}{i^{(1)}_p}. \quad (26)$$

Теперь рассмотрим случай, когда $I^{(3)} \leq 0$, но ток, связанный с эмиссионными электронами, существенно превышает ионный ток в области «ионного» насыщения (при этом может быть меньше электронного тока насыщения), т. е. $I^{(1)} \approx 1$. В этом случае нельзя применить изложенный выше метод обработки, так как область, где ток имеет экспоненциальную зависимость от напряжения, очень узка. Поэтому рассмотрим другой метод определения температуры, а именно, случай, когда температура зонда равна температуре нейтралов и ионов, которые равны между собой, так как ионы хорошо обмениваются энергией с нейтралами. При сделанных предположениях из (21) имеем

$$\eta^{(3)} - \eta^{(2)} = \frac{N_0(\sigma - 1) + \left(1 + \frac{2\Delta}{\chi_i}\right)}{N_0(1 + \beta) - 1} \ln \left[\frac{1}{N_0} \frac{2\Delta + N_0\alpha}{2\Delta + \gamma} \right] + \tau_e \ln N_0, \quad (27)$$

где N_0 определяется формулой

$$N_0 = -I^{(4)} \frac{2\Delta + \alpha}{2\alpha}. \quad (28)$$

Таким образом, справа стоит функция только от τ_e ; при заданном $\eta^{(3)} - \eta^{(2)}$, решая это трансцендентное уравнение, можно было бы найти τ_e . Но точка $\eta^{(3)}$ ничем не выделена на характеристике. Поэтому для отыскания решения поступим следующим образом. Будем считать формально $\eta^{(3)}$ в (27) следующей функцией τ_e :

$$\eta^{(3)}(\tau_e) = \eta(I^{(3)}(\tau_e)), \quad (29)$$

где

$$I^{(3)}(\tau_e) = \frac{2(\gamma - N_0\alpha)}{2\Delta + \gamma}, \quad (30)$$

а N_0 определяется формулой (28). Функция $\eta(I)$ дается графиком вольт-амперной характеристики. Такой выбор функции $\eta^{(3)}(\tau_e)$ основан на том, что при температуре τ_e , соответствующей данной характеристике, мы получим $I^{(3)}$ и $\eta^{(3)}$, соответствующие этой же характеристике. Один из корней уравнения (27), (29) соответствует измеряемой температуре. Это уравнение может иметь и другие корни, соответствующие характеристикам с точками $(I^{(3)}, \eta^{(3)})$, лежащими на анализируемой характеристике, и имеющим общие с ней величины $\eta^{(2)}$ и $I^{(4)}$.

На рис. 1 показаны три характеристики, рассчитанные по формулам (16), (17), которые имеют одинаковые $\eta^{(2)}$ и $I^{(4)}$, но разные температуры. С понижением температуры характеристика становится более крутой и имеет более резкое насыщение. Очевидно, что такие характеристики не могут иметь более одной точки пересечения. Поэтому может быть только одна характеристика, имеющая точку $(I^{(3)}, \eta^{(3)})$ на обрабатываемой характеристике и общие с ней $\eta^{(2)}$ и $I^{(4)}$. Это характеристика, у которой точки $\eta^{(2)}$ и $\eta^{(3)}$ совпадают. Результаты численных расчетов, приведенные на рис. 1 и 2, подтверждают этот вывод. На рис. 1 приведены характеристики с одинаковыми τ_e , χ_e , χ_i (для модели упругих шаров при столкновении заряженных частиц с нейтралами χ_e , χ_i не зависят от температуры), но разными τ_e , N_0 и $\eta^{(0)}$ так, что $\eta^{(2)}$ и $I^{(4)}$ у них совпадают. Кривая 1 соответствует $I^{(3)} < 0$ и $\eta^{(3)} > \eta^{(2)}$, 2 — $I^{(3)} = 0$ и $\eta^{(3)} = \eta^{(2)}$ и 3 — $I^{(3)} > 0$, $\eta^{(3)} < \eta^{(2)}$. На рис. 2 показано решение уравнения (27) для этих кривых. Правая часть (F_n) уравнения (27) (рис. 2, кривая 4) для всех трех харак-

теристик общая. Кривые 1, 2, 3 представляют левую часть ($F_{л}$) уравнения (27) для характеристик 1, 2, 3, соответственно на рис. 1. Точки пересечения $F_{л}$ с $F_{п}$ есть решения уравнения (27). Решение для кривой 1 рис. 1 имеет два корня. Один из них соответствует температуре обрабатываемой характеристики, а второй — температуре характеристики 2. Решение для характеристики 2 имеет один корень, так как кривая $F_{л}$ ка-

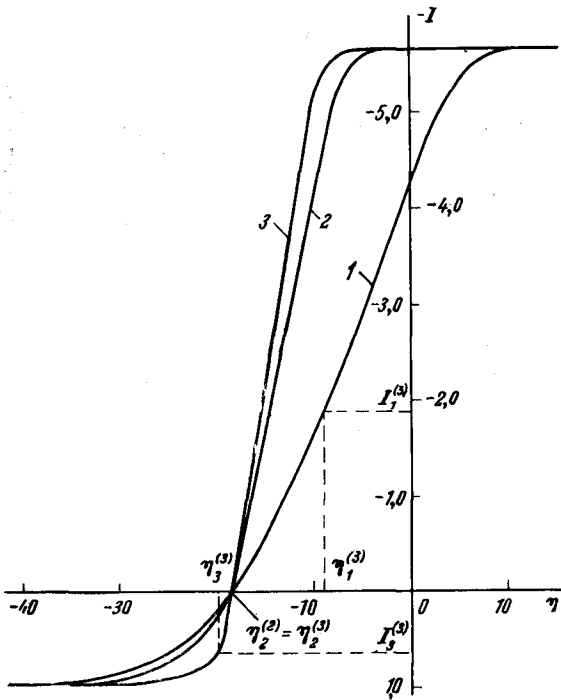


Рис. 1

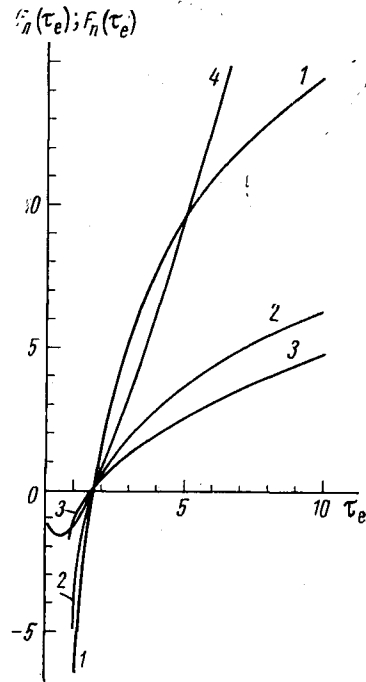


Рис. 2

Рис. 1. Характеристики сферического зонда, рассчитанные при общих $\chi_e = 0,1$; $\chi_i = 0,02$; $\tau_i = 1$; $\Omega = 0$ и различных τ_e , N_0 , $\eta^{(0)}$.

1 — $\tau_e = 5$; $N_0 = 50$; $(\eta^{(0)} = 1)$; 2 — $\tau_e = 1,68$; $N_0 = 38,3$; $\eta^{(0)} = -12,5$; 3 — $\tau_e = 1$; $N_0 = 31,2$; $\eta^{(0)} = -15,2$

сается $F_{п}$ в точке $\tau_e = 1,68$. Решение для характеристики 3 имеет два корня, один из которых соответствует характеристике 2, а второй не имеет физического смысла, так как лежит при $F_{п, л} < 0$. Это и следовало ожидать, так как уравнение (27) не пригодно для обработки характеристик с $I^{(3)} > 0$.

Суммируя, можно сказать, что уравнение (27), соответствующее характеристикам с $I^{(3)} < 0$, имеет два корня, один из которых, лежащий при $F_{п, л} > 0$, соответствует данной характеристике; с $I^{(3)} = 0$ — имеет один корень и с $I^{(3)} > 0$ — имеет два корня, один из которых лежит при $F_{п, л} < 0$ т. е. всегда можно выбрать правильный корень; n_0 и $U^{(0)}$ определяются по (25), (26).

На рис. 3, 4 рассчитаны семейства $F_{п}(\tau_e)$ и $I^{(3)}(\tau_e)$ для различных $I^{(4)}$ при $\chi_e = 0,13$, $\chi_i = 0,02$, которые близки к реальному соотношению между l_e и l_i в Сs. Аналогичные кривые можно использовать для быстрого нахождения корней уравнения (27) при обработке экспериментальных характеристик. Следует заметить, что χ_e и χ_i , вообще говоря, зависят от температуры и при более точном решении уравнения (27) это нужно учитывать.

Аналогичным способом можно получить уравнения для обработки характеристики с $I^{(3)} > 0$.

Цилиндрический зонд. Рассмотрим цилиндрический зонд с длиной L и эффективным радиусом a . Краевыми эффектами, связанными с конечностью длины зонда, пренебрежем. В этом случае вводя цилиндрическую систему координат (r, ψ, z) с осью z , совпадающей с осью зонда, для нахождения вольт-амперной характеристики можно использовать уравнения (1) и граничные условия (2) и (3), где J_r, e, i — r -компоненты векторов J_e, i в цилиндрической системе координат. Граничные условия (4) в

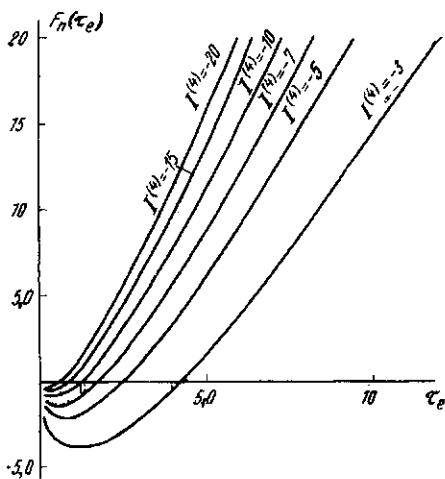


Рис. 3

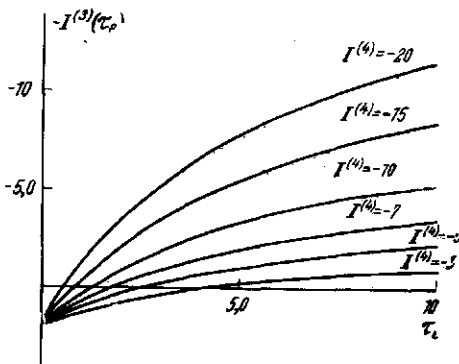


Рис. 4

данном случае использовать нельзя, так как плотность при $r \rightarrow \infty$ раско- дится, как $\ln r$. Это связано с пренебрежением краевыми эффектами, или, что то же, — с конечностью длины зонда. Чтобы учесть это, будем считать, что на некотором расстоянии R от зонда возмущения исчезают. Так как логарифм меняется медленно при больших аргументах, то высокой точно- сти в определении R при нахождении вольт-амперной характеристики не требуется, и можно положить $R = L$, т. е. вместо (4) имеем

$$\varphi|_{r=L} = \varphi_0, \quad n|_{r=L} = n_0. \quad (31)$$

Дальнейшее решение аналогично случаю сферического зонда. Пара- метрические уравнения вольт-амперной характеристики совпадают с (15) — (17), но для цилиндрического зонда $\Delta = \ln(L/a)$.

Заметим, что в практически интересных случаях Δ — порядка несколь- ких единиц. Качественные выводы относительно обработки характери- стики, полученные для сферического зонда, применимы и к цилиндрическому, поэтому приведем только конечные результаты.

Для случая (18), (22), отбрасывая члены порядка ϵ по сравнению с единицей, получаем формулы (23), (24). Для случая $\tau_i = 1$, $I^{(1)} \approx 1$ и $I^{(3)} \leq 0$ для определения τ_e получаем формулы (27) — (30). Для определе- ния n_0 и $U^{(0)}$ используем формулы (25) и (26).

Заметим, что методика, примененную для обработки характеристик с током эмиссии электронов много бóльшим ионного тока насыщения при $\eta_p \rightarrow \infty$, можно применить и для случая, когда эти токи одного порядка, если известен ток электронной эмиссии. При этом в формуле (27) нужно сделать очевидные изменения, связанные с тем, что в этом случае $I^{(1)} \neq 1$.

В заключение автор благодарит И. П. Стаханова и И. И. Касикова за обсуждение работы и сделанные замечания.

Физико-энергетический
институт

Поступила в редакцию
22 IV 1966

ЛИТЕРАТУРА

1. L. V. Loebl. Brit. J. Appl. Phys., **3**, 341, 1952.
2. Ю. М. Каган, В. И. Перель. Успехи физ. наук, **81**, 409, 1963.
3. The Characteristics of electrical discharges in magnetic fields (ed. A. Guthrie and Wakerling). New York, 1949.
4. В. Д. Русанов. Современные методы исследования плазмы. Госатомиздат, 1962.
5. Б. И. Давыдов, Л. И. Змайновская. Ж. техн. физики, **6**, 1244, 1936.
6. R. Boyd. Proc. Phys. Soc., **B64**, 795, 1951.
7. В. М. Захарова, Ю. М. Каган, К. С. Мустафин, В. И. Перель. Ж. техн. физики, **30**, 442, 1960.
8. C. H. Su, S. H. Lam. Phys. Fluids, **6**, 1479, 1963.
9. I. M. Cohen. Phys. Fluids, **6**, 1492, 1963.
10. Г. А. Дюжев, А. М. Марциновский, Б. Я. Мойжес, Г. Е. Пикус, Б. И. Цигель, В. Р. Юрьев. Ж. техн. физики, **36**, 679, 1966.
11. Г. А. Дюжев, А. М. Марциновский, Б. Я. Мойжес, Г. Е. Пикус, В. Р. Юрьев. Ж. техн. физики, **36**, 692, 1966.
12. Ю. М. Каган, В. И. Перель. Ж. техн. физики, **35**, 2069, 1965.
13. И. П. Стаханов, Ю. К. Гуськов, В. П. Пащенко, М. А. Лебедев. Доклад на I Междунар. конфер. по проблемам термоэлектронного преобразования энергии. Лондон, 1965.
14. С. А. Маев. Теплофизика высоких температур, **3**, 207, 1965.
15. R. H. Bullis, W. J. Wiegand, D. W. Bell. Доклад на I Междунар. конфер. по проблемам термоэлектронного преобразования энергии. Лондон, 1965.