

01;04

ПОТЕНЦИАЛ ИЗОЛИРОВАННОГО ЭЛЕКТРОДА В СИСТЕМЕ ПЛАЗМА-ЭЛЕКТРОННЫЙ ПОТОК

© В.Я. Мартенс

Ставропольский государственный технический университет,
355038 Ставрополь, Россия
(Поступило в Редакцию 17 апреля 1995 г.)

Предложена модель изолированного электрода, помещенного в квазинейтральную систему плазма-электронный поток. Проанализировано влияние параметров потока и плазмы, а также материала электрода на его потенциал. Выявлены два устойчивых состояния электрода, отличающихся соотношениями токов частиц, поглощаемых и испускаемых электродом. Получено удовлетворительное совпадение расчетных и экспериментальных значений потенциала электрода.

Изолированный электрод, помещенный в плазму с максвелловским распределением электронов и ионов по скоростям, принимает отрицательный относительно плазмы потенциал, который определяется температурой электронов T_e и составляет несколько единиц $(kT_e)/e$ [1]. Если наряду с тепловыми электронами в плазме присутствует поток электронов, то потенциал изолированного электрода может существенно отличаться от указанного. Такая ситуация встречается в зондовой диагностике плазмы [2], в плазменных эмиттерах заряженных частиц большой площади, где изолированные электроды используются для улучшения однородности эмиссии [3-5].

Данная работа посвящена изучению зависимости основной характеристики изолированного электрода-потенциала от параметров потока, плазмы и самого электрода. Для решения задачи предлагается следующая модель изолированного электрода. В однородную неизотермическую ($T_e \gg T_i$) плазму, пронизываемую потоком электронов, предварительно ускоренных до энергии eU , помещен изолированный электрод в форме шара с радиусом r_0 (рис. 1). Система плазма-поток квазинейтральна $n_{ep} + n_{eb} = n_i$ (n_{ep} , n_{eb} — концентрации электронов плазмы и потока, n_i — концентрация ионов). Потенциал электрода отличается от потенциала плазмы φ_p на величину $\Delta\varphi$, поэтому электрод отделен от плазмы слоем пространственного заряда с внешним радиусом r . Нарушение однородности системы плазма-поток вследствие искривления траекторий электронов потока в слое не учитывалось. Задача решалась для условий, при которых взаимодействием заряженных частиц с газом и плазмой можно пренебречь.

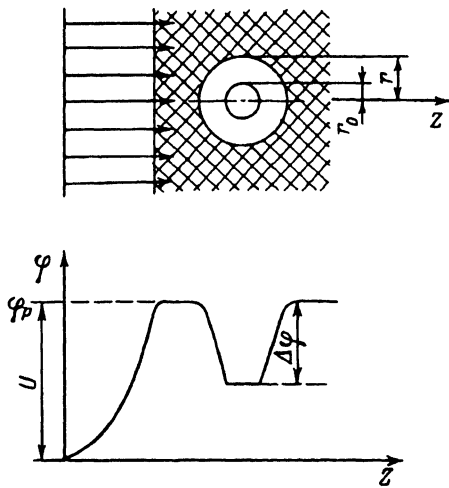


Рис. 1. Модель изолированного электрода.

Величина $\Delta\varphi$ определялась из уравнения баланса токов на изолированный электрод

$$i_i - i_{eb} + i_{es} - i_{ep} = 0, \quad (1)$$

где i_i, i_{eb}, i_{ep} — токи поступающих на электрод ионов и электронов; i_{es} — ток вторичной электронной эмиссии с электрода.

В случае отрицательного относительно плазмы электрода ($\Delta\varphi < 0$)

$$i_i = 0.4en_i(2kT_e/m_i)^{1/2}4\pi r^2, \quad (2)$$

$$i_{eb} = en_{eb}(2eU/m_e)^{1/2}\pi r_0^2(1 + \Delta\varphi/U), \quad (3)$$

$$i_{ep} = \frac{en_{ep}}{4} \left(\frac{8kT_e}{\pi m_e} \right)^{1/2} 4\pi r^2 \exp\left(\frac{e\Delta\varphi}{kT_e} \right), \quad (4)$$

$$i_{es} = \sigma i_{eb}. \quad (5)$$

Коэффициент $(1 + \Delta\varphi/U)$ в выражении (3) введен для того, чтобы учесть рассеяние потока электронов слоем пространственного заряда [6]. Для коэффициента вторичной эмиссии σ использовалась аппроксимация [7]

$$\sigma = \sigma_{\max} \frac{U + \Delta\varphi}{U_{\max}} \exp\left(1 - \frac{U + \Delta\varphi}{U_{\max}} \right), \quad (6)$$

где eU_{\max} — энергия первичных электронов, соответствующая максимальному значению коэффициента вторичной эмиссии σ_{\max} .

В случае небольшого превышения потенциала электрода над потенциалом плазмы ($\Delta\varphi > 0$)

$$i_i = 0, \quad (7)$$

$$i_{eb} = en_{eb}(2eU/m_e)^{1/2}\pi r_0^2, \quad (8)$$

$$i_{ep} = \frac{en_{ep}}{4} \left(\frac{8kT_e}{\pi m_e} \right)^{1/2} 4\pi r^2, \quad (9)$$

$$i_{es} = \sigma i_{eb} \delta, \quad (10)$$

где δ — доля вторичных электронов, преодолевших потенциальный барьер $e\Delta\varphi$ и покинувших электрод; величина δ определялась для каждого значения $\Delta\varphi$ исходя из распределения вторичных электронов по энергиям [8].

Учитывая квазинейтральность и вводя обозначения

$$\frac{e\Delta\varphi}{kT_e} = W, \quad \frac{eU}{kT_e} = E, \quad \frac{eU_{\max}}{kT_e} = E_{\max}, \quad \frac{n_{eb}}{n_i} = \alpha, \quad \frac{m_e}{m_i} = \beta, \quad \frac{r}{r_0} = R, \quad (11)$$

уравнение баланса токов на отрицательный относительно плазмы электрод ($W < 0$) можно записать в безразмерных переменных

$$1.6\beta^{1/2}R^2 + \alpha E^{1/2} \left(1 + \frac{W}{E}\right) \left[\sigma_{\max} \frac{E+W}{E_{\max}} \exp\left(1 - \frac{E+W}{E_{\max}}\right) - 1 \right] - \frac{2(1-\alpha)}{\pi^{1/2}} \exp(W)R^2 = 0. \quad (12)$$

Величина R может быть определена из закона “степени 3/2” для сферического диода с учетом прохождения ионов с границы плазмы на изолированный электрод (пространственный заряд электронов плазмы и потока в слое не учитывался). Для упрощения расчетов при малой толщине слоя ее величина l (а значит, и $R = 1 + (l/r_0)$) может быть определена из закона “степени 3/2” для плоского диода. Оценки показали, что для характерных экспериментальных условий, в которых проводилась проверка предложенной модели (электрод выполнен из Ti, $\sigma_{\max} = 0.83$, $E_{\max} = 30$, $(kT_e)/e \sim 10$ В, $n_i \sim 10^{14}$ 1/м³, $\alpha \sim 0.2$, $E \sim 300$, рабочий газ — азот), указанное упрощение занимает расчетную разность потенциалов $\Delta\varphi$ не более чем на 20%. В связи с этим в дальнейших расчетах толщина слоя l определялась из закона “степени 3/2” для плоского случая, тогда

$$R = 1 + \frac{2}{3} \left[\frac{\varepsilon_0 W^{3/2} kT_e}{0.4 n_i r_0^2 e^2} \right]^{1/2}, \quad (13)$$

где ε_0 — электрическая постоянная.

Уравнение балансов токов на положительный относительно плазмы электрод ($W > 0$) с учетом (11) может быть записано в виде

$$\alpha E^{1/2} \left[\sigma_{\max} \frac{E+W}{E_{\max}} \exp\left(1 - \frac{E+W}{E_{\max}}\right) \delta - 1 \right] - \frac{2(1-\alpha)}{\pi^{1/2}} R^2 = 0. \quad (14)$$

В этом случае толщина слоя отрицательного пространственного заряда плазменных электронов (пространственный заряд электронов потока и ионов в слое не учитывался), окружающего изолированный электрод, может быть оценена из закона “степень 3/2” для плоского диода. С учетом этого

$$R = 1 + \frac{2}{3} \left[\frac{2\pi^{1/2} \varepsilon_0 W^{3/2} kT_e}{(1-\alpha) n_i r_0^2 e^2} \right]^{1/2}. \quad (15)$$

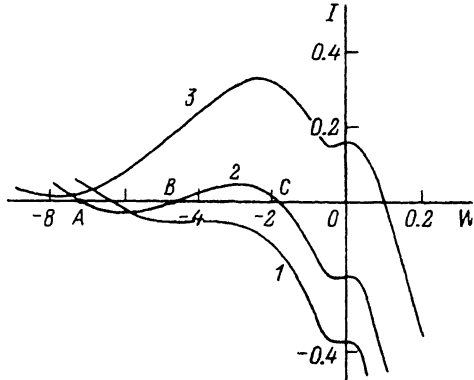


Рис. 2. Зависимость тока на электрод от его потенциала.

Материал электрода — Cu-Be, $\sigma_{\max} = 6$, $E_{\max} = 50$, $kT_e/e = 10$ В, $n_i = 10^{14} \text{ м}^{-3}$, $\alpha = 0.2$, рабочий газ — азот, $\tau_0 = 7$ мм; E : 1 — 7, 2 — 8, 3 — 10.

Величина суммарного тока на электрод I (в отн. ед.) определяется левыми частями уравнений (12) и (14). На рис. 2 представлены рассчитанные на ЭВМ характерные зависимости I от W для различных E . Кривые пересекают ось W один (кривые 1, 3) или три (кривая 2) раза, т.е. уравнения (12) и (14) имеют одно или три решения. Рассмотрим кривую 2, пересекающую ось W в точках A, B, C . Анализ физических процессов в модели показывает, что состояние, соответствующее точке B , является неустойчивым. Изолированный электрод в установившемся состоянии зарядится до потенциала, соответствующего либо точке A , либо точке C .

Используя указанную методику определения потенциала изолированного электрода, мы рассчитали представляющие интерес для практики зависимости потенциала от энергии электронов потока для электродов, выполненных из различных материалов (рис. 3). Плоский начальный участок этих зависимостей соответствует настолько малой энергии электронов потока, что они не попадают на изолированный электрод. Потенциал в этих условиях определяется температурой плазменных электронов T_e и рассчитан по формуле, приведенной в [1]. Дальнейшие изменения потенциала изолированного электрода определялись исходя из предложенной выше модели. Из рисунка видно, что электроды, выполненные из материала с $\sigma_{\max} > 1$, могут в зависимости от энергии потока находиться в одном из двух устойчивых состояний. В первом состоянии потенциал электрода существенно ниже потенциала плазмы и эта разность по мере роста энергии пучка растет. Во втором состоянии потенциал электрода близок к потенциалу плазмы и при определенных условиях может даже незначительно превышать его. Такого состояния не наблюдается для электрода с $\sigma_{\max} < 1$ (рис. 3, в). Из расчетов следует, что переход из первого состояния во второе происходит при больших значениях энергии электронного потока, чем обратный переход, т.е. наблюдается гистерезис, величина которого уменьшается по мере роста температуры плазменных электронов (рис. 3, а, б). Возможность находиться в первом либо во втором состоянии при одной и той же энергии потока означает, что баланс токов на изолированный электрод может поддерживаться при двух различных соотношениях компонентов тока. В первом состоянии, когда потенциал электрода существенно ниже потенциала плазмы и ток плазменных электронов пренебрежимо мал, ток электронного потока на изолированный электрод компенсируется большей частью ионами и в меньшей степени вторичной эмиссией (коэффициент σ мал, так как

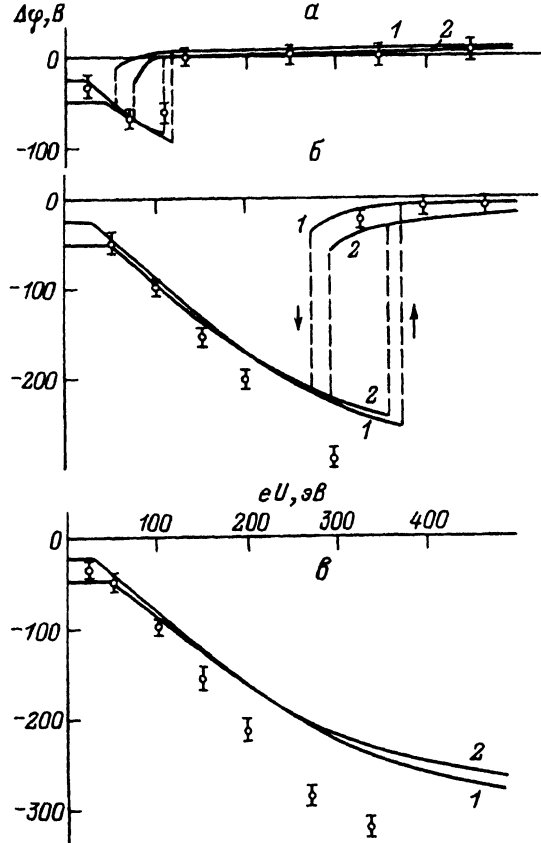


Рис. 3. Зависимость потенциала изолированного электрода от энергии электронов потока.

$n_i = 10^{14} \text{ м}^{-3}$, $\alpha = 0.2$, рабочий газ — азот, $r_0 = 7 \text{ мм}$; материал электрода: а — Cu-Be, $\sigma_{\text{max}} = 6.0$; б — Ni, $\sigma_{\text{max}} = 1.34$; в — Ti, $\sigma_{\text{max}} = 0.83$; kT_e/e , В: 1 — 5, 2 — 10.

электроны потока тормозятся в слое). Во втором состоянии, когда потенциал изолированного электрода близок к потенциалу плазмы, ток плазменных электронов и электронов потока на изолированный электрод компенсируется в основном вторичной эмиссией.

Расчетные зависимости, представленные на рис. 3, проверялись экспериментально. Для экспериментов использовалась электронная пушка [5], в которой объемная плазма генерировалась электронным пучком, инжектируемым из отражательного разряда с полым катодом в специальный полый электрод — формирователь. В качестве изолированного электрода использовались тонкие диски диаметром 14 мм, выполненные из указанных материалов. Выбор такой формы электрода обусловлен следующим обстоятельством. Поскольку в экспериментальной установке не была предусмотрена безмасляная откачка, то для предотвращения образования масляной пленки на поверхности электрода его необходимо было прогревать. Сохранив поперечный размер электрода, мы выполнили его в виде тонкого диска, поэтому вследствие малой массы он прогревался поступающими на него токами. Температура электрода фиксировалась термопарой и поддерживалась на таком уровне ($\sim 300^\circ \text{C}$), чтобы предотвратить образование

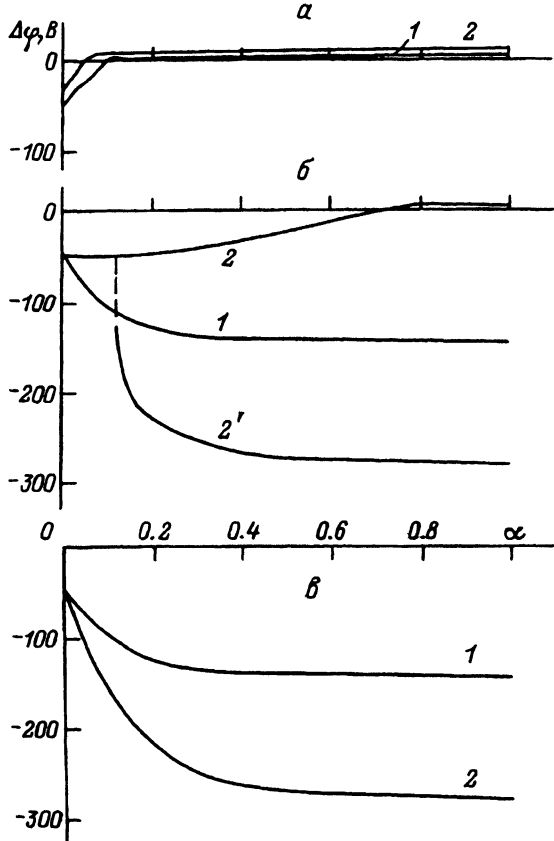


Рис. 4. Зависимость потенциала изолированного электрода от $\alpha = n_{eb}/n_i$.

$n_i = 10^{14} \text{ м}^{-3}$, $kT_e/e = 10 \text{ В}$, рабочий газ — азот, $r_0 = 7 \text{ мм}$; материал электрода: а — Cu-Be, $\sigma_{\text{max}} = 6.0$; б — Ni, $\sigma_{\text{max}} = 1.34$; в — Ti, $\sigma_{\text{max}} = 0.83$; eU , эВ: 1 — 150, 2, 2' — 300.

пленок на поверхности электрода и в то же время не допустить заметной термоэмиссии. Потенциал плазмы измерялся так же, как и в [9], методом “плавающего” термосонда, потенциал изолированного электрода — цифровым вольтметром В7-16А. Энергия электронов, инжектируемых в плазму, регулировалась изменением потенциала формирователя.

В эксперименте обнаружены два описанные выше устойчивых состояния электрода и скачок потенциала для электродов с $\sigma_{\text{max}} > 1$ (рис. 3, а, б). Получено удовлетворительное совпадение эксперимен-

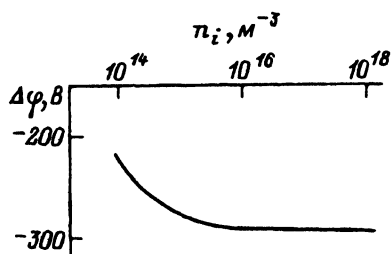


Рис. 5. Зависимость потенциала изолированного электрода от концентрации плазмы.

$kT_e/e = 10 \text{ В}$, $\alpha = 0.2$, рабочий газ — азот; материал электрода — Ti, $\sigma_{\text{max}} = 0.83$; $eU = 300 \text{ эВ}$, $r_0 = 7 \text{ мм}$.

гальных точек с расчетными кривыми. Гистерезис рассматриваемых зависимостей в эксперименте не наблюдался. Возможно, это связано с тем, что поток электронов не был строго моноэнергетичен. Увеличение расхождения экспериментальных и расчетных данных по мере увеличения энергии потока для электрода в первом состоянии (рис. 3, б, в) объясняется отмеченным выше упрощением модели.

С увеличением доли быстрых электронов α разность потенциалов между изолированным электродом и плазмой уменьшается и может даже становиться положительной, если электрод находится во втором состоянии (рис. 4, а и 4, б, кривая 2), а для электрода, находящегося в первом состоянии, эта разность возрастает (рис. 4, б, кривые 1, 2' и в). Изменение концентрации плазмы в диапазоне, представляющем для практики интерес, слабо влияет на потенциал изолированного электрода (рис. 5).

Таким образом, изолированный электрод может использоваться для прямого измерения потенциала плазмы при наличии в последней потока электронов. Для этого электрод необходимо выполнить так, чтобы максимальный коэффициент вторичной эмиссии на его поверхности σ_{\max} был больше 1, причем чем больше σ_{\max} , тем ниже минимальная энергия потока, при которой электрод переходит в состояние, позволяющее измерять потенциал плазмы, и меньше погрешность измерений. В этих условиях потери потока на электроде определяются размерами электрода. Если же изолированный электрод используется в плазменных эмиттерах заряженных частиц большой площади для рассеяния инжектируемого в плазму электронного потока [5], то его целесообразно выполнять из материала с $\sigma_{\max} < 1$. Рассеяние потока осуществляется электрическим полем слоя пространственного заряда, окружающего электрод [10]. При этом потери потока на электроде существенно меньше, чем в первом случае. Использование изолированного электрода в плазменных эмиттерах большой площади позволяет обеспечить высокую однородность эмиссии.

Автор благодарит Ю.А.Бурачевского за помощь в проведении эксперимента и Н.А.Рыжкову за помощь в расчетах.

Список литературы

- [1] Диагностика плазмы / Под ред. Р.Хаддлстоуна, С.Леонарда. М.: Мир, 1967. С. 146.
- [2] Габович М.Д., Романюк Л.И., Лозовая Е.А. // ЖТФ. 1964. Т. 34. Вып. 3. С. 488–495.
- [3] Коваль Н.Н., Шанин П.М. // Тез. докл. Всесоюз. симп. по накаливаемым катодам. Томск, 1977. С. 112–113.
- [4] Tsai C.C., Stirling W.L., Ryan P.M. // Rev. Sci. Instr. 1977. Vol. 48. N 6. P. 651–655.
- [5] Крейнделъ Ю.Е., Мартенс В.Я., Сведин В.Я. и др. // ПТЭ. 1982. № 4. С. 178–180.
- [6] Методы исследования плазмы / Под ред. В.Лохте-Хольтгревена. М.: Мир, 1971. С. 464.
- [7] Левитский С.М. Сборник задач и расчетов по физической электронике. Киев, 1964. С. 202.
- [8] Бронштейн И.М., Фрайман Б.С. Вторичная электронная эмиссия. М.: Наука, 1969. С. 13.
- [9] Крейнделъ Ю.Е., Мартенс В.Я., Сведин В.Я. Источники электронов с плазменным эмиттером / Под ред. Ю.Е.Крейнделя. Новосибирск: Наука, 1983. С. 25–33.
- [10] Будишевский В.С., Мартенс В.Я., Проскуровский Д.И. // Докл. I Всесоюз. совещания по плазменной эмиссионной электронике. Улан-Удэ, 1991. С. 132–137.