

04;10  
©1995

## ОБ ЭФФЕКТИВНОСТИ ПРИСТЕНОЧНОЙ ПРОВОДИМОСТИ В ПЛАЗМЕННОМ УСКОРИТЕЛЕ С ЗАМКНУТЫМ ДРЕЙФОМ ЭЛЕКТРОНОВ

*В.И.Баранов, А.И.Васин, Ю.С.Назаренко,  
В.А.Петросов, С.В.Пузанов, Ю.М.Яшинов*

Величиной, определяющей эффективность рассеяния электронов на стенках разрядной камеры ускорителя с замкнутым дрейфом электронов (УЗД), а следовательно пристеночной проводимости [1,2], является разность потенциалов на барьере плазма-стенка (пристеночный потенциал  $\varphi$ ). Выполненный относительно недавно [3] автором механизма пристеночной проводимости расчет величины барьерного потенциала имеет недостатки, а именно: коэффициент вторичной электронной эмиссии сильно завышен в области низких энергий, т. е. как раз тех энергий, которые имеют электроны плазмы, и не учитывается влияние магнитного поля, которое может значительно ограничивать подвижность электронов плазмы, и эмитируемых поверхностью. Поэтому целью данной работы является проведение корректного расчета пристеночного потенциала в прианодной области (вне зоны ускорения) при условиях, характерных для работы УЗД, что позволяет сопоставить эффективность рассеяния электронов на стенках разрядной камеры и в объеме плазмы.

Рассмотрим бесстолкновительную частично замагниченную плазму (т.е. электроны замагничены, а ионы - нет), контактирующую с диэлектрической плоской поверхностью, под углом  $\alpha$  к которой направлен вектор магнитной индукции, предполагая при этом следующее:

— зависимость коэффициента вторичной электронной эмиссии  $\sigma$  от энергии первичных электронов  $U$  имеет вид [4]

$$\sigma = \sigma_m \frac{U}{U_m} \exp \left\{ 2 \left[ 1 - \left( \frac{U}{U_m} \right)^{1/2} \right] \right\}, \quad (1)$$

где  $\sigma_m$  — максимальное значение  $\sigma$ , а  $U_m$  — соответствующее ему значение энергии;

— вторичные электроны вылетают с энергией  $U_0 = 2-4$  эВ [4], меньшей, чем энергия  $\varphi$ , приобретаемая ими в пристеночном дебаевском слое толщиной  $r_D$ , и распределены по направлениям вылета по закону косинуса, причем  $r_D \ll r_L$ , где  $r_L$  — ларморовский радиус электрона;

— распределения электронов и ионов в плазме по энергиям — максвелловские с температурами  $T_e$  и  $T_i$  (эВ); наличие “двугорбости” в функции распределения электронов [5] следует признать в рассматриваемой зоне канала скорее количественным отличием, нежели качественным (отклонение от максвелловской функции  $\leq 10\%$  только в “хвосте” распределения), т. е. наличие двугорбости [4] в расчетах можно не учитывать.

Уравнение баланса тока на поверхности стенки при сделанных предположениях имеет вид ( $n$  и  $V$  — концентрации и скорости частиц)

$$\frac{1}{4} n_i V_i = \frac{1}{4} n_e V_e \frac{\sin \alpha}{T_e^2} \int_0^\infty dU_{\parallel} \int_{\varphi}^\infty \exp\left(-\frac{U_{\perp} + U_{\parallel}}{T_e}\right) \times \\ \times \left[1 - \sigma(U_{\perp} + U_{\parallel} - \varphi)g(\alpha)\right] dU_{\perp}, \quad (2)$$

где  $U_{\parallel}$  и  $U_{\perp}$  — энергии электрона в параллельном и перпендикулярном направлениях относительно поверхности стенки;  $g(\alpha)$  — параметр, учитывающий влияние магнитного поля на движение эмитируемых поверхностью электронов.

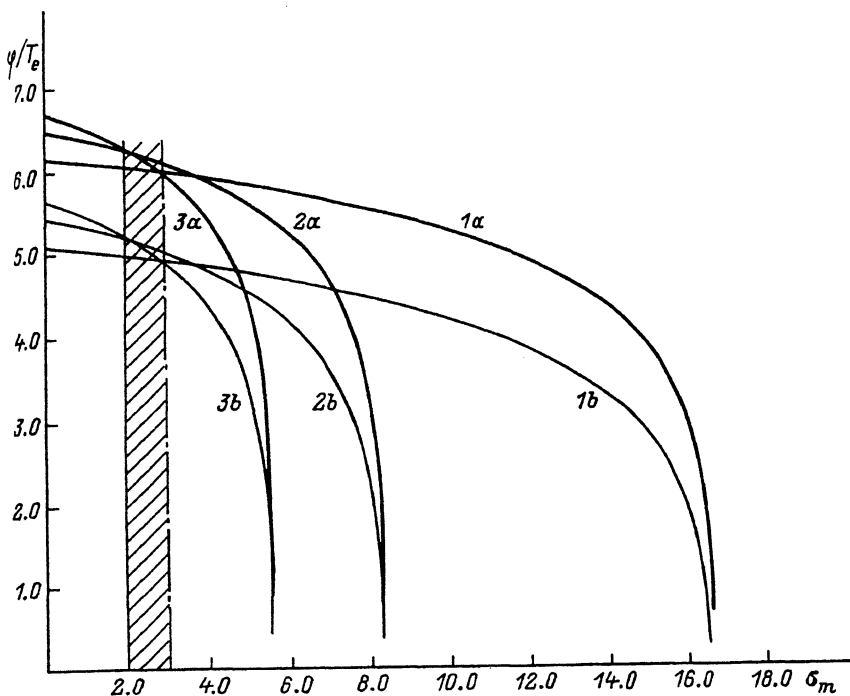
Оценку величины  $g$  нетрудно сделать в рамках принятых предположений, исходя из условия: возврат вторичных электронов на стенку происходит, если энергия электрона после первого неполного витка при входе в пристеночный слой в направлении, нормальном к поверхности, больше  $\varphi$ . Решение этой несложной, но громоздкой кинематической задачи дает:  $g = 1$  при  $\alpha > 20$ , а при меньших углах  $g \sim \alpha^2 \varphi / U_0$ . В УЗД обычно  $\alpha > 20$  [6], поэтому можно считать  $g = 1$ , т. е. магнитное поле ограничивает поток электронов на стенку, но практически не влияет на поток эмитированных ею электронов.

Тогда, подставляя (1) в (2), получим

$$V_i = V_e \sin \alpha \exp\left(-\frac{\varphi}{T_e}\right) \left[1 - 2\sigma_m \frac{T_e}{U_m} (0.71)^2 f\left(\frac{T_e}{U_m}\right)\right], \quad (3)$$

где

$$f\left(\frac{T_e}{U_m}\right) = \int_0^\infty \frac{x^2}{2} \exp\left[-x - 2\left(\frac{T_e}{U_m}\right)^{1/2} x^{1/2}\right] dx = \\ = 1 - \frac{15}{8} \sqrt{\pi} \sqrt{\frac{T_e}{U_m}} + 6 \frac{T_e}{U_m} - \frac{315}{64} \sqrt{\pi} \left(\frac{T_e}{U_m}\right)^{3/2} + \dots \quad (4)$$



Зависимость  $\frac{\varphi}{T_e}$  от  $\sigma_m$ .  $U_m = 800$  эВ;  $T_i = 5$  эВ;  $T_e$ : 1 — 5 эВ, 2 — 10 эВ, 3 — 15 эВ.  $\alpha$ : a —  $90^\circ$ , b —  $20^\circ$ . Штриховкой обозначена область значений  $\sigma_m$ , характерных для керамик на основе нитрида бора.

В (4) проведено разложение по малому параметру  $(T_e U_m)^{1/2} ([T_e/U_m]^{1/2} \cong 0.1)$ , так как  $T_e \cong 10$  эВ, а  $\varepsilon_m \cong 800$  эВ [7,8].

Для характерных значений параметров в УЗД функция  $f(T_e/U_m)$  меняется слабо  $f = 0.6-0.75$ . Тогда приближенно полагая функцию  $f$  постоянной, для пристеночного потенциала имеем ( $M$  и  $m$  — массы ионов и электронов)

$$\frac{\varphi}{T_e} = \frac{1}{2} \ln \left( \frac{M T_e}{m T_i} \right) + \ln \sin \alpha + \ln \left( 1 - 10 \sigma_m \frac{T_e}{U_m} \right). \quad (5)$$

Графики зависимости (5) приведены на рис. 1. Как видим, потенциал  $\varphi/T_e$  слабо зависит от  $\sigma_m$  вплоть до критической величины  $\sigma_k \cong U_m/10T_e$  (например, при  $T_e \cong 10$  эВ  $\sigma_k \cong 8$ ). У диэлектриков на основе нитрида бора, применяемых в качестве материала стенок разрядной камеры УЗД,  $\sigma_m < 3$  [7]. Таким образом, единственным внешним параметром, влияющим на величину  $\varphi/T_e$ , оказывается угол наклона силовой линии магнитного поля к поверхности стенки.

Полученные результаты позволяют корректно сравнить эффективности рассеяния электронов по двум механизмам — в объеме плазмы и на стенках разрядной камеры. Длина свободного пробега, например, для электрон-атомных столкновений  $l_{ea}$  вблизи анода составляет  $10^2$  см и менее [6] (концентрация  $n_a \sim 10^{13}$  см $^{-3}$ , сечение  $S \sim 10^{-15}$  см $^2$ ). Доля электронов, рассеиваемых хаотическим образом на стенках камеры, равна  $10\sigma_m(T_e/U_m) \exp(-\varphi/T_e)$ , что при  $T_e = 10$  эВ,  $\sigma_m = 3$  дает  $1/500$ , тогда соответствующая эффективная длина свободного пробега  $l_{ест}$  составит  $2\pi 500b = 5 \cdot 10^3$  см ( $b = 1.6$  см — расстояние между наружной и внутренней стенками разрядной камеры, т. е. ширина канала), т. е. имеем  $l_{ест} \gg l_{ea}$ .

Следует отметить, что электроны, рассеиваемые упруго в потенциальном поле барьера, могут дрейфовать поперек магнитного поля только в азимутальном направлении (т. е. не к аноду), а не в осевом, что необходимо для реализации механизма пристеночной проводимости.

Итак, можно сделать следующие выводы применительно к реально эксплуатируемым и разрабатываемым в настоящее время УЗД:

— вторично-эмиссионные свойства материала стенок разрядной камеры слабо влияют на величину пристеночного потенциала  $\varphi$ ;

— основным внешним параметром, определяющим величину  $\varphi$ , является угол наклона магнитного поля к поверхности стенки;

— эффективность рассеяния электронов на стенках разрядной камеры в прианодной зоне, как минимум, на порядок ниже эффективности рассеяния электронов в объеме плазмы на атомах или ионах.

#### Список литературы

- [1] Морозов А.И. // ПМФТ. 1968. № 3. С. 19–22.
- [2] Бугрова А.И., Морозов А.И. // Ионные инжекторы и плазменные ускорители. М.: Энергоатомиздат, 1990. С. 42–56.
- [3] Морозов А.И. // Физика плазмы. 1991. Т. 17. В. 6. С. 672–678.
- [4] Sternglass E.J. // Westinghouse Res. Lab. Sci. Paper, 1954. P. 1772.
- [5] Бугрова А.И., Морозов А.И. // Плазменные ускорители и ионные инжекторы. М.: Наука. 1984. С. 189–200.
- [6] Бугрова А.И., Ким В.П. // Там же. С. 107–129.
- [7] Горовец В.С., Морозов Ю.А. // Электронная техника. Сер. 1. Электроника СВЧ. 1966. В. 10. С. 119–127.
- [8] Dawson P.H. // J. Appl. Phys. 1966. V. 37. N 9. P. 3644–3645.

НИИ тепловых процессов  
им.М.В. Келдыша  
Москва

Поступило в Редакцию  
4 апреля 1994 г.  
В окончательной редакции  
15 мая 1995 г.