

УДК 533

О роли охранных электродов в зондовой диагностике

Котельников В.А., Котельников М.В.,* Филиппов Г.С.**

Московский авиационный институт (национальный исследовательский университет), МАИ, Волоколамское шоссе, 4,

Москва, А-80, ГСП-3, 125993, Россия

**e-mail: mvk_home@mail.ru*

***e-mail: Filippov.Gleb@gmail.com*

Аннотация

Детально исследованы нелинейные эффекты – краевой и концевой – возникающие при работе плоских пристеночных и изолированных зондов в потоке разреженной плазмы. Предложена оригинальная методика проведения зондового эксперимента и обработки результатов с использованием охранных электродов.

Ключевые слова: зондовая диагностика, концевой эффект, краевой эффект, разреженная плазма, плотная плазма.

1. Введение

Плоские электрические зонды, как изолированные, так и пристеночные, находят широкое применение при диагностике разреженной и плотной плазмы [1-8]. Они устанавливались на боковой поверхности

гиперзвуковых летательных аппаратов с целью изучения радиофизических параметров вблизи поверхности, а также использовались при исследованиях плазмы в космических условиях на спутниках и ракетах, в струях, истекающих из электроракетных двигателей различного назначения [6-9].

Однако, в литературе отсутствует достаточная для использования в зондовой диагностике информация о нелинейных эффектах, краевом и концевом, возникающих на краях плоского зонда и оказывающих существенное влияние на зондовый ток. Анализу указанных эффектов, их влиянию на зондовый ток, на методику проведения зондового эксперимента и на обработку зондовых характеристик посвящена данная работа.

Предложенная в работе новая методика зондового эксперимента с использованием охранных электродов существенно упрощает процесс зондовых измерений, повышает его точность и достоверность, сокращает время, затрачиваемое на обработку экспериментальных данных. Методика не требует иметь набор ВАХ для различных значений параметров задачи. Такого набора, например, для зондов в виде диска до настоящего времени нет. Работа актуальна для специалистов в области зондовой диагностики плазменных потоков.

2. Физическая модель задачи

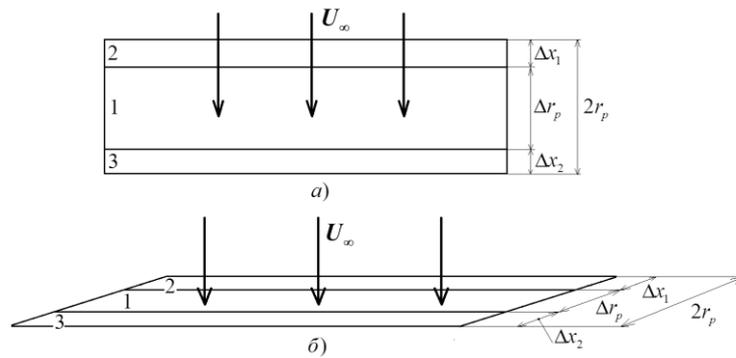


Рис. 1. Расположение плоского зонда в потоке разреженной плазмы

- а) зонд ориентирован вдоль потока,
- б) зонд ориентирован навстречу потоку;
- 1 – поверхность зонда,
- 2,3 – поверхности охранных электродов.

В вычислительных экспериментах использовались плоские зонды прямоугольной геометрии, причем одна сторона прямоугольника предполагалась намного больше другой стороны. Рассмотрено два случая ориентации активной поверхности зонда: вдоль потока разреженной плазмы и перпендикулярно ему. В случае параллельного обтекания предполагалось, что вектор скорости потока плазмы перпендикулярен удлиненной стороне прямоугольника. В случае перпендикулярного обтекания вектор скорости предполагался направленным по нормали к зонду (рис. 1).

В вычислительных экспериментах предполагалось, что вдоль удлиненной стороны зонда располагаются дополнительные электроды, изолированные от зонда тонким слоем диэлектрика. В литературе они получили название охранные электроды. В работе подробно рассмотрено

влияние этих электродов на зондовый ток и на методику обработки зондовых характеристик. Выбор ширины и потенциала охранных электродов зависит от потенциала ϕ_p и размера $2r_p$ зонда, величины направленной скорости потока плазмы U_∞ , от параметра ε , равного отношению температуры ионов к температуре электронов. Индекс « p » относится к поверхности зонда, индекс « ∞ » - к внешней границе расчетной области.

3. Математическая модель задачи

Математическая модель задачи о плоском зонде с охранными электродами для случая параллельной ориентации в потоке плазмы сводится к системе кинетических уравнений Власова для ионов и электронов и уравнению Пуассона для самосогласованного электрического поля [6-11]. Если ось X направлена вдоль короткой стороны прямоугольного зонда, ось Z направлена вдоль удлиненной стороны, а ось Y по нормали к нему, то система записывается так:

$$\frac{\partial f_i}{\partial t} + v_x \frac{\partial f_i}{\partial x} + v_y \frac{\partial f_i}{\partial y} + \frac{q_i}{m_i} \left(E_x \frac{\partial f_i}{\partial v_x} + E_y \frac{\partial f_i}{\partial v_y} \right) = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial f_e}{\partial t} + v_x \frac{\partial f_e}{\partial x} + v_y \frac{\partial f_e}{\partial y} + \frac{q_e}{m_e} \left(E_x \frac{\partial f_e}{\partial v_x} + E_y \frac{\partial f_e}{\partial v_y} \right) = 0 \quad (2)$$

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} = \frac{e}{\varepsilon_0} (n_e - n_i); \mathbf{E} = -\nabla \phi, \quad (3)$$

Данная система уравнений дополняется интегральными соотношениями для вычислений концентраций заряженных частиц,

плотности тока на зонд, а также интегрального тока на единицу длины зонда:

$$n_{i,e} = \left(\frac{2kT_{i,e}}{m_{i,e}} \right)^{1/2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} f_{i,e}(x, y, V_x, V_y) dV_x dV_y \quad (4)$$

$$j_{i,e} = \left(\frac{2kT_{i,e}}{m_{i,e}} \right)^{1/2} q_{i,e} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^0 f_{i,e}(x, y_p, V_x, V_y) V_y dV_x dV_y, \quad x_1 \leq x \leq x_2 \quad (5)$$

$$I = \int_{x_2}^{x_1} (j_e - j_i) dx \quad (6)$$

В (1)-(6) $f_{i,e}$ – функции распределения ионов и электронов, $m_{i,e}$, $q_{i,e}$, $T_{i,e}$ – масса, заряд и температура ионов и электронов, E, ϕ – напряженность и потенциал самосогласованного электрического поля, x_1, x_2 – координаты краев зонда. Остальные обозначения общеприняты.

В качестве начальных условий обычно выбирают Максвелловское распределение с учетом направленной скорости потока. Такое же условие ставится и на внешней границе расчетной области. На поверхности зонда и охранных электродах ставится условие идеальной каталитичности.

Для решения уравнения Пуассона задаются граничные условия на поверхности зонда $\phi_p = \text{const}$, на поверхности охранных электродов $\phi_{\text{охр}} = \text{const}$ и на внешней границе расчетной области $\phi_{\infty} = 0$. Если зонд пристеночный, то необходимо ставить граничные условия и на стенке, однако, при наличии охранных электродов эти условия несущественно влияют на зондовый ток.

В случае зонда, ориентированного навстречу потоку, система уравнений (1)-(6) сохраняется. Изменения вводятся только в систему начальных и граничных условий, поскольку в этом случае изменяется направление начальной скорости относительно плоскости зонда.

Сформулированная задача (1)-(6), дополненная системой начальных и граничных условий, является нестационарной, многомерной и многопараметрической. Более подробное описание математической модели можно найти в работах [6-8].

4. Вычислительная модель задачи

При проведении вычислительных экспериментов использовался метод последовательных итераций по времени. На зонд подавался прямоугольный импульс потенциала и исследовалась эволюция зондового тока проводимости, связанная с эволюцией возмущенной зоны вблизи зонда. На каждом временном слое кинетические уравнения Власова (1)-(2) решались методом крупных частиц Давыдова [12] или методом характеристик [13], а уравнение Пуассона – одним из разностных методов [13].

Система уравнений (1)-(6) с начальными и граничными условиями предварительно приводилась к безразмерному виду с помощью следующей системы масштабов [6-8]: масштаб длины $M_L = (\epsilon_0 k T_i / e^2 n_i)^{1/2}$; масштаб скорости $(M_V)_{i,e} = (2k T_{i,e} / m_{i,e})^{1/2}$; масштаб потенциала $M_\phi = k T_i / e$; масштаб концентрации $M_n = n_{i\infty}$, где $n_{i\infty}$ - концентрация ионов вдали от зонда.

Остальные масштабы вычисляются по формулам размерностей, например, масштаб плотности тока $M_j = eM_nM_{v_i}$, а масштаб тока на единицу длины зонда $M_I = M_j \times M_L$.

В процессе приведения системы к безразмерному виду были выявлены следующие безразмерные параметры, от которых зависит зондовый ток: $r_0 = r_p/M_L$ – безразмерная полуширина зонда, $\phi_0 = \phi_p/M_\phi$ – безразмерный потенциал зонда, $U_0 = U_\infty/M_V$ – безразмерная скорость потока плазмы, $\epsilon = T_i/T_e$ – отношение температур ионов и электронов.

Алгоритм решения следующий:

1. На текущем временном слое решается уравнение Пуассона с правой частью, полученной из решения уравнений Власова на предыдущем временном слое. При этом, если предыдущий временной слой соответствует $t = 0$, используем для вычисления правой части уравнения Пуассона начальные условия для концентраций ионов и электронов. В результате получаем распределение напряженности самосогласованного электрического поля.

2. Подставляем полученные из решения уравнения Пуассона значение напряженности в кинетические уравнения Власова, решаем их и получаем функции распределения ионов и электронов на текущем временном слое.

3. По формулам (4), (5), (6) находим поля концентраций, плотности токов на зонд и интегральный ток на единицу длины зонда.

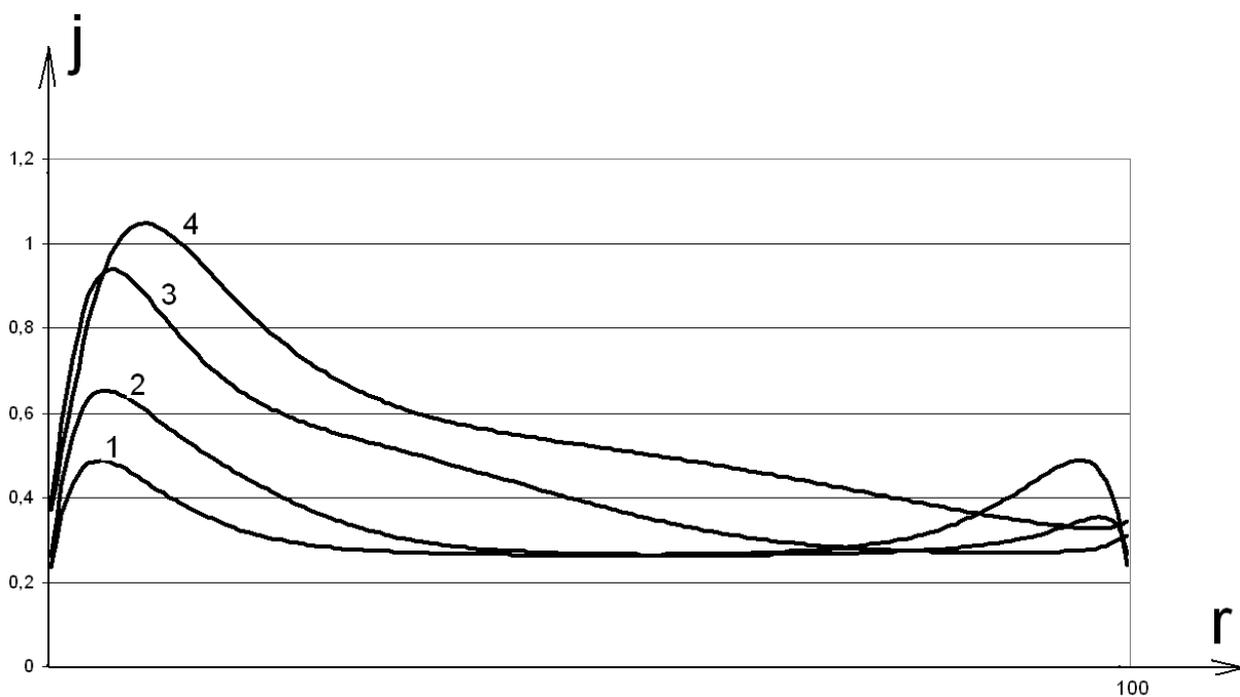


Рис. 2. Распределение плотности тока по ширине зонда ($\epsilon = 1$; $\varphi_0 = -10$; $r_0 = 100$);

1 – $u_0 = 0$; 2 – $u_0 = 1$; 3 – $u_0 = 3$; 4 – $u_0 = 5$.

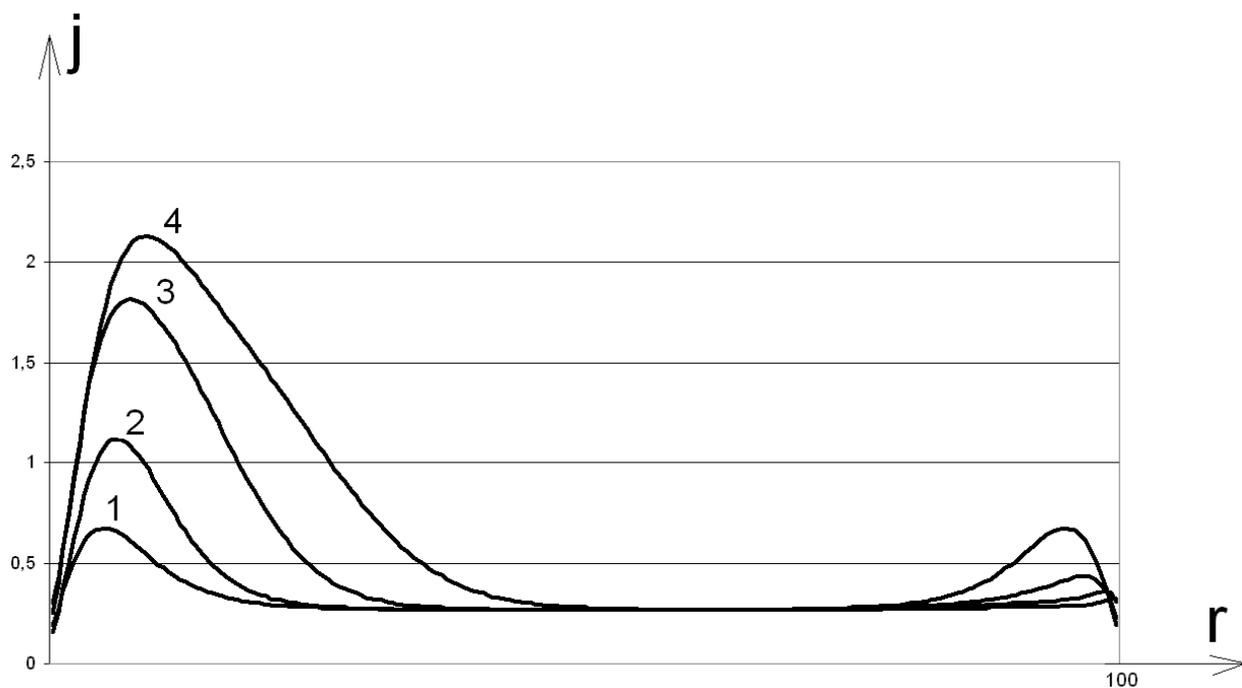


Рис. 3. Распределение плотности тока по ширине зонда ($\epsilon = 1$; $\varphi_0 = -40$; $r_0 = 100$);

1 – $u_0 = 0$; 2 – $u_0 = 1$; 3 – $u_0 = 3$; 4 – $u_0 = 5$.

4. Возвращаемся к пункту 1 и повторяем расчет до установления стационарного значения интегрального тока на единицу длины зонда.

5. Обсуждение результатов

На рисунках 2 и 3 приведено распределение плотностей ионного тока по ширине зонда при отсутствии охранных электродов и расположении зонда вдоль потока. Распределение приведено в безразмерном виде для двух значений потенциала зонда φ_0 и различных скоростей u_0 . Ширина зонда $2r_0 = 100$.

Из рисунков следует:

- кривая 1 соответствует случаю, когда направленная скорость $u_0 = 0$. В этом случае имеет место только краевой эффект, который приводит к симметричному увеличению плотности ионного тока на обоих краях зонда. Размер возмущенной области с каждого края $\Delta x = (20-25)$ безразмерных единиц при полной ширине зонда $2r_0 = 100$.
- с появлением направленной скорости к краевому эффекту на передней кромке зонда добавляется концевой эффект, который растет с ростом скорости. На удаленном крае зонда, наоборот, возмущение плотности тока уменьшается. Участок возмущенной зоны Δx на переднем крае зонда уменьшается с ростом отрицательного потенциала зонда и растет с увеличением направленной скорости. Например, при $u_0 = 5$, $\varphi_0 = -40$ $\Delta x = 50$, что

составляет половину размера зонда. При этом возмущенный участок на удаленном крае зонда практически пропадает.

- если возмущенные области Δx на переднем и удаленном краях зонда отделить от основной части диэлектрической прослойкой и назвать отделенные части охранными электродами, то основная часть зонда будет иметь постоянную плотность тока, не зависящую от величины направленной скорости u_0 и размера $2r_0$. В зондовом эксперименте можно отдельно измерить интегральный ток на этот участок зонда, который имеет величину $\Delta r_p = [2r_p - (\Delta x_1 + \Delta x_2)]$, где Δx_1 - размер переднего охрannого электрода, Δx_2 - размер охрannого электрода на удаленном крае зонда (рис. 1). Из сказанного выше следует, что $\Delta x_1 \gg \Delta x_2$. Как показывают расчеты, размер участка Δr_p зависит от u_∞ , φ_p , r_p , ε , а плотность ионного тока на этот участок зонда не зависит от u_∞ и r_p . Она также слабо зависит от параметра ε . Как показали методические расчеты, в интервале $0,2 \leq \varepsilon \leq 1$ влиянием параметра ε на ионный ток можно пренебречь. Однако на электронный ток этот параметр влияет существенно. При достаточно больших отрицательных потенциалах зонда, если ионная ветвь характеристики оказывается параллельной оси потенциала, исчезает зависимость плотности ионного тока и от параметра φ_p .

6. Заключение и выводы

Из сказанного выше и результатов других вычислительных экспериментов можно сделать следующие выводы и дать рекомендации, полезные для практики зондовых измерений.

1. Рассматривается электрический зонд в виде удлиненного прямоугольника, расположенного в параллельном плоскости зонда потоке плазмы. В этом случае результаты зондового эксперимента часто обрабатываются с помощью формулы Бома [14]

$$j_i = cen_{i\infty} \sqrt{\frac{2kT_e}{m_i}}, \quad (7)$$

где температура электронов T_e определяется по наклону электронной части ВАХ [7]. Формула (7) непосредственно позволяет найти концентрацию ионов в исследуемой плазме. Коэффициент c в случае плоской геометрии зонда равен 0,8. Однако, как показано в [14], формула (7) хорошо себя зарекомендовала только в случае плоского зонда большого размера ($2r_0 \geq 10^3$). Если использовать формулу (7) при меньших размерах зонда, то возникают ошибки, связанные с концевым и краевым эффектами. В этом случае для исключения этих ошибок предлагается использовать охранные электроды в виде удлиненных металлических полосок, примыкающих к удлиненным сторонам прямоугольного зонда. Размеры охранных электродов можно оценить из рис. 4, полученного на основании вычислительных экспериментов. Их потенциал $\phi_{\text{охр}}$ должен равняться потенциалу зонда ϕ_p .

Тогда вольтамперная характеристика зонда сводится к ВАХ в покоящейся плазме без учета краевых эффектов. Для обработки такой ВАХ

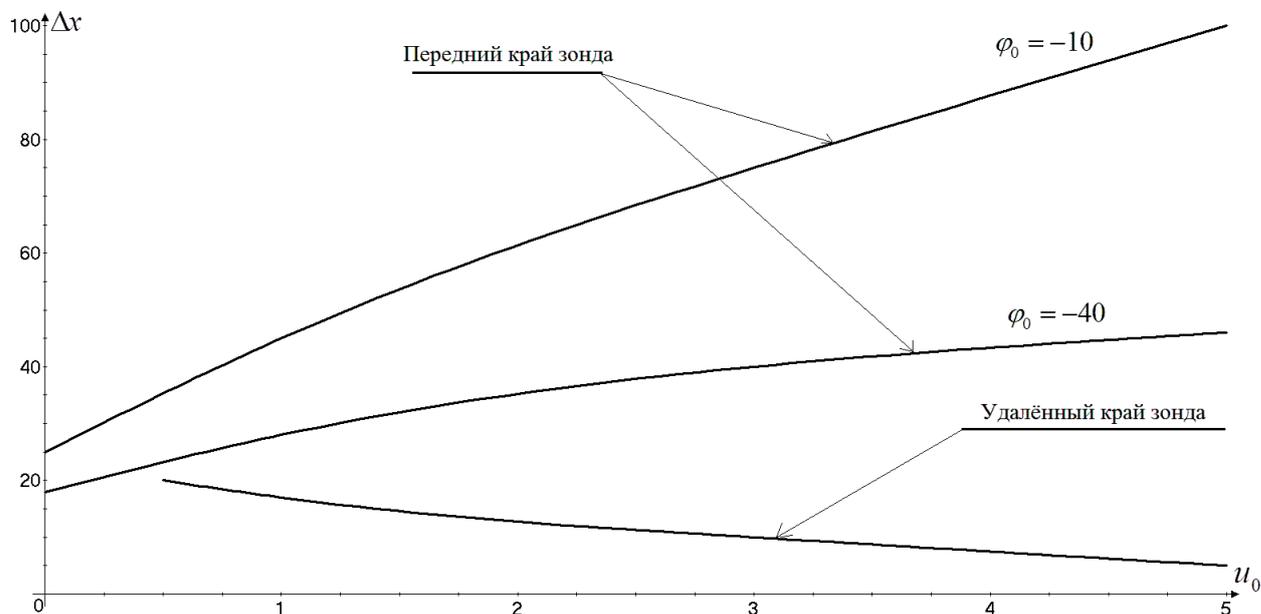


Рис. 4. Зависимость Δx от φ_0 , U_0 .

рекомендуется использовать формулу (7). Таким образом, для проведения зондового эксперимента и обработки ВАХ в случае $2r_0 < 10^3$ предлагается использовать методику, предложенную в данной работе, а в случае $2r_0 \geq 10^3$ использовать традиционный способ, соответствующий покоящейся плазме.

2. Если рассматривается электрический зонд в виде удлиненного прямоугольника, расположенного в потоке, перпендикулярном активной поверхности зонда, то концевой эффекта нет, а краевой эффект аналогичен случаю параллельного обтекания. При обработке ионной ветви ВАХ такого зонда удобно пользоваться формулой Ленгмюра [15]

$$I_i = en_{i\infty} U_\infty 2r_p l_p \sqrt{1 + \frac{2e|\varphi_p|}{m_i U_\infty^2}}, \quad (8)$$

где $2r_p/l_p$ - активная поверхность зонда. Значение u_∞ находится из дополнительных соображений или может быть измерено с помощью системы плоских зондов с разной ориентацией [7]. Применимость формулы (8) подтверждена вычислительными экспериментами с плоскими зондами [7]. Она хорошо себя зарекомендовала в случае плоского зонда большого размера ($2r_0 \geq 10^3$), когда краевыми эффектами можно пренебречь. Если же использовать формулу (8) при меньших размерах зонда, то возникают ошибки, связанные с краевыми эффектами. Тогда для исключения этих ошибок предлагается также использовать охранные электроды. Размер охранных электродов в этом случае значительно меньше, чем для параллельного потока расположения зонда. Этот размер близок к кривой рис. 4 для удаленного края пластины. Полученную в этом случае ВАХ зонда уже без учета краевых эффектов предлагается обработать с использованием формулы (8).

3. Существует еще один более трудоемкий способ обработки зондовых экспериментов. Он заключается в использовании теоретического семейства ВАХ, полученного в результате расчетов в достаточно широком диапазоне изменения характерных параметров задачи. Однако, для указанных случаев (плоский зонд в потоке разреженной плазмы с учетом краевых и концевых эффектов) достаточного для практического использования набора ВАХ в литературе найти не удалось.

4. Очень часто на практике применяются зонды в форме диска (торцы цилиндрических электродов). Если в случае зонда в виде удлиненного

прямоугольника задача четырехмерна в фазовом пространстве, то в случае зонда в форме диска она становится пятимерной в фазовом пространстве [7] и в достаточном для практических выводов объеме в настоящее время не решена. Однако, учитывая, что с ростом радиуса зонда r_0 и при достаточно больших отрицательных потенциалах ($|\phi_0| > 40$) роль краевых и концевых эффектов снижается и становится несущественной при $r_0 \geq 10^3$, рекомендуется использовать зонды в форме диска достаточно большого радиуса ($r_0 \geq 10^3$). В этом случае для обработки ВАХ такого зонда возможно применять формулы (7), (8). В обратном случае при $r_0 < 10^3$ для исключения ошибок, связанных с краевыми и концевыми эффектами, рекомендуется ставить охранные кольца. Размеры охранных колец должны быть близкими по порядку величины к приведенным на рис. 4 значениям для зонда прямоугольной формы.

Библиографический список

1. Бойер Д.В., Турян К.И. Экспериментальные и численные исследования стеночных электрических зондов в сверхзвуковых ионизованных потоках // Ракетная техника и космонавтика. 1972. Т. 10. № 12. С. 143-153.
2. Шарфман В.Е., Бедфельдт Х.Р. Экспериментальное исследование электрических пристеночных зондов // Ракетная техника и космонавтика. 1970. Т. 8. № 4. С. 67-71.
3. Руссо А., Турян К. Экспериментальное и численное исследование стеночных электростатических зондов в сверхзвуковых потоках // Ракетная техника и космонавтика. 1972. Т. 12. № 5. С. 153-158.

4. Чан П., Телбот Л., Турян К. Электрические зонды в неподвижной и движущейся плазме (теория и приложение). - М.: Мир, 1978. - 202 с.
5. Котельников В.А., Шаньков А.В. К теории тока на плоский пристеночный зонд в режиме сплошной среды // Инженерно-физический журнал. 1992. Т. 67. № 12. С. 119-122.
6. Котельников В.А., Ульданов С.В., Котельников М.В. Процессы переноса в пристеночных слоях плазмы. - М.: Наука, 2004. 422 с.
7. Котельников М.В., Гидаспов В.Ю., Котельников В.А. Математическое моделирование обтекания тел потоками бесстолкновительной и столкновительной плазмы. - М.: Физматлит, 2010. - 288 с.
8. Котельников В.А., Котельников М.В., Кубарев Ю.В. Применение плоского зонда для диагностики потоков плазмы // Известия Вузов. Электроника. 1998. № 4. С. 346-349.
9. Кашеваров А.В. Электрические зонды в медленно движущейся и покоящейся столкновительной плазме: Дисс. ...канд. к.ф.-м.наук. - Жуковский: 2005, 240 с.
10. Мустафаев А.С., Грабовский А.Ю. Зондовая диагностика анизотропной ФРЭ в плазме // Теплофизика высоких температур. 2012. Т. 50. №6. С. 841-862.
11. Кузенов В.В., Рыжков С.В., Гаврилова А.Ю., Скороход Е.П. Компьютерное моделирование плазмодинамических процессов факела капиллярного разряда // Труды МАИ. 2015. № 83. URL: <http://trudymai.ru/published.php?ID=61818>

12. Белоцерковский О.М., Давыдов Ю.М. Метод крупных частиц в газовой динамике. Вычислительный эксперимент. - М.: Наука, 1982. - 392 с.
13. Федоренко Р.П. Введение в вычислительную физику. - М.: МФТИ, 1994. - 526 с.
14. Котельников. В.А. О пределах применимости формулы Бома // Инженерно-физический журнал. 1984. Т. 47. № 4. С. 639-642.
15. Langmuir I., Mott-Smith H., General Electric Review, 27, 1924; in The Collected Works of Irving Langmuir Vol.4, (ed. Ch.G. Suits), Oxford: Pergamon Press, 1960.