

04

Зондовый метод измерения коэффициента Бома, толщины зондового слоя объемного заряда и массы ионов

© П.Е. Машеров, В.А. Рябый

НИИ прикладной механики и электродинамики Московского авиационного института (национального исследовательского университета),
125080 Москва, Россия
e-mail: riaby2001@yahoo.com

(Поступило в Редакцию 3 октября 2016 г. В окончательной редакции 26 апреля 2018 г.)

Предложено измерять коэффициент Бома, толщину зондового слоя объемного заряда и массу ионов в максвелловской плазме низкого давления на основе результатов стандартных зондовых измерений, используя эффект Бома, закон Больцмана и „закон $3/2$ “ в случае их справедливости для изучаемой плазмы. Реализация данной возможности была обеспечена аккуратной зондовой диагностикой высокочастотной ксеноновой плазмы индукционного разряда при давлении 2 mTorr. Анализ полученных результатов показал справедливость указанных законов и эффекта Бома с „инженерной“ точностью, что позволило найти коэффициент Бома $C_{BSYI} \approx 1.23$ для цилиндрического зонда, составивший основу предложенного метода.

DOI: 10.21883/JTF.2018.12.46780.2051

Введение

Данное исследование основано на аккуратной зондовой диагностике индукционной ксеноновой плазмы при давлении $p = 2 \cdot 10^{-3}$ Torr. В настоящее время большинство проблем этой диагностики разрешено вполне эффективно [1]. Например, зондовая станция Plasma Sensors VGPS Probe System, упомянутая в обзоре [1] и описанная на сайте [2], обеспечивает аккуратную диагностику любой плазмы, включая рабочие среды высокочастотных (ВЧ) разрядов. Анализ объективности этих измерений [3] и особенностей техники обработки вольт-амперных характеристик (ВАХ) зондов показал, что данная станция позволяет измерять температуру T_e и концентрацию n_e электронов с погрешностью порядка $\pm 10\%$ и с гораздо меньшей ошибкой — плазменные потенциалы V_f (плавающий) и V_s (потенциал пространства) с соответствующей последнему плотностью электронного тока насыщения j_{es} . Эта ситуация стимулировала поиски новых возможностей зондовой диагностики плазмы. Настоящая работа посвящена описанию зондового метода измерений толщины δ зондового слоя объемного заряда и массы ионов M_i на основе эффекта Бома, закона Больцмана и „закона $3/2$ “ для цилиндрических зондов.

Сущность рассматриваемой задачи

В изотропной плазме с максвелловской функцией распределения электронов по энергиям (EEDF) справедливы эффект Бома, закон Больцмана для бесстолкновительного движения электронов в тормозящем потенциальном электрическом поле и „закон $3/2$ “ в форме уравнений Чайлда–Ленгмюра–Богуславского (CLB). Эти особенности, часто встречающиеся в газоразрядной

плазме низкого давления, позволили расширить возможности зондовой диагностики плазмы.

Согласно эффекту Бома [4], между зондовым слоем объемного заряда и невозмущенной плазмой формируется квазинейтральный переходный слой, в котором ионы ускоряются до электронных скоростей на границе зондового слоя $v_e = (2kT_e/M_i)^{1/2}$, где k — постоянная Больцмана. Они приходят к его внешней поверхности с плотностью тока, которая в случае цилиндрического зонда под плавающим потенциалом представлена в [4] как

$$j_{ifl} = 0.4en_e(2kT_e/M_i)^{1/2} = 0.4en_e(2eT_e/M_i)^{1/2}. \quad (1)$$

Здесь e — элементарный заряд, T_e — в первом варианте (1) выражена в К, во втором — в eV, а $0.4 = C_{BSYI}$ — определенный в [4] коэффициент Больцмана для цилиндрического зонда. Такая геометрия зондов наиболее популярна среди экспериментаторов из-за их конструктивной простоты, поэтому им и посвящена настоящая работа.

Данный эффект интересен функциональной связью плотности ионного тока j_{ifl} на зонд под плавающим потенциалом с массой ионов M_i , что создает принципиальную возможность анализа массового состава ионной компоненты плазмы.

Плотность ионного тока насыщения на собирающую поверхность плавающего зонда j_{if} может быть найдена через плотность электронного тока насыщения j_{es} , подчиняющуюся в максвелловской плазме закону Больцмана $n_{ef} = n_{e0} \exp(-\Delta V_f/T_e)$, где n_{ef} — концентрация электронов около собирающей поверхности зонда под плавающим потенциалом, n_{e0} — концентрация электронов на внешней границе зондового слоя, $\Delta V_f = V_s - V_f$ — разность между потенциалом пространства V_s и плавающим потенциалом зонда V_f

при записи T_e в eV. Тогда на зонде под плавающим потенциалом из-за отсутствия тока в зондовой цепи

$$j_{if} = j_{ef} = j_{es} \exp(-\Delta V_f / T_e). \quad (2)$$

Данный параметр, измеряемый цилиндрическим зондом Ленгмюра, может быть включен в классическую формулу Бома (1) с привлечением соотношения между собирающей поверхностью зонда и внешней поверхностью зондового слоя, равного отношению радиуса зонда a к внешнему радиусу зондового слоя R :

$$j_{if}(a/R) = j_{ifl} = C_{BCyl} n_e (2eT_e / M_i)^{1/2}. \quad (3)$$

Заметим, что разность этих радиусов $R - a$ определяет толщину δ зондового слоя объемного заряда, которая также представляет интерес для экспериментаторов. Обозначая $R/a = x$ и $x C_{BCyl} = K_{BCyl}$ — составному коэффициенту Бома, получаем вариант формулы Бома, содержащей измеряемый параметр j_{if} :

$$j_{if} = K_{BCyl} n_e (2eT_e / M_i)^{1/2}. \quad (4)$$

В этом выражении имеются три неизвестные величины — отношение радиусов $x = R/a$, подлежащий экспериментальному подтверждению коэффициент Бома C_{BCyl} и масса ионов M_i . Очевидно, что в случае известных величин x и C_{BCyl} , а также стандартных зондовых параметров плазмы T_e , n_e и j_{if} , формула (4) определяет среднюю массу ионов.

Для нахождения всех трех неизвестных нужны еще два независимых уравнения. Однако помимо формулы Бома имеется еще только одно соотношение для этих неизвестных — „закон 3/2“ [5], который в форме уравнения CLB для цилиндрического зонда под плавающим потенциалом записывается следующим образом:

$$j_{if} = (4\epsilon_0/9)(2e/M_i)^{1/2}(\Delta V_f^{3/2}/a^2 x_{CLB} A_L), \quad (5)$$

где ϵ_0 — диэлектрическая постоянная вакуума, а A_L — зависящий от x_{CLB} безразмерный параметр Ленгмюра [5]. Очевидно, что система из двух уравнений с тремя неизвестными не может быть разрешена однозначно. Предложенный в настоящей работе выход из положения заключается в разбиении исследования на два этапа, в каждом из которых система двух уравнений (4) и (5) будет содержать две неизвестные величины.

На первом этапе проводится специальный эксперимент с рабочим газом особой чистоты, подаваемым в безмасляный вакуум, т.е. при известной массе ионов M_i . Тогда система уравнений (4) и (5) позволяет провести оценки толщин зондового слоя $\delta_{CLB} = R_{CLB} - a = a(x_{CLB} - 1)$ и коэффициента Бома $(C_{BCyl})_{CLB}$ в рамках CLB-модели зондового слоя. Для этого в настоящей работе по результатам специального эксперимента в виде набора экспериментальных точек (j_{if} , n_e и T_e) по формуле (4) были найдены величины составного коэффициента Бома $K_{BCyl} = x C_{BCyl}$.

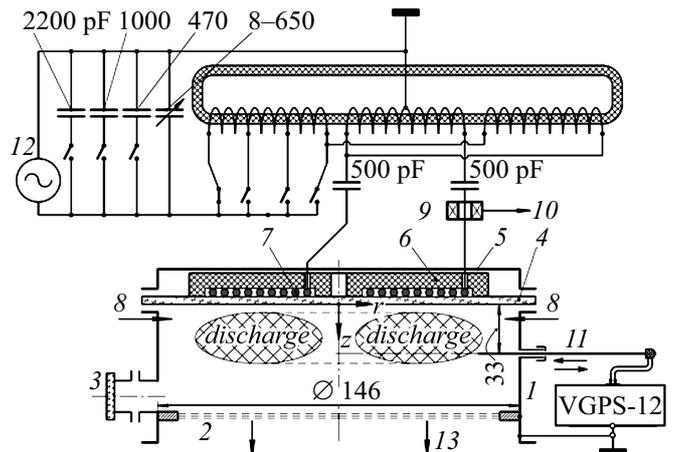


Рис. 1. Схемы ВЧИ установки и линии электропитания разряда: 1 — газоразрядная секция вакуумной камеры, 2 — ионно-оптическая система, 3 — смотровое окно, 4 — разделительное кварцевое окно, 5 — крышка узла индуктора, 6 — ферритовый сердечник, 7 — индуктор, 8 — подача ксенона, 9 — пояс Роговского (Pearson mod. 2878), 10 — к ВЧ-вольтметру, 11 — радиально подвижный цилиндрический зонд, 12 — ВЧ генератор.

Совместное решение уравнений (4) и (5) позволило найти соответствующие значения x_{CLB} , определившие толщины зондовых слоев в рамках CLB-модели. Однако, как будет показано ниже, эта модель зондового слоя объемного заряда недостаточно четко обоснована физически, поэтому в нее будут внесены поправки, которые преобразуют оценки x_{CLB} в уточненные величины x , которые позволяют найти соответствующий им коэффициент Бома C_{BCyl} .

Вторым этапом решения системы уравнений (4) и (5) будет проведение эксперимента общего характера при наличии измеренного коэффициента Бома C_{BCyl} для нахождения толщин δ слоев объемного заряда на цилиндрическом зонде и средней массы ионов M_i .

Очевидно, что данный этап представляет собой предложенную в настоящей работе зондовую методику измерения δ и M_i , которая будет сформулирована после экспериментального уточнения коэффициента Бома C_{BCyl} в результате описанного ниже эксперимента с известной массой ионов ксенона $M_i = 131 \text{ а.е.} = 2.175 \cdot 10^{-25} \text{ кг}$.

Организация специального эксперимента с ВЧ индукционной плазмой

Высокочастотный индукционный (ВЧИ) разряд в ксене не возбуждался на частоте 2 МГц в газоразрядной секции модели ВЧ ионного двигателя с плоским индуктором и ферритовым сердечником [6]. Схемы модели и линии ее электропитания представлены на рис. 1.

Прототипом данной модели послужили патент [7] и его детальное исследование [8]. В проведенном специальном эксперименте ксенон особой чистоты 99.9999% подавался в вакуумную камеру объемом 1.91 с безмасляными средствами откачки. Негерметичность камеры выявлялась и устранялась с помощью японского течеискателя MSE-2000R. В результате предельный вакуум установки достиг $\sim 10^{-6}$ Торг. Расход ксенона составил $q = 2$ сссм, соответствующий весовому расходу $g \approx 0.2$ г/с, что обеспечило динамическое разрежение в газоразрядной камере $p = 2 \cdot 10^{-3}$ Торг.

Зондовая диагностика плазмы проводилась с помощью радиально подвижных прямых цилиндрических зондов Ленгмюра *II* (см. рис. 1), выполненных из вольфрамовой нити диаметром 0.15 мм с длиной измерительного отрезка $l_p = 10$ мм. Зондовая нить размещалась в одном из каналов четырехканального керамического капилляра внешнего диаметра 0.88 мм. Чертеж этого зонда представлен на рис. 2.

Керамический капилляр был помещен в заземленной стальной экранирующей трубке с внешним диаметром 1.6 мм. Отрезок такой же трубки длиной 10 мм был зафиксирован около измерительного торца керамического капилляра и был электрически соединен со второй вольфрамовой проволочкой. Этот электрод с развитой собирающей поверхностью представлял собой опорный зонд, подключаемый вместе с измерительным зондом к автоматизированной зондовой станции VGPS-12. Сигнал опорного зонда устранял значительную часть искажений зондовых ВАХ.

Особое внимание было уделено минимизации зондовых возмущений плазмы. Для этого были использованы зонды трех длин: 3, 5 и 10 мм (см. рис. 2). Измерения показали [9], что с увеличением длины зондов их данные по n_e вышли на насыщение, следовательно при длине зонда $l_p = 10$ мм влияние на n_e рекомбинации заряженных частиц на зондодержателе оказалось пренебрежимо малым, т. е. рабочий зонд длины $l_p = 10$ мм контактировал с практически невозмущенной плазмой.

Управляющая программа станции VGPS-12 использует метод Дрювестейна, предусматривающий двойное дифференцирование зондовых ВАХ для регистрации EEDF, с которых начинается получение диагностических данных. Пример этих данных в форме функций

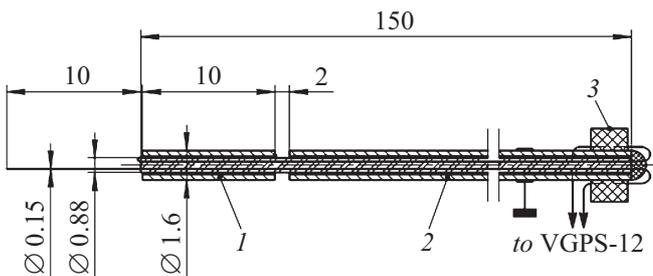


Рис. 2. Чертеж цилиндрического зонда: 1 — опорный зонд, 2 — защитный экран, 3 — узел разделки зондовых выводов.

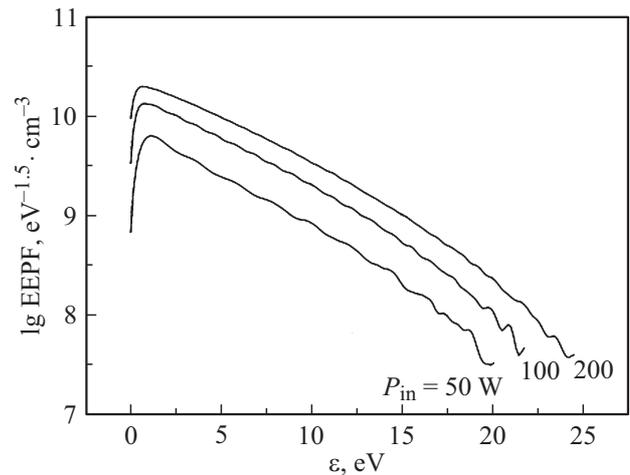


Рис. 3. Пример измеренных EEPF для $r = 0$ и различных значений P_{in} .

вероятности распределения электронов по энергиям $EEPF = EEDF/\epsilon^{1/2}$ для осевой позиции зонда ($r = 0$) при падающей мощности ВЧГ $P_{in} = 50, 100$ и 200 W представлен на рис. 3.

Далее эти функции в рамках метода Дрювестейна интегрируются для получения n_e и T_e . В максвелловской плазме полулогарифмические EEPF должны быть прямолинейными. В данном эксперименте такая особенность отсутствовала, но и отклонения измеренных EEPF от линейности были не слишком велики.

Оценка внешнего вида EEPF представляет собой качественный анализ близости измеренных EEDF к максвелловской функции. Авторами предложен также и количественный вариант такого анализа в виде сравнения экспериментальных величин плотности электронного тока насыщения зонда j_{es} с расчетными значениями для изотропной максвелловской плазмы $j_{esm} = (1/4)en_e(8kT_e/\pi m_e)^{1/2}$. Оказалось, что измеренные j_{es} были примерно на 20% ниже расчетных величин j_{esm} . Этот факт был принят как „инженерная“ точность близости реальных EEDF к функции Максвелла.

При давлении $p = 2$ мТорг все процессы взаимодействия электронов с цилиндрическим зондом диаметром 0.15 мм и зондодержателем диаметром 1.6 мм являются бесстолкновительными [10]. С учетом близости изучавшейся плазмы к максвелловской среде в условиях данного эксперимента можно считать примерно справедливыми упомянутые выше формулы Бома (1) и Больцмана (2), а также „закон 3/2“ в форме уравнения CLB (5).

Результаты специального эксперимента и их анализ

С помощью формулы Больцмана (2) были найдены радиальные распределения плотности ионного тока $j_{if}(r)$

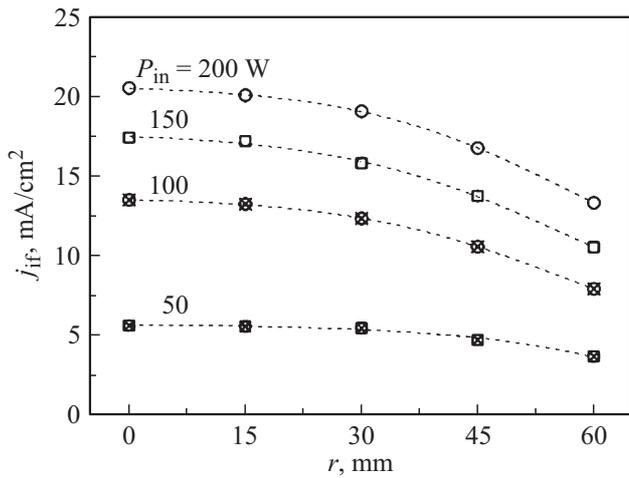


Рис. 4. Радиальные распределения плотности ионного тока на цилиндрический зонд под плавающим потенциалом.

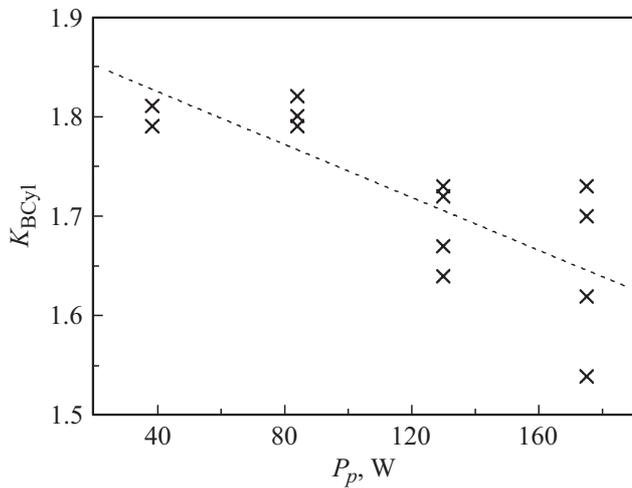


Рис. 5. Зависимость $K_{BСyl}$ от ВЧ мощности P_p , поглощенной плазмой разряда.

на зонд под плавающим потенциалом с использованием измеренных величин плотностей тока электронного насыщения j_{es} , электронных температур T_e и разностей зондовых потенциалов ΔV_f , полученных из приведенных в [10] данных по $V_s(r)$ путем вычитания из V_s плавающего потенциала цилиндрического зонда $V_f = 4.39$ В, который оказался постоянным на всех режимах разряда. Результаты по $j_{if}(r)$ для $P_{in} = 50-200$ W показаны на рис. 4.

С помощью формулы (4) на основании этих данных и измеренных n_e и T_e ([6] и [10]) были найдены значения составных коэффициентов Бома, которые представлены на рис. 5 для различных величин поглощенной плазмой ВЧ мощности P_p , найденных в [10] по результатам интегральной диагностики изучаемого устройства.

Видно, что в целом она имеет падающий характер, на что указывает линейная аппроксимация зависимости $K_{BСyl}(P_p)$.

Вначале толщины зондовых слоев оценивались в приближении CLB-модели зондового слоя. Согласно уравнению (5), выражение для произведения $x_{CLB}AL$ записывается следующим образом:

$$x_{CLB}AL = (4\epsilon_0/9)\Delta V_f^{3/2}/K_{BСyl}a^2n_eT_e^{1/2} = 2.4564 \cdot 10^7 \Delta V_f^{3/2}/K_{BСyl}a^2n_eT_e^{1/2}. \quad (6)$$

Левая часть этого выражения представляет собой функцию от x_{CLB} , которая была определена табличными данными [5] и аппроксимирована в диапазоне $x_{CLB} = 1.1-2.0$ функцией:

$$x_{CLB}AL = 2.0073x_{CLB}^2 - 4.3755x_{CLB} + 2.3905. \quad (7)$$

Объединение уравнений (6) и (7) приводит к получению квадратного уравнения относительно $x_{textCLB}$:

$$2.0073x_{CLB}^2 - 4.3755x_{CLB} + 2.3905 - 2.4564 \cdot 10^7 \Delta V_f^{3/2}/K_{CLB}a^2n_eT_e^{1/2} = 0. \quad (8)$$

Его решение для полного набора величин $K_{BСyl} = 1.54-1.82$ позволяет оценить толщины зондового слоя в диапазоне $x_{CLB} = 1.44-1.86$ при разных величинах P_p .

Однако использованная в данном расчете CLB-модель зондового слоя предполагает заполнение его пространства только ионами при полном отталкивании электронов. Это означает, что падение напряжения на зондовом слое ΔV_f должно существенно превышать верхнюю границу энергии высокоэнергичных электронов плазмы. Однако в условиях настоящего эксперимента верхняя граница энергии электронов находится на уровне не ниже 25 eV, что видно из рис. 3, тогда как напряжение на зондовом слое при плавающем потенциале зонда $\Delta V_f = V_s - V_f$ не превышает 17 В [10]. Следовательно, некоторое количество высокоэнергетических электронов могло проникать в зондовый слой, изменяя его параметры.

С подобной ситуацией столкнулись авторы работы [11], в которой параметры аргоновой плазмы изучались с помощью U-образного зонда, для которого весьма важно знание реальных толщин зондового слоя. Сначала они были оценены по CLB-модели зондового слоя, а затем корректировались на основании так называемой „ступенчато-фронтальной“ (SF) модели, допускающей проникновение в зондовый слой некоторого количества высокоэнергетических электронов плазмы. Обработка данных работы [11] позволила получить зависимость $x_{SF} = f(x_{CLB})$, представленную на рис. 6.

Эти данные в представленном диапазоне x_{CLB} с высокой точностью аппроксимировались прямой линией

$$x_{SF} = 0.692x_{CLB} + 0.3816, \quad (9)$$

характеризующей некоторое снижение x_{SF} по сравнению со значениями x_{CLB} . Результаты такой корректировки

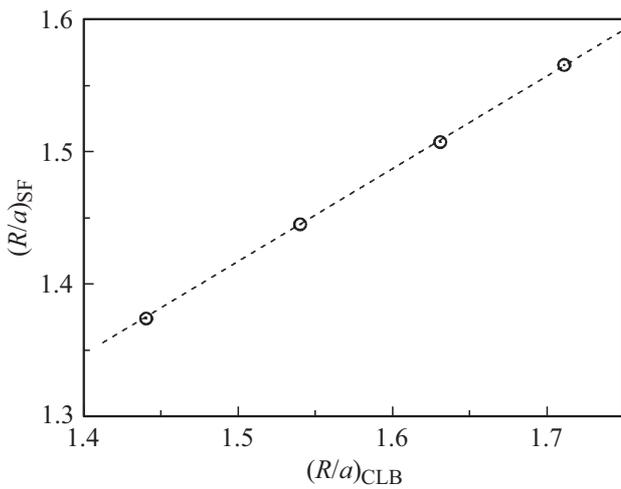


Рис. 6. Зависимость x_{SF} от x_{CLB} по данным [11].

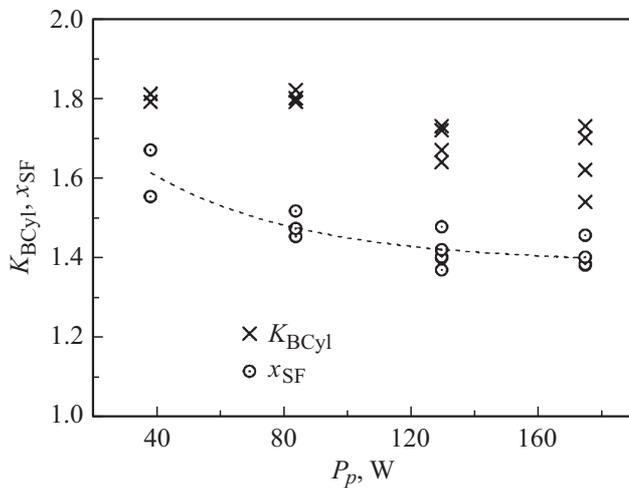


Рис. 7. Зависимость скорректированных значений x_{SF} и составных коэффициентов Бома K_{BCyI} от P_p .

экспериментальных данных настоящей работы по x_{CLB} представлены на рис. 7 в виде кружков.

Их аппроксимация штриховой линией подтверждает снижающийся характер зависимости $K_{BCyI}(P_p)$ при некотором уточнении ее формы, поскольку график $x_{SF}(P_p)$ оказался более четким по сравнению с перенесенными сюда из рис. 5 данными по составному коэффициенту Бома K_{BCyI} .

Далее задача определения C_{BCyI} могла быть решена двумя путями. Графический путь состоял в подборе коэффициента $C_{BCyI} > 1$ к аппроксимирующей функции $x_{SF}(P_p)$ на рис. 7 с целью смещения ее вверх до усреднения всей группы данных по K_{BCyI} . Этот путь был использован в работе [12] и привел к получению $C_{BCyI} \approx 1.23$. Второй арифметический путь состоит в вычислении значений коэффициента Бома $C_{BCyI} = K_{BCyI}/x_{SF}$ для всех экспериментальных точек K_{BCyI} , представленных на рис. 8.

Здесь нанесена сплошная прямая линия $C_{BCyI} = 1.23$ с обозначением поля разброса $\pm 7\%$. Видно, что арифметический путь получения уточненного коэффициента Бома подтвердил графический результат работы [12].

Теперь можно окончательно сформулировать предложенную в настоящей работе методику зондовых измерений толщин зондовых слоев и средней массы ионов с включением экспериментально обоснованных практических формул:

1) Контроль вида EEDF плазмы.

2) Уточненный коэффициент Бома $C_{BCyI} = 1.23$ видоизменяет формулу (6):

$$x_{CLB}^2 A_L \approx 1.997 \cdot 10^7 \Delta V_f^{3/2} / a^2 n_e T_e^{1/2}. \quad (10)$$

Табличные данные [5] относительно A_L определяют зависимость $x_{CLB}^2 A_L = f(x_{CLB})$, которая для $x_{CLB} = 1.1-2.0$ с хорошей точностью была аппроксимирована полиномом 4-й степени

$$x_{CLB}^2 A_L = 0.4756x_{CLB}^4 + 0.05815x_{CLB}^3 + (-2.093)x_{CLB}^2 + 2.1202x_{CLB} - 0.56165. \quad (11)$$

Объединяя выражения (10) и (11), получаем уравнение для оценки x_{CLB} :

$$0.4756x_{CLB}^4 + 0.05815x_{CLB}^3 - 2.093x_{CLB}^2 + 2.1202x_{CLB} - 0.56165 - 1.997 \cdot 10^7 \Delta V_f^{3/2} / a^2 n_e T_e^{1/2} = 0.$$

Оно без особых трудностей решается, например, с помощью доступных в Интернете „калькуляторов онлайн“.

3) Полученные величины x_{CLB} корректируются формулой (9) для приведения их в соответствие с SF-моделью зондового слоя объемного заряда, определяющей толщины этого слоя $\delta = R_{SF} - a = a(x_{SF} - 1)$. Их знание важно в плане контроля корректности зондовой теории, используемой для интерпретации зондовых ВАХ.

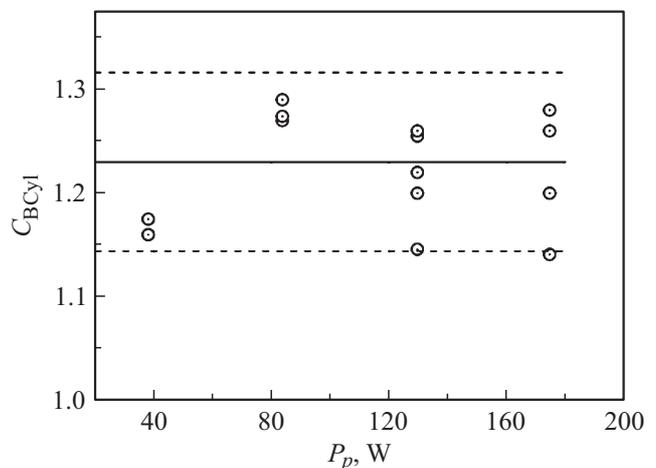


Рис. 8. Величины коэффициента Бома C_{BCyI} при разных значениях P_p .

4) Коэффициент Бома $C_{\text{ВСУ}} = 1.23$ видоизменяет также формулу (4), определяющую выражение для нахождения массы ионов:

$$M_i = 3.026x_{\text{CLB}}^2 e^3 n_e^2 T_e / j_{if}^2.$$

В случае работы с газовой смесью это будет средняя ионная масса, а при использовании определенного газа этот результат определит степень его чистоты.

Выводы

1. Предложено расширение зондовой диагностики максвелловской плазмы измерением коэффициента Бома, толщины зондового слоя и массы ионов плазмы.

2. Аккуратная зондовая диагностика ксеноновой плазмы ВЧИ разряда при давлении 2 mTorr с помощью цилиндрического зонда и системы Plasma Sensors VGPS-12 позволила определить коэффициент Бома $C_{\text{ВСУ}} = 1.23$ в классической формуле Бома, что послужило основой для практической формулировки предложенной методики.

Авторы считают своим приятным долгом выразить признательность проф. В.А. Годяку и его коллеге В.М. Александровичу за поддержку данного исследования и оказание активной помощи в проведении экспериментов.

Список литературы

- [1] *Godyak V.A., Demidov V.I.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2011. Vol. 44. P. 233001.
- [2] Электронный ресурс. Режим доступа: // VGPS Probe System. URL: <http://www.plasmasensors.com>
- [3] *Riaby V.A., Obukhov V.A., Masherov P.E.* // High Voltage Engineering. 2012. Vol. 38. Suppl. P. 790–793.
- [4] *Bohm D.* Characteristics of Electrical Discharges in Magnetic Fields / Ed. by A. Guthrie, R.K. Wakerling. NY–Toronto–London: McGraw-Hill Book Co., Inc., 1949. P. 1–49.
- [5] *Козлов О.В.* Электрический зонд в плазме. М.: Атомиздат, 1969. С. 20–21.
- [6] *Masherov P.E., Riaby V.A., Godyak V.A.* // Rev. Sci. Instrum. 2016. Vol. 87. P. 2B926.
- [7] *Godyak V.* Inductive plasma source with high coupling efficiency. US Patent 8444870. Int. Cl. H01J 37/3211, C23F 1/00, 21 May 2013.
- [8] *Godyak V.A.* // Plasma Sources Sci. T. 2011. Vol. 20. P. 025004.
- [9] *Машеров П.Е.* // Вестник Московского авиационного института. 2016. Т. 23. № 2. С. 42–49.
- [10] *Рябый В.А., Машеров П.Е.* // Изв. РАН. Энергетика. 2016. № 2. С. 45–57.
- [11] *Piejak R.B., Godyak V.A., Garner R., Alexandrovich B.M.* // J. Appl. Phys. 2004. Vol. 95. N 7. P. 3785–3791.
- [12] *Masherov P.E., Riaby V.A.* // Rev. Sci. Instrum. 2016. Vol. 87. P. 086106.