

04;12

## Зондовая диагностика сильноионизованной плазмы инертных газов при атмосферном давлении

© Ф.Г. Бакшт, Н.К. Митрофанов, А.Б. Рыбаков, С.М. Школьник

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,  
194021 Санкт-Петербург, Россия

(Поступило в Редакцию 26 марта 1997 г.)

Применяется методика зондовых измерений (эксперимент и теория) в плотной сильноионизованной плазме инертного газа при атмосферном давлении. Измерения выполнены в сильноточной 250–550 А свободногорящей аргоновой дуге с термоэмиссионным катодом. В качестве контрольной методики использовались спектроскопические измерения. Сопоставление расчета с экспериментом свидетельствует об их хорошем согласии. Показана также возможность определения потенциала плазмы по измеренной величине потенциала плавающего зонда.

### Введение

Достоинством зондового метода диагностики плазмы являются локальность, возможность проводить измерения в таких устройствах, вывод излучения из которых затруднен или вовсе невозможен, и др. Практически лишь зондовый метод позволяет определить потенциал плазмы — важнейший параметр при исследовании приэлектродных процессов в различных разрядах. Последнее обстоятельство является наиболее существенным стимулом для постоянно ведущихся исследований, направленных на расширение области параметров плазмы, доступных для зондовой диагностики.

В сильноионизованной плазме атмосферного давления зондовые измерения проводятся давно (см., например, [1,2]). Однако методика таких измерений до настоящего времени не отработана. Это отчасти объясняется техническими трудностями проведения измерений (высокие плотности теплового потока на зонд), но главным образом трудностями интерпретации результатов ввиду отсутствия последовательной теории собирания тока зондом в этих условиях. Высказанное в [1] на основании лишь качественных соображений утверждение о том, что потенциал плавающего зонда  $V_f$  относительно плазмы в сильноионизованной плазме высокого давления составляет величину  $|V_f| = (2 \pm 1) V$ , получило широкое распространение. Однако такая оценка, как показали результаты недавних расчетов [3,4], по-видимому, неверна даже по порядку величины, так как расчет дает значение  $|V_f| \geq 10 V$ .

Поскольку в дуговых разрядах при атмосферном давлении измерения потенциала плавающего зонда относительно электрода обычно дают величину  $|\varphi_f| \leq 10 V$ , то при определении катодного падения потенциала  $V_k$  в соответствии с [1] можно получить значение  $V_k$ , более чем в два раза заниженное по сравнению с тем, что следует из расчета [4]. При определении анодного падения  $V_a$  выбор правильного значения  $V_f$  не менее важен, так как от него зависит не только величина, но и знак  $V_a$ .

Целью настоящей работы являются экспериментальная проверка развитой в [4] теории, отработка методики зондовых измерений при высоких степенях ионизации плазмы атмосферного давления. В качестве контрольной методики использовались спектроскопические измерения.

Эксперименты выполнены в свободногорящей дуге атмосферного давления в аргоне, который наиболее часто используется в качестве плазмообразующего вещества в различных плазменных устройствах. В [4] приведены результаты расчета зондовых характеристик в плазме ксенона. В настоящей работе развитая в [4] теория применена для расчета зондовых характеристик в аргоновой плазме.

### Экспериментальная установка и техника измерений

Эксперименты проводились в водоохлаждаемой камере из нержавеющей стали внутренним диаметром 180 мм и высотой 200 мм. Камера предварительно откачивалась до давления  $p \leq 10^{-3}$  Торр, промывалась аргоном и затем заполнялась им до давления, превышающего атмосферное на 3–5%. Дуга была ориентирована вертикально: вольфрамовый стержневой катод диаметром  $D = 2$  мм, конец которого специально не затачивался и имел форму полусферы, был расположен снизу, а плоский медный водоохлаждаемый анод — над ним. Межэлектродный промежуток составлял 12 мм. Термоэмиссия катода обеспечивалась саморазогревом постоянным током 50–70 А вспомогательной (дежурной) дуги. Параллельно дежурной дуге подключался источник основного импульсного разряда — генератор с низким внутренним сопротивлением, вырабатывающий одиночные прямоугольные импульсы тока  $I \leq 1000$  А длительностью до 5 мс. Передний фронт импульса определялся переходными процессами в разряде и составлял  $\sim 1$  мс. Измерения проводились в установившемся

режиме через 3–4 ms после начала импульсного разряда. Более детально экспериментальный стенд описан в [5].

Сферические зонды диаметром  $d \equiv 2a = 0.45\text{--}0.50\text{ mm}$  изготавливались из вольфрамовой проволоки  $\varnothing 0.35\text{ mm}$ . Проволока изолировалась керамикой  $\text{Al}_2\text{O}_3$   $\varnothing 0.75\text{ mm}$ . Площадь цилиндрической части зонда, выступающей из изолятора, не превышала 15% площади сферы. Зонд простреливался с помощью электромагнита поперек дуги через центральную зону канала дуги со скоростью  $\geq 1\text{ m/s}$ . Во время движения зонда специальное устройство вырабатывало метки времени, для формирования которых использовался гребенчатый прерыватель света, закрепленный на хвостовике держателя зонда.

С помощью цифрового запоминающего осциллографа С9-8 регистрировалась зависимость от времени потенциала плавающего зонда  $\varphi_f$  относительно заземленного катода или ионного тока  $I_i$  при подаче на зонд отрицательного по сравнению с  $\varphi_f$  смещения 5–15 V. Положение зонда определялось с помощью меток времени. Ввиду неизбежного люфта держателя зонда внутри соленоида электромагнита точность определения положения зонда составляла  $\approx 0.3\text{ mm}$ . Измерения в каждом из режимов проводились в виде серий из 8–10 осциллограмм, после чего результаты усреднялись с отбрасыванием выпадающих значений, появление которых было связано со смещением канала дуги. Положение дуги контролировалось визуально на экране, на который проецировалось ее увеличенное изображение.

Перед началом измерений на зонд подавалось отрицательное по сравнению с  $\varphi_f$  смещение  $\approx 20\text{ V}$  и зонд несколько раз простреливался сквозь плазму. При прохождении зондом центральной части дугового канала на поверхности зонда образовывалось "катодное" пятно, которое очищало поверхность, не вызывая заметной эрозии, так как ток при этом был ограничен на уровне 10 A. Такая предварительная очистка предотвращала возникновение пятен на зонде при измерениях ионного тока, которые проводились при несколько меньших по абсолютной величине смещениях. В случае необходимости очистка повторялась в процессе измерений.

Для регистрации эмиссионного спектра дуги использовался монохроматор МДР-3, состыкованный с многоканальным оптическим анализатором OSA B&M Spektronik. Полуширина аппаратной функции спектроскопической установки (при ширине входной щели  $\leq 0.08\text{ mm}$ ) составляла 0.12 nm. При измерении была выбрана ширина входной щели монохроматора 0.15 mm, что обеспечивало неискаженную передачу реального распределения интенсивности в спектре излучения. За одну экспозицию регистрировался участок спектра 25 nm.

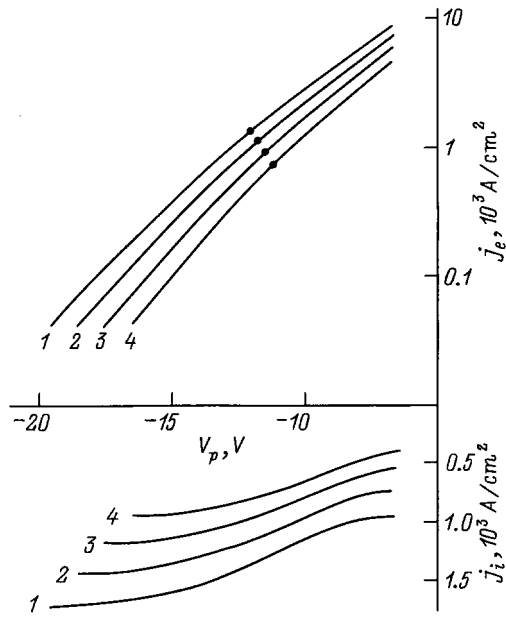
При помощи системы скрещенных зеркал и двухлинзового кварцевого конденсора в плоскости входной щели формировалось уменьшенное горизонтально ориентированное изображение дуги, которое сканировалось поперек щели за счет поворота плоскопараллельной кварцевой пластины. Пространственное разрешение по

оси разряда нами оценивается как  $\leq 0.3\text{ mm}$ . Экспозиция (временное разрешение) анализатора варьировалось в пределах 0.2–0.5 ms. Задержка запуска анализатора выбиралась с таким расчетом, чтобы начало регистрации спектра соответствовало моменту прохождения зондом приосевой области разряда. Спектральная чувствительность установки была измерена с помощью эталонной бандлампы СИ8-200У.

Зондовые и спектроскопические измерения проводились не одновременно, однако обработка большого количества данных эксперимента показала хорошую воспроизводимость режимов горения дуги.

## Теория

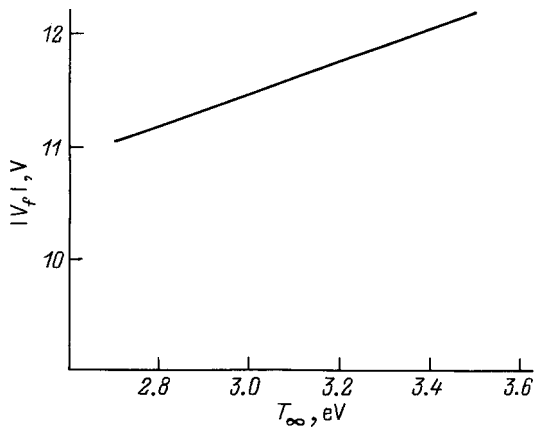
Работа зонда в плотной плазме ранее анализировалась теоретически в основном применительно к режимам, когда столкновения электронов с ионами и нейтралами не влияли на величину и распределение электронной температуры  $T_e(r)$  в призондовом слое. В целом ряде расчетов величина  $T_e$  в призондовом слое вообще не определялась, а задавалась в качестве параметра (см., например, [6–9]). Фактически при этом предполагалось, что  $T_e$  совпадает с электронной температурой в невозмущенной плазме. В данной работе проведены расчеты для иной, типичной для достаточно высоких давлений ситуации, когда вследствие интенсивных столкновений между электронами и тяжелыми частицами в основной части призондового слоя устанавливается единая температура  $T(r)$  для электронов и тяжелой компоненты. Эта температура отличается от температуры невозмущенной плазмы  $T_\infty$ . Во-первых, это различие связано с понижением температуры тяжелых частиц в призондовом слое от  $T_\infty$  до температуры  $T_0$  поверхности зонда. Во-вторых, это связано с понижением температуры электронов вследствие их движения к зонду в тормозящем электрическом поле в квазинейтральной плазме, а также с потерями энергии электронов на ионизацию и на преодоление задерживающего потенциального барьера в призондовом ленгмюровском слое. При теоретическом рассмотрении призондовая область разбивалась на ряд слоев в соответствии с ролью преобладающих в них эффектов (подробнее см. [4,10]). В рассматриваемых в настоящей работе условиях имеет место следующая иерархия характерных длин:  $L_0 \ll l_i \ll L_M \ll L_i \ll L_T \ll a$ . Здесь  $L_0$  — толщина призондового ленгмюровского слоя;  $l_i$  — длина свободного пробега ионов;  $L_M$  — длина максвеллизации электронов, участвующих в ионизации и переносе тока;  $L_i$  — длина однократной ионизации атомов аргона максвеллизованными электронами;  $L_T$  — длина релаксации температуры тяжелой компоненты к температуре электронов. При выполнении приведенной последовательности неравенств можно анализировать процессы в указанных областях раздельно, учитывая наличие более узких слоев в эффективных граничных условиях. Внутренние слои при  $r \leq L_T$  можно рассма-



**Рис. 1.** Плотность электронного и ионного тока на зонд в зависимости от потенциала зонда.  $T_0 = 0.15$  eV;  $T_\infty$ , eV: 1 — 3.4, 2 — 3.2, 3 — 3.0, 4 — 2.8. Точками отмечены значения потенциала плавающего зонда  $V_f$ .

тривать как плоские. Численные расчеты по методике, разработанной нами ранее [4], были выполнены для сферического зонда радиусом  $a = 0.25$  mm в аргонной плазме атмосферного давления.

Условием реализации указанной иерархии характерных длин, кроме достаточно большого давления, является также сравнительно высокая температура  $T_\infty$  плазмы. В частности, для выполнения условия  $L_i \ll L_T$  необходимо, чтобы в области ионизации температура электронов превышала 2 eV [4]. При этом температура невозмущенной плазмы должна превышать 2.5 eV. В этом случае невозмущенная плазма состоит лишь из электронов и двукратных ионов  $Ag^{++}$ , а в промежуточной области  $L_i \ll r < a$  происходит переход от однократной



**Рис. 2.** Зависимость потенциала плавающего зонда от температуры  $T_\infty$ .  $T_0 = 0.15$  eV.

к двукратной ионизации плазмы. Протяженность соответствующей переходной области в рассматриваемых в настоящей работе условиях на порядок превышает длину рекомбинации ионов  $Ag^{++}$  с электронами. Это позволяет использовать условие локального термодинамического равновесия (ЛТР) для определения компонентного состава аргонной плазмы в призондовом слое везде при  $r > L_i$ .

Результаты расчетов показаны на рис. 1 и 2. На рис. 1 приведены расчетные зависимости плотности электронного тока  $j_e$  и ионного тока  $j_i$  на зонд от потенциала зонда  $V_p$  по отношению к невозмущенной плазме. На рис. 2 приведена зависимость потенциала  $V_f$  плавающего зонда (по отношению к невозмущенной плазме) от температуры  $T_\infty$ .

## Результаты эксперимента

Критерии применимости теории, как было указано выше, выполняются в плазме с  $T > 2.5$  eV. Такая температура в свободногорящей дуге атмосферного давления достигается вблизи катода. Проведенные ранее исследования [5] показали, что характерный размер области плазмы с  $T > 2.5$  eV при  $I > 250$  A составляет  $\approx 2$  mm и возрастает с увеличением тока. Ввиду этого измерения проводились при  $I \geq 250$  A на расстоянии  $z_0 \approx 1$  mm от катода. Как показали расчеты [4], релаксация возмущений, вносимых холодным зондом в плазму, происходит на расстоянии  $L_T \sim 10^{-1}$  mm  $\ll z_0$ . Размер области собирания тока порядка радиуса зонда  $a = 0.25$  mm и также достаточно мал по сравнению с  $z_0$ . Кроме того, необходимо отметить, что вблизи катода на расстоянии  $z < D$  существует застойная зона; катодная струя, скорость которой  $v \sim 10^4$  cm/s [1], формируется при  $z \geq D$ . Поэтому зондовые измерения вблизи оси дугового канала на расстоянии  $a < z_0 < D$  можно считать достаточно корректными и сравнивать их с результатами расчетов, выполненных для неподвижной плазмы.

Зондовые измерения проводились следующим образом. При заданном токе разряда определялся потенциал плавающего зонда  $\varphi_f$  относительно заземленного катода. Затем на зонд подавались различные отрицательные смещения (5–15 V) относительно  $\varphi_f$  и измерялся ионный ток. Кривая зависимости ионного тока  $I_i$  от времени имела пологий максимум, который соответствовал прохождению зондом приосевой области дуги. Максимальное значение  $I_i$  достигалось вблизи оси дуги. В исследуемых режимах наблюдалось вполне отчетливое насыщение ионного тока с увеличением абсолютного значения отрицательного смещения зонда относительно  $\varphi_f$ . Зависимость измеренной таким способом плотности ионного тока насыщения  $j_{is}$  от тока дуги  $I$  приведена на рис. 3.

Температура плазмы на расстоянии  $z_0$  от катода на оси разряда была измерена в зависимости от тока дуги методом относительных интенсивностей линий без

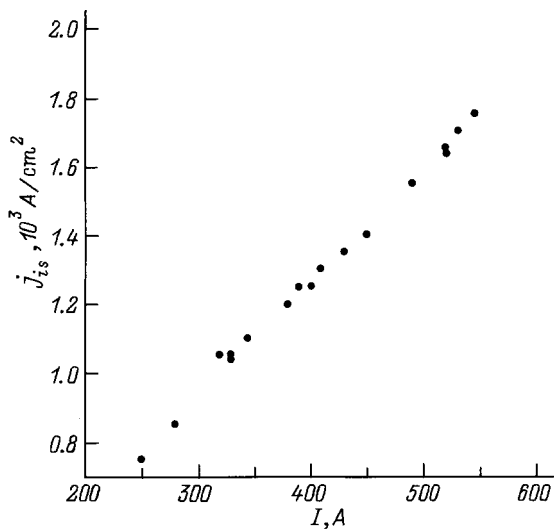


Рис. 3. Плотность ионного тока насыщения на зонд в зависимости от тока дуги ( $z_0 \approx 1$  mm).

использования абелевской инверсии. Как показывают результаты работы [11], в наших условиях связанная с этим ошибка определения температуры не превышает нескольких процентов. Высокая температура прикатодной плазмы обусловила использование для целей диагностики спектральных линий Ar III. Выбирались изолированные линии с известными вероятностями радиационных переходов [12], которые использовались ранее [13,14] для термометрии дуговой плазмы. На рабочем участке спектра излучения 315–340 nm на фоне рекомбинационно-тормозного континуума отчетливо наблюдались два триплета Ar III (всего шесть линий)  $4s^3D^0-4p^3F$  и  $4s^5S^0-4p^5P$  с потенциалами возбуждения верхних уровней  $\approx 28.1$  В и  $\approx 25.4$  В соответственно. Однако для целей диагностики удалось воспользоваться лишь парами линий Ar III с длинами волн (333.61 и 330.19), (333.61 и 328.58) nm. Измерения, проведенные

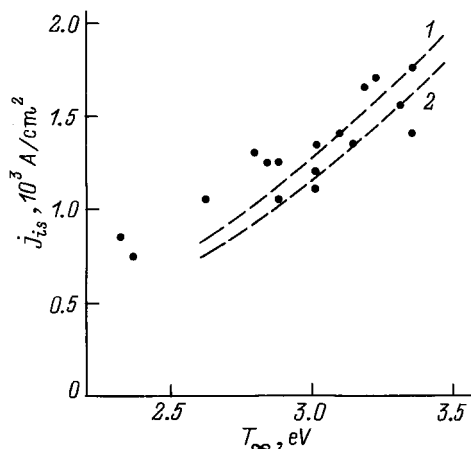


Рис. 4. Зависимость плотности ионного тока насыщения на зонд от температуры плазмы. Точки — эксперимент, штриховые кривые — расчет;  $T_0$ , eV: 1 — 0.05, 2 — 0.25.

по другим парам линий, давали значительный разброс и нереально завышенные значения температуры. Это является результатом невозможности разрешить используемые спектральные линии Ar III и близкие к ним в спектре линии атома и иона вольфрама, а также линии иона углерода. Присутствие углерода вызвано поступлением его из объема катодного штыря при горении дуги, что отмечалось нами ранее [5]. Измеренная этим методом температура возбуждения линий в условиях нашего эксперимента совпадает с температурой плазмы [15].

Результаты спектроскопических измерений использовались для построения зависимости плотности ионного тока насыщения  $j_{is}$  на зонд от температуры плазмы (рис. 4).

## Обсуждение результатов

Приведенные на рис. 1 результаты расчета показывают, что зависимость логарифма электронного тока на зонд от потенциала зонда в сильноионизованной аргоновой плазме атмосферного давления существенно нелинейна. Аналогичный результат был получен и в случае ксенона [4]. Это связано с понижением электронной температуры у поверхности зонда при уменьшении разности потенциалов между зондом и плазмой, т. е. при увеличении электронного тока. Ранее этот эффект был обнаружен и экспериментально, и теоретически исследован в случае сильноионизованной плазмы пониженного давления [16]. При концентрации плазмы, на порядок и более низкой, чем в данной работе, эффект был значителен лишь при снятии на зонд большого (по сравнению с ионным) электронного тока, а при  $I_e \sim I_i$  зондовые характеристики оказывались неискаженными и позволяли определить температуру электронов.

В исследуемых в настоящей работе условиях — в сильноионизованной плазме атмосферного давления переходный участок зондовой характеристики искажен и при  $I_e \sim I_i$ . Кроме того, значительное уменьшение ионного тока на зонд по сравнению с ионным током насыщения при  $I_e \sim I_i$  (рис. 1) не позволяет использовать измеренную вольт-амперную характеристику зонда для непосредственного определения  $I_e$  (с помощью экстраполяции  $I_{is}$ ). Все это делает переходной участок характеристики непригодным для целей диагностики. Тем не менее температуру плазмы  $T_{\infty}$  можно определить, измеряя ионный ток насыщения на зонд. Действительно, как показывает расчет,  $j_{is}$  является достаточно сильной функцией температуры плазмы и весьма слабо зависит от температуры поверхности зонда (штриховые кривые на рис. 4). Это существенно, поскольку в процессе измерений температура поверхности зонда  $T_0$  изменяется неконтролируемым образом. Максимальное значение  $T_0$  зависит от времени пребывания зонда в плазме, температуры плазмы и потенциала зонда относительно плазмы. Оценки показывают, что в наших экспериментах температура поверхности зонда могла достигать 2500 К.

Приведенное на рис. 4 сопоставление расчета с результатами эксперимента свидетельствует об их хорошем согласии.

Полученные результаты подтверждают, что развитая в [4] теория адекватно описывает собирание тока на зонд в сильноионизованной плазме атмосферного давления. В работе доказана возможность измерения температуры плазмы по измеренной величине ионного тока насыщения, а также показана возможность определения потенциала плазмы по измеренной величине потенциала плавающего зонда.

Исследования, описанные в этой работе, осуществлялись при поддержке Международного научного фонда (гранты № R5D000 и R5D300).

## Список литературы

- [1] Финкельбург В., Меккер Г. Электрические дуги и термическая плазма. М.: ИЛ, 1961. 370 с.
- [2] Гаврющенко Б.С., Кучеров Р.Я., Пустогаров А.В. и др. // ЖТФ. 1975. Т. 45. Вып. 10. С. 2119–2125.
- [3] Склярва Е.М., Чекмарев И.Б. // ЖТФ. 1994. Т. 64. Вып. 7. С. 28–36.
- [4] Бакиит Ф.Г., Рыбаков А.Б. // ЖТФ. 1997. Т. 67. Вып. 12. С. 16–20.
- [5] Дюжнев Г.А., Митрофанов Н.К., Школьник С.М. // ЖТФ. 1997. Т. 67. Вып. 1. С. 35–40.
- [6] Ульянов К.Н. // ЖТФ. 1970. Т. 40. Вып. 4. С. 790–798.
- [7] Бакиит Ф.Г. // ЖТФ. 1973. Т. 43. Вып. 1. С. 214–217.
- [8] Бакиит Ф.Г., Дюжнев Г.А., Митрофанов Н.К. и др. // ЖТФ. 1973. Т. 43. Вып. 12. С. 2574–2583.
- [9] Ульянов К.Н. // ТВТ. 1978. Т. 16. № 3. С. 492–496.
- [10] Бакиит Ф.Г., Юрьев В.Г. // ЖТФ. 1979. Т. 49. Вып. 5. С. 905–944.
- [11] Курсков А.А., Еришов-Павлов Е.А., Чвялева Л.В. // ЖПС. 1986. Т. 45. № 5. С. 753–757.
- [12] Wiese W.L. et al. // Atomic Transition Probabilities. Vol. II. Washington D.C.: U.S. Dept. of Commerce, NSRDS-NBS 22, 1969.
- [13] Behringer K., Thoma P. // JQSRT. 1976. Vol. 16. N 7. P. 605–609.
- [14] Pellerin S., Pokrzywka B., Musiol K., Chapelle J. // J. Phys. III (Grance). 1995. Vol. 5. P. 2029–2042.
- [15] Drawin H.W. // Z. Phys. 1969. Bd 228. H. 2. S. 99–119.
- [16] Бакиит Ф.Г., Дюжнев Г.А., Школьник С.М., Юрьев В.Г. // ЖТФ. 1977. Т. 47. С. 2280–2286.