

ХИМИЧЕСКАЯ ФИЗИКА, ФИЗИЧЕСКАЯ КИНЕТИКА И ФИЗИКА ПЛАЗМЫ

Радиальная неоднородность параметров плазмы в индуктивном ВЧ-разряде низкого давленияЕ. А. Кралькина^а, П. А. Неклюдова^б, В. Б. Павлов^с, К. В. Вавилин, В. П. Тараканов*Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, физический факультет, кафедра физической электроники. Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.
E-mail: ^аekralkina@mail.ru, ^бnekludova_pa@mail.ru, ^сvb_pavlov@mail.ru*

Статья поступила 16.05.2013, подписана в печать 08.10.2013.

Работа посвящена систематическим исследованиям радиальной зависимости параметров плазмы индуктивного ВЧ-разряда низкого давления в широком диапазоне давлений от 0.8 мторр до 1 торр. Экспериментальные результаты, полученные при рассмотренных давлениях, позволяют проанализировать закономерности изменения параметров плазмы, как при нелокальном режиме горения разряда, так и при переходе от нелокального к локальному режиму ввода ВЧ-мощности. Рассмотрен разряд в гелии, неоне, аргоне и криптоне. Экспериментальные данные сопоставлены с результатами численного моделирования индуктивного ВЧ-разряда PIC-методом.

Ключевые слова: ВЧ-разряд, индуктивный ВЧ-разряд, энергетическое распределение электронов, концентрация электронов, эффективная температура электронов, PIC-метод.

УДК: 537.525.99. PACS: 52.80.Pi, 52.65.Rg.

Введение

Индуктивный ВЧ-разряд низкого давления известен уже более ста лет. Еще в 1891 г. Дж. Дж. Томсон высказал предположение [1], что индуктивный разряд вызывается и поддерживается вихревым электрическим полем, которое создается магнитным полем, в свою очередь индуцируемым током, текущим по антенне. В течение достаточно длительного периода времени после открытия индуктивного ВЧ-разряда H -мода разряда использовалась главным образом для получения равновесной плазмы при атмосферном давлении. Однако в конце XX в. в связи с широким использованием разряда в качестве рабочей среды плазменных реакторов, используемых при производстве микросхем, возник интерес к физическим свойствам индуктивного ВЧ-разряда низкого давления. Систематические исследования индуктивного ВЧ-разряда, возбуждаемого при низких давлениях планарной антенной, были выполнены в работах [2–8]. Было показано [5–8], что одним из наиболее интересных с физической точки зрения режимов существования индуктивного ВЧ-разряда является режим, при котором длина свободного пробега электронов λ , а тем более длина релаксации электронов по энергиям λ_ε , превосходят как толщину скин-слоя δ , где локализируются ВЧ-поля, нагревающие плазму, так и геометрические размеры источника плазмы L . В этом случае электроны нагреваются ВЧ-полями в пределах скин-слоя, а растрачивают энергию в столкновениях с тяжелыми частицами во всем объеме источника плазмы.

Цель настоящей работы состоит в систематическом изучении локальных параметров плазмы при переходе от режима горения индуктивного ВЧ-разряда, соответствующего условию $\lambda, \lambda_\varepsilon > \delta$ (нелокальный режим), к режиму горения, при котором $\lambda, \lambda_\varepsilon \leq \delta$ (локальный режим). Рассмотрен индуктивный ВЧ-разряд, возбуж-

даемый спиральной антенной, расположенной на боковой поверхности источника плазмы.

1. Экспериментальная установка и методики измерений

Экспериментальная вакуумная установка, использованная в настоящей работе, состоит из газоразрядной камеры, турбомолекулярного и форвакуумного насосов, систем напуска газов и контроля давления.

Газоразрядная камера, изготовленная из кварцевого стекла, имеет форму цилиндра диаметром 46 см и высотой 30 см. Верхний фланец камеры изготовлен из стекла толщиной 2.5 см, в нижнем металлическом фланце располагаются технологические отверстия для газоввода, зондов и откачки камеры.

Узел ввода ВЧ-мощности организован в виде спиральной антенны, расположенной на боковой поверхности источника плазмы. Для поджига разряда ВЧ-генератор через автоматическую систему согласования подключается к узлу ввода ВЧ-мощности. В работе использовался ВЧ-генератор YSR-10AF с частотой 2 МГц. Мощность генератора плавно изменялась в диапазоне 0–500 Вт.

Установка оснащена комплексом оборудования для измерения доли ВЧ-мощности [9], поглощенной плазмой, проведения зондовой и спектральной диагностики параметров плазмы.

Для измерения энергетического распределения, эффективной температуры и концентрации электронов использовались зонды Ленгмюра. Зонды представляли собой остеклованные вольфрамовые проволочки диаметром 0.3 мм с длиной рабочей поверхности 7 мм. Один из зондов располагался на оси источника ($r = 0$), другой — на расстоянии 4 см от стенки камеры ($r = 19$ см). Расстояние между рабочей поверхностью зондов и нижним фланцем газоразрядной камеры составляло 15 см.

При проведении зондовых измерений использовалась стандартная электрическая схема [10–12]. Зондовые измерения проводились относительно нижнего заземленного металлического фланца газоразрядной камеры. Для подавления ВЧ-составляющих зондового тока, искажающих измеряемую кривую при работе с ВЧ-разрядами, использовался режекторный фильтр. Результаты измерений зондового тока и напряжения поступали на вход АЦП, подключенного к компьютеру.

Для нахождения функции распределения электронов по энергиям (ФРЭЭ) производилось двукратное численное дифференцирование электронного тока по потенциалу зонда $i_e(V_p)$ [13].

Для того чтобы избежать сильной «раскачки» решения, вызванной неизбежным разбросом экспериментальных данных, перед дифференцированием электронный ток на зонд аппроксимировался полиномом. Степень полинома определялась методом наименьших квадратов по отклонению полинома от аппроксимируемой кривой.

Концентрация n_e и эффективная температура электронов T_{eff} определялись по известной ФРЭЭ $f(\varepsilon)$ [10, 11, 13].

Параллельно с зондовыми измерениями в работе проводились спектральные измерения с помощью спектрального комплекса на базе монохроматора МДР-41. Излучение плазмы с помощью световода направлялось на входную щель монохроматора, на выходе которого был установлен ФЭУ-100. Сигнал ФЭУ регистрировался с помощью АЦП. Сканирование спектра проводилось в диапазоне 4000–6000 Å.

Для измерения радиального распределения интенсивности свечения плазмы на верхнем фланце газоразрядной камеры вдоль радиуса размещалась линейка с отверстиями для фиксации световода с диафрагмой с пространственным разрешением около 3 см.

Измерения проводились в гелии, неоне, аргоне и криптоне в диапазоне давлений 0.1–1000 мторр.

2. Результаты экспериментов

На рис. 1 представлены зависимости второй производной зондового тока от энергии электронов, измеренные в центре и у стенок источника плазмы при изменении давления аргона в диапазоне 0.81–200 мторр. Мощность ВЧ-генератора $P_{\text{ген}}$ составляла 300 Вт, рабочая частота 2 МГц. Как видно, при давлении аргона 0.81 и 3 мторр энергетические распределения электронов являются функцией полной ω , а не кинетической ε энергии электронов. Энергетические распределения в области быстрых электронов близки друг к другу, в центральных частях разряда наблюдается избыток медленных электронов, запертых стационарными электрическими полями. Качественно близкие результаты были получены в работах В. Годяка [5–8] в экспериментах с индуктивным разрядом, возбуждаемым планарной антенной. В работах [6–8] отмечается, что дополнительным источником медленных электронов в центральных областях плазмы может быть сила Миллера [6–8, 14], выталкивающая электроны из области сильных ВЧ-полей.

При давлении аргона 0.1 торр нелокальный характер ФРЭЭ утрачивается, энергетическое распределение

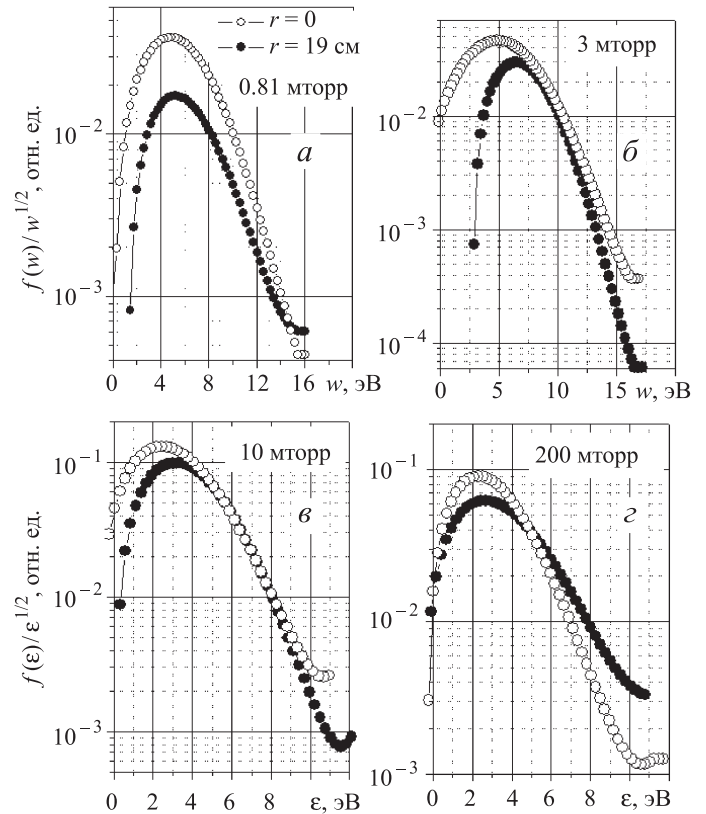


Рис. 1. ФРЭЭ, измеренные в центре ($r = 0$) и у стенок ($r = 19$ см) источника плазмы в диапазоне давлений аргона 0.81–200 мторр при мощности генератора $P_{\text{ген}} = 300$ Вт

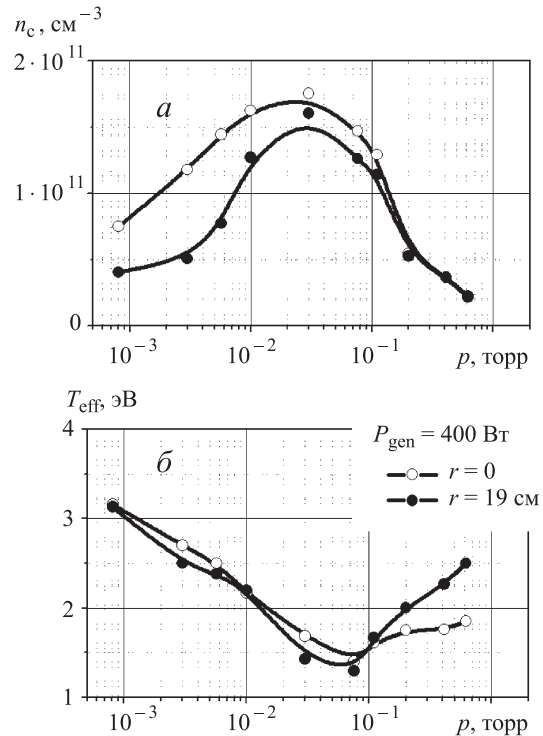


Рис. 2. Зависимости концентрации (а) и эффективной температуры (б) электронов в центре ($r = 0$) и на периферии ($r = 19$ см), рассчитанные по известной ФРЭЭ, от давления аргона при мощности ВЧ-генератора $P_{\text{ген}} = 400$ Вт

электронов становится функцией их кинетической энергии, причем в центре и периферийных частях разряда энергетические распределения близки друг к другу. При давлении 0.2 торр в центральной части разряда эффективная температура электронов становится ниже, чем на периферии.

На рис. 2 показаны зависимости концентрации и эффективной температуры электронов в центре и на периферии разряда, рассчитанные по известным ФРЭЭ, от давления аргона. Как видно, в случае с аргоном при мощности ВЧ-генератора 400 Вт концентрация электронов достигает максимума при давлениях 0.02–0.04 торр, а эффективная температура имеет минимум при давлении порядка 0.08 торр. Рост эффективной температуры электронов при давлениях более 0.1 торр может быть связан с увеличением вклада емкостной составляющей разряда.

Полученные значения параметров плазмы были использованы для расчета длины свободного пробега электронов λ , а также длины релаксации энергии электронов λ_ϵ по формулам [3]

$$\lambda = \frac{1}{n_a \sigma},$$

$$\lambda_\epsilon = \lambda \left[\frac{2m}{M} + \frac{\nu_{ee}}{\nu_m} + \frac{2}{3} \left(\frac{e\epsilon_{exc}}{kT_e} \right) \frac{\nu_{exc}}{\nu_m} + \frac{2}{3} \left(\frac{e\epsilon_{iz}}{kT_e} \right) \frac{\nu_{iz}}{\nu_m} + 3 \frac{\nu_{iz}}{\nu_m} \right]^{-1/2},$$

где n_a — концентрация атомов, σ — эффективное сечение упругих столкновений, усредненное по измеренному энергетическому распределению электронов, m — масса электрона, M — масса иона, ν_m — частота упругих столкновений электронов с атомами, ν_{ee} — частота электрон-электронных столкновений, ν_{exc} — частота возбуждения атомов, ν_{iz} — частота ионизации атомов, ϵ_{exc} — энергия возбуждения атомов, ϵ_{iz} — энергия ионизации атомов, T_e — температура электронов, k — постоянная Больцмана.

Результаты расчетов представлены на рис. 3. Обращает на себя внимание немонотонное изменение с давлением длины релаксации электронов по энергии λ_ϵ . Приобретенная электронами от ВЧ-поля энергия может растрачиваться как в упругих, так и в неупругих столкновениях. Оценки показывают, что при температурах электронов, превышающих 1.5 эВ, основным каналом потерь энергии электронов являются неупругие столкновения. При температурах электронов менее 1.5 эВ основные потери энергии происходят в результате упругих столкновений. Таким образом (рис. 2), в диапазоне давлений 30–100 мторр основные потери энергии электронов определяются величиной сечения упругих столкновений электронов с атомами. При давлении аргона 80 мторр эффективная температура электронов приближается к 1 эВ, при этом максимум ФРЭЭ оказывается в области 0.5 эВ, что соответствует минимуму эффективного сечения упругих столкновений электронов с атомами [11]. Это приводит к появлению локального максимума λ_ϵ в области минимума электронной температуры.

Из рис. 3 видно, что при давлении 0.1–1 мторр длина свободного пробега электронов много больше

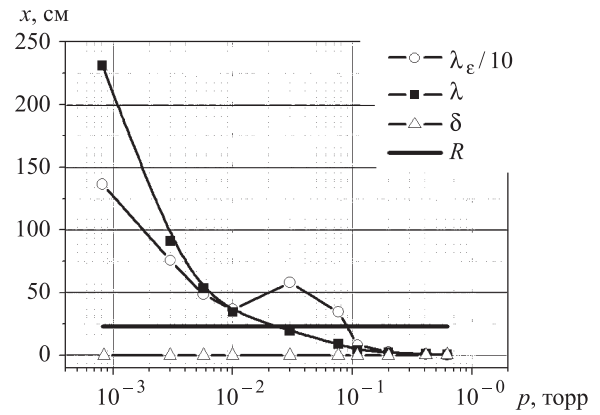


Рис. 3. Зависимости длины релаксации энергии электронов λ_ϵ , длины свободного пробега электронов λ и толщины скин-слоя δ , рассчитанные по экспериментально полученным параметрам, от давления

размера источника, т. е. реализуется режим «свободного полета» заряженных частиц. Неудивительно, что здесь энергетическое распределение электронов оказалось функцией полной энергии электронов. При более высоких давлениях 10–100 мторр реализуется диффузионный режим, когда длина свободного пробега электронов порядка и меньше размера источника плазмы. Длина релаксации электронов по энергиям при давлениях менее 100 мторр больше размера источника плазмы, т. е. электроны набирают энергию в скин-слое, а расходуют ее во всем объеме источника плазмы. При давлении 100 мторр длина свободного пробега сравнивается с толщиной скин-слоя, а при давлении 200 мторр, длина релаксации энергии электронов приближается к величине толщины скин-слоя. В этом случае реализуется режим локального поглощения ВЧ-мощности, когда электроны набирают энергию и теряют ее в пределах скин-слоя. Это объясняет понижение температуры электронов в центральной области разряда по сравнению с периферией при давлениях более 100 мторр.

На рис. 4 представлены ФРЭЭ, измеренные в неоне, аргоне и криптоне при одном и том же давлении 40 мторр. Увеличение атомного номера инертного газа, а следовательно, увеличение эффективного сечения рассеяния аналогично увеличению давления. Как видно из представленных на рис. 4 результатов, с ростом атомного номера инертного газа происходит переход от условий нелокальности к условиям, когда электроны тратят энергию в пределах скин-слоя, где происходит их нагрев ВЧ-полями.

Как видно из рис. 4, в неоне при низких давлениях и малых мощностях ВЧ-генератора существует немонотонная ФРЭЭ. Аналогичный результат был получен при низких давлениях в экспериментах с гелием. Рост мощности ВЧ-генератора, сопровождаемый ростом концентрации электронов, приводит к исчезновению немонотонности энергетического распределения и приближению ФРЭЭ к максвелловскому распределению благодаря росту частоты электрон-электронных соударений.

В дополнение к зондовым измерениям в экспериментах с гелием были выполнены спектральные измерения и рассчитаны радиальные распределения отношения интенсивности свечения спектральных линий HeI 5016

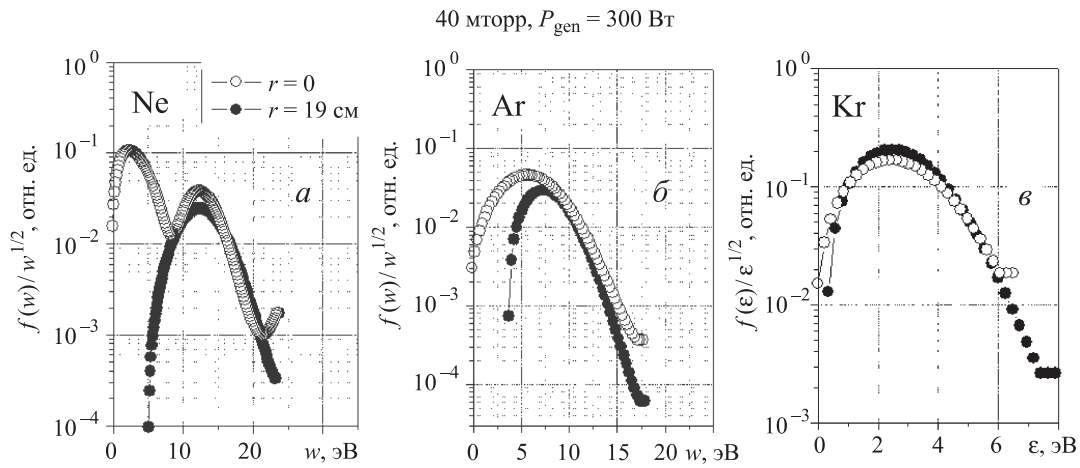


Рис. 4. ФРЭЭ, измеренные в центре ($r=0$) и у стенок ($r=19$ см) источника плазмы в неоне, аргоне и криптоне при давлении 40 мторр и мощности генератора $P_{\text{gen}} = 300$ Вт

и 4713 \AA . Выбор спектральных линий HeI 5016 и 4713 \AA определился тем, что они обладают сильно различающимся ходом оптических функций возбуждения [15] и их отношение чувствительно к изменению энергетического распределения электронов в области больших энергий.

Сравнение экспериментальных величин отношения спектральных линий HeI 5016 и 4713 \AA с калибровочными значениями

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{\nu_1 \int_{V_e} q_1(\varepsilon) f(\varepsilon) \sqrt{\varepsilon} d\varepsilon}{\nu_2 \int_{V_e} q_2(\varepsilon) f(\varepsilon) \sqrt{\varepsilon} d\varepsilon},$$

рассчитанными в предположении о наличии максвелловского распределения электронов по энергиям в плазме, показало сильное расхождение экспериментальных и расчетных значений. В связи с этим было сделано предположение о наличии, как минимум, еще одной быстрой группы электронов с энергией, превышающей потенциал возбуждения спектральных линий. Для проверки сделанного предположения была рассчитана дополнительная градуировочная кривая в предположении, что энергетическое распределение электронов в области энергий более 20 эВ представляет собой пучок монокинетических электронов. Оказалось, что согласие между экспериментальными и расчетными данными может быть достигнуто в предположении, что в разряде помимо медленных электронов, электронов с энергией 10–20 эВ существует еще одна группа быстрых электронов с энергиями 70–80 эВ в области скин-слоя, и с энергией порядка 60 эВ в центральных частях разряда.

Результаты экспериментов были сопоставлены с результатами математического моделирования.

3. Результаты математического моделирования

Математическое моделирование выполнялось при помощи программы KARAT [16]. Код KARAT предназначен для решения нестационарных электродинамических задач, имеющих сложную геометрию и включающих динамику в общем случае релятивистских частиц (электроны, ионы, нейтралы). Математической

моделью, лежащей в основе кода, являются уравнения Максвелла с граничными условиями и материальными уравнениями, решаемыми методом крупных частиц (PIC-метод).

В настоящей работе использовалась двумерная осесимметричная версия, в которой учитываются все компоненты скорости частиц. Разряд возбуждался тремя витками с током, осциллирующим с частотой 2 МГц.

Математическое моделирование показало, что при низких давлениях независимо от геометрических размеров источника плазмы L, D (если радиус источника плазмы превышает толщину скин-слоя), когда реализуется нелокальный режим разряда, эффективная температура электронов, рассчитанная по изотропной части функции распределения, однородна в объеме плазмы. Однако кинетическая энергия электронов, рассчитанная как по изотропной, так и по анизотропной ФРЭЭ, существенно изменяется по радиусу источника плазмы, достигая максимума в области скин-слоя. Кроме того, кинетическая энергия электронов осциллирует со временем. По мере приближения тока антенны к максимальным значениям в пределах периода ВЧ-поля кинетическая энергия возрастает, при прохождении тока антенны через нули кинетическая энергия принимает минимальное значение. Расчеты распределения электронов по компонентам скорости электронов показали, что максимум распределения электронов по азимутальной компоненте скорости V_θ смещается относительно нуля в положительную и отрицательную стороны в последовательные полупериоды тока, текущего по антенне. Это свидетельствует о том, что в области скин-слоя формируется азимутально-направленный пучок электронов, скорость которого осциллирует со временем, достигая максимума и меняя направление на противоположное каждый полупериод.

Рост давления приводит к понижению азимутальной скорости электронов и снижению анизотропной части ФРЭЭ. При этом значения кинетической энергии электронов, рассчитанной только по изотропной и по изотропной вместе с анизотропной частями ФРЭЭ, сравниваются. Увеличение давления до 1 торр, где реализуется локальный режим нагрева электронов, приводит к понижению эффективной температуры элект-

тронов в центральных областях разряда по сравнению со скин-слоем. Одновременно с эффективной температурой понижаются значения концентрации электронов в центральных частях разряда.

Заклучение

При низких давлениях в области скин-слоя формируется направленное азимутальное движение электронов под действием ВЧ-электрического поля, индуцированного током, текущим по антенне. Максимальная скорость направленного движения электронов сравнима с тепловой скоростью и каждый полупериод меняет знак. В центральных частях разряда наблюдается увеличение числа медленных электронов по сравнению с периферией. Это связано с удержанием медленных электронов в центральных областях источника плазмы электрическими стационарными полями, возникающими между центральными и периферийными областями плазмы.

При условиях локального ввода ВЧ-мощности в разряд, которые реализуются в аргоне при давлениях более 100 мторр, эффективная температура электронов и концентрация электронов в центральных частях становятся ниже, чем в скин-слое.

Работа выполнена на оборудовании, полученном в рамках Программы развития МГУ ПНР-5, и при финансовой поддержке РФФИ (гранты 12-02-31760-мол_а, 13-02-01089 а).

Список литературы

1. Thomson J.J. // Phil. Mag. 1891. **32**. P. 321.
2. Lieberman M.A., Lichtenberg A.J. Principles of Plasma Discharges and Material Processing. N. Y., 1994.
3. Chamber P., Braithwaite N. Physics of Radio-frequency Plasmas. N. Y., 2011.
4. Кудрявцев А.А., Смирнов А.С., Цендин Л.Д. Физика тлеющего разряда. СПб., 2010.
5. Godyak V.A., Piejak R.B., Alexandrovich B.M. // Plasma Sources Sci. Technol. 2002. **11**. P. 525.
6. Godyak V.A., Alexandrovich B.M., Kolobov V.I. // Phys. Rev. E. 2001. **64**. P. 026406.
7. Godyak V., Piejak R., Alexandrovich B., Smolyakov A. // Plasma Sources Sci. Technol. 2001. **10**. P. 459.
8. Godyak V. // Phys. Plasmas. 2005. **12**. P. 055501.
9. Александров А.Ф., Вавилин К.В., Кралькина Е.А. и др. // Физика плазмы. 2007. **33**, № 9. С. 802.
10. Чен Ф. Диагностика плазмы / Под ред. Р. Хаддлстоуна, С. Леонарда. М., 1967.
11. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. М., 1992.
12. Godyak V.A., Demidov V.I. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2011. **44**. P. 233001.
13. Шотт Л. Методы исследования плазмы / Под ред. В. Лохте-Хольтгревена. М., 1971.
14. Александров А.Ф., Богданкевич Л.С., Рухадзе А.А. Основы электродинамики плазмы. М., 1978.
15. Смирнов Ю.М. Эффективные сечения возбуждения атомов и ионов электронным ударом. М., 1989.
16. Тараканов В.П. Теоретический и численный анализ нелинейных задач физики плазмы посредством кода KARAT: Дисс. ... докт. физ.-мат. наук. М., 2011.

Radial inhomogeneity of plasma parameters in low-pressure inductive RF discharge

E. A. Kralkina^a, P. A. Nekliudova^b, V. B. Pavlov^c, K. V. Vavilin, V. P. Tarakanov

Department of Physical Electronics, Faculty of Physics, M. V. Lomonosov Moscow State University, Moscow 119991, Russia.

E-mail: ^aekralkina@mail.ru, ^bnekludova_pa@mail.ru, ^cvb_pavlov@mail.ru.

The present work is devoted to the systematic investigations of plasma parameters radial dependence of the low-pressure RF inductive discharge over a wide pressure range from 0.8 mTorr to 1 Torr. The experimental results obtained at the considered pressures allow to analyze the patterns of change of the plasma parameters both in the nonlocal regime of the discharge and in the transition from nonlocal to local RF power input mode. The discharge was investigated in helium, neon, argon and krypton. The experimental data have been compared with numerical simulations of the RF inductive discharge by PIC method.

Keywords: RF discharge, inductive RF discharge, electron energy distribution, electron density, effective electrons temperature, PIC method.

PACS: 52.80.Pi, 52.65.Rr.

Received 16 May 2013.

English version: *Moscow University Physics Bulletin* 1(2014).

Сведения об авторах

1. Кралькина Елена Александровна — докт. физ.-мат. наук, вед. науч. сотрудник; тел.: (495) 939-47-73, e-mail: ekralkina@mail.ru.
2. Неклюдова Полина Алексеевна — аспирантка; тел.: (495) 939-47-73, e-mail: nekludova_pa@mail.ru.
3. Павлов Владимир Борисович — канд. физ.-мат. наук, ст. науч. сотрудник; тел.: (495) 939-47-73, e-mail: vb_pavlov@mail.ru.
4. Вавилин Константин Викторович — канд. физ.-мат. наук; тел.: (495) 939-47-73, e-mail: viline@inbox.ru.
4. Тараканов Владимир Павлович — докт. физ.-мат. наук; e-mail: karat8tarak@gmail.com.