

УДК 533.9.082.5

ИССЛЕДОВАНИЯ ГЕЛИКОННОЙ ПЛАЗМЫ МЕТОДАМИ ЭМИССИОННОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

© 2024 г. И. В. Москаленко^{а, *}, Д. О. Шуровский^а, Н. Н. Нагель^а,
Д. С. Кутузов^а, Е. Ю. Брагин^а

^аНациональный исследовательский центр «Курчатовский институт», Москва, Россия

*e-mail: Moskalenko_IV@nrcki.ru

Поступила в редакцию 02.05.2024 г.

После доработки 14.08.2024 г.

Принята к публикации 16.08.2024 г.

Описаны диагностики, основанные на применении бесконтактного метода эмиссионной спектроскопии, приведены результаты измерений в экспериментах с геликонной плазмой на экспериментальной установке, предназначенной для исследования плазменных процессов в геликонном разряде. Рабочими газами служили аргон и гелий. Измерялось радиальное распределение электронной температуры, радиальное распределение температуры атомов и ионов в различных сечениях плазменного потока, распределение температур по оси установки. Проведены расчеты коэффициента ионизации и его зависимость от температуры электронов

Ключевые слова: геликонный разряд, эмиссионная спектроскопия, ионная температура, коэффициент ионизации

DOI: 10.31857/S0367292124100046, **EDN:** FCSNMK

1. ВВЕДЕНИЕ

Источники плазмы высокой плотности (до $\sim 10^{14}$ см⁻³) с низким давлением, получаемой путем инжекции радиочастотной волны в присутствии магнитного поля, получили широкое распространение — от производства микросхем до плазменных космических двигателей. Преимущества геликонного разряда [1] связаны со следующим обстоятельством: существование собственных колебаний (геликонов) в системах, с легко достижимыми значениями параметров, позволяет осуществлять мощную резонансную накачку высокочастотной (ВЧ) электромагнитной энергии в плазму. Нагрев плазмы геликонными волнами отличается от других методов нагрева, например от сверхвысокочастотного (СВЧ) метода нагрева. Это обусловлено специфическими дисперсионными соотношениями для геликонных волн, находящихся в интервале частот между электронными и ионными циклотронными колебаниями. Геликонная волна достаточно равномерно погло-

щается в плазменном объеме, обеспечивая примерную однородность геликонной плазмы. Характерные частоты геликонных волн находятся в интервале от нескольких МГц до десятков МГц, магнитные поля изменяются от нескольких десятков Гс до одного кГс. Структура ВЧ-антенн для генерации геликонных волн достаточно проста и легко доступна для замены. Указанные свойства геликонного разряда обеспечивают простоту и надежность работы установки в различных режимах. Эти преимущества геликонной плазмы продемонстрированы на экспериментальной установке, предназначенной для исследования плазменных процессов в геликонном разряде и созданной в НИЦ «Курчатовский институт» в рамках программы отработки прототипов безэлектродных плазменных ракетных двигателей (установка ПН-3). Целью работы является определение параметров геликонной плазмы на экспериментальной установке методами спектроскопической диагностики.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Установка ПН-3 (рис. 1) [2] включает зону генерации плазмы, где происходит образование плазмы с помощью геликонного источника (геликонная антенна 1); зону нагрева с помощью ионно-циклотронного резонанса ИЦР (ИЦР антенна 2) и магнитное сопло (откачной объем 6). Магнитное поле связывает эти зоны в единый модуль и обеспечивает термоизоляцию плазменного потока от стенок. Элементы установки имеют модульную конструкцию, которая предусматривает возможность менять тип и расположение антенны, магнитную конфигурацию источника плазмы и магнитного сопла. Источником питания для геликонного источника плазмы служит генератор с воздушным охлаждением, мощностью до 20 кВт и переменной выходной частотой от 3 до 30 МГц.

3. ДИАГНОСТИЧЕСКИЙ КОМПЛЕКС

Диагностический комплекс ОЭС состоит из спектрометра Avaspec-mini, монохроматора-спектрографа М522 и монохроматора МДР-23. Avaspec-mini предназначен для получения профилей удельных интенсивностей излучения атомов и ионов, значения интенсивностей используются для оценки температуры электронов. Монохроматор-спектрограф М522 предназначен для определения

температуры атомов и ионов. МДР-23 используется для мониторинга разряда.

Комплект спектрометра Avaspec-mini состоит из трех приборов, каждый из которых работает в различных спектральных диапазонах: ближний УФ 235–360 нм, УФ/видимый свет 345–505 нм, видимый свет/ближний ИК 500–735 нм. Основой является ПЗС линейка на 3648 пикселей, спектрометр изготовлен по схеме Черни–Тернера. В связке со спектрометром работает генератор импульсов Актаком AWG-4110, обеспечивающий синхронизацию измерений с началом разряда и позволяющий осуществлять съемку в строго определенные моменты времени. Регистрация сигнала осуществляется при помощи компьютера с программой AvaSoft 8. Программа позволяет осуществлять сбор и обработку полученной спектральной информации, учитывать фоновую засветку изучаемого объема, создавать графические зависимости светимости от времени и длины волны.

Монохроматор-спектрограф М-522 оснащен четырьмя решетками с различным количеством штрихов (400, 1200, 1800, 2400 штрихов/мм), что позволяет регистрировать спектр излучения в диапазоне от 150–1800 нм. Прибор изготовлен по схеме Черни–Тернера и обладает колесами фильтров разделения порядка, которые установлены на входных разъемах. На спектрометре установлена автоматизированная входная щель, размер кото-

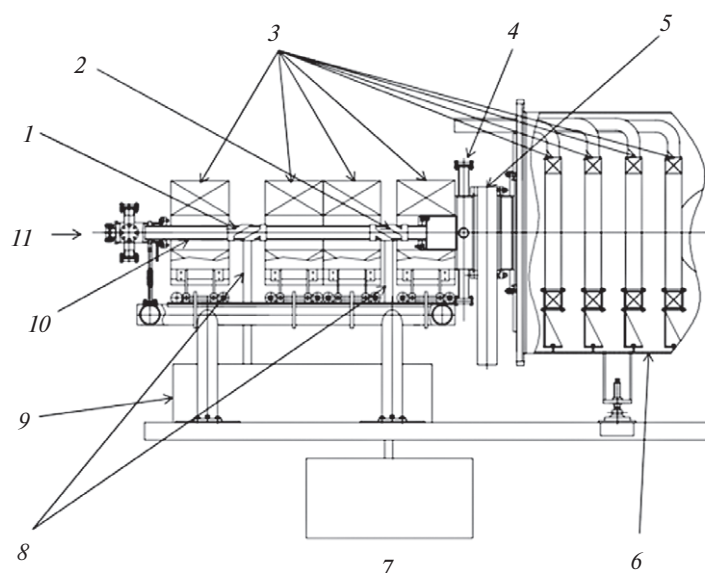


Рис. 1. Общий вид установки ПН-3: 1 – геликонная антенна, 2 – ИЦР-антенна, 3 – катушки магнитного поля, 4 – диагностический объем, 5 – шиббер, 6 – откачной объем, 7 – ИЦР-генератор с согласующим устройством, 8 – соединительные кабели, 9 – согласующее устройство ГИП, 10 – кварцевая труба, 11 – газовый объем.

рой возможно регулировать через программу управления монохроматора/спектрографа или ручным методом. На одном из выходных разъемов установлен детектор S13496 на базе неохлаждаемой ПЗС линейки с адаптером, детектор управляется с помощью программы управления монохроматором/спектрографом. Спектральный диапазон составляет 200–1000 нм, количество пикселей – 4096. Разрешающая способность выражается в единицах длин волн на пиксель (табл. 1).

Время накопления может варьироваться от 0.018 мс до 5 с. SolarLS.lab представляет собой программное обеспечение для управления монохроматором-спектрографом М-522 и детектором S13496, которое также позволяет проводить предварительную обработку спектров.

Пространственное разрешение определяется, исходя из следующих параметров системы регистрации. Собирающая коллимирующая линза (фокусирующая параллельный пучок излучения на торец оптического волокна) имеет возможность перемещаться по вертикальной оси в диапазоне 100 мм, что позволяет снимать спектр по диаметру кварцевой трубе с минимальным ходом 0.01 мм. Угол сбора излучения линзой может варьироваться от 0 до 3°.

Монохроматор МДР-23 оснащен решеткой 1200-П (от 300 до 1000 нм, максимум чувствительности 500 нм).

На установке ПН-3 измерения методами оптической эмиссионной спектроскопии проводились в четырех зонах. Первая зона (сечение D) располагается в районе геликонной антенны в кварцевой трубе (рис. 2), в сечении D кроме измерения плазменных параметров проводился мониторинг исследуемых разрядов с помощью монохроматора МДР-23. Вторая зона (сечение C) расположена между второй и третьей магнитной катушкой. Третья зона (сечение B) расположена в области ИЦР антенны. Четвертая зона располагается в диагностическом объеме (сечение A).

Оба прибора – монохроматор-спектрограф М522 и спектрометр Avaspec-mini – использовались для измерения параметров плазмы на установке ПН-3. Многохордовые измерения прово-

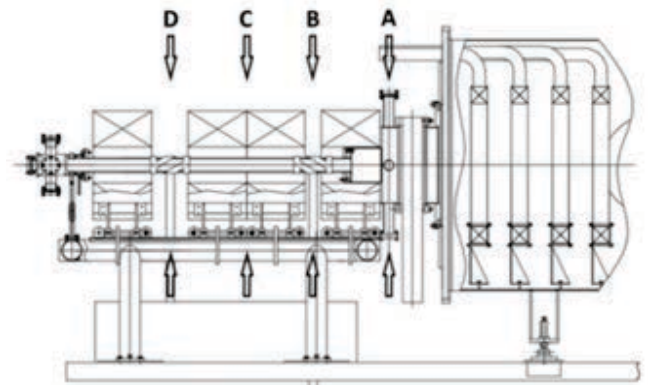


Рис. 2. Сечения, в которых возможно проводить измерения методом ОЭС.

дились с целью восстановления радиального профиля интенсивностей в сечениях C и B, в сечениях D и A также измерялись средние по центральной хорде значения интенсивностей. Спектрометр Avaspec-mini имеет низкое спектральное разрешение, но позволяет наблюдать излучение атомов и ионов в широком спектральном диапазоне. Монохроматор-спектрограф М522 позволяет определять температуру атомов и ионов так как имеет высокое спектральное разрешение. Совместное использование спектрометра Avaspec-mini и монохроматора-спектрографа М-522 позволяют определить широкий набор плазменных параметров, необходимых для изучения процессов, происходящих в геликонной низкотемпературной плазме.

На рис. 3 представлена схема расположения диагностической аппаратуры. Она включает монохроматор/спектрограф М-522, спектрометр Avaspec-mini, оптическую систему сбора излучения, компьютер для сбора данных и управления диагностической системой.

На рис. 4 показан типичный спектр излучения аргоновой плазмы после процедуры абелизации. Спектр получен спектрометром Avaspec-mini в сечении B при давлении $P = 5.5 \cdot 10^2$ Торр.

На рис. 5 представлен график интенсивности излучения Ar II на длине волны 460.9 нм, снятый монохроматором МДР-23. Детально исследовались преимущественно те серии импульсов, которые демонстрировали воспроизводимость па-

Таблица 1. Разрешение (среднее значение), нм

2400 штрихов	1800 штрихов	1200 штрихов	400 штрихов
0.016	0.024	0.034	0.1

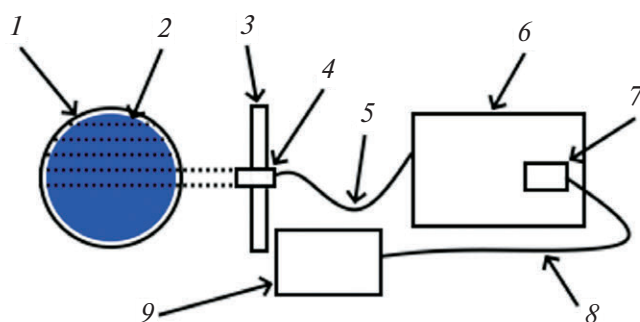


Рис. 3. Схема расположения диагностической аппаратуры: 1 – кварцевая труба, 2 – плазма, 3 – шаговый двигатель, 4 – коллиматорная линза, 5 – оптоволоконный кабель, 6 – монохроматор/спектрометр, 7 – детектор на основе ПЗС-линейки, 8 – USB-кабель, 9 – компьютер.

раметров плазмы. Измерения проводились через 1 с после инициации разряда.

4. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ГЕЛИКОННОЙ ПЛАЗМЫ НА УСТАНОВКЕ ПН-3

4.1. Определение электронной температуры плазмы

Для определения температуры электронов в работе использовался метод относительных интенсивностей линий одной степени ионизации, а именно ионов аргона Ar II

$$\frac{I''}{I'} = \frac{A'' q'' \lambda'}{A' q' \lambda''} \exp\left(-\frac{E'' - E'}{T_e}\right).$$

Здесь I'' и I' – интенсивности линий, A'' и A' – вероятности спонтанного перехода, q'' и q' – стат. веса состояний, λ'' и λ' – длины волн используемых линий, E'' и E' – энергия уровней с которых осуществляется переход.

В обработке участвовало большое количество линий иона Ar II . Предпочтение отдавалось тем парам линий, энергетическое расстояние которых между исходными уровнями было 1 эВ и более, что связано с ожидаемой величиной T_e около 1–10 эВ.

Использование данного метода не отвечает полностью условиям в описываемой плазме, так как отсутствует локальное термодинамическое равновесие и соответственно распределение Больцмана неверно для всего ансамбля состояний. Данный метод может дать информацию только о нижней границе электронной температуры [3]. Плотность плазмы на оси установки в кварцевой трубе составляет около 10^{13} см^{-3} , что соответствует линиям с главным квантовым числом $n = 4$ и выше, которые близки к порогу ионизации [4]. Это увеличивает точность измерений, так как населенности уровней с $n = 4$ и выше будет соответствовать распределению Больцмана. Данные спектроскопической диагностики позволяют оценивать температуру электронного возбуждения методом относительных интенсивностей для частиц с одинаковым зарядом. Для интерпре-

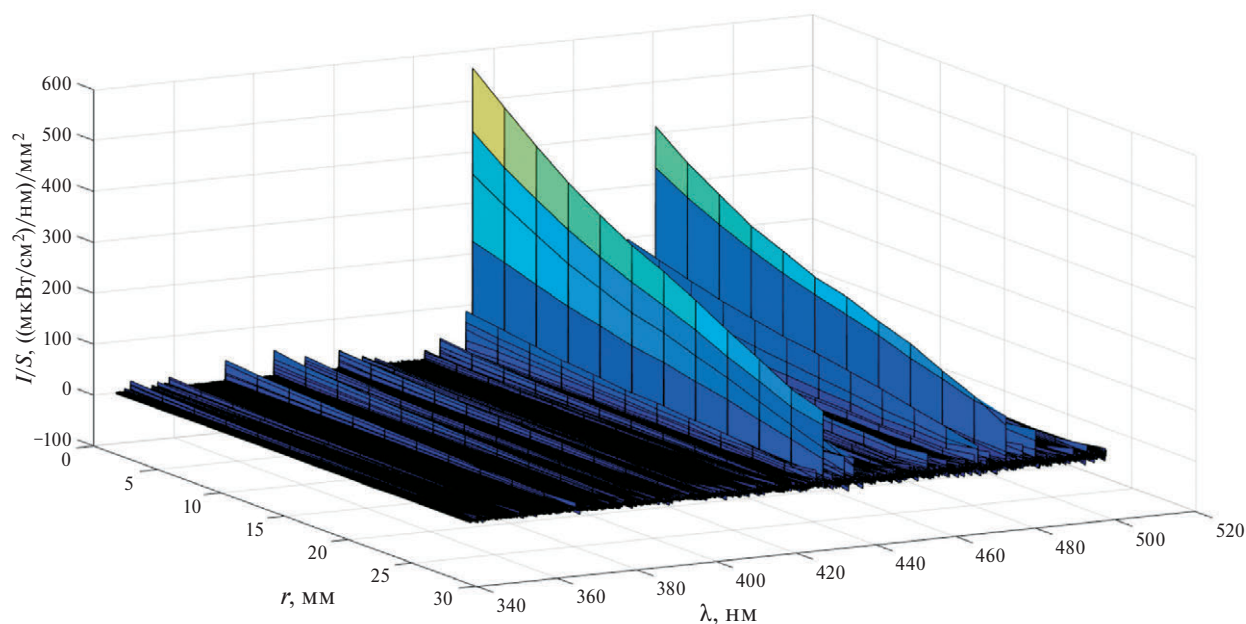


Рис. 4. Профиль удельных интенсивностей излучения Ar II в зависимости от радиуса газоразрядной камеры.

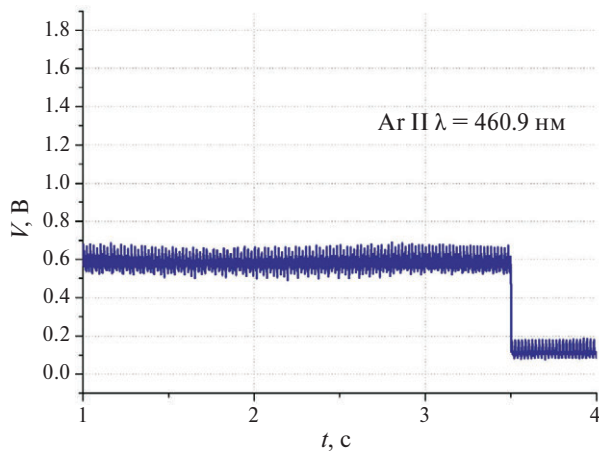


Рис. 5. Интенсивность светимости линии 460.9 нм иона аргона Ar II.

тации результатов измерений использовалась база атомно-молекулярных данных аргона (NIST).

На рис. 6 и представлено радиальное распределение электронной температуры в газоразрядной камере во время плазменного разряда на аргоне, определенное в сечениях С и В. Нижняя граница электронной температуры 1 эВ сравнима с электронной температурой, определенной методом гелиевого термометра.

Была проведена оценка относительной погрешности от количества выбранных слоев [5]. Как видно из графика, разброс значений незначительный, что косвенно подтверждает устойчивость геликонной плазмы.

4.2. Определение электронной температуры плазмы методом «гелиевого термометра»

В дополнение к известным существующим методам определения температуры электронов был реализован метод «гелиевого термометра», основная идея которого состоит в том, что интенсивности спектральных линий синглетных и триплетных линий нейтрального гелия различным образом зависят от энергии свободных электронов и в то же время слабо зависят от их плотности. Построена стационарная модель с использованием информации о скоростных коэффициентах возбуждения, ионизации и радиационного распада. Модель рассматривает основное состояние и несколько возбужденных уровней. Определены относительные населенности уровней. Получена зависимость отношения интенсивностей линий

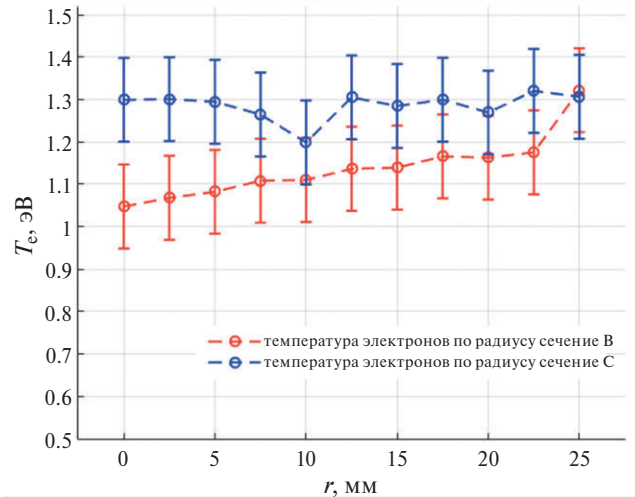


Рис. 6. Радиальное распределение электронной температуры в сечениях В и С для аргонной плазмы, определенной методом относительных интенсивностей.

синглетных и триплетных переходов для линий нейтрального гелия 728.14 и 706.57 нм

$$\frac{I(2p^3P \rightarrow 3s^3S)}{I(2p^1P \rightarrow 3s^1S)}.$$

На установке ПН-3 в диагностическом сечении С получен спектр нейтрального гелия с помощью спектрометра Avaspec-mini (рис. 7), для которого был применен способ измерения температуры методом «гелиевого термометра», определено радиальное распределение электронной температуры по паре линий 728.14 нм и 706.57 нм нейтрального гелия [6].

Предложенный метод имеет ограничение применимости в связи с эффектами, обусловленными наличием у гелия метастабильных уровней $2s^1S$ и $2s^3S$ [7]. Для оценки влияния метастабильных уровней в основную модель

$$\begin{aligned} \frac{dN(i)}{dt} = & \sum_j N(j)N_e \langle v\sigma_{j,i} \rangle^{exc} + \sum_{j>i} N(j)W(j \rightarrow i) + \\ & + N^{A^{Z+1}}(1)N_e \langle v\sigma_i \rangle^{rec} - N(i)N_e \langle v\sigma_i \rangle^{ion} - \\ & - \sum_{j=1}^{i-1} N(i)W(i \rightarrow j) + \sum_j N(j)N_e \langle v\sigma_j \rangle^{exc}, \end{aligned}$$

где $\langle v\sigma_{j,i} \rangle^{exc}$ — коэффициент возбуждения, $\langle v\sigma_i \rangle^{rec}$ — коэффициент рекомбинации, $\langle v\sigma_i \rangle^{ion}$ — коэффициент ионизации, N_e — плотность электронов, $N(i)$ — населенность i -го уровня, в условия

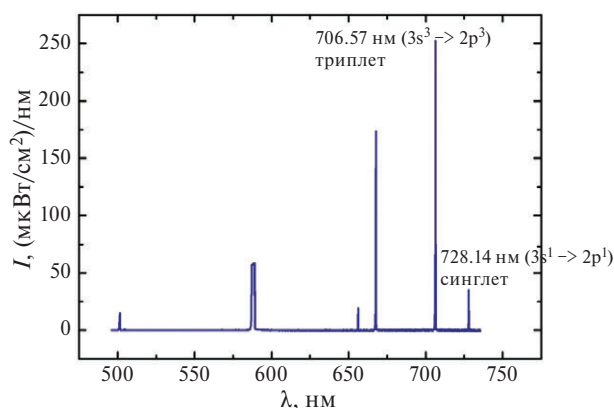


Рис. 7. Обзорный спектр атома гелия в диагностическом объеме ПН-3 (сечение С).

отсутствия вынужденного возбуждения не изменяющаяся от времени ($dN(i)/dt = 0$).

Были добавлены уровни $2s^1S$ и $2s^3S$ с учетом отсутствия возможности их распада в основное состояние. Единственным механизмом, обуславливающим переходы с них, являются столкновения.

На рис. 8 приведена электронная температура, полученная с помощью радиационно-столкновительной модели (черная кривая). Добавление в модель двух метастабильных уровней существенно влияет на зависимость для $[I(2p^3P \rightarrow 3s^3S) / I(2p^1P \rightarrow 3s^1S)](T_e)$, что в свою очередь влияет на определенную с ее помощью T_e (синяя кривая). Для сравнения полученных

рассмотренным методом результатов приведены результаты, полученные с использованием двойного зонда Ленгмюра в сечении D (красная кривая), зондовые измерения были представлены в [8].

Результаты по T_e , представленные на рис. 8, возможно использовать в качестве исходных данных для дальнейшего изучения степени ионизации рабочего газа для прототипа безэлектродного плазменного ракетного двигателя. Последующие оценки ионизационного равновесия и степени ионизации выполнялись для T_e до 20 эВ.

4.3. Определение температуры атомов и ионов

Для определения температуры ионов и атомов применялся монохроматор-спектрограф М522 с высоким спектральным разрешением, что позволило подробно анализировать контур линии с последующим определением температуры атомов и ионов.

Температура атомов и ионов гелия определялась по уширению спектральных линий, обусловленному эффектом Доплера, уширение может быть выражено через длины волн

$$\Delta\lambda = \sqrt{\frac{8 \ln 2 k T \lambda_0^2}{m c^2}}.$$

где k — постоянная Больцмана, T — температура атомов или ионов, λ_0 — длина волны, m — масса атомов или ионов, c — скорость света

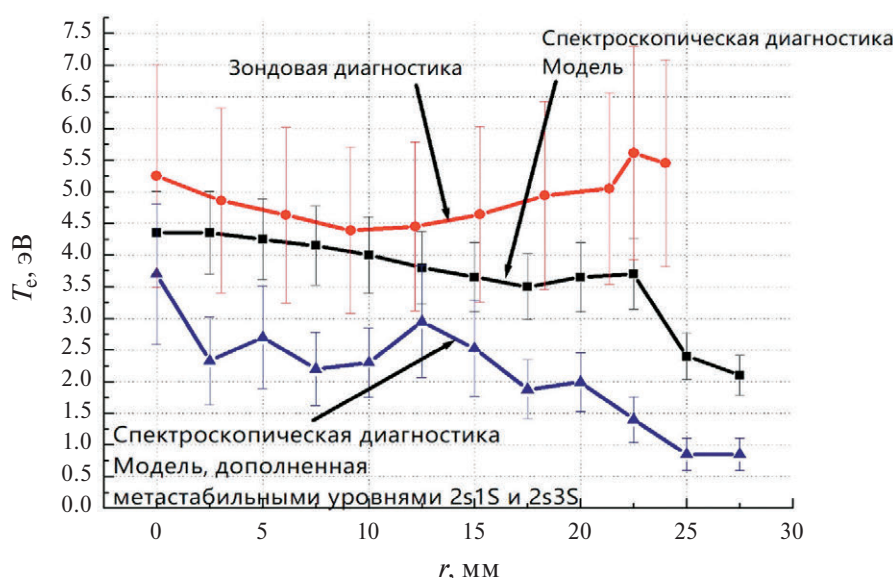


Рис. 8. Радиальное распределение электронной температуры в сечении С, определенное методом гелиевого термометра, в сравнении с результатами T_e , полученными в сечении D с использованием двойного зонда Ленгмюра.

Уширение, связанное с эффектом Штарка, не учитывалось, так как оно на два порядка меньше доплеровского уширения.

Для получения радиального распределения температур атомов и ионов проводилась серия многохордовых измерений по всему диаметру с шагом 2.5 мм с последующей абеллизацией методом Пирса [5] (см. раздел 2.1 в данной книге).

Измерения на установке ПН-3 методами ОЭС проводились при параметрах магнитного поля, представленных на рис. 9.

На рис. 10 представлен пример спектра излучения иона гелия в сечении С, полученный монохроматором-спектрографом М-522. На рис. 11 и 12 представлены радиальные распределения атомной и ионной температуры гелия. На рис. 13

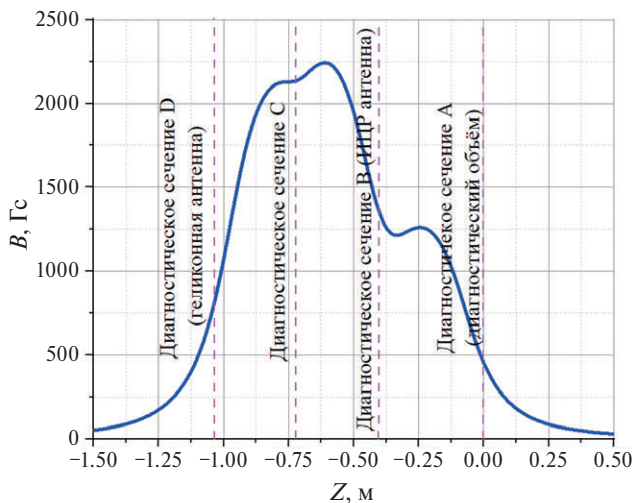


Рис. 9. Магнитное поле.

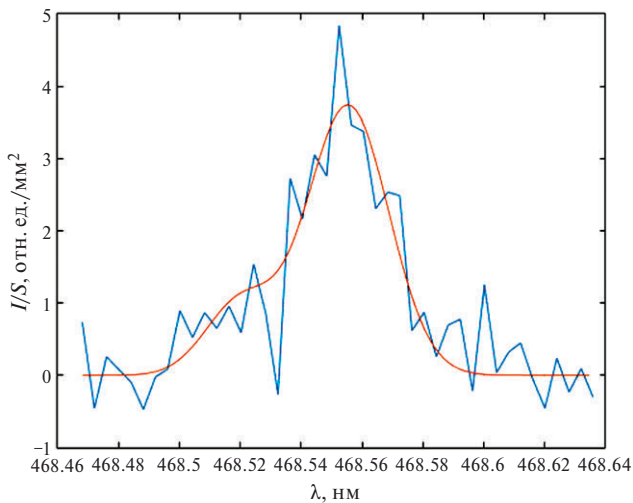


Рис. 10. Спектр излучения иона гелия в сечении С.

приведено среднечордовое распределение температуры атомов гелия вдоль оси установки.

На рис. 14 и 15 представлены радиальные распределения атомной и ионной температуры аргона в сечениях В и С.

Показано, что с увеличением расхода рабочего газа средняя энергия ионов падает. Это связано с ростом количества частиц: на каждую частицу приходится меньшая доля вводимой ВЧ-мощности. Температура атомов и ионов в сечении С имеет большее значение по сравнению с темпе-

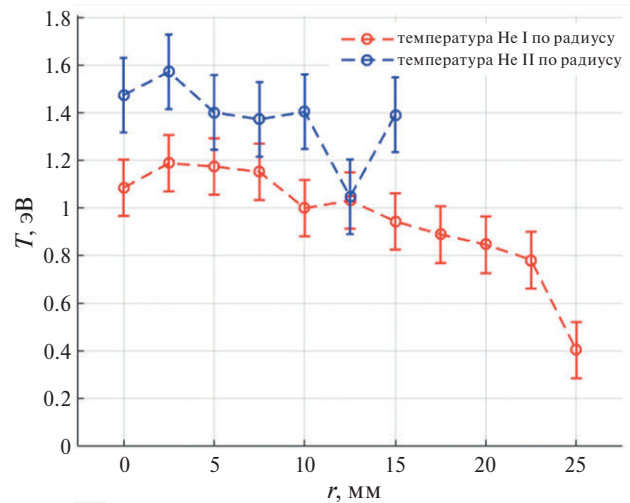


Рис. 11. Распределение температур атома и иона гелия по радиусу в сечении С (He I $\lambda=471.31$ нм, He II $\lambda=468.66$ нм) расход рабочего газа — 10 мл/с, магнитное поле в сечении С — 2400 Гс.

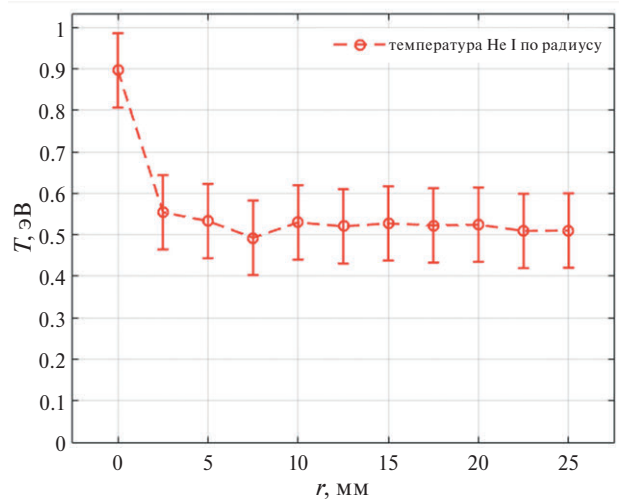


Рис. 12. Распределение температур атома гелия по радиусу в сечении В (He I $\lambda=471,31$ нм), расход рабочего газа — 10 мл/с, магнитное поле в сечение В — 1300 Гаусс.

ратурой в сечении В. Средняя по хорде электронная температура в сечении С также имеет большее значение, чем в сечении В.

4.4. Степень ионизации гелиевой плазмы

Одна из важных характеристик низкотемпературной плазмы — ее ионизационное состояние, представляемое в виде распределения по зарядовым состояниям. Для геликонного разряда анализ поведения зарядовых распределений представляет собой поиск стационарного распределения ионов. В соответствии с рис. 5 в случае геликонного разряда интенсивность линий переходов слабо изменяется в течение импульса, что соответствует стационарной стадии разряда.

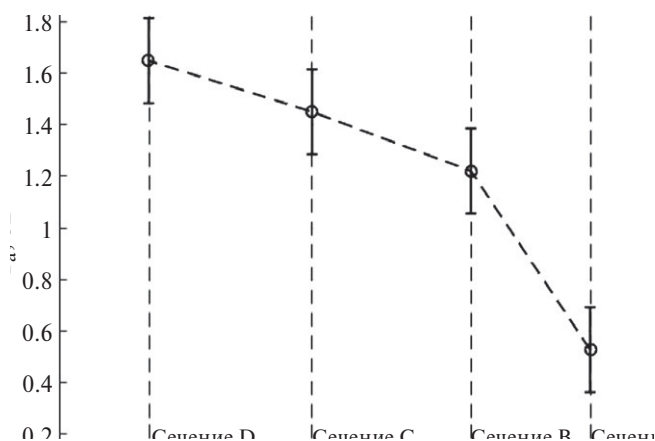


Рис. 13. Распределение средней по центральной хорде температуры атомов гелия ($\text{He I } \lambda = 471.31 \text{ нм}$) вдоль оси установки.

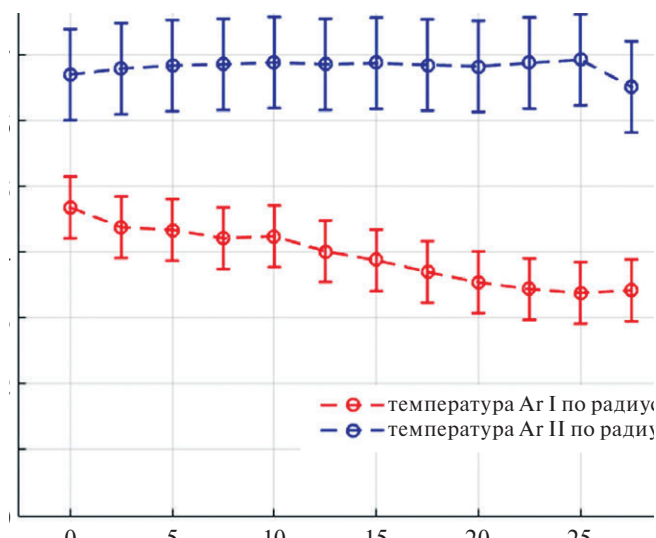


Рис. 14. Распределение температуры атома и иона аргона по радиусу в сечении В ($\text{Ar I } \lambda = 811.48 \text{ нм}$, $\text{Ar II } \lambda = 434.78 \text{ нм}$), расход рабочего газа — 4.7 мл/с, магнитное поле в сечении В — 1300 Гс.

Система уравнений зарядовой кинетики имеет вид

$$\frac{df_k}{dt} = R_{k+1}f_{k+1} - (R_k + S_k)f_k + S_{k-1}f_{k-1}, \quad (1)$$

где $f_k = n_k / n_i$, n_k — локальные значения концентраций дискретных зарядовых состояний. Для гелия $k=0, 1, 2$; R_k, S_k — суммарные по всем процессам скорости рекомбинации и ионизации [9].

Решение системы уравнения (1) для трех состояний атома гелия имеет вид

$$\left(1 + \frac{S_1}{R_2} + \frac{R_1}{S_0}\right)^{-1}, \quad f_2 = \frac{S_1 / R_2}{1 + S_1 / R_2 + R_1 / S_1}, \quad (2)$$

$$f_0 = \frac{R_1 / S_0}{1 + S_1 / R_2 + R_1 / S_0},$$

где f_0 — относительная доля нейтральных частиц, f_1, f_2 — доли однократно и двукратно ионизованных частиц соответственно.

Доминирующим процессом для S_k является ионизация электронным ударом $\langle v\sigma_{ion} \rangle$. Скорость R_k включает скорости перезарядки $\langle v\sigma_{CX} \rangle$, диэлектронной рекомбинации $\langle v\sigma_{diel_rec} \rangle$ и фоторекомбинации $\langle v\sigma_{photorec} \rangle$.

На рис. 16 [10–13] приведено сравнение скоростей ионизационных и рекомбинационных процессов для диапазона электронной температуры, характерной для геликонной плазмы установки ПН-3 (см. рис. 8).

В условиях экспериментов с использованием гелия среди всех процессов рекомбинации суще-

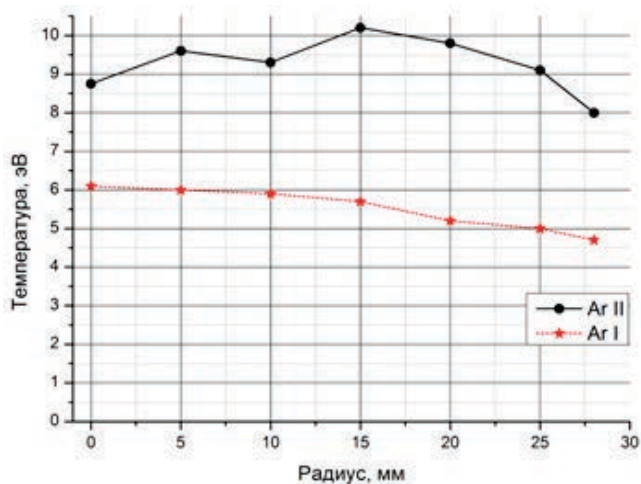


Рис. 15. Распределение температуры атома и иона аргона по радиусу в сечении С ($\text{Ar I } \lambda = 811.48 \text{ нм}$, $\text{Ar II } \lambda = 434.78 \text{ нм}$), расход рабочего газа — 4.7 мл/с, магнитное поле в сечении С — 2400 Гс.

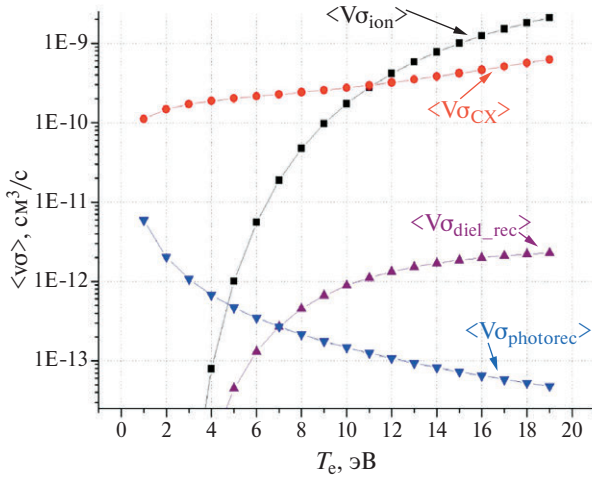


Рис. 16. Скорости ионизационных и рекомбинационных процессов [10–13].

ственный вклад вносит скорость перезарядки на атоме водорода, накопленного в стенке газоразрядной камеры после проведения экспериментов с водородом.

Для определения относительного количества примеси нейтрального водорода по светимости линии H_α водорода определено удельное количество примесных атомов с использованием фотоэмиссионных коэффициентов (database ADAS) по отношению интенсивности линии He I $\lambda = 728.14$ нм к интенсивности линии He I $\lambda = 706.57$ нм с учетом фотоэмиссионного коэффициента

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{\epsilon_{728}^{\text{exc}} + (n_{\text{He}^+} / n_{\text{He}^0}) \epsilon_{728}^{\text{rec}} + [n_{\text{H}} n_{\text{He}^+} / (n_{\text{e}} n_{\text{He}^0})] \epsilon_{728}^{\text{CX}}}{\epsilon_{706}^{\text{exc}} + (n_{\text{He}^+} / n_{\text{He}^0}) \epsilon_{706}^{\text{rec}} + [n_{\text{H}} n_{\text{He}^+} / (n_{\text{e}} n_{\text{He}^0})] \epsilon_{706}^{\text{CX}}},$$

где ϵ_j^i — фотоэмиссионные коэффициенты из базы данных ADAS для линий $\lambda = 728.14$ и 706.57 нм (подстрочные индексы 728 и 706).

Для определения ионизационного равновесия с использованием представленной модели основным параметром плазмы, влияющим на ионизационное равновесие, является температура электронов. Принимая в качестве исходных данных результаты обработки экспериментальных данных, представленные на рис. 17, представляется возможным определить ионизационное равновесие плазмы на установке ПН-3 для гелия. В соответствии с рис. 8 температуры электронов в диагностическом сечении С не превышают 6 эВ. В соответствии с результатами расчета по представленной модели (рис. 18а) плазма при таких

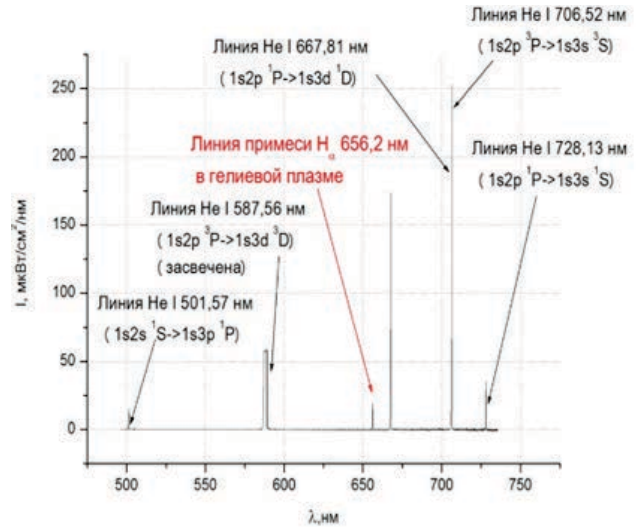


Рис. 17. Обзорный спектр линий атомов и ионов во время разряда на гелии, полученный с использованием спектрометра Avaspec-mini.

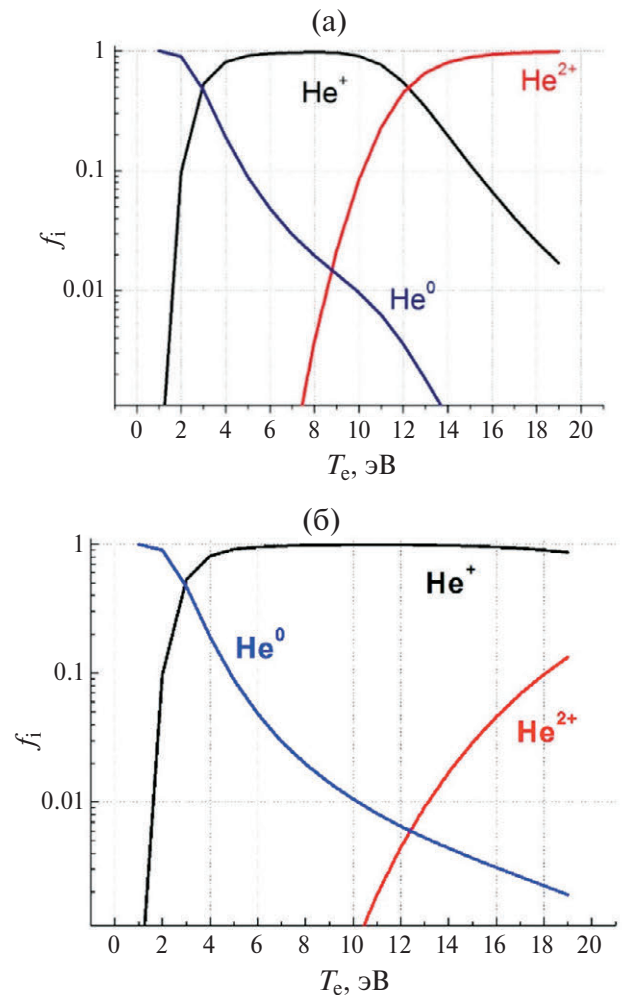


Рис. 18. Стационарные распределения гелия по зарядовым состояниям с учетом примеси (б) и без ее учета (а).

условиях почти полностью ионизована (доля нейтральных атомов менее 5%). Учет влияния примеси водорода (рис. 18б) не приводит к значительному изменению ионизационного баланса при температуре, характерной для рассмотренных экспериментов (при 6 эВ доля нейтральных атомов 5–6%). Но в случае возможности нагрева электронов до более высоких температур (выше 15 эВ) доля He^+ будет выше, чем в плазме без примеси.

Результат для f_i , где i изменяется от 0 до 2, представлен на рис. 18. (Синяя кривая – распределение атомов гелия He^0 , черная кривая – распределение ионов гелия He^+ , а красная кривая – распределение ядер гелия He^{2+}).

На рис. 19 представлен коэффициент ионизации (отношение числа заряженных частиц к их общему количеству) для стационарного распределения атомов и ионов гелия по зарядовым состояниям.

Увеличение скорости перезарядки за счет увеличения доли примесного водорода приводит к сдвигу ионизационного баланса.

В соответствие с рис. 19 для геликонного источника плазма становится полностью ионизованной при температурах электронов выше 12 эВ. Для T_e , характерных для режимов работы на установке ПН-3, возможно существование атома и ионов всех кратностей ионизации в случае гелиевой плазмы. Для коэффициента ионизации учтена рекомбинация через перезарядку ионов на нейтральных атомах гелий, приходящих в плазму с постоянным расходом газонапуска. Из рис. 18 следует, что в случае учета перезарядки в коэффициенте рекомбинации происходит растяжение

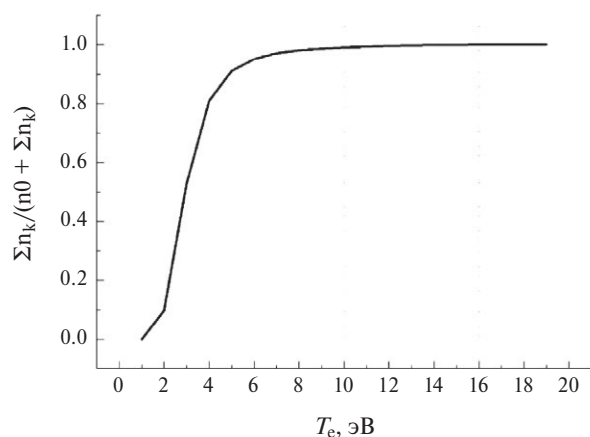


Рис. 19. Коэффициент ионизации для стационарного распределения.

функции распределения He I и He II , появление He III наблюдается при более высоких температурах.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе приведены результаты измерения параметров плазмы геликонного разряда на установке ПН-3. Получены радиальные распределения электронной температуры. Для определения электронной температуры применен метод относительных интенсивностей, который дает информацию о нижней границе электронной температуры. Также применен метод «гелиевого термометра». Температуры, определенные методом «гелиевого термометра», согласуются с зондовыми измерениями. Проведено сравнение температур, получаемых по паре линий 706.57 и 728.14 нм с использованием радиационно-столкновительной модели. Подробное исследование температуры электронов по радиусу газоразрядной камеры позволяет определить зарядовое распределение в каждой области объема установки.

В работе получены как радиальные распределения температуры атомов и ионов гелия и аргона, так и распределения вдоль центральной хорды. Температура атомов и ионов рабочего газа слабо меняется по радиусу плазменного шнура. Показано, что с увеличением расхода рабочего газа средняя энергия атомов и ионов падает, что связано с меньшей долей вводимой ВЧ мощности на каждую частицу.

Одной из важных характеристик низкотемпературной плазмы является ее ионизационное состояние, представляемое в виде распределения по зарядовым состояниям. Стационарная функция распределения по зарядовым состояниям получена с учетом процессов ионизации, и различных процессов рекомбинации. Распределение рабочего газа по зарядовым состояниям с учетом примеси отличается продолжительным по температуре присутствием однократно ионизованного иона рабочего газа, что является важной компонентой для прикладных задач, в частности, для создания прототипа безэлектродного плазменного ракетного двигателя БПРД. Показано, что незначительное количество примеси позволяет поддерживать оптимальное зарядовое распределение в широком температурном диапазоне.

Приведенные данные позволяют говорить о том, что геликонный разряд является стабильным источником низкотемпературной плазмы,

пригодной для дальнейшего использования в различных областях техники.

Авторы выражают благодарность за помощь в подготовке работы д. ф.-м. н. В.С. Лисицу, д. ф.-м. н. С.А. Данько, к. ф.-м. н. С.В. Коробцеву, а также всему коллективу установки ПН-3.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа проведена в рамках выполнения государственного задания НИЦ «Курчатовский институт».

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Boswell R.W. // Phys. Lett. 1970. V. 33. P. 457. Doi: 10.1016/0375-9601(70)90606-7.
2. Шуровский Д.О., Кутузов Д.С., Бунин Е.А., Сухов А.Е., Брагин Е.Ю. // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. 2022. Т. 45. С. 97.
3. Очкин В.Н. Спектроскопия низкотемпературной плазмы. М.: Физматлит, 2006.
4. Лохте-Хольтгревен В. Определение параметров плазмы. М.: Мир, 1971.
5. Кузнецов Э.И., Щеглов Д.А. Методы диагностики высокотемпературной плазмы. М.: Атомиздат, 1974.
6. Ветров С.И., Спицын А.В., Шуваев Д.А., Янченков С.В. // Физика плазмы. 2006. Т. 32. С. 454.
7. Диагностика плазмы / Ред. Хаддлстоун Р., Леонард С. М.: Мир, 1967.
8. Брагин Е.Ю., Бобырь Н.П., Гусев С.С., Егорова Е.Н., Жильцов В.А., Камин Д.В., Леженникова Д.А., Коробцев С.В., Костриченко И.А., Спицын А.В. // Тез. докладов 51 междунар. (Звенигородской) конф. по физике плазмы и УТС. Звенигород. 18–22 марта 2024. С. 248.
9. Шурыгин В.А. // Физика плазмы. 2004. Т. 30. С. 1.
10. Вайнштейн Л.А., Собельман И.И., Юков Е.А. Возбуждение атомов и уширение спектральных линий. М.: Наука, Физматлит, 1979.
11. Гервидс В.И., Жидков А.Г., Марченко В.С., Яковленко С.И. // Вопросы теории плазмы. Вып. 12. / Ред. М.А. Леонтович, Б.Б. Кадомцев. М.: Энергоиздат, 1982.
12. Rosmej F.R., Astapenko V.A., Lisitsa V.S. Plasma Atomic Physics. Springer, 2021.
13. Janev R.K., Smith J.J. // Suppl. J. Nuclear Fusion, 1993. V. 4.

STUDY OF A HELICON PLASMA BY EMISSION SPECTROSCOPY METHODS

I. V. Moskalenko^{a,*}, D. O. Shurovskiy^a, N. N. Nagel^a, D. S. Kutuzov^a, and E. Yu. Bragin^a

^aNational Research Centre “Kurchatov Institute,” Moscow, 123182, Russia

*e-mail: Moskalenko_IV@nrcki.ru

Diagnostics based on using the contactless emission spectroscopy method are discussed and measurements results in experiments with helicon plasma at an experimental device used for studies of the plasma processes in a helicon discharge are presented. Argon and helium were the working gases. The radial distribution of the electron temperature was measured as well as the radial distributions of the atom and ion temperatures in different cross sections of the plasma flow, and the temperature cross sections along the installation axis. The plasma ionization coefficient was calculated, and its dependence on the electron temperature was determined.

Keywords: helicon discharge, emission spectroscopy, ion temperature, ionization rate