УДК 533.9

ИЗУЧЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ПЛАЗМЫ ЭЦР-РАЗРЯДА НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ В ДИАПАЗОНЕ РАБОЧИХ ПАРАМЕТРОВ ПЛАЗМЕННОГО УСКОРИТЕЛЯ

В.В. Андреев, М.А. Корнеева, Е.Б. Ланеев, М.Н. Муратов, А.А. Новицкий, Д.В. Чупров

Российский университет дружбы народов, Москва, Россия

Несмотря на длительную историю изучения циклотронно-резонансного взаимодействия частиц плазмы со сверхвысокочастотными полями в неоднородном магнитном поле, изучение плазмы ЭЦР-разряда низкого давления ($1 \cdot 10^{-5}$ — $1 \cdot 10^{-4}$ торр) продолжает представлять интерес как с фундаментальной, так и прикладной точек зрения. Целью проведённых исследований являлось изучение характеристик исходной плазмы, создаваемой в магнитной ловушке пробочного типа в диапазоне рабочих параметров, обеспечивающих функционирование экспериментального стенда для изучения механизма гиромангнитного авторезонанса. На основе спектрометрических методик (оптическая, рентгеновская и масс) определены компонентный состав плазмы разряда, её основные параметры и их изменение в зависимости от разрядных условий. Установлено, что в диапазоне рабочих параметров в плазме разряда присутствуют холодный (температура в диапазоне до 10 эВ, $n_{ec} = 7 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$) и горячий, функция распределения электронов по энергиям (ФРЭЭ) которого отлична от максвелловской (средняя энергия масштаба десятка кэВ, $n_{ch} = 1 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$), электронные компоненты. Установлено, что средняя энергия горячего компонента зависит от расстройки магнитного поля относительно резонансного значения, давления плазмообразующего газа, его состава и мощности СВЧ, при этом концентрация более плотного холодного компонента практически постоянна.

Ключевые слова: электронно-циклотронный резонанс, зеркальная магнитная ловушка, эмиссионная оптическая спектроскопия, масс-спектроскопия, рентгеновская спектроскопия, спектр тормозного излучения, восстановление функции распределения электронов по энергии.

INVESTIGATION OF THE INITIAL LOW PRESSURE ECR-PLASMA FOR OPERATION MODE OF GYROMAGNETIC AUTORESONANCE PLASMA ACCELERATOR

V.V. Andreev, M.A. Korneeva, E.B. Laneev, M.N. Mouratov, A.A. Novitsky, D.V. Chuprov

Peoples Friendship University of Russia, Moscow, Russia

In spite of its long history, investigation of cyclotron-resonant particles' interaction with electromagnetic wave in inhomogeneous magnetic field is of interest as before for fundamental and practical use. The main aim of presented study is to understand behavior of parameters of low pressure ($1 \cdot 10^{-5}$ — $1 \cdot 10^{-4}$ Torr) ECR-plasma confined in simple mirror trap at different discharge conditions and consequently to improve the performance of initial plasma source for gyromagnetic autoresonance (GA) plasma accelerator. Information about plasma component structure and their parameters as function of various discharge conditions (gas mixture, pressure, strength of magnetic field, HF-input power) has been obtained with aid of the EOS, XRS and mass-spectrometry instruments. The results showed that within working range plasma consists of two components i.e. bulk plasma with temperature up to 10 eV and density $7 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ and hot one (average energy of about ten keV, density $1 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3}$) with non-maxwellian EEDF. Average energy and density of hot component strongly depend on detuning the magnetic field strength with respect to the resonant value at minimum of trap structure, HF-input power, gas mixture and pressure while density of bulk plasma is practically invariable. The obtained information can be used to enhance the production efficiency of ECR-plasma source and to improve the quality (trapping efficiency, energy spectrum) of plasma bunch generated under GA conditions.

Key words: electron-cyclotron resonance, mirror magnetic trap, emission optical spectroscopy, mass-spectroscopy, x-ray spectroscopy, bremsstrahlung spectra, deconvolution of the electron energy distribution.

ВВЕДЕНИЕ

Как известно, ЭЦР-разряд в условиях низкого давления является высокоэффективным источником плазмы, области практического применения которого весьма разнообразны [1, 2].

Компонентный состав такой плазмы в магнитном поле ловушки пробочного типа состоит из популяции холодных и горячих электронов [3] и ионов с различной степенью ионизации, температура холодного электронного компонента намного превышает температуру ионов и атомов газа. Ввиду малой эффективности энергообмена между компонентами плазма разряда такого типа далека от состояния термодинамического равновесия, а ФРЭЭ отлична от максвелловской.

В условиях проводимых экспериментальных исследований плазма ЭЦР-разряда является исходной для функционирования гирорезонансного плазменного ускорителя [4]. Влияние параметров исходной плазмы на выходные характеристики ускорителя ставит задачу изучения изменения характеристик и параметров плазмы при варьировании разрядных условий для оптимизации режима захвата электронного компонента исходной плазмы в процессе ускорения.

Основное внимание в настоящей работе уделено определению основных параметров исходной плазмы: концентрации и температуры холодного и горячего электронных компонентов n_{ec} , T_{ec} , n_{eh} , T_{eh} , времени формирования стационарной фазы инжекции при изменении разрядных условий.

ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Эксперименты проводились на плазменном ускорителе (рис. 1, а), подробно описанном в работе [4], в режиме генерации исходной ЭЦР-плазмы. Плазма создавалась в объёме вакуумного цилиндрического TE_{111} -резонатора (1), помещённого в статическое магнитное поле зеркальной ловушки ($R = 1,6$, $L = 120$ мм), создаваемое электромагнитом с двумя катушками (2), который возбуждался от магнетронного генератора (2,45 ГГц, 1000—2500 Вт) в импульсно-периодическом режиме (импульс прямоугольной формы с длительностью 1 мс, скважность до 35). Ввиду малости рабочего объёма (~ 750 см³) и влияния на электродинамические характеристики СВЧ-тракта любых дополнительных элементов, вводимых в резонатор, применение контактных диагностик было ограничено. В качестве основных диагностик применялись метод эмиссионной оптической спектроскопии (ЭОС, 280—475 нм), масс-анализ (МА, 1—50 а.е.м.) и метод рентгеновской сцинтилляционной спектроскопии (РСС, NaI(Tl), 20—100 кэВ).

Рис. 1. Схема экспериментальной установки и расположение средств диагностики

Порты средств диагностики, сосредоточенные в средней плоскости резонатора (см. рис. 1, б), были адаптированы под средства измерений: окно ЭОС — увиолевое стекло, окно РСС — бериллий толщиной 1 мм.

Для эффективной ионизации в условиях низких давлений в качестве плазмообразующего газа с низким потенциалом и высокой скоростью ионизации использовался Ar. Давление остаточного газа составляло $5 \cdot 10^{-6}$ торр. Для количественного и компонентного анализа парциальных давлений газовой смеси в режиме поддержания разряда применялся квадрупольный масс-спектрометр e-Vision с порогом по минимальному измеряемому давлению $1,5 \cdot 10^{-11}$ торр.

При проведении ЭОС регистрируемое из плазмы излучение по кварцевому световоду поступало на вход монохроматора-спектрографа с компенсацией астигматизма MS3504i с решёткой 1200 шт./мм и регистрировалось ФЭУ (Hamamatsu-R928) и камерой (Hamamatsu-S9840). Пространственный угол обзора, чувствительность, разрешение определены при калибровке всего спектрометрического тракта с использованием аттестованной ртутной лампы и составили: апертура 22°, разрешение по длинам волн 0,08 нм, обратная линейная дисперсия 2,34 нм/мм. Регистрация излучения осуществлялась из плазменного объёма 114 см³ при ширине входной и выходной щели 100 мкм.

Время регистрации одного значения спектрограммы ЭОС составило 300 мс при скважности работы СВЧ-генератора 10 и длительности импульса 1 мс. Таким образом, регистрация одного значения спектрограммы производилась путём суммирования сигнала по 30 импульсам СВЧ-генератора, что позволило повысить точность измерений и регистрировать в спектре слабые полосы и линии. В результатах измерений учтены спектральные характеристики элементов оптического тракта.

При диагностике высокотемпературного компонента плазмы проводились измерения спектрометрических и интегральных характеристик тормозного излучения методами рентгеновской спектрометрии (РС). Диагностический тракт состоял из детектора БДЭГ-2-38 на основе цилиндрического NaI(Tl)-кристалла размером 63×63 мм и амплитудного анализатора АЦП-USB-8К-В. Для регистрации излучения с газовой мишени и исключения искажений спектра излучением со стенок резонатора предусмотрена защита детекторной секции свинцовым экраном со стенками толщиной 20 мм и коллимационным каналом диаметром 8 и длиной 150 мм. В геометрии эксперимента телескопическая система позволяла регистрировать излучение в телесном угле 0,002 ср из объёма плазмы 4,5 см³. Спектрометрический тракт был подвергнут квантовой и энергетической калибровке по образцовым источникам (²⁴¹Am, ¹³³Ba, ¹³⁷Cs, ²²Na).

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Для обеспечения эффективной работы плазменного ускорителя задержка включения режима ускорения должна соответствовать моменту времени формирования фазы разряда со стационарными параметрами. С этой целью были проведены эксперименты по определению времени формирования разряда с помощью фотодетекторов с максимальной чувствительностью в синей и красной области видимого диапазона. Пробой газа осуществлялся в пределах импульса СВЧ-генератора в условиях, когда ЭЦР-поверхность находится в пределах рабочей области резонатора. В условиях низких давлений на этапе пробоя, когда коэффициент диффузии значителен, для поддержания разряда необходима большая скорость ионизации. Это может быть обеспечено наличием высокоэнергичных электронов, о существовании которых свидетельствуют кратковременная вспышка рентгеновского излучения и повышенный уровень излучения в синей области спектра. К моменту установления фазы разряда со стационарными параметрами уровень излучения в синей и красной области излучения постоянный (рис. 2, а). Как показали измерения, время установления разряда зависит от величины давления в рабочем объёме, напряжённости СВЧ-поля (мощность СВЧ), а также величины расстройки магнитного поля δ , равной отношению индукции магнитного поля в минимуме пробочной конфигурации $B(0, 0)$ к резонансному значению индукции (875 Гс). Проведённые измерения позволили получить зависимость временного интервала установления разряда при изменении параметра δ (рис. 2, б) и мощности СВЧ (рис. 3, а).

Рис. 2. Сигналы детектора падающей СВЧ-мощности (1), рентгеновского NaI(Tl)-детектора (2), ФЭУ-35 (300—600 нм) (3), фототранзистора (400—900 нм) (4) (а) и зависимость времени формирования стационарной фазы разряда от δ при $P = 2,5$ кВт: ■ — $4 \cdot 10^{-5}$ торр; ● — $6 \cdot 10^{-5}$ торр; ▲ — $8 \cdot 10^{-5}$ торр (б)

Рис. 3. Зависимость времени формирования стационарной фазы разряда от мощности СВЧ-накачки при $\delta = 1,06$ (а) и спектральный состав плазмы (б)

Таким образом, установлено, что пробой газа осуществляется в результате ионизации атомов аргона энергичными электронами, наработка плазмы в стационарном режиме обеспечивается всеми электронами, включая холодные. Оценки характерных временных масштабов совпадают с определёнными в эксперименте величинами.

Предварительное ЭОС-диагностирование указало на многокомпонентный состав плазмообразующего газа (рис. 3, б) и преимущественное содержание однократно ионизованных атомов рабочего газа, что подтверждено методами МА.

Результаты измерений парциальных давлений в диапазоне рабочих параметров ($p = 1 \cdot 10^{-5} \text{—} 1 \cdot 10^{-4}$ торр, $\delta = 0,98 \text{—} 1,1$, $P_{\text{свч}} = 1000 \text{—} 2500$ Вт) показали, что в составе плазмообразующего газа, кроме аргона, в большом количестве присутствуют молекулы азота. Зажигание разряда сопровождается снижением значений парциальных давлений. Это позволило, с учётом преимущественной степени ионизации и скважности процессов, оценить максимальное значение концентрации плазмы, которое составило $7 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ ($p = 5 \cdot 10^{-5}$ торр, $\delta = 1,1$, $P_{\text{свч}} = 2500$ Вт). Следует отметить, что полученное значение плотности в диапазоне изменения магнитного поля $\delta = 0,98 \text{—} 1,1$ практически совпадает с значением плотности отсечки для рабочей частоты, что согласуется с результатами, приведёнными в работе [5]. С учётом измеренных значений парциальных давлений можно также оценить ионизационную эффективность разряда, которая составила: Ar — 15%, N₂ — 11%.

Для применения методов ЭОС-диагностики в случае неравновесной плазмы возможно использование столкновительно-радиационной модели (СР) и коронального приближения. Однако применить корональную или СР-модель к плазме разряда в целом оказывается несколько затруднительно, так как ни одна из этих моделей не даёт полного описания происходящих в ней процессов. Тем не менее данные методы могут быть применены раздельно для различных групп уровней аргона. Низко лежащие уровни аргона можно рассматривать с точки зрения коронального приближения, так как их возбуждение происходит преимущественно за счёт электронного удара, а распад — в виде спонтанного излучения. Процессы на высоко лежащих уровнях можно рассматривать из условий СР-модели ввиду того, что их возбуждение может происходить и за счёт каскадных процессов.

В большинстве случаев интенсивность спектральных линий I является функцией n_e и T_e . Тем не менее, как показано в [6, 7], если интенсивности двух линий Ar слабо зависят от T_e , то отношение этих линий I_1/I_2 будет функцией только n_e и может быть использовано для её определения. Аналогичный подход может быть использован для определения T_e , если I является функцией только T_e [6, 8].

Как показано в работе [8], отношение интенсивностей линии иона (переход между уровнями $i \text{—} x$, $I_{i,x}^+$) и атома (переход между уровнями $p \text{—} y$, $I_{p,y}^0$) определяется согласно

$$\ln \left(\frac{I_{i, x}^+}{I_{p, y}^0} \right) = \ln C + 0,75 \ln T_e - \left(\frac{E_g + E_{i, g} - E_{p, g}}{T_e} \right), \quad (1)$$

где E_g — потенциал ионизации атома; $E_{i, g}$ — энергия возбуждения однозарядного иона из основного состояния; $E_{p, g}$ — энергия возбуждения атома из основного состояния. Нормировочный фактор C , включающий в себя сечения возбуждения уровней, оценен по косвенным измерениям и составил 2. Для ЭОС-измерений выбраны линии 480,6 нм (Ar^+ , $E_g + E_{i, g} = 34,9$ эВ) и 750,3 (Ar , $E_{p, g} = 13,42$ эВ), которые уверенно распознаются в регистрируемых спектрах и значения сечений которых известны [4, 6].

Согласно (1) были рассчитаны значения T_e с точностью до константы C в зависимости от индукции магнитного поля при различных давлениях (рис. 4).

Рис. 4. Зависимость T_e от индукции магнитного поля: $\square$ — $1,5 \cdot 10^{-4}$, $\circ$ — $2,0 \cdot 10^{-4}$, Δ — $3,0 \cdot 10^{-4}$ торр (а) и давления при $B = 875$ Гс (б) (мощность СВЧ-накачки 2,5 кВт)

Видно, что с изменением расстройки магнитного поля значение T_e холодного компонента остаётся практически неизменным, снижение давления приводит к её незначительному росту. Такое поведение температуры связано с уменьшением частоты неупругих столкновений и тем самым уменьшением энергетических потерь.

Исходя из требований применяемых моделей для определения n_e , были выбраны линии 425,9, 360,7, 365,0 нм. Для выбранных линий отношение величин Q_{ap} равно единице, и можно воспользоваться выражением [7]

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{Q_{ap, 1}}{Q_{ap, 2}} \frac{(1 + n_e/n_{eC, 2})}{(1 + n_e/n_{eC, 1})}, \quad (2)$$

где Q_{ap} — коэффициент скорости возбуждения уровня, а n_{eC} может быть определено следующим образом:

$$n_{eC, i} = \frac{A_i}{Q_{эф, i}}, \quad (3)$$

где A_i — коэффициент Эйнштейна; $Q_{эф, i}$ — эффективное сечение возбуждения уровня. Поскольку значения температуры лежат в диапазоне до 15 эВ, для определения сечений можно воспользоваться аппроксимацией Аррениуса [9, 10]

$$Q_{ap} = K_0 \exp(-E_0/T_e). \quad (4)$$

Однако отсутствие полных данных по выбранным переходам не позволило определить абсолютные значения плотности. Тем не менее данный подход был использован для определения зависимости поведения плотности при изменении давления, подводимой СВЧ-мощности и величины δ в пределах рабочего диапазона. Определено, что концентрация электронов холодного компонента плазмы практически не

меняется при изменении δ в диапазоне 0,9—1,2. Оценки, сделанные на основе известных данных, показали, что значение концентрации составляет величину $\sim 10^{11} \text{ см}^{-3}$, что совпадает с результатами, полученными методом МА и ранее методом «гелиевого» термометра [11].

Тормозное излучение является одним из основных механизмов радиационных потерь в ЭЦР-плазме с высокоэнергичным электронным компонентом. Исследования направлены на получение информации о параметрах и поведении популяции горячих электронов при изменении разрядных условий в диапазоне оговорённых рабочих режимов. Полученные данные о компонентном составе смеси газов и основном зарядовом состоянии свидетельствуют, что коротковолновая часть регистрируемого спектра исключает вклад в спектр излучения характеристического излучения примесей, следовательно регистрируемые спектральные зависимости представляют собой тормозное излучение.

Генерация рентгеновского излучения происходит не только в пределах длительности СВЧ-импульса, но и в промежутках следования импульсов с меньшей энергией и интенсивностью. Интервал времени, в течение которого регистрируется излучение, определяется временем жизни горячего электронного компонента в магнитной ловушке.

Для абсолютных и корректных спектральных измерений тормозного излучения регистрирующая система обеспечивала регистрацию квантов излучения исключительно с газовой мишени и необходимую загрузку спектрометра, исключаящую эффект наложения регистрируемых квантов. Таким образом, характеристики излучения позволяют напрямую определить ряд важных параметров и их поведение в различных режимах. На рис. 5, а представлены спектры, полученные при изменении мощности СВЧ, которые однозначно свидетельствуют о возрастании мощности регистрируемого рентгеновского излучения без изменения его спектрального состава. Полученные зависимости свидетельствуют о возрастании плотности горячего электронного компонента. Спектрограммы, представленные на рис. 5, б, показывают, что при фиксированном значении мощности СВЧ расстройка индукции магнитного поля δ приводит не только к изменению интенсивности, но и изменению спектрального состава. При значениях $\delta > 1$ отмечаются увеличение мощности излучения и смещение его в область более высоких энергий.

Рис. 5. Спектры тормозного излучения при вариации мощности СВЧ-накачки: Δ — 1000, $\circ$ — 1500, $\square$ — 2000, $\times$ — 2500 Вт, $B_0 = 880$ Гс, $p = 1,5 \cdot 10^{-5}$ торр (а) и индукции магнитного поля B_z : $\square$ — 830, $\times$ — 880, $\circ$ — 900, Δ — 920, $\diamond$ — 940, $+$ — 960 Гс, $p = 1,5 \cdot 10^{-5}$ торр, $P = 1500$ Вт (б)

Мощность тормозного излучения из единицы объёма плазмы с концентрацией электронов n_e , м^{-3} , эффективным зарядом ионов Z , температурой электронов T_{eh} , К , может быть определена согласно [12]:

$$P_{\text{br}} = 1,42 \cdot 10^{-40} Z^2 n_e n_i \sqrt{T_{\text{eh}}} K_1(T_{\text{eh}}), \quad (5)$$

где $K_1(T_{\text{eh}})$ — поправка, учитывающая отличие квантовой релятивистской теории тормозного излучения электрона от классической, которая в области температуры до 10 кэВ вносит в мощность тормозного излучения поправку, не превосходящую 10%.

Обработка спектров излучения по стандартной методике (в предположении максвелловского распределения) позволила получить зависимость поведения «температуры» и мощности излучения,

которая пропорциональна плотности электронов горячего компонента от величины СВЧ-мощности (рис. 6, а, б).

Рис. 6. Зависимость температуры (а) и мощности излучения (б) от мощности СВЧ-накачки при давлении $1,5 \cdot 10^{-5}$ торр и $\delta = 1,01$

Представленные зависимости чётко свидетельствуют, что увеличение мощности приводит к росту «температуры» горячего электронного компонента, при этом его плотность достигает насыщения и своего максимального значения при СВЧ-мощности 1,5 кВт. Поведение «температуры» и мощности излучения в указанном диапазоне изменения δ (магнитного поля) при различных давлениях представлено на рис. 7.

Рис. 7. Зависимость температуры: $\circ$ — $7,6 \cdot 10^{-6}$; $\square$ — $1,5 \cdot 10^{-5}$; $\triangle$ — $2,4 \cdot 10^{-5}$ торр (а) и мощности излучения $\circ$ — $1,5 \cdot 10^{-5}$; $\triangle$ — $2,4 \cdot 10^{-5}$; $\square$ — $7,6 \cdot 10^{-6}$ (б) от индукции магнитного поля (мощность СВЧ-накачки 2500 Вт)

Полученные результаты свидетельствуют о том, что «температура» горячего электронного компонента при вкладываемой СВЧ-мощности $P = 2,5$ кВт и давлении $p = 1,5 \cdot 10^{-5}$ торр достигает своего максимального значения 12 кэВ при индукции магнитного поля в центре пробочной конфигурации, превышающей резонансное значение. Определённая плотность ионного компонента плазмы и измеренная мощность излучения с плазменной мишени объёмом 4 см^3 позволили согласно (5) определить значение плотности горячего электронного компонента, который составил $1 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$, что соответствует 14% от плотности холодного компонента.

Результаты, представленные на рис. 6 и 7, иллюстрируют, что увеличение напряжённости магнитного поля и мощности приводит к существенному увеличению «температуры» и росту концентрации горячего электронного компонента. Это можно объяснить тем, что рост напряжённости магнитного поля приводит к преобразованию резонансной поверхности и увеличению той её части, которая находится в области высоких значений напряжённости высокочастотного электрического поля. Вследствие этого большее количество электронов попадает в условия резонанса. Увеличение мощности СВЧ, в свою очередь, приводит к росту напряжённости электрического поля, обеспечивающего резонансный нагрев. Максимальная энергия, которую может приобрести частица при однократном прохождении области резонансного взаимодействия в диапазоне значений напряжённости СВЧ-поля, реализуемых в экспери-

менте, не превышает 5 кэВ. По спектрам тормозного излучения видно, что в состав горячего электронного компонента входят электроны от единиц кэВ до нескольких десятков кэВ, что свидетельствует об их нагреве в результате многократных взаимодействий с СВЧ-полем.

Пространственная область, занимаемая горячим электронным компонентом в пределах рабочего объёма, может быть обнаружена при обработке результатов рентгенографических измерений. В настоящей работе для получения изображений в рентгеновском свете использовалась камера на основе ПЗС¹-матрицы, с входного окна которой удалено защитное стекло.

Камера располагалась на расстоянии 6 см от диагностического бериллиевого окна. Для получения более чёткого изображения плазменного образования перед ПЗС-матрицей располагалась свинцовая диафрагма с отверстием диаметром 1 мм. При такой геометрии измерительной системы поток рентгеновских квантов регистрировался из объёма порядка 9 см³. Изображения плазмы в рентгеновском свете, полученные при вариации давления плазмообразующего газа и мощности СВЧ-накачки, представлены на рис. 8.

Рис. 8. Рентгенограммы тормозного излучения при вариации давления (а) и мощности СВЧ-накачки (б)

Рентгенограммы качественно иллюстрируют протекающие процессы и согласуются с представленными спектральными измерениями и полученными закономерностями поведения регистрируемой мощности излучения от рабочих параметров. Регистрируемое увеличение контрастности рентгенограмм (см. рис. 8, а) с ростом давления связано, в первую очередь, с изменением его спектрального состава и не свидетельствует об увеличении мощности излучения. Это подтверждается результатами спектрометрических измерений, из которых следует, что увеличение давления приводит к смещению энергетического спектра горячего компонента в область низких энергий (порядка 10 кэВ), где чувствительность камеры максимальна [13]. Повышение мощности СВЧ не приводит к изменению спектрального состава, однако наблюдается рост интенсивности регистрируемого излучения с последующим насыщением в диапазоне мощностей 1500—2500 Вт (см. рис. 5, а, б). Приведённая закономерность подтверждается рентгенограммами, представленными на рис. 8, б.

Обработка рентгенограмм позволила определить пространственную область локализации горячего электронного компонента и изменение его формы в рабочем диапазоне изменения расстройки магнитного поля δ . При $\delta \approx 1$ аксиальный размер области, занятой горячим электронным компонентом, составляет 2 см. При $\delta > 1$ аксиальный размер возрастает и выходит за размеры регистрируемого объёма, так как ЭЦР-поверхность смещается ближе к полюсам магнитов.

Представленные результаты свидетельствуют, что эффективность обмена энергией между электронным компонентом и тяжёлыми частицами мала и что плазма далека от состояния локального термодинамического равновесия. В ней присутствуют холодный ($T_{ec} \approx 10$ эВ) и горячий ($T_{eh} \approx$ кэВ) элек-

¹ Прибор с зарядовой связью.

тронные компоненты, температура которых намного превышает температуру газа. Таким образом, в плазме реализуются процессы с высокой скоростью реакции с участием электронов (возбуждение и ионизация). Вследствие неравновесности и низкой степени ионизации плазмы ФРЭЭ должна отличаться от максвелловской.

ФРЭЭ может быть определена по результатам спектрометрических измерений. Восстановление ФРЭЭ по измеренному спектру тормозного излучения требует решения интегрального уравнения [14, 15]

$$\int_a^b H(E_0, \varepsilon) f(\varepsilon) d\varepsilon = N(E_0); E_0 \in [c, d]; c = 40 \text{ кэВ}, d = 100 \text{ кэВ}, \quad (6)$$

связывающего спектр тормозного излучения $N(E_0)$ с ФРЭЭ $f(\varepsilon)$. Ядро $H(E_0, \varepsilon)$ интегрального уравнения (6) сформировано в виде аналитической аппроксимации экспериментально установленной аппаратной функции, учитывающей разрешающую способность и энергетическую эффективность с учётом поглощения в тракте регистрации. Ввиду известной математической неустойчивости решения этого интегрального уравнения к погрешностям измерений правой части $N(E_0)$ при построении решения использовались методы регуляризации, основанные на минимизации сглаживающего функционала. Для минимизации аппаратной составляющей погрешности измерений коротковолновая часть экспериментального спектра $N(E_0)$ в диапазоне энергии 40—100 кэВ предварительно сглажена устойчивым суммированием ряда Фурье. Представленные на рис. 5 спектры подвергнуты обработке, результаты которой представлены на рис. 9.

Рис. 9. Спектры тормозного излучения (а), восстановленные ФРЭЭ электронов (б), давление газа $1,5 \cdot 10^{-5}$ торр, мощность СВЧ 2500 Вт: 1 — $\delta = 1,1$; 2 — $\delta = 1,06$; 3 — максвелловское распределение при $kT = 12,5$ кэВ

Видно, что восстановленные спектры горячего электронного компонента имеют выраженный нематвелловский характер, а наиболее сильное отклонение принадлежит области хвоста распределения, которое традиционно используется в диагностических целях при исследованиях высокотемпературной плазмы.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведённые экспериментальные исследования свидетельствуют об устойчивом зажигании разряда в условиях низкого давления и генерации плазмы с изменяемыми параметрами и временем формирования масштаба сотен микросекунд. Использование пассивных диагностических средств (оптическая, рентгеновская и масс-спектрометрия) позволило определить компонентный состав плазмы, диапазон изменения плазменных параметров при изменении разрядных условий в рабочем диапазоне. Установлено, что плазма двухкомпонентна: плотный компонент (холодный), характеризуемый температурой до 10 эВ и имеющий плотность $n_{ec} = 7 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$, и популяция электронов со средними энергиями масштаба десятка кэВ и плотностью $n_{eh} = 1 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$ (горячая).

Проведённые эксперименты позволили установить, что средняя энергия горячего компонента возрастает при увеличении напряжённости высокочастотного поля, причём наибольшие значения энергии наблюдаются при индукции магнитного поля в минимуме ловушки, превышающей резонансное значение. Плотность горячего электронного компонента, определяющая мощность высокоэнергичной части тормозного излучения, также возрастает при увеличении напряжённости СВЧ-поля и магнитной индукции. С одной стороны, это связано с увеличением доли энергии, приобретаемой частицей при однократном прохождении области резонансного взаимодействия, вследствие чего возрастает темп набора энергии. С другой стороны, увеличение индукции магнитного поля и напряжённости СВЧ-поля приводит к увеличению размеров пространства, в котором резонансная поверхность находится в пределах области высоких значений напряжённости высокочастотного электрического поля, что влияет на длительность резонансного взаимодействия.

Обработка спектров тормозного излучения позволила восстановить функции распределения горячего электронного компонента плазмы. Показано, что ФРЭЭ горячего компонента имеет выраженный немасвелловский характер.

Полученные результаты позволяют контролировать параметры и процессы, происходящие в исходной плазме, для повышения эффективности работы плазменного ускорителя.

REFERENCES

1. **Geller R.** Electron Cyclotron Resonance Ion Sources and ECR Plasmas». IOP, Bristol, UK, 1996.
2. **Guest G.** Electron Cyclotron Heating of Plasmas. JOHN WILEY-VCH Verlag. GmbH&Co, Weinheim, 2009. 253 p.
3. **Andreev V.V., Balmashnov A.A., Umnov A.M. et al.** — Izvestiya Akademii nauk Ser.fizicheskaya (Proceedings of the Academy of Sciences. Ser. Physical), 2003, vol. 67, № 9, pp. 1314—1321 (in Russian).
4. **Andreev V.V., Novitskiy A.A., Umnov A.M., Chuprov D.V.** — Pribory i tekhnika eksperimenta (Instruments and experimental technique), 2012, № 3, pp. 15—16 (in Russian).
5. **Sakudo N.** Microwave ion sources for industrial applications (invited). — Review of Scientific Instrum., 2000, vol. 71, pp. 1016—1022.
6. **Boffard J.B., Lin C.C., J. DeJoseph C.A.** — J. Phys. D: Appl. Phys., 2004, vol. 37, p. R143.
7. **Xi-Ming Zhu, Yi-Kang Pu.** A simple collisional-radiative model for low-pressure argon discharges. — J. Phys. D.: Appl. Phys., 2007, vol. 40 pp. 2533—2538.
8. **Shatas A.A., Hu Y.Z., Irene E.A.** Langmuir probe and optical emission studies of Ar, O₂, N₂. Plasmas Produced by an ECR Microwave Source. Department of Chemistry University of North Carolina at Chapel Hill, Chapel Hill, 1992.
9. **Weber T., Boffard J.B., Lin C.C.** — Phys. Rev. A, 2003, vol. 68, p. 032719.
10. **Boffard J.B., Garrett P.A., Mark G.F., Anderson L.W., Chun L.C.** — Phys. Rev. A, 1999, vol. 59, p. 2749.
11. **Andreev V.V., Korneeva M.A., Novitskiy A.A., Umnov A.M., Chuprov D.V.** — Fizicheskoe obrazovanie v vuzakh (Physical education in higher schools), 2011, vol. 17, № 1, p. 45 (in Russian).
12. **Khvesyuk V.I., Chirkov A.Yu., Ryzhkov S.V.** — In: Proc of 1998 ICPP&25thEPS Conf. on Contr. Fusion and Plasma Physics, Praha, 1998, ECA, vol. 22C, p. 122.
13. **Zaytsev V.I., Volkov G.S., Barykov E.V., Grabovskiy E.V., Aleksandrov V.V., Boldarev A.S., Gasilov V.A.** — Pis'ma v ZhETF (Letters to JETPh), 2008, vol. 88, issue 9, pp. 673—676 (in Russian).
14. **Tikhonov A.V., Alikaev V.V., Arsenin V.Ya., Dumova A.A.** — ZhETF (JETPh), 1968, vol. 5(11), p. 1903 (in Russian).
15. **Andreev V.V., Inrahim B.I., Laneev E.B., Mouratov M.N.** — Vestnik Rossiiskogo Universiteta Druzhby Narodov, ser. «Matematika, informatika. fizika» (Herald of Peoples Friendship University of Russia, ser. «Mathematics, informatics, physics»), 2012, № 2, pp. 86—88 (in Russian).

AUTHORS

Andreev V.V. People Friendship University of Russia, Miklukho-Maklaya str. 6, 117198, Moscow, Russia;vvandreev@mail.ru

Korneeva M.A People Friendship University of Russia, Miklukho-Maklaya str. 6, 117198, Moscow, Russia

Laneev E.B People Friendship University of Russia, Miklukho-Maklaya str. 6, 117198, Moscow, Russia

Mouratov M.N. People Friendship University of Russia, Miklukho-Maklaya str. 6, 117198, Moscow, Russia

Novitsky A.A. People Friendship University of Russia, Miklukho-Maklaya str. 6, 117198, Moscow, Russia;
temple 18@mail.ru

Chuprov D.V. People Friendship University of Russia, Miklukho-Maklaya str. 6, 117198, Moscow, Russia;
chu_d@mail.ru

Received 19 November 2012
Problems of Atomic Science and Technology
Ser. Termoyadernyi sintez, 2013, vol. 36, issue 2, pp.72—82