

УДК 533.922

АНАЛИЗ РЕЖИМОВ РАБОТЫ СВЧ-ИСТОЧНИКА ИОНОВ В РЕЖИМЕ ЭЛЕКТРОННО-ЦИКЛОТРОННОГО РЕЗОНАНСА ДЛЯ ПОРТАТИВНОГО НЕЙТРОННОГО ГЕНЕРАТОРА

© 2019 г. Д. С. Степанов¹, А. В. Чеботарев¹, Э. Я. Школьников¹, *

¹Национальный исследовательский ядерный университет
“Московский инженерно-физический институт”, Москва, Россия

*E-mail: eyshkolnikov@mephi.ru

Поступила в редакцию 11.09.2018 г.

После доработки 13.12.2018 г.

Принята к публикации 25.12.2018 г.

Приведены результаты численного моделирования кинетических процессов в дейтериевой плазме СВЧ-резонатора на электронно-циклотронном резонансе при неоднородном распределении магнитного и электрического полей. Для реальной конфигурации резонаторного блока показано существование оптимального с точки зрения энергоэффективности распределения магнитного поля. Решение кинетической схемы СВЧ-разряда в дейтериевой среде позволяет связать свойства газоразрядной плазмы с такими параметрами источника ионов дейтерия, как давление остаточного газа, поток газа в СВЧ-резонатор, потоки заряженных частиц на стенки и в ионно-оптическую систему, напряженность и распределение электрического и магнитного полей в резонаторе и поступающая в него мощность. Полученные результаты дают возможность выявить и реализовать режимы работы генератора с рекордными характеристиками.

DOI: 10.1134/S0040364419030177

ВВЕДЕНИЕ

Экспериментальные результаты по разработке портативных нейтронных генераторов на основе СВЧ-источника нуклидов тяжелого водорода [1, 2] убедительно показали, что использованный режим электронно-циклотронного резонанса (ЭЦР) приводит к значительному повышению ряда важных рабочих характеристик, таких как энергетическая эффективность, однородность состава пучка ионов, ресурс работы. В этой связи приобретает актуальность детальный анализ процесса наработки газоразрядной плазмы в резонаторном блоке портативного нейтронного генератора с учетом реального распределения магнитного поля и потоков газа в резонатор и заряженных частиц из него. При этом характерные параметры исследуемого газового разряда находятся в следующих диапазонах значений: давление $p = 10^{-5} - 10^{-2}$ Па, электронная температура $T_e \geq 10$ эВ.

Подобные работы по моделированию кинетики газового разряда с учетом его пространственной структуры проводились другими авторами для тлеющего ($p = 10^2 - 10^3$ Па, $T_e = 1$ эВ) [3] и пеннинговского ($p \sim 10^{-1}$ Па) [4] разрядов в молекулярном водороде.

Авторами получены первые результаты в этом направлении [5]. Разработана кинетическая схема неравновесных процессов в газоразрядной

плазме резонатора источника ионов водорода в режиме ЭЦР, на основании которой проанализирована динамика изменения параметров плазмы в источнике ионов, а также исследованы зависимости этих параметров от ряда внешних условий: электрического поля, коэффициента резонансного усиления и давления рабочего газа. Проведенные расчеты исходили из представления об однородных полях и однородной дейтериевой плазме и не учитывали поступление газа в резонатор и потери частиц на его стенках, а также экстракцию дейтронов в ионно-оптическую систему на мишень.

Приведенные ниже результаты численного моделирования плазменных процессов в дейтериевой плазме в резонаторе на ЭЦР снимают эти ограничения. Они являются логическим продолжением предыдущих работ [5], в частности, основываются как на введенной в них кинетической схеме, так и на полученных результатах. Причем используемые в настоящей работе данные по сечениям некоторых процессов были уточнены с помощью [6]. В то же время предметом исследования является резонатор с конкретной конструкцией и конкретной конфигурацией магнитной системы для реализации ЭЦР. Большое значение имеют учет потерь газоразрядных продуктов на стенках резонатора и их уход через экстрагирующее отверстие.

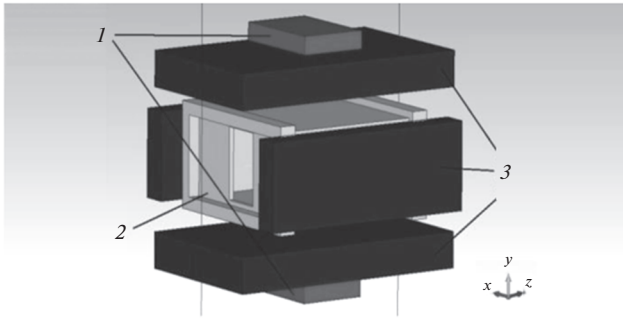


Рис. 1. Конструкция резонаторного блока: 1 – железные пластины, 2 – резонатор, 3 – постоянные магниты.

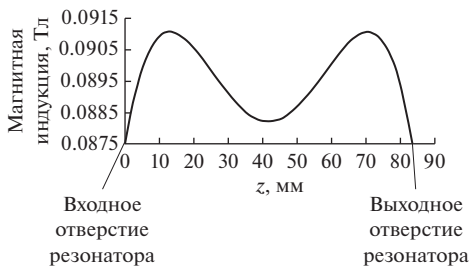


Рис. 2. Распределение магнитного поля вдоль оси резонатора.

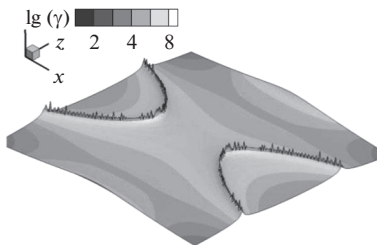


Рис. 3. Распределение коэффициента резонансного усиления γ в медиальной плоскости резонатора.

ПАРАМЕТРЫ РЕЗОНАТОРНОГО БЛОКА

Для конкретизации расчетов была использована конструкция резонаторного блока с внешним магнитным полем, разработанная авторами для теоретического и экспериментального исследования физических процессов в этом устройстве. Собственно, резонатор имеет призматическую конфигурацию размером $83.5 \times 90 \times 45 \text{ мм}^3$ с входным отверстием для поступления СВЧ-мощности на рабочей частоте 2.45 ГГц, моде H_{101} и выходным отверстием для извлечения пучка ионов. Подстройка резонатора осуществляется с помощью специального механизма, приводящего к деформации его широких стенок.

Магнитная система построена на основе двух пар прямоугольных магнитов из материала NdFeB.

Для коррекции распределения магнитного поля на магнитах располагаются по две железные пластины, помещенные на широких стенках резонатора. Для частоты СВЧ-поля 2.45 ГГц резонансное внешнее магнитное поле составляет 875 Гс. Конструкция резонаторного блока и распределение магнитного поля вдоль оси резонатора представлены на рис. 1 и 2.

Приведенное распределение внешнего магнитного поля обеспечивает его индукцию 875 Гс на входном и выходном отверстиях резонатора, что, согласно [7], приводит к максимальному извлечению ионного тока из газоразрядной плазмы на мишень генератора. Расчет распределения рабочих СВЧ-полей и внешнего постоянного магнитного поля проводился с использованием пакета CST Studio.

ДИНАМИКА ПЛАЗМЕННЫХ КОМПОНЕНТ ДЛЯ РАБОЧЕГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ МАГНИТНОГО И ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЕЙ

Известное распределение магнитного поля дает возможность анализировать динамику развития ЭЦР в резонаторе. Рассмотрим коэффициент резонансного усиления поглощения энергии электронами в СВЧ-разряде с магнитным полем γ , введенный в [5]. Величина γ показывает, во сколько раз диссипация энергии при ЭЦР больше, чем в отсутствие магнитного поля ($\gamma = 1$):

$$\gamma = \frac{\left(1 + \frac{\omega_L^2}{\omega^2} + \frac{v^2}{\omega^2}\right) \left(1 + \frac{v^2}{\omega^2}\right)}{\left(1 - \frac{\omega_L^2}{\omega^2} - \frac{v^2}{\omega^2}\right)^2 + 4 \frac{v^2}{\omega^2}}$$

Энергия СВЧ-поля, рассеиваемая одним электроном в единицу времени:

$$p = \langle -eEv \rangle_t = \frac{e^2 E_0^2 v}{2m_e(\omega^2 + v^2)} \gamma,$$

где E_0 – амплитуда электрического СВЧ-поля, ω – его частота, ω_L – ларморовская частота, v – эффективная частота столкновений электронов.

На рис. 3 приведено распределение γ в медиальной плоскости резонатора с внешним магнитным полем, конструкция которого изображена на рис. 1. Резонанс, соответствующий $\gamma \sim 10^9$, достигается в весьма узких областях внутреннего объема резонатора, однако увеличение области с резонансными значениями γ может привести к потере энергоэффективности системы. Дело в том, что, как показано в [5], для случая однородного распределения магнитного поля и свободного пространства большое значение γ приводит к затратам энергии СВЧ-поля на разогрев электронной

и ионной компонент. Рассмотрим этот эффект подробнее.

Для выявления распределения магнитных полей, способствующих увеличению энергетической эффективности, выберем конфигурацию магнитной системы с распределением магнитного поля, показанным на рис. 4, где его величина в любой точке резонатора не достигает 875 Гс (максимум 840 Гс). Это позволяет получить распределение коэффициента резонансного усиления γ в объеме резонатора в диапазоне 50–300, как это видно из рис. 5.

Используя разработанную в [5] кинетическую схему СВЧ-разряда, в дейтерии можно получить пространственные “снимки” концентрации и температуры каждой из плазменных компонент в любой момент времени. Данные “снимки” не представляют собой точных распределений плазменных параметров, так как не учитывают диффузионно-дрейфового переноса вещества, но являются весьма наглядным способом иллюстрации ионизационных способностей различных точек рабочей камеры СВЧ-источника ионов при том или ином распределении магнитного или электрического полей. На рис. 6 представлены графики, иллюстрирующие распределение концентраций атомарных ионов дейтерия и температуры электронов в медиальной плоскости резонатора для магнитного поля, показанного на рис. 4. Концентрация атомарных ионов дейтерия максимально быстро нарастает в области $\gamma = 150–200$. Дело в том, что с повышением степени ионизации и доминированием ионов дейтерия в плазме потери энергии электронами резко снижаются (остаются только упругие кулоновские соударения электронов с дейтронами), происходит резкий рост средней энергии электронов и существенный нагрев ионов дейтерия. Таким образом, большие значения резонансного множителя γ приводят к перегреву электронов, из-за чего падает скорость ионизации дейтерия. Меньшие же значения недостаточны для достижения максимума скорости ионизации.

ДИНАМИКА ПЛАЗМЕННЫХ КОМПОНЕНТ С УЧЕТОМ ПОСТУПЛЕНИЯ НЕЙТРАЛЬНОГО ГАЗА И ПОТЕРЬ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

Для определения полного набора параметров плазмы СВЧ-разряда необходимо знать такие параметры источника ионов, как давление остаточного газа, поток газа в камеру, напряженность электрического поля в резонаторе и поступающую в него мощность, соответствующие стационарным значениям концентрации плазменных компонент в разряде. Поиск этих параметров будем осуществлять для случая равенства скоростей поступления и ухода частиц в резонаторе. Ско-

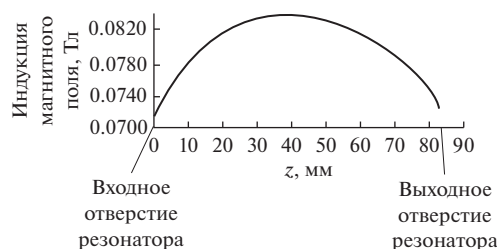


Рис. 4. Распределение магнитного поля вдоль оси резонатора.

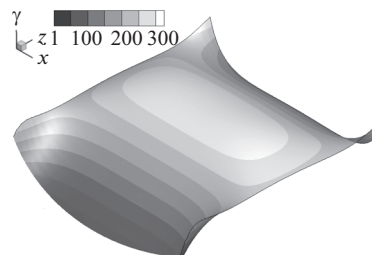


Рис. 5. Распределение коэффициента резонансного усиления γ в медиальной плоскости резонатора.

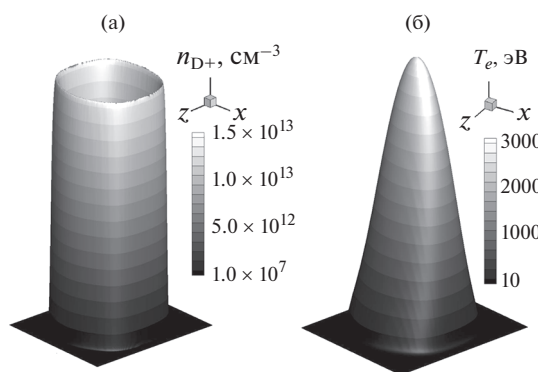


Рис. 6. Распределение концентрации ионов дейтерия (а) и температуры электронов (б) в медиальной плоскости резонатора спустя 30 мкс после поджига разряда.

рость ухода частиц плазмы определяется характерными размерами резонатора, свойствами самих частиц, а также их взаимодействием с другими компонентами плазмы и потому переменна во времени. В то же время скорость поступления частиц задается с помощью системы напуска газа и может быть принята постоянной во времени. Учитывая сложность и многообразие процессов, влияющих на скорость ухода частиц плазмы в резонаторе, целесообразно численно задать скорости поступления и ухода частиц, приравнять их и в таком виде искать стационарные значения концентрации плазменных компонент и соответствующие им значения параметров источника ионов.

Для учета потоков нейтрального газа, поступающего в разрядную камеру, и заряженных частиц, нейтрализующихся на стенках резонатора,

необходимо добавить в кинетические уравнения соответствующие члены, представляющие собой потоки заряженных частиц ($Q_e, Q_{D^+}, Q_{D_2^+}$) и потоки нейтральных компонент (Q_D, Q_{D_2}).

Изменение общего числа частиц влияет на динамику температур соответствующих компонент. Для описания этого процесса запишем уравнение для изменения энергии произвольной компоненты плазмы в единице объема E_k в единицу времени

$$\frac{dE_k}{dt} = (W_k)^+ - (W_k)^-, \quad (1)$$

где $(W_k)^+$ – нагрев соответствующей компоненты (для тяжелых частиц вследствие упругих соударений с электронами, для электронов вследствие взаимодействия с электрическим полем), $(W_k)^-$ – потери энергии (для тяжелых частиц вследствие их ухода, для электронов вследствие взаимодействия с остальными компонентами и также ухода), $k = \{e, D, D_2, D^+, D_2^+\}$.

Процессы взаимодействия между плазменными компонентами были описаны ранее [5], поэтому ограничимся рассмотрением потерь энергии, связанных с уходом частиц:

$$(W_k)^- = \frac{3}{2} e \theta_k Q_k, \quad (2)$$

где θ_k – температура k -й компоненты плазмы. При этом

$$\frac{dE_k}{dt} = \frac{3}{2} e \theta_k \frac{dn_k}{dt} + \frac{3}{2} e n_k \frac{d\theta_k}{dt}, \quad (3)$$

где n_k – концентрация k -й компоненты плазмы. Объединяя (1)–(3), получим

$$\frac{d\theta_k}{dt} = -\frac{\theta_k}{n_k} \left(\frac{dn_k}{dt} + Q_k \right) + \frac{2(W_k)^+}{3e n_k}. \quad (4)$$

С учетом (4) для температуры плазменных компонент перепишем выражения для энергетического баланса [5]:

– для электронов

$$\frac{d\theta_e}{dt} = \frac{2}{3} \Delta_e \nu - \frac{2}{3} \sum_k \frac{(T_e - T_k)}{\tau_{ke}^e} - \frac{2}{3} \sum_k \Delta I_k \nu_{ek} - \frac{\theta_e}{n_e} \left(\frac{dn_e}{dt} + Q_e \right),$$

где Δ_e – энергия, приобретаемая электроном между двумя соударениями; ν – частота столкновений электронов; τ_{ke}^e – время релаксации для установления электрон-ионного равновесия; ΔI_k – потери энергии электрона в неупругих соударениях;

– для тяжелых частиц

$$\frac{d\theta_k}{dt} = \frac{2(T_e - T_k)}{3 \tau_{ke}^e} - \frac{\theta_k}{n_k} \left(\frac{dn_k}{dt} + Q_k \right),$$

где $\theta_k = \{\theta_D, \theta_{D_2}, \theta_{D^+}, \theta_{D_2^+}\}$.

Для дальнейшего расчета необходимо конкретизировать некоторые параметры источника ионов, в первую очередь связанные со значением начального давления молекулярного дейтерия в резонаторе. С этой целью проведем ряд расчетов по кинетической схеме, варьируя этот параметр. Для упрощения расчет будет проводиться только в приближении равномерного распределения СВЧ электрического и постоянного магнитного полей. Параметр резонансного усиления γ будет принят равным 187, а напряженность электрического поля приравняем среднему по объему значению при заданной амплитуде поля в резонаторе $E_m = 1.0$ кВ/см. В соответствии с данными экспериментов [1, 2] экстрагируемый из источника ионов ток составляет величину порядка десятков мА. Тогда, учитывая малость выходного отверстия резонатора и, соответственно, малость извлекаемого тока по сравнению со всеми потерями ионизованных частиц, выберем поток молекулярного дейтерия в резонатор через систему напуска газа $Q_{D_2} = 1.0$ см³/мин, что соответствует 140 мА тока атомарных ионов при условии извлечения всех образующихся ионов.

Так как в расчете используется только постоянное значение скорости ухода частиц, то оно не может включаться в решение для начальных моментов времени, пока концентрация плазмы не достигнет рабочих значений. В рассматриваемой схеме расчета в качестве момента запуска механизма пополнения и ухода частиц плазмы, т.е. включения в систему кинетических уравнений соответствующих членов, выбран момент достижения концентрации 1×10^{10} см⁻³, так как это значение близко к критической концентрации плазмы.

Представленные на рис. 7 результаты расчетов показывают, что горение разряда, способного поставлять в ионно-оптическую систему нейтронного генератора ток порядка 10 мА, возможно только при начальной концентрации молекулярного дейтерия больше 5.0×10^{12} см⁻³. Также стоит отметить, что полученные концентрации соот-

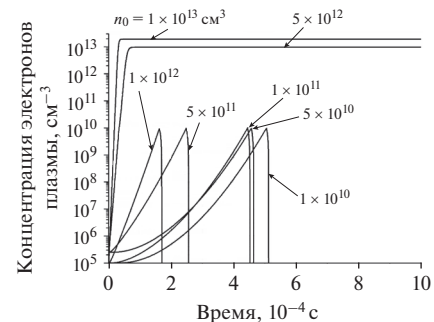


Рис. 7. Зависимость концентрации плазмы от времени для различных концентраций молекулярного дейтерия n_0 .

ветствуют экспериментальным значениям давления остаточного газа, приведенным в работах [7, 8]. Как видно из представленного расчета, концентрация плазмы в рассматриваемом случае может превышать ее критическое значение для отсечки СВЧ-волны. В этой связи в расчет был добавлен механизм учета отражения СВЧ-волны от плазмы [9], когда электромагнитное поле волны частично проникает в плазму, а его амплитуда экспоненциально уменьшается по глубине плазмы.

На рис. 8 приведены результаты расчета концентрации компонент плазмы при начальной концентрации молекулярного дейтерия $1.0 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Они достигают стационарных значений спустя 0.8 мс после начала ионизации, и итоговая концентрация плазмы превышает критическую на полтора порядка. Также следует отметить, что с повышением начальной концентрации характерное время ионизации уменьшается с 10 мс до 30 мкс. Отсюда следует, что при начальной концентрации порядка 10^{10} см^{-3} , которая использовалась для расчетов ранее, возможно извлечение ионного тока не более десятков мкА, а разряд, способный поставлять токи от 1 мА и более, должен сопровождаться режимом отсечки СВЧ-волны с частотой 2.45 ГГц.

Таким образом, решение кинетической схемы СВЧ-разряда в режиме ЭЦР дает возможность получить свойства плазмы при заданных параметрах источника ионов. Единственной неизвестной пока характеристикой разряда является доля уходящих частиц, извлекаемых в ионно-оптическую систему. Для ее определения в объеме резонатора задается трехмерная пространственная сетка, в каждой точке которой заданы напряженности электрического СВЧ-поля и внешнего постоянного магнитного поля, соответствующие их реальным распределениям. Далее происходит решение кинетической схемы СВЧ-разряда в дейтерии для каждой i -й ячейки сетки в отдельности. В результате расчета определяются величины Q_{D^+} и $Q_{D_2^+}$, характеризующие поток концентрации ионов из i -й ячейки. Данный поток считается слабо возмущенным на расстояниях порядка размера резонатора, так как длина свободного пробега ионов между столкновениями с тяжелыми частицами много больше размеров резонатора ($\lambda_{DD} \sim 10^3 \text{ см} \gg 10 \text{ см}$). Это позволяет оценивать поток извлекаемых частиц как некоторую долю от Q_{D^+} и $Q_{D_2^+}$. К извлекаемым частицам относятся те из них, которые при прохождении через выходное отверстие резонатора обладают кинетической энергией, меньшей, чем им сообщает поле извлекающего электрода. Таким образом, доля частиц η_i из потоков Q_{D^+} и $Q_{D_2^+}$, попадающих в вытягивающее отверстие, равна отношению интеграла от произведения телесного угла, под которым видна соответствующая эквипотенциальная область

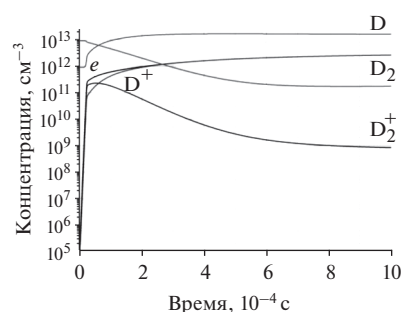


Рис. 8. Зависимость концентрации компонент плазмы от времени.

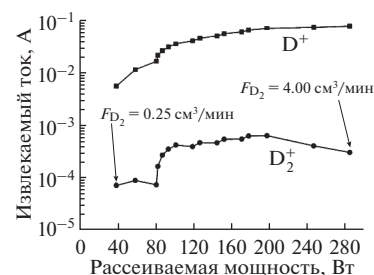


Рис. 9. Зависимость извлекаемого тока от рассеиваемой в резонаторе мощности: интервал между соседними точками равен увеличению потока газа на $\Delta F_{D_2} = 0.25 \text{ см}^3/\text{мин}$.

извлекающего поля, и функции распределения Максвелла с текущей температурой в ячейке к полному телесному углу. Умножая потоки концентрации на элементарный электрический заряд, объем ячейки V_i и коэффициент η_i , вычислим электрический ток из рассматриваемого объема:

$$I_{D^+} = e \sum_i Q_{D^+} V_i \eta_{i,D^+},$$

$$I_{D_2^+} = e \sum_i Q_{D_2^+} V_i \eta_{i,D_2^+}.$$

Значительный интерес для разработки СВЧ-источника ионов на электронно-циклотронном резонансе представляет зависимость извлекаемого из резонатора ионного тока от рассеиваемой в нем мощности, что, по сути дела, дает возможность выбрать СВЧ-генератор для нейтронного источника. Однако при указанных выше условиях достижения стационарных значений концентраций плазменных компонент в СВЧ-разряде ($Q_{D_2} + Q_D = Q_{D^+} + Q_{D_2^+}$) получается, что при вариации напряженности электрического поля при постоянном потоке газа суммарный извлекаемый ток остается практически неизменным. Слабое изменение тока атомарных дейтронов при росте напряженности поля является следствием более интенсивной диссоциации молекулярного дейтерия и приводит к соответствующему спаду тока молекулярных ионов.

На рис. 9 представлен набор рабочих точек СВЧ-разряда, каждая из которых определяется

стационарными концентрациями плазменных компонент, отвечающих разным потокам газа при минимальной напряженности электрического поля. Начиная с самой левой точки графика ($F_{D_2} = 0.25 \text{ см}^3/\text{мин}$), поток газа растет на $0.25 \text{ см}^3/\text{мин}$ при переходе к каждой последующей точке. Полученный график показывает, что извлекаемый ток лежит в диапазоне 1–100 мА при росте потока газа от 0.25 до $4.0 \text{ см}^3/\text{мин}$ и соответствующем повышении затрачиваемой мощности. Кроме того, доля извлекаемого тока к общему потоку частиц примерно постоянна и равна 14%.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Приведенные результаты расчетов получены на основании представлений о реальных неоднородных СВЧ электрических и внешних постоянных магнитных полях, а также неоднородной дейтериевой плазме, которые определяются конкретной конструкцией резонаторного блока источника ионов. Они дают возможность выявить режимы работы источника, которые обеспечивают его рекордные характеристики.

Дальнейшее развитие работ по созданию малогабаритного высокоэффективного нейтронного генератора будет связано с анализом процессов в ионно-оптической системе и мишенном узле, где ускоряются извлекаемые из резонаторного блока дейтроны и происходят ядерные реакции типа D–D или D–T с образованием дейтронов. Это даст возможность приступить к разработке конструкции узлов нейтронного генератора и определить параметры его вспомогательных систем, таких как СВЧ-генератор и СВЧ-тракт, вакуумная система и система напуска газа, высоковольтные цепи.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и образования РФ по соглашению № 14.575.21.0169 (RFMEFI57517X0169).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Vainionpaa J.H., Gough R., Hoff M. et al.* Microwave Ion Source and Beam Injection for an Accelerator-driven Neutron Source // Proc. Particle Accelerator Conference. Albuquerque: Institute of Electrical and Electronics Engineers, 2007. 9889878.
2. *Vainionpaa J.H., Allan X.C., Melyin A.P. et al.* Development of High Flux Thermal Neutron Generator for Neutron Activation Analysis // Nucl. Instr. Meth. B. 2015. V. 350. P. 88.
3. *Сторожев Д.А., Куратов С.Е., Суржиков С.Т.* Численное моделирование 2D-структуры тлеющего разряда в молекулярном водороде с учетом кинетики ионизации и диссоциации // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2015. Т. 16. Вып. 4.
4. *Storozhev D.A., Surzhikov S.T., Kuratov S.E.* Numerical Simulation of Dissociation Kinetics in the Penning Discharge Plasma Using 2D Modified Drift-Diffusion Model // AIAA 2017-1966. 2017.
5. *Степанов Д.С., Чеботарев А.В., Школьников Э.Я.* Кинетика дейтериевой газоразрядной плазмы в резонаторе нейтронного генератора в режиме электронно-циклотронного резонанса // ТВТ. 2018. Т. 56. № 6. С. 865.
6. *Shakhatov V.A., Lebedev Yu.A.* Analysis of Data on the Cross Sections for Electron-Impact Ionization and Excitation of Electronic States of Atomic Hydrogen (Review) // Plasma Phys. Rep. 2018. V. 44. № 1. P. 126.
7. *Kwan J.W., Gough R., Keller R. et al.* A 2.45 GHz High Current Ion Source for Neutron Production // High Energy Phys. Nucl. Phys. 2007. V. 31. Suppl. I. P. 232.
8. *Zhizhong Song, Shixiang Peng, Jinxiang Yu et al.* Minipermanent Magnet High-current Microwave Ion Source // Rev. Sci. Instr. 2006. V. 77. P. 03A305.
9. *Жданов С.К., Курнаев В.А., Романовский М.К., Цветков И.В.* Основы физических процессов в плазме и плазменных установках. М.: НИЯУ МИФИ, 2015.