

АКСИАЛЬНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ПРОДОЛЬНОГО ВЫСОКОЧАСТОТНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ И ПАРАМЕТРОВ ПЛАЗМЫ В ИНДУКТИВНОМ ИСТОЧНИКЕ ПЛАЗМЫ С ВНЕШНИМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

© 2022 г. А. М. Никонов^а, К. В. Вавилин^а, И. И. Задириев^а, Е. А. Кралькина^{а, *}

^а МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

*e-mail: ekralkina@mail.ru

Поступила в редакцию 11.07.2022 г.

После доработки 19.09.2022 г.

Принята к публикации 20.09.2022 г.

Представлены результаты экспериментального исследования аксиальной структуры продольного ВЧ магнитного поля и параметров плазмы индуктивного источника плазмы малой мощности, помещенного в магнитное поле с индукцией 12–72 Гс. Показано, что уже при магнитном поле 24 Гс начинает отчетливо проявляться немонотонная зависимость продольной составляющей ВЧ магнитного поля от аксиальной координаты. Изменение фазы ВЧ-поля указывает на формирование в разряде частично бегущей волны. Зондовые измерения показывают, что функция распределения электронов по энергиям обогащена быстрыми электронами, скорость которых коррелирует с фазовой скоростью волны.

Ключевые слова: высокочастотный разряд, индуктивный, волна, фазовая скорость, быстрые электроны

DOI: 10.31857/S0367292122700196

1. ВВЕДЕНИЕ

В течение уже пятидесяти лет индуктивный ВЧ-разряд, помещенный во внешнее магнитное поле (геликонный разряд), является предметом исследования во многих лабораториях мира [1–8]. Старт широкомасштабному изучению разряда положила работа Р. Босвелла [1], опубликованная в 1970 г. Р. Босвеллу и его коллегам [1–3] удалось получить плазму с концентрацией порядка до 10^{13} см^{-3} на оси источника плазмы диаметром 10 см при ВЧ-мощности, не превосходящей 1 кВт. Обнаруженный эффект стимулировал значительный интерес к разряду и его практическим применениям. Уже первые работы по систематическому изучению разряда показали, что в разряде происходят сложные, многообразные физические процессы, полное понимание которых не достигнуто до сих пор [6, 7].

Одним из важнейших вопросов физики геликонного разряда является вопрос о механизме поглощения ВЧ мощности плазмой – механизме, обеспечивающим получение плотной плазмы при сравнительно небольшой ВЧ-мощности. Значительный вклад в теоретический анализ процессов, происходящих в ограниченной плазме при условиях экспериментов Р. Босвелла, внес Ф. Чен [8]. Он исследовал спектр возбуждаемых

волн и получил дисперсионное уравнение, описывающее прохождение геликонов через плазму. Оценки, выполненные Ф. Ченом, показали, что фазовая скорость волны в источниках плазмы с типичными для экспериментов размерами близка к скорости электронов, при которой электроны эффективно ионизируют нейтральный газ. Основываясь на оценках, Ф. Чен в 1991 г. [8] предположил, что в плазме формируется группа быстрых электронов со скоростью, близкой к фазовой скорости волны. Энергия волны расходуется на ускорение электронов, и диссипация мощности происходит даже в отсутствие столкновений.

Вслед за теоретической работой Ф. Чена [8] последовала серия экспериментальных работ, посвященных поиску быстрых электронов в геликонной плазме. Авторы работ [9–16] на основании прямых или косвенных данных подтвердили гипотезу о генерации быстрых электронов в геликонной плазме. Однако в работах [17, 18], включая экспериментальную работу [18], выполненную при участии Ф. Чена, отклонений энергетического распределения электронов от функции распределения Максвелла найдено не было.

В 90-х гг. XX века картина ВЧ-полей, возбуждаемых в разряде, была уточнена. В работах [19–23] было показано, что одновременно с геликонами в ограниченной плазме, помещенной в маг-

нитное поле, возбуждаются более медленные волны Трайвелписа–Голда, энергия которых эффективно поглощается плазмой вследствие бесстолкновительного черенковского механизма. Позднее [24] однако было получено, что рост частоты электрон-атомных или электрон-ионных столкновений приводит к понижению роли волны Трайвелписа–Голда вследствие того, что ее амплитуда значительно понижается при продвижении от стенок источника плазмы (ИП) к его оси.

В 2009 г. К. Чарльз предложила использовать геликонный разряд, расширяющийся в вакуум, в качестве космического плазменного двигателя [25]. Основанием для такого предложения стал обнаруженный в [26] скачок потенциала в области истечения плазмы, ускоряющий ионы в направлении из источника плазмы. Природа скачка потенциала была связана с образованием двойного слоя [27–32], являющимся интерфейсом между плазмой в ИП и плазмой в камере расширения: интерфейсом, уравнивающим потоки заряженных частиц, движущихся из ИП в камеру расширения и в обратном направлении. В работах [31, 32] было показано, что основополагающим параметром, определяющим энергию ионов, является наличие расходящегося магнитного поля (магнитного сопла) в области истечения плазмы. В работах [31–33] было обнаружено, что энергетическое распределение ионов в струе расширяющейся плазмы при увеличении магнитного поля содержит два максимума – энергия первой группы тепловых ионов определяется ускорением в слое, возникающем вблизи энергоанализатора, энергия второй – ускорением в двойном слое.

В работе [34] были подробно исследованы аксиальное распределение параметров плазмы и ВЧ магнитных полей, возбуждаемых в “геликонном” источнике плазмы мощностью 20 кВт, работающем на водороде. Рассмотрены случаи, как однородного, так и “сходящегося” магнитного поля. Показано, что максимальная достигнутая концентрация плазмы составляет $(2-3) \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$. В работе представлены результаты измерения температуры электронов, однако, сообщения о наличии группы быстрых электронов в статье отсутствуют.

В работе [35] были изучены свойства ВЧ индуктивного разряда, помещенного в магнитное поле, имеющее максимум в области среза источника плазмы и расходящееся по мере продвижения в вакуумную камеру. Особенностью ИП было наличие сужения в области истечения плазмы в камеру расширения, а также низкие значения индукции магнитного поля (менее 100 Гс). В работе [35] помимо ускоренных ионов с энергией 40–60 эВ был зафиксирован выходящий из источника направленный поток быстрых электронов. Ве-

личина потока электронов немонотонно зависела от магнитного поля, а энергия электронов росла с увеличением магнитного поля и достигала величин около 40 эВ. Вероятную причину появления быстрых электронов авторы связали со структурой электрического поля, возникающей в камере расширения. Еще одной причиной появления потока электронов может быть генерация быстрых электронов в разряде, способных преодолеть скачок потенциала в области двойного слоя. В связи с этим в настоящей работе основное внимание было уделено исследованию аксиального изменения функции распределения электронов по энергиям (ФРЭЭ) вдоль оси внутри источника. Параллельно с измерениями ФРЭЭ были выполнены измерения распределения продольного ВЧ магнитного поля.

2. СХЕМА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ И МЕТОДИКИ ИЗМЕРЕНИЙ

Основой источника плазмы является кварцевый цилиндр диаметром 20 см и длиной 52 см. Кварцевый цилиндр крепится на верхнем фланце вакуумной камеры так, что его верхняя часть длиной 22 см находится вне вакуумной камеры при атмосферном давлении, а часть длиной 30 см находится внутри вакуумной камеры (см. рис. 1). Сверху кварцевый цилиндр закрыт металлическим фланцем, на котором размещены газопровод и ввод для магнитного зонда и зонда Ленгмюра.

Длина разряда в кварцевом цилиндре (длина ИП) регулируется с помощью металлического ограничителя – электрода, который может пере-

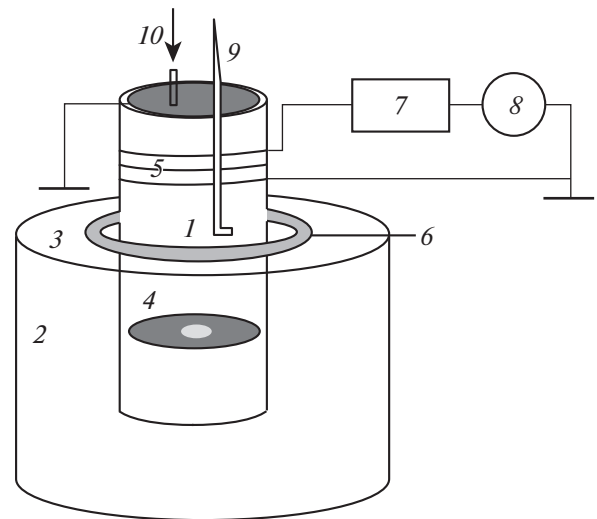


Рис. 1. Схема источника плазмы: 1 – кварцевый цилиндр, 2 – вакуумная камера, 3 – металлический фланец, 4 – нижний электрод с отверстием, 5 – спиральная антенна, 6 – электромагнит; 7 – система согласования; 8 – ВЧ-генератор, 9 – зонд, 10 – газопровод.

мещаться вдоль оси цилиндра. В настоящей работе эксперименты были выполнены с ИП длиной 30 см. Для изучения потока плазмы, истекающего из ИП, в нижнем металлическом фланце было выполнено отверстие диаметром 4 см. Для создания слабо расходящегося в области истечения внешнего магнитного поля использовался электромагнит, расположенный на верхнем фланце вакуумной камеры.

Откачка вакуумной камеры осуществлялась с помощью турбомолекулярного и форвакуумного насосов. Контроль давления осуществлялся с помощью датчиков WRG-S-NW25 S/S 4.

Ввод ВЧ-мощности в разряд осуществлялся с помощью спиральной антенны, расположенной вокруг газоразрядной камеры на расстоянии $z = 8-12$ см от верхнего фланца источника плазмы. Антенна подключалась к системе согласования, связанной с генератором, работающим на частоте 13.56 МГц. Мощность генератора P_{gen} могла плавно изменяться от 10 до 1000 Вт.

Величина мощности, поглощаемая плазмой P_{pl} , а также эффективность вложения ВЧ мощности $- P_{pl}/P_{gen}$ находились с помощью методики, основанной на измерении значений мощности ВЧ-генератора P_{gen} , отдаваемой во внешнюю цепь, и тока, текущего через антенну без разряда и при конкретных условиях экспериментов [36].

Аксиальное распределение продольного ВЧ магнитного поля B_z , возбуждаемого в разряде, измерялось с помощью магнитного зонда, который мог перемещаться вдоль оси и по радиусу источника плазмы. Магнитный зонд представлял собой небольшую катушку диаметром 1 см, помещенную внутрь плазмы так, чтобы ось катушки совпадала с единичным вектором измеряемой ВЧ магнитной компоненты. Для подавления ВЧ-наводок использовались сбалансированные зонды с трансформатором 1:1 на ферритовом сердечнике [37]. Для оценки корректности работы магнитного зонда было выполнено сравнение экспериментальных и расчетных радиальных распределений B_z в разряде без внешнего магнитного поля [37].

Параметры плазмы были измерены с помощью зондов Ленгмюра. Цилиндрический зонд имел длину 10 мм, диаметр 0.38 мм. Для минимизации влияния ВЧ-колебаний на зондовую характеристику в цепь зонда включались 2 резонансных фильтра-пробки, настроенных на частоты 13.56 и 27 МГц. ВЧ скомпенсированный зонд мог перемещаться вдоль оси и по радиусу ИП. По значениям электронного тока на зонд i_e , измеренного вблизи потенциала пространства рассчитывались потенциал плазмы, концентрация и температура электронов ФРЭЭ, исходя из интеграль-

ного уравнения [38], связывающего электронный ток i_e с ФРЭЭ $f(\epsilon)$:

$$i_e(V) = \frac{en_e S}{2\sqrt{2m}} \int_{eV}^{\infty} \frac{\epsilon - eV}{\sqrt{\epsilon}} f(\epsilon) d\epsilon, \quad (1)$$

где S – площадь поверхности зонда, e , m – заряд и масса электрона, n_e – концентрация электронов, V – потенциал зонда относительно плазмы, ϵ – энергия электронов.

Здесь функция распределения нормирована на единицу

$$\int_0^{\infty} f(\epsilon) d\epsilon = 1. \quad (2)$$

Решение уравнения (1) находилось с помощью метода регуляризации А.Н. Тихонова [39, 40].

Параллельно с зондовыми измерениями были выполнены исследования спектров свечения плазмы. С помощью специальной линейки, расположенной вдоль образующей ИП, световод крепился на заданном расстоянии от верхнего фланца z . Интенсивность свечения плазмы измерялась вдоль диаметра ИП на расстояниях $z = 1, 9$ и 35 см. Излучение плазмы с помощью световода направлялось на входную щель монохроматора МДР-41, ширина входной и выходной щелей которого составляла 50 мкм. На выходе монохроматора был установлен фотоэлектронный умножитель ФЭУ-100. Сигнал с выхода фотоумножителя регистрировался с помощью АЦП. Сканирование спектра проводилось в диапазоне 400–500 нм. При интерпретации результатов спектральных измерений предполагалось, что заселенности возбужденных уровней атома и иона аргона описываются корональной моделью [40].

Эксперименты были выполнены в аргоновой плазме при давлении 0.06 мТорр при мощностях ВЧ-генератора 300, 500 и 800 Вт. Индукция внешнего магнитного поля изменялась в пределах от 0 до 72 Гс.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

На рис. 2 показана зависимость эффективности вложения ВЧ-мощности в ИП при различных значениях индукции внешнего магнитного поля B . Отличительной особенностью полученных результатов является немонотонная зависимость P_{pl}/P_{gen} от B . Рост мощности ВЧ-генератора сопровождается смещением положения максимума поглощения в область больших магнитных полей. Ранее аналогичное поведение P_{pl}/P_{gen} наблюдалось в работах [37, 42].

В работах [37, 42, 43] немонотонный характер эффективности поглощения ВЧ-мощности связывался с возбуждением волн в разряде. Настоя-

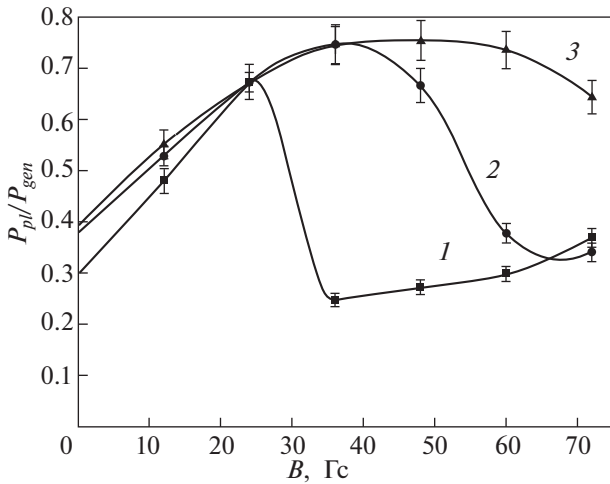


Рис. 2. Эффективность вложения ВЧ-мощности в разряд в зависимости от индукции магнитного поля при мощностях ВЧ-генератора 300 (1), 500 (2) и 800 Вт (3).

шие эксперименты показали, что при достижении ВЧ-генератором мощности 300 Вт даже при наименьшем из рассмотренных значений магнитного поля – 24 Гс, начинает отчетливо проявляться немонотонная зависимость продольной составляющей ВЧ магнитного поля B_z от аксиальной координаты z . На рис. 3 показаны аксиальные зависимости B_z , измеренные при $B = 36$ и 72 Гс. Как видно, наблюдается немонотонная зависимость продольной компоненты ВЧ-поля от координаты z , причем структура поля существенно зависит от величины внешнего постоянного магнитного поля. При $B = 36$ Гс первый локальный максимум B_z находится в области расположения антенны, а второй, меньший по величине, лежит в области $z = 13$ –23 см. Изменение фазы ВЧ-поля указывает на формирование в разряде частично бегущей волны. При поле $B = 72$ Гс длина возбуждаемой волны увеличивается, и на длине ИП наблюдается только один максимум поля, положение которого не связано с положением антенны. Также, как и при $B = 36$ Гс, изменение фазы ВЧ-поля фиксирует возбуждение частично бегущей волны. На рис. 4 показаны изменения максимального значения поля B_z и длины возбуждаемой волны от V .

Амплитуда волны при мощностях ВЧ-генератора более 300 Вт немонотонно зависит от величины магнитного поля. Первый локальный максимум лежит в области 36 Гс, а второй – в области 60 Гс. В области $B \sim 48$ Гс, соответствующей минимуму амплитуды ВЧ-поля, происходит изменение длины возбуждаемой волны λ . Длина волны также немонотонно зависит от B . Максимальные значения длины волны при $P_{gen} > 300$ Вт

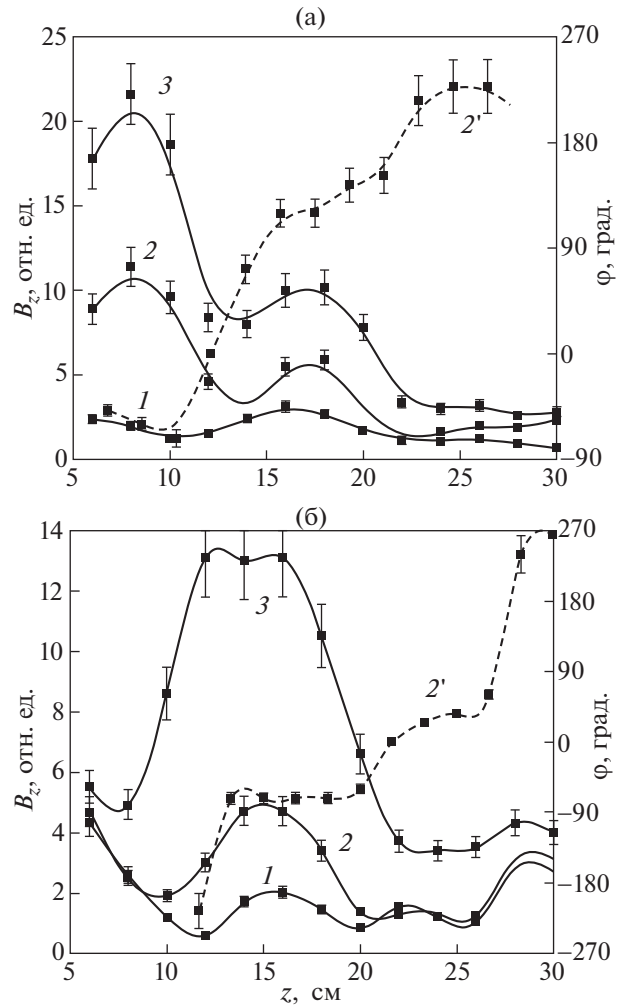


Рис. 3. Зависимость амплитуды поля B_z от аксиальной координаты при мощностях ВЧ-генератора 300 – 1, 500 – 2 и 800 – 3 Вт: $B = 37$ Гс (а), $B = 72$ Гс (б). Кривая 2' показывает изменение фазы поля B_z при мощности ВЧ-генератора 500 Вт.

лежат в области 60 Гс. Видно, что здесь рост мощности P_{gen} сопровождается увеличением длины волны.

Рассмотрим далее, как изменяются локальные параметры плазмы при изменении величины магнитного поля. На рис. 5 показаны изменения аксиального распределения концентрации n_e и температуры T_e электронов, потенциала плазмы V_{pl} , определенные по участку электронной ветви зондовой кривой, прилегающей к потенциалу пространства. Наибольшие значения концентрации электронов n_e достигаются в центральной части ИП при магнитном поле 24 Гс. Увеличение магнитного поля в диапазоне 36–48 Гс, в котором происходит уменьшение амплитуды B_z , сопровождается понижением максимальных значений n_e и выравниванием значений концентрации по

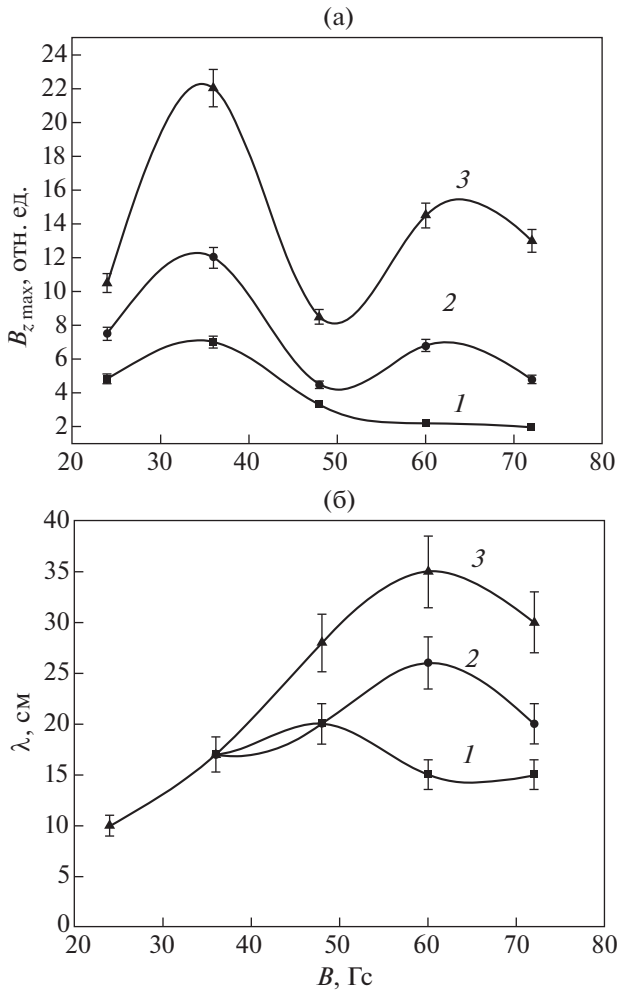


Рис. 4. Зависимость амплитуды (а) и длины волны (б) поля B_z от индукции магнитного поля при мощностях ВЧ-генератора 300 – 1, 500 – 2 и 800 – 3 Вт.

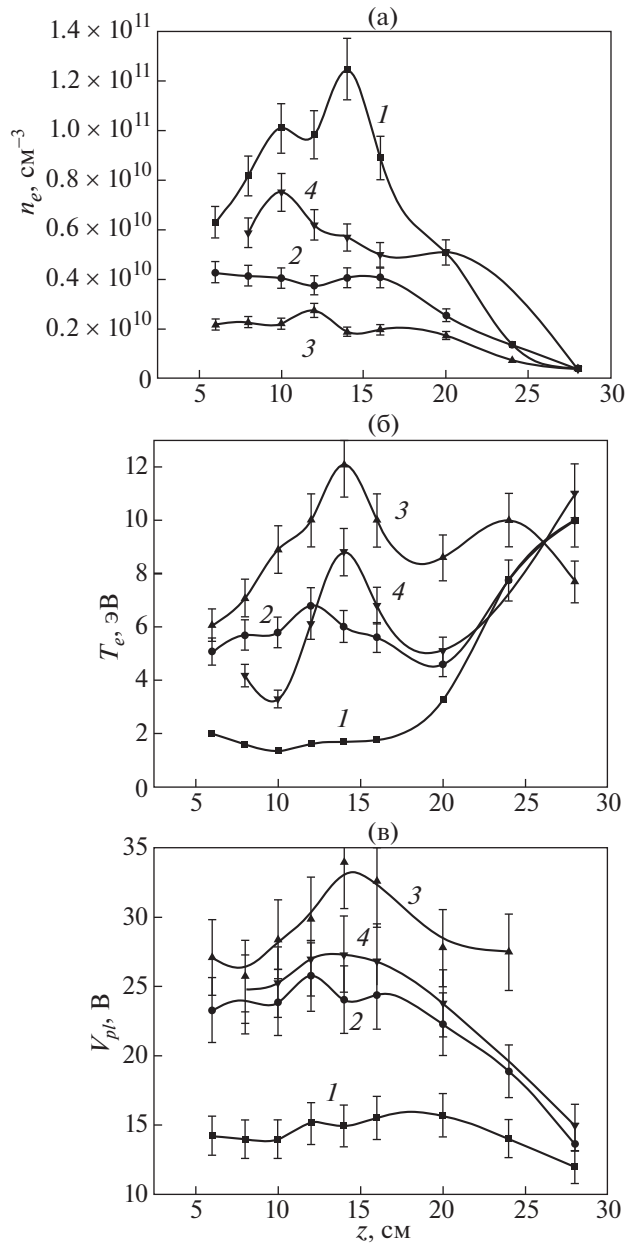


Рис. 5. Аксиальные распределения концентрации (а), температуры (б) электронов, потенциала плазмы (в): 1 – 24 Гс, 2 – 36 Гс, 3 – 48 Гс, 4 – 60 Гс. $P_{gen} = 500$ Вт.

оси ИП. При увеличении B до 60 Гс концентрация плазмы возрастает. Температура электронов при $B > 24$ Гс достигает локального максимума при $z \sim 15$ см (в центре ИП), затем падает и, наконец, начинает быстро возрастать при $z > 20$ см. Потенциал плазмы достигает максимума в центральной части ИП и падает при приближении к верхнему и нижнему фланцу. Абсолютные значения V_{pl} максимальны при $B = 48$ Гс, когда концентрация электронов минимальна, а температура электронов – максимальна.

Причина увеличения температуры электронов, определенной по участку зондовой кривой, прилегающей к потенциалу пространства, понятна из рассмотрения семейства кривых зависимости электронного тока i_e от потенциала зонда V_p , измеренных на различных расстояниях от верхнего фланца (см. рис. 6). На оси источника плазмы внешнее магнитное поле имеет преимуще-

ственную продольную составляющую. Принимая во внимание, что длина свободного пробега электронов вдоль поля велика, можно сделать вывод, что движение электронов вдоль оси описывается нелокальной кинетикой электронов. Рассмотрим более внимательно $i_e(V_p)$. В центральных частях ИП на его оси наблюдается линейное изменение $\ln(i_e)$ от V_p вблизи потенциала пространства. Это свидетельствует о близости функции распределения медленных электронов к максвелловской. Однако при продвижении в область электронов

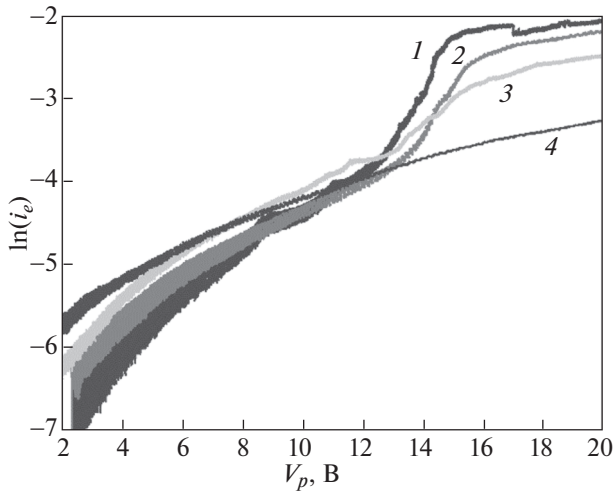


Рис. 6. Зависимость электронного тока на зонд от потенциала зонда, измеренная на различных расстояниях от верхнего фланца z : 1 – 10 см, 2 – 14 см, 3 – 20 см, 4 – 24 см; $P_{gen} = 500$ Вт.

бóльших энергий линейное изменение $\ln(i_e)$ с V_p утрачивается. Форма $i_e(V_p)$ свидетельствует об обогащении ФРЭЭ быстрыми электронами, т. е. в целом $f(\epsilon)$ в разряде является немаксвелловской. По мере продвижения к нижнему фланцу медленные электроны задерживаются тормозящим электрическим полем (см. рис. 5в), и при $z > 20$ см остаются только быстрые электроны, средняя энергия которых выше, чем у медленных.

Рассмотрим далее, как влияет индукция внешнего магнитного поля на вид $i_e(V_p)$ и $f(\epsilon)$. На рис. 7 показаны зависимости электронного тока на зонд от разности между напряжением зонда и потенциалом пространства. Как видно, в диапазоне 24–60 Гс характер изменения i_e от $V_p - V_{pl}$ качественно одинаков. Вблизи потенциала пространства наблюдается группа медленных электронов с распределением, близким к максвелловскому, что подтверждается линейной зависимостью $\ln(i_e(V_p - V_{pl}))$ от $V_p - V_{pl}$. При уменьшении $V_p - V_{pl}$ характер изменения электронного тока меняется, указывая на появление быстрых электронов в разряде. Результаты расчета ФРЭЭ, исходя из уравнения (1), показаны на рис. 8. На рис. 8а одновременно с $f(\epsilon)$ показана функция $\ln(f(\epsilon)/\epsilon^{0.5})$, зависимость которой при $\epsilon < 10$ эВ близка к линейной. Надо отметить, что в настоящей работе использовался метод и программа [40], которая использует условие, что на границах отрезка энергий, где ищется ФРЭЭ, ее производная равна нулю. В связи с этим первые несколько точек $f(\epsilon)$ вблизи границ заглажены, а на $\ln(f(\epsilon)/\epsilon^{0.5})$ заметна некоторая “раскачка” решения.

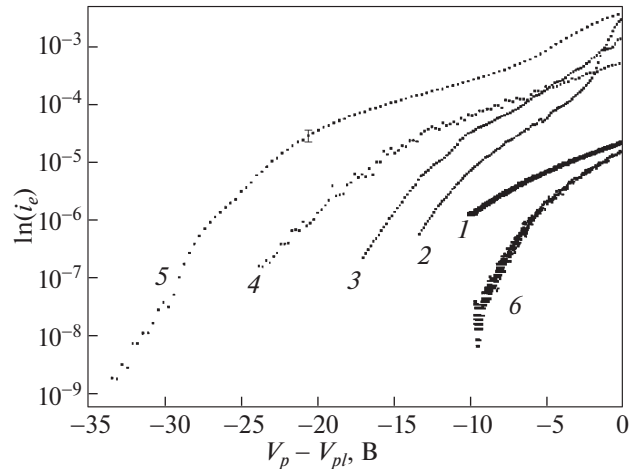


Рис. 7. Зависимость электронного тока на зонд от разности потенциалов между потенциалом плазмы и потенциалом зонда: 1 – 0 Гс, 2 – 24 Гс, 3 – 36 Гс, 4 – 48 Гс, 5 – 60 Гс, 6 – 72 Гс; $P_{gen} = 500$ Вт.

Результаты спектральных измерений качественно подтвердили и дополнили результаты зондовых измерений. На рис. 9 показаны зависимости интенсивности свечения атомарной и ионной линий аргона 420.0 нм и 480.6 нм от индукции магнитного поля, измеренные на различных расстояниях от верхнего фланца. Напомним, что потенциал возбуждения атомарной линии аргона 440.0 нм составляет 11.55 эВ, а ионной 480.6 нм – 32.4 эВ, т. е. интенсивность спектральных линий несет в себе информацию об электронах средних и больших энергий.

Как видно, в области антенны ($z = 9$ см) изменение магнитного поля сопровождается медленным увеличением интенсивности свечения атомарной линии $I_{420.0}$ вплоть до $B = 60$ Гс, затем интенсивность линии начинает уменьшаться. Такое же поведение характерно для атомарных линий 419.8, 419.1, 425.9 нм: значения их интенсивности, нормированные на максимальные значения, совпадают с зависимостью $I_{420.0}(B)/I_{max}$ в пределах погрешности эксперимента. Вблизи верхнего фланца поведение $I_{420.0}$ более сложное: сначала при наложении на разряд магнитного поля интенсивность свечения падает, а затем начинает расти вплоть до $B = 60$ Гс, указывая на рост количества электронов с энергией более 11 эВ. Начальное падение $I_{420.0}$ при $z = 1$ см связано с эффектом “перекачки” плотности плазмы, возникающем в областях разряда, где существует расходящееся магнитное поле [41].

Для зависимости интенсивности ионной линии от магнитного поля характерно более сильное влияние B . Наибольшие значения интенсивности наблюдаются при полях порядка 40 Гс, что согласуется с результатами зондовых измерений,

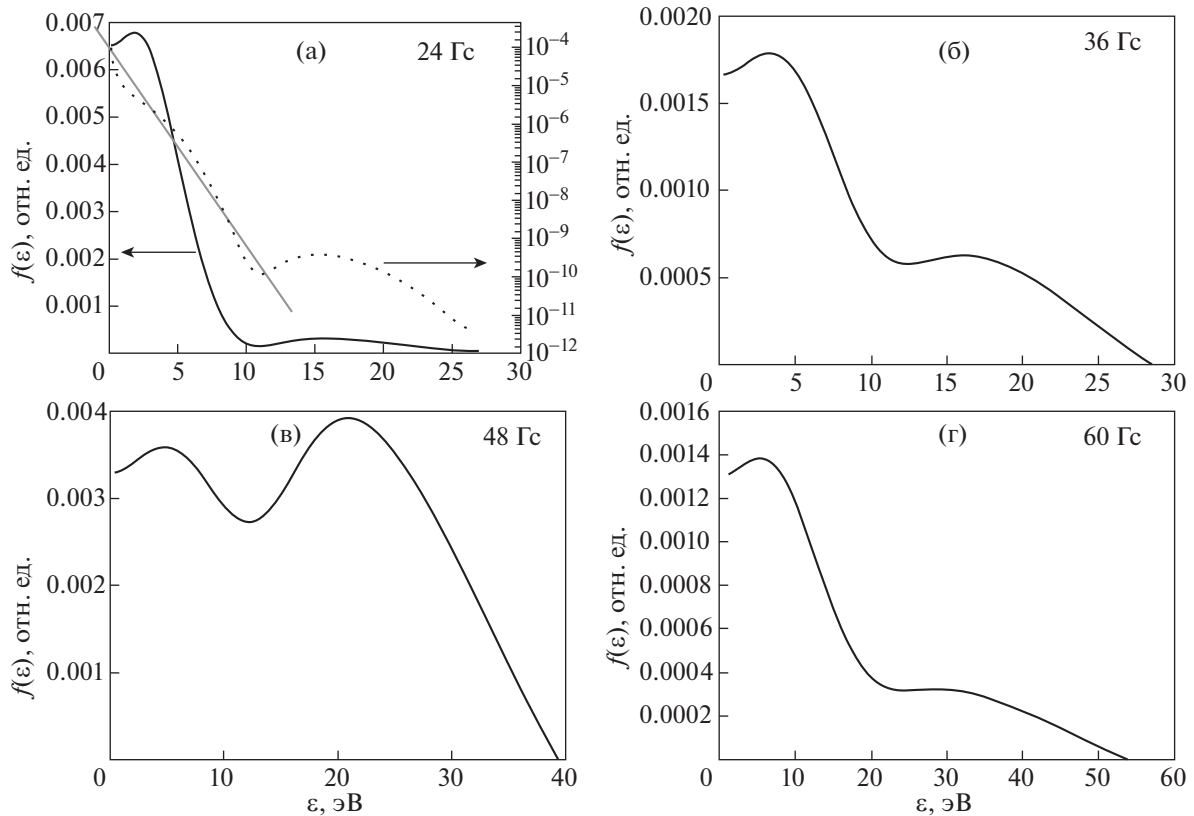


Рис. 8. ФРЭЭ: 24 Гц (а), 36 Гц (б), 48 Гц (в), 60 Гц (г); $P_{gen} = 500$ Вт.

демонстрирующими, что здесь доля быстрых электронов максимальна.

В области истечения плазмы при $z = 35$ см интенсивность свечения ионной линии исчезающе мала, поэтому была измерена только зависимость $I_{420,0}(B)$. Как видно, в этой области разряда интенсивность атомарной линии резко зависит от магнитного поля, причем область максимальных значений $I_{420,0}$ близка к области максимальных значений $I_{480,6}$, измеренных в центральных частях источника плазмы. Это может свидетельствовать о том, что быстрые электроны преодолевают потенциальный барьер, возникающий у нижнего фланца ИП, и проникают в область истечения плазмы.

Данные, представленные на рис. 5–9, соответствуют мощности ВЧ-генератора 500 Вт. Рисунок 10 иллюстрирует, что происходит с ФРЭЭ при изменении мощности ВЧ-генератора. Можно видеть, что с ростом P_{gen} существенно увеличивается доля медленных электронов по сравнению с долей быстрых электронов. Это неудивительно, так как с ростом мощности ВЧ-генератора растет концентрация плазмы, а, следовательно, и частота электрон-электронных столкновений. Последнее сопровождается максвеллизацией функции распределения электронов, что может затруднять

обнаружение группы быстрых электронов при концентрации плазмы более 10^{11} см⁻³.

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Оценки, выполненные на основе полученных данных, показывают, что при условиях настоящих экспериментов выполняется неравенство

$$\omega_{Li} \ll \omega \ll \Omega_c \ll \omega_{Le}, \quad (3)$$

где ω_{Li} , ω_{Le} – ионная и электронная ленгмюровские частоты, Ω_c – ларморовская частота и ω – рабочая круговая частота. Как известно [44], неравенство (3) определяет область существования в плазме геликонов и волн Трайвелписа–Голда. Для анализа условий возбуждения волн в рассматриваемом источнике плазмы была использована теоретическая и численная модели, развитые в работах [19–21]. В рамках модели ИП рассматривается как резонатор, где возбуждаются стоячие волны с продольным волновым числом $k_z = l\pi/L$, где L – длина источника плазмы, а $l = 1, 2, 3, \dots$ – число, характеризующее возбуждаемую моду. Электродинамическая задача решалась в [19–21] с использованием тензора диэлектрической проницаемости магнитоактивной плазмы с учетом как столкновительного, так и бесстолкно-

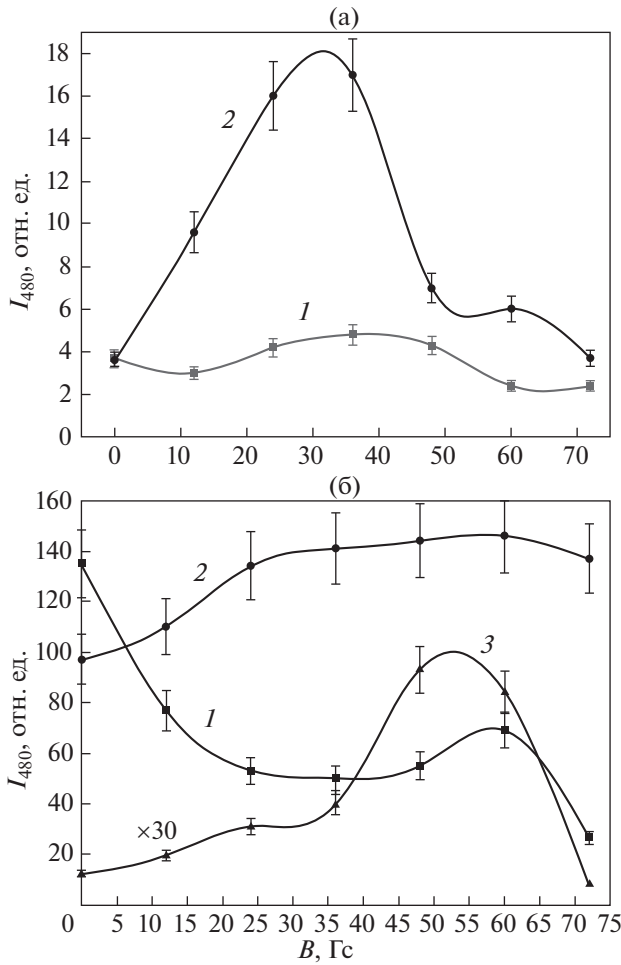


Рис. 9. Зависимости интенсивности свечения атомарной (а) и ионной (б) линий аргона 420.0 и 480.6 нм от индукции магнитного поля, измеренные на расстояниях от верхнего фланца 1: 1, 2 – 9 и 3 – 35 см; $P_{gen} = 500$ Вт.

вительного поглощения. Расчеты были выполнены для цилиндрического источника плазмы диаметром 20 и длиной 30 см, помещенного в продольное магнитное поле, без учета области истечения плазмы. Предполагалось, что магнитное поле и концентрация плазмы однородны в объеме ИП, а магнитное поле имеет преимущественную аксиальную составляющую. В настоящей работе при проведении расчетов были выполнены расчеты для $l = 1, 2, 3$ и 4.

В соответствии с работами [19, 20] рассчитанные ВЧ-поля могут быть представлены как суперпозиция двух решений. Одно из решений может быть сопоставлено с квазипродольной волной (волной Трайвелписа–Голда), второе – с квазипоперечной (геликоном).

Результаты расчетов показаны на рис. 11. Можно видеть, что при значениях концентрации

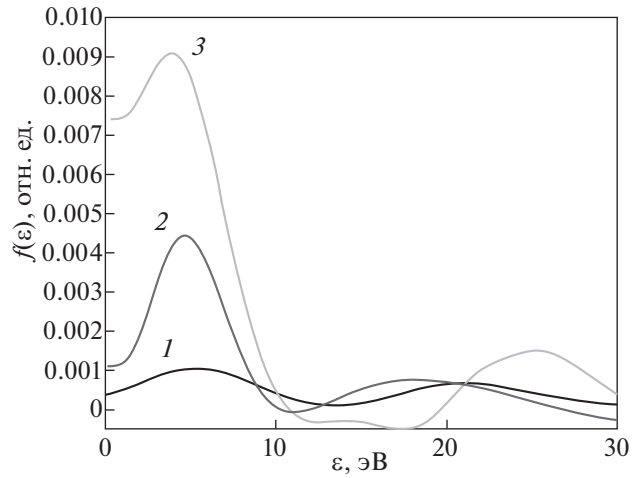


Рис. 10. ФРЭЭ при мощности ВЧ-генератора 300 (1), 500 (2) и 800 (3) Вт.

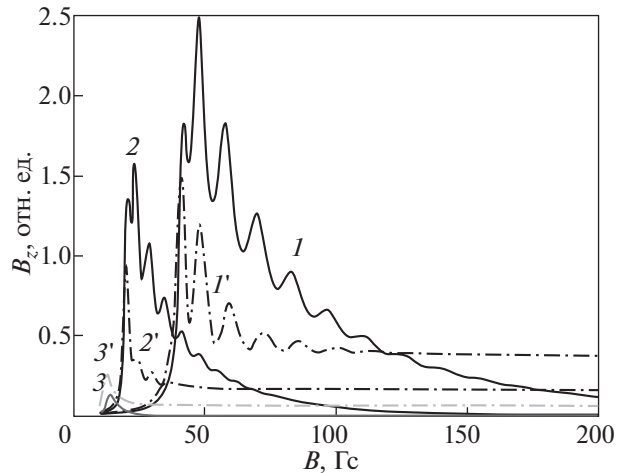


Рис. 11. Зависимость амплитуды поля B_z от индукции внешнего магнитного поля: 1, 1' – $l = 1$, 2, 2' – $l = 2$, 3, 3' – $l = 3$. Сплошная линия – амплитуда первого решения (волны Трайвелписа–Голда) штрихпунктир – амплитуда второго решения (геликона); $n_e = 5 \times 10^{10} \text{ см}^{-3}$.

плазмы, характерных для настоящего эксперимента, основной вклад в величины амплитуды ВЧ-поля B_z вносит первое решение электродинамической задачи. Чем меньше величина индукции внешнего магнитного поля, тем больше амплитуда волны с малой длиной волны (большим l). Качественно близкий результат наблюдался в настоящих экспериментах (см. рис. 3, 4б). При малых магнитных полях длина возбуждаемой волны была примерно в 2 раза ниже, чем при $B \geq 60$ Гс.

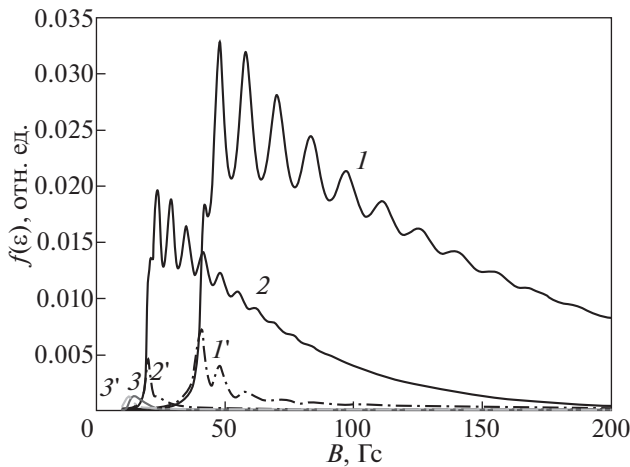


Рис. 12. Зависимость амплитуды поля E_z от индукции внешнего магнитного поля: 1, 1' – $l = 1$, 2, 2' – $l = 2$, 3, 3' – $l = 3$. Сплошная линия – амплитуда первого решения (волны Трайвелписа–Голда) штрихпунктир – амплитуда второго решения (геликона); $n_e = 5 \times 10^{10} \text{ см}^{-3}$.

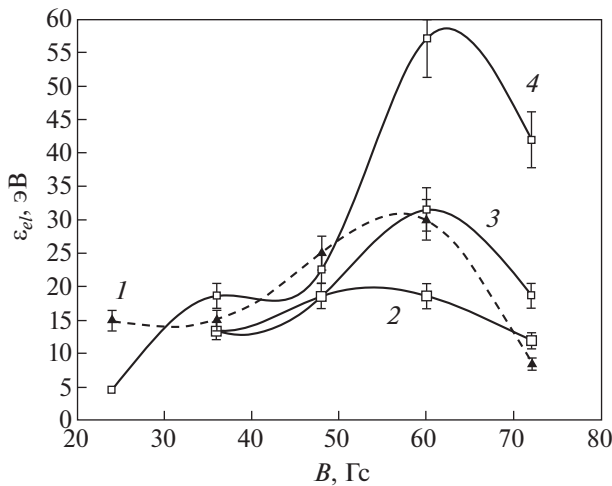


Рис. 13. Зависимость ϵ_f (кривая 1) для $P_{gen} = 500$ Вт и ϵ_ϕ от индукции магнитного поля при $P_{gen} = 300 - 2$, $500 - 3$ и $800 - 4$ Вт.

На рис. 12 показана зависимость продольной компоненты ВЧ электрического поля E_z от индукции магнитного поля. Можно видеть, что здесь амплитуда квазипродольной волны существенно превосходит амплитуду квазипоперечной. Полученный результат соответствует принятой в литературе точке зрения, что при концентрациях электронов менее $3 \times 10^{11} \text{ см}^{-3}$ волна Трайвелписа–Голда является объемной и доминирующей. Рост концентрации плазмы, как показали расчеты [37], сопровождается пониже-

нием амплитуды квазипродольной волны по сравнению с квазипоперечной.

Эксперименты показали, что при наличии внешнего магнитного поля в разряде появляются частично-бегущие волны. В соответствии с [8] возбуждение частично-бегущей продольной волны может сопровождаться появлением ускоренных “резонансных” электронов со скоростью, близкой к фазовой скорости волны, и движущихся вдоль направления распространения волны. Сопоставим энергию, соответствующую положению второго максимума ФРЭЭ ϵ_f , определенного с помощью зондовых измерений с энергией ϵ_ϕ , рассчитанной по фазовой скорости электронов

$$\frac{\omega}{k_z} = \frac{\omega\lambda}{2\pi} = 5.9 \times 10^7 \sqrt{\epsilon_\phi} \left[\frac{\text{см}}{\text{с}} \right]. \quad (4)$$

Результаты расчетов показаны на рис. 13. Можно видеть, что существует корреляция между ϵ_f и ϵ_ϕ . Это свидетельствует в пользу предположения о появлении быстрых электронов в разряде в результате их ускорения электрическим полем бегущей волны, возбуждаемой в ИП.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментальное исследование аксиального распределения продольного ВЧ магнитного поля в индуктивном ВЧ-разряде, помещенном во внешнее магнитное поле, показало, что при магнитных полях 24 Гс и выше в разряде возбуждаются частично-бегущие волны. Количество полуволн, укладывающихся на длине источника плазмы, убывает с ростом магнитного поля, что находится в соответствии с численными расчетами. Внешнее магнитное поле имеет на оси ИП преимущественную продольную компоненту, при этом для аксиального движения электронов характерна нелокальная кинетика. Функция распределения медленных электронов близка к максвелловской, однако для электронов с энергией более 5–10 эВ наблюдаются сильные отклонения ФРЭЭ от равновесной функции распределения. В области энергий 20–30 эВ появляются локальные максимумы ФРЭЭ, положение которых коррелирует с энергией, которые имели бы электроны, движущиеся с фазовой скоростью волны. Спектральные измерения подтверждают наличие быстрых электронов не только в объеме ИП, но и в истекающей из него струе плазмы. Рост мощности ВЧ-генератора сопровождается ростом доли медленных электронов по сравнению с долей быстрых.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 22-29-00642 <https://rscf.ru/project/22-29-00642/>.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Boswell R.W.* // Phys. Lett. A. 1970. V. 33 P. 457.
[https://doi.org/10.1016/0375-9601\(70\)90606-7](https://doi.org/10.1016/0375-9601(70)90606-7)
2. *Boswell R.W.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 1984. V. 26. P. 1147.
3. *Boswell R.W.* // Plasma Phys. 1984. V. 31 P. 197.
4. *Chen F.F.* // High Density Plasma Sources // Ed. by O.A. Popov. NY: Noyes publications. 1996.
5. *Chen F.F.* // Plasma Sources Sci. Technol. 2015. V. 24. 014001.
<https://doi.org/10.1088/0963-0252/24/1/014001>
6. *Shinohara Sh.* // Adv. Phys.: X. 2018. V. 3. P. 1420424.
<https://doi.org/10.1080/23746149.2017.1420424>
7. *Isayama S., Hada T., Shinohara Sh.* // Plasma Fusion Res. 2018. V. 13. P. 1101014.
<https://doi.org/10.1585/pfr.13.1101014>
8. *Chen F.F.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 1991. V. 33 P. 339.
9. *Zhu P., Boswell R.W.* // Phys. Fluids. 1991. V. 3. P. 869.
<https://doi.org/10.1063/1.859843>
10. *Chen F.F., Decker C.D.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 1992. V. 34. P. 635.
11. *Loewenhardt P.K., Blackwell B.D., Hamberger S.M.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 1995. V. 37. P. 229.
<https://doi.org/10.1063/1.870746>
12. *Shoji T., Mieno T., Kadota K.* // Proc. Int. Sem. Reactive Plasmas, Nagoya, Japan. 1991. P. 337.
13. *Chen R.T.S., Breun R.A., Gross S., Hershkowitz N., Hsien M.J., Jacobs J.* // Plasma Sources Sci. Technol. 1996. V. 4. P. 337.
<https://doi.org/10.1088/0963-0252/4/3/003>
14. *Ellingboe A.R., Boswell R.W., Booth J.P. and Sadeghi N.* // Phys. Plasmas. 1995. V. 2. P. 1807.
<https://doi.org/10.1063/1.871334>
15. *Ellingboe A.R., Boswell R.W., Booth J.P. and Sadeghi N.* // Gaseous Electronics Conf., Monreal, Canada, 1993. Abstract CA-5.
16. *Molvic A.W., Ellingboe A.R. and Rognlien T.D.* // Phys. Rev. Lett. A. 1997. V. 79. P. 233.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.79.233>
17. *Blackwell D.D. and Chen F.F.* // Bull. Amer. Phys. Soc. 1995. V. 40. P. 1771.
18. *Chen F.F.* // Plasma Phys. Contr. Fusion. 1997. V. 39. P. 1533.
19. *Вавилин К.В., Рухадзе А.А., Ри М.Х., Плаксин В.Ю.* // ЖТФ. 2004. Т. 74. С. 29.
20. *Вавилин К.В., Рухадзе А.А., Ри М.Х., Плаксин В.Ю.* // Физика плазмы. 2004. Т. 30. С. 739.
21. *Александров А.Ф., Воробьев Н.Ф., С.Г., Кралькина Е.А., Обухов В.А., Рухадзе А.А.* // ЖТФ. 1994. Т. 64. С. 53.
22. *Shamrai K.P., Taranov V.B.* // Plasma Sources Sci. Technol. 1996. V. 5. P. 474.
<https://doi.org/10.1088/0963-0252/5/3/015>
23. *Shamrai K.P., Taranov V.B.* // Phys. Lett. A. 1995. V. 204. P. 139.
[https://doi.org/10.1016/0375-9601\(95\)00435-6](https://doi.org/10.1016/0375-9601(95)00435-6)
24. *Kralkina E.A., Rukhadze A.A., Nekliudova P.A., Pavlov V.B., Petrov A.K., Vavilin K.V.* // AIP Advances. 2018. V.8. 035217.
<https://doi.org/10.1063/1.5023631>
25. *Charles C.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2009. V. 42. P. 163001.
<https://doi.org/10.1088/0022-3727/42/16/163001>
26. *Charles C., Boswell R.W.* // Appl. Phys. Lett. 2003. V. 82. P. 1356.
<https://doi.org/10.1063/1.1557319>
27. *Charles C., Boswell R.W.* // Phys. Plasmas. 2004. V. 11. P. 1706.
<https://doi.org/10.1063/1.1652058>
28. *Charles C., Boswell R.W.* // Appl. Phys. Lett. 2007. V. 91. P. 201505.
<https://doi.org/10.1063/1.2814877>
29. *Hairapetian G., Stenzel R.L.* // Phys. Rev. Lett. 1990. V. 65. P. 175.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.65.175>
30. *Hairapetian G., Stenzel R.L.* // Phys. Rev. Letters. 1988. V. 61. P. 1607.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.61.1607>
31. *Takahashi K., Charles C., Boswell R., Ando A.* // Plasma Sources Sci. Technol. 2014. V. 23. P. 044004.
<https://doi.org/10.1088/0963-0252/23/4/044004>
32. *Takahashi K.* // Rev. Modern Plasma Phys. 2019. V. 3.
<https://doi.org/10.1007/s41614-019-0024-2>
33. *Yang K., Cui R., Zhu W., Wu Z., Ouyang J.* // High Voltage. 2021. V. 6. P. 358.
<https://doi.org/10.1049/hve2.12018>
34. *Canses Marin J.F.* Helicon wave propagation and plasma equilibrium in high-density hydrogen plasma in converging magnetic fields, Ph.D. thesis, Australian National University, 2015.
35. *Задирьев И.И., Вавилин К.В., Кралькина Е.А., Никонов А.М., Швыдкий Г.В.* // Физика плазмы. 2022. Т. 48. С. 823.
<https://doi.org/10.31857/S0367292122600388>
36. *Кралькина Е.* // УФН. 2008. Т. 178. С. 519.
<https://doi.org/10.3367/UFNr.0178.200805f.0519>
37. *Kralkina E.A., Nikonov A.M., Vavilin K.V., Zadiriev I.I.* // Plasma Sci. Technol. 2020. V. 22. P. 115404.
<https://doi.org/10.1088/2058-6272/abb0dc>
38. *Фриш С.Э.* Спектроскопия газоразрядной плазмы Л.: Наука, 1970.
39. *Тихонов А.Н., Арсенин В.Н.* Методы решения некорректно поставленных задач. М.: Наука, 1974.
40. *Волкова Л.М., Девятов А.М., Меченов А.С., Седов Н.Н., Шериф М.А.* // Вестник МГУ. Сер. Физика, астр. 1975. Вып. 3. С. 371.
41. *Хаддлстоун Р., Леонард С.* Диагностика плазмы. М.: Мир, 1967.
42. *Petrov A.K., Kralkina E.A., Nikonov A.M., Vavilin K.V., Zadiriev I.I.* // Vacuum. 2019. V. 169. P. 108927.
<https://doi.org/10.1016/j.vacuum.2019.108927>
43. *Petrov A.K., Kralkina E.A., Nikonov A.M., Vavilin K.V., Zadiriev I.I.* // Vacuum. 2020. V. 181. P. 109634.
<https://doi.org/10.1016/j.vacuum.2020.109634>
44. *Гунзбург В.Л., Рухадзе А.А.* Волны в магнитоактивной плазме. М.: Наука, 1970.