

ИОННЫЕ И ПЛАЗМЕННЫЕ ИСТОЧНИКИ

УДК 533.9.537.5

ФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ГЕЛИКОННОГО ИСТОЧНИКА МАЛОЙ МОЩНОСТИ ПРИ ЕГО РАБОТЕ НА ВЫСОКОЧАСТОТНОМ РАЗРЯДЕ С ЕМКОСТНОЙ КОМПОНЕНТОЙ

© 2023 г. И. И. Задириев^{а,*}, К. В. Вавилин^а, Е. А. Кралькина^а,
А. М. Никонов^а, Г. В. Швыдкий^а

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

*e-mail: iizadiriev@yandex.ru

Поступила в редакцию 18.03.2023 г.

После доработки 08.04.2023 г.

Принята к публикации 25.04.2023 г.

Представлены результаты экспериментального исследования ВЧ-источника плазмы малой мощности, помещенного в продольное магнитное поле (геликонного двигателя), при его работе на емкостном ВЧ-разряде и индуктивных ВЧ-разрядах с емкостной компонентой. Показана существенная зависимость характеристик ионного и электронного потоков источника от индукции постоянного магнитного поля. Продемонстрирована принципиальная применимость емкостного ВЧ-разряда в качестве рабочего процесса в исследованном источнике плазмы. Показано, что прирост средней энергии ионов в потоке на выходе из источника при появлении емкостной компоненты разряда является незначительным.

Ключевые слова: высокочастотный разряд, индуктивный, емкостной, гибридный, геликонный источник плазмы

DOI: 10.31857/S0367292123600309, EDN: VXNAMU

1. ВВЕДЕНИЕ

Развитие космической отрасли сопровождается расширением диапазона мощностей и масс используемых космических аппаратов, что, в свою очередь, делает актуальной разработку новых эффективных бортовых электроракетных двигателей (ЭРД). При этом особо привлекательной для многих практических применений является схема ЭРД, дающая скомпенсированный электронами ионный пучок, то есть не требующая наличия катода-компенсатора. В частности, ЭРД такого рода требуются для успешного освоения низких орбит (200–400 км), где присутствует остаточная атмосфера, и традиционные схемы катодов не применимы из-за окислительных процессов.

Перспективной конструкцией ЭРД, позволяющей получить скомпенсированный ионный поток, является геликонный двигатель (ГД). Подробно принцип его действия можно найти в работах [1–5]. Здесь лишь коротко укажем, что его устройство основано на индуктивном высокочастотном (ВЧ) разряде в продольном внешнем магнитном поле. Создаваемая в газоразрядной камере (ГРК) плазма истекает через выходное отверстие сквозь область расходящегося магнитного поля, так называемое “магнитное сопло”, где

возникает двойной слой со скачком потенциала, и происходит ускорение плазмы. В зависимости от того, какому механизму ускорения авторы конкретных научных работ отдают предпочтение, в литературе встречаются названия “геликонный двигатель с магнитным соплом” (magnetic nozzle helicon thruster) [6, 7] и “геликонный двигатель с двойным слоем” (double-layer helicon thruster) [8, 9], однако фактически речь идет об одном и том же устройстве. Также стоит отметить, что исторически геликонным двигателем назывались только достаточно мощные устройства (более 1 кВт) со значительной длиной ГРК (1 м и более) и индукциями внешнего магнитного поля более 1 кГс. Именно в устройствах такого типа экспериментально обнаруживается геликонная волна. Однако в силу устоявшейся традиции аналогичные устройства с малой мощностью (~100 Вт), короткими ГРК (10–20 см) и малыми индукциями магнитного поля (<100 Гс) также принято называть геликонными двигателями малой мощности, хотя в большинстве случаев условия для возбуждения собственно геликонной волны в них не выполняются. Именно такие устройства – геликонные двигатели малой мощности – являются объектом интереса в настоящей работе.

Несмотря на целый ряд преимуществ, к которым можно отнести простоту конструкции, скомпенсированность ионного потока и отсутствие в ГРК контактирующих с плазмой металлических электродов, на настоящий момент ГД не используется на запускаемых в космос аппаратах, что в основном объясняется его существенным недостатком: малой энергией истекающих ионов (около 70–100 эВ при работе на аргоне) [6, 7, 10–12]. Следствием этой малой энергии является низкий тяговый КПД. По современным представлениям, ускорение ионной компоненты потока в ГД достигается за счет преобразования тепловой энергии электронной компоненты в магнитном сопле [6, 7, 12–16]. Многократное увеличение энергии истекающих ионов выглядит проблематичной задачей, так как требует соответствующего увеличения температуры и концентрации электронов внутри ГРК. При этом существенный рост температуры неизбежно повлечет за собой рост потерь из-за ухода частиц плазмы на стенки ГРК (в соответствии с формулой Бома) и высвечивания, что негативно скажется на эффективности плазмообразования. Поэтому наращивание энергии ионов с 70 эВ до приемлемого уровня в 300–400 эВ (для ионов аргона) выглядит не реализуемым в традиционной схеме ГД.

Авторами настоящей статьи рассматривается иной путь увеличения энергии ионного потока в ГД: использование емкостного ВЧ-разряда. Логика в данном случае заключается в следующем. Энергия ионного потока главным образом определяется величиной квазистационарного (среднего за период колебаний ВЧ-поля) потенциала плазмы внутри ГРК относительно заземленного электрода, в роли которого, как правило, выступает кожух двигателя или стенки вакуумной камеры. Известно, что в емкостном ВЧ-разряде плазма может иметь высокий квазистационарный потенциал относительно электродов [17]. Вместе с тем, организация емкостного ВЧ-разряда не требует размещения в ГРК контактирующих с плазмой электродов, что могло бы нарушить скомпенсированность ионного потока на выходе из источника. С физической точки зрения существует возможность поднятия потенциала плазмы в ГРК ГД за счет дополнительного емкостного узла ввода ВЧ-мощности. Также интерес для исследования представляет влияние емкостной компоненты на свойства разряда, так как даже в обычной схеме ГД эта компонента неизбежно присутствует из-за наличия межвитковых емкостей индуктора и возможного несамостоятельного емкостного разряда в вакуумной камере из-за остаточного давления рабочего газа.

В настоящей работе экспериментально изменяются параметры лабораторной модели гелий-конного двигателя при ее работе в 4 режимах: на

емкостном ВЧ-разряде, индуктивном ВЧ-разряде, и двух гибридных разрядах, один из которых с преимущественной емкостной, а другой с индуктивной компонентой.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И МЕТОДИКИ ИЗМЕРЕНИЙ

Для того, чтобы сохранить возможность непосредственного сравнения результатов, представленных в настоящей работе, с результатами проведенного ранее исследования параметров ГД при его работе в “стандартном” режиме на индуктивном ВЧ-разряде [18], в конструкцию двигателя был внесен минимум изменений. Межвитковое расстояние у индуктора было уменьшено так, что он теперь занимает лишь половину боковой поверхности ГРК, а на второй половине расположен активный электрод цепи емкостного ВЧ-разряда. Схема лабораторной модели ГД изображена на рис. 1. ГРК и газораспределитель были выполнены из кварца, внутри ГРК отсутствовали какие-либо металлические элементы. Максимум постоянного магнитного поля приходился на область выходного отверстия двигателя, а при удалении на 10 см от выходного отверстия в сторону газораспределителя или вакуумной камеры индукция магнитного поля падала примерно в 3 раза.

Гибридный разряд может быть реализован двумя способами: с питанием емкостного и индуктивного каналов разряда от одного или от разных ВЧ-источников. В настоящей работе предпо-

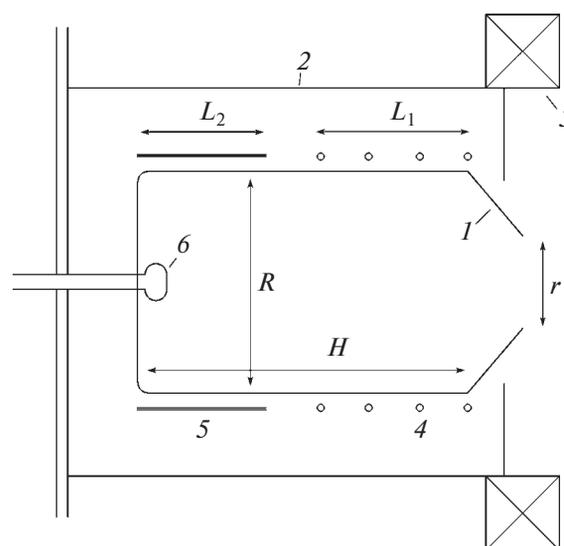


Рис. 1. Схема лабораторного ГД. 1 – кварцевые стенки ГРК, 2 – металлический кожух, 3 – электромагнит, 4 – ВЧ-индуктор, 5 – активный электрод емкостного канала, 6 – газораспределитель. $H = 9$ см, $R = 5.6$ см, $r = 2.5$ см, $L_1 = 3.5$ см, $L_2 = 4$ см.

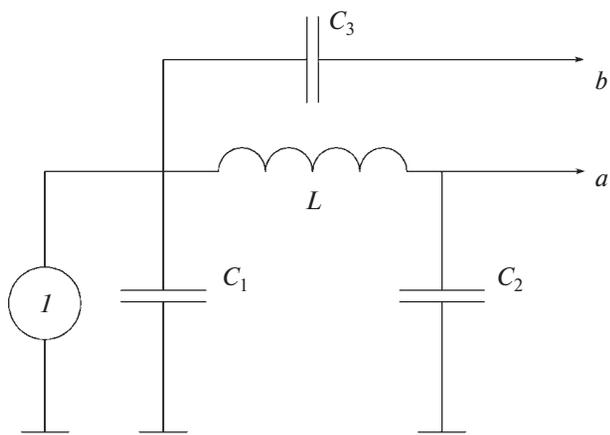


Рис. 2. Схема системы согласования. *I* – ВЧ-источник питания. *C*₁, *C*₂ и *C*₃ – переменные вакуумные емкости, *L* – индуктивность. а) – вывод емкостного канала (к активному электроду); б) – вывод индуктивного канала (к ВЧ-индуктору).

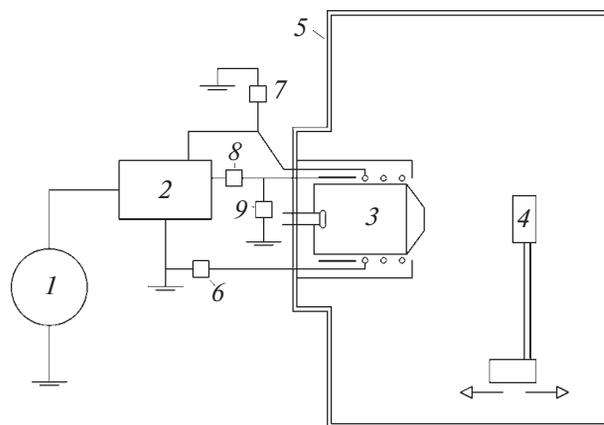


Рис. 3. Схема экспериментальной установки. *I* – ВЧ-источник питания, 2 – система согласования, 3 – лабораторный ГД, 4 – площадка для размещения измерительной аппаратуры, 5 – стенки вакуумной камеры, 6, 7 – пояс Роговского и емкостной делитель в цепи индуктивного канала соответственно, 8, 9 – пояс Роговского и емкостной делитель в цепи емкостного канала соответственно.

чение было отдано схеме разряда с питанием обоих каналов от одного ВЧ-источника, так как подобная схема позволяет точнее проследить влияние емкостной компоненты в индуктивном разряде, где ВЧ-мощность самопроизвольно перераспределяется между каналами в зависимости от параметров разрядной плазмы. Вдобавок к этому, схема питания каналов от разных источников сложнее реализуема и менее применима для плазменных двигателей, предназначенных для установки на космические аппараты.

Стоит отметить, что оптимальная система согласования для емкостного ВЧ-разряда на выбранной частоте (13.56 МГц) отличается от той, которая подходит для индуктивного ВЧ-разряда. По этой причине исследуемый в настоящей работе гибридный разряд подразумевает вложение мощности в разрядную плазму через емкостной и индуктивный каналы от одного ВЧ-источника питания, при этом была использована система согласования, схема которой изображена на рис. 2. Подобная схема может быть переведена в П-контур для работы с емкостным ВЧ-разрядом или в L-контур для работы с индуктивным ВЧ-разрядом отсоединением емкости *C*₃ или индуктивности *L* соответственно.

Лабораторный ГД размещался внутри вакуумной камеры шириной 80 см, глубиной 80 см и высотой 75 см на ее фланце так, как это показано на схеме из рис. 3. Напротив выходного отверстия ГД находилась площадка для крепления измерительного оборудования, размещенная на каретке блока линейной передачи, способной перемещаться вдоль оси системы с точностью установки ее положения в 0.3 мм. Эксперимент проводился при следующих параметрах: подводимая от

ВЧ-источника питания мощность составляла 125 Вт (на частоте 13.56 МГц), индукция постоянного магнитного поля в области его максимума (в районе выходного отверстия двигателя) изменялась в пределах 0–70 Гс, расход рабочего газа (аргон) был 10 мл/мин. При указанном расходе давление в вакуумной камере составляло 3×10^{-4} Торр, а давление в ГРК оценивается в 8×10^{-4} Торр.

Вложение ВЧ-мощности в разряд через индуктивный и емкостной каналы определялось с помощью интегрирования произведения ВЧ-тока и напряжения в соответствующем канале за несколько десятков периодов ВЧ-колебаний с последующим делением результата на временной промежуток интегрирования. Для измерения ВЧ-тока и ВЧ-напряжения использовались пояса Роговского и емкостные делители напряжения. Для индуктивного разряда дополнительно использовался метод оценки вложенной мощности по показаниям ВЧ-тока через индуктор в цепи с разрядом и без него, подробно описанный в [19].

Для измерения параметров плазмы вдоль оси лабораторной модели ГД использовался ВЧ скомпенсированный зонд. С целью ВЧ-компенсации около кончика зонда был закреплен дополнительный электрод, соединенный с зондом через керамическую емкость в 1 нФ, а в зондовую цепь были включены резонансные фильтры-пробки на частотах в 13.56 МГц и 27 МГц. В качестве опорного зонда использовался заземленный кожух лабораторной модели ГД и стенки вакуумной камеры. Процедура получения и обработки зондовых вольт-амперных характеристик была

стандартной. Потенциал пространства определялся по отклонению логарифма зондового электронного тока от прямой, а концентрация плазмы определялась исходя из электронного тока на зонд при зондовом потенциале, равном потенциалу пространства. Поскольку постоянное магнитное поле может приводить к существенным искажениям зондовых характеристик, все зондовые измерения проводились при магнитном поле, не превышающем 24 Гс в зоне его максимума.

С целью получения параметров выходящего из лабораторной модели ГД-потока плазмы на оси системы на расстоянии 30 см от выходного отверстия закреплялся четырехсеточный энергоанализатор. Энергетическое распределение частиц выбранного сорта (электронов или ионов) извлекалось из первой производной зависимости коллекторного тока I_c от задерживающего напряжения U_r (кривой задержки) по формуле:

$$f(\varepsilon) = -\frac{m\eta}{eS} \frac{dI_c}{d\varepsilon}, \quad (1)$$

где m , e – масса и заряд частицы выбранного сорта, S – площадь входного отверстия, η – коэффициент прозрачности системы сеток, $\varepsilon = eU_r$.

Оценка анизотропии электронного потока производилась с помощью поворотного плоского зонда, расположенного на расстоянии 10 см от выходного отверстия на оси системы. Площадь зонда составляла 1 см², а угол поворота регулировался серводвигателем с точностью до 5°.

По той причине, что в плазме ГД могут возбуждаться различные волны, в частности косая ленгмюровская волна [19–25] (волна Трайвелписа–Голда) и геликонная волна [20, 21, 26–31], в настоящей работе производились измерения вдоль оси системы с помощью магнитного зонда. Магнитный зонд размещался на выше упомянутой подвижной каретке блока линейной передачи, и представлял собой погруженную в плазму спираль из 6 витков вольфрамовой проволоки диаметром 0.3 мм. Диаметр спирали составлял 4 мм, высота – 5 мм. Отсеивание емкостных наводок осуществлялось с помощью трансформаторной развязки с заземленной центральной точкой первичной обмотки, как это описано в [18], а сам зонд был изолирован по постоянному току от земли двумя керамическими емкостями в 3 нФ каждая, так что находился под плавающим потенциалом во время погружения в плазму разряда.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Все 4 рассмотренные формы разряда (емкостной, индуктивный и 2 гибридных) внешне были достаточно похожи: внутри ГРК находилась ярко светящаяся плазма, а в вакуумную камеру при на-



Рис. 4. Фото выходного отверстия ГД во время работы.

личии магнитного поля из выходного отверстия выходит расходящийся поток плазмы. Фото разряда изображено на рис. 4. Для краткости в дальнейшем гибридный разряд с преимущественной индуктивной компонентой будем называть гибридный разряд I, а с емкостной – гибридный разряд II.

Стоит отметить, что метод прямого интегрирования не позволил получить вложение мощности применительно к индуктивному каналу, так как разность фаз между напряжением и током была близка к $\pi/2$, что приводило к погрешности, на порядок превосходящей измеряемую величину. Возможным решением было включение последовательно в цепь индуктивного канала емкости с импедансом, приблизительно равным мнимой части импеданса индуктивного канала. Таким образом, сдвиг фаз можно было бы отдалить от $\pi/2$, если бы мнимая часть импеданса по модулю стала бы сравнима с действительной частью. На деле последовательное включение емкости не дало желаемого результата, так как существенно повлияло на согласование и на ток, протекающий через индуктор, что, в свою очередь, привело к изменению мнимой части импеданса канала и параметров плазмы разряда. По этой причине для индуктивного разряда мы были ограничены методом оценки вложения по разности токов, протекающих через индуктор с разрядом и без него.

Таблица 1. Параметры рассмотренных типов разряда

Тип разряда	P_c , Вт	P_i , Вт	U_c , В	I_c , А	U_i , В	I_i , А
индуктивный	—	85 ± 5	—	—	808 ± 15	10.9 ± 1.2
гибридный I	<10	81 ± 7	250 ± 10	1.8 ± 0.1	816 ± 15	10.5 ± 1.1
гибридный II	82 ± 10	<5	496 ± 22	4.2 ± 0.2	156 ± 5	1.7 ± 0.2
емкостной	90 ± 12	—	524 ± 25	4.5 ± 0.2	—	—

Также заметим, что экспериментально не удалось реализовать режим горения разряда, при котором вложения мощности через емкостной и индуктивный каналы были бы близки друг к другу. При попытке плавного перехода от емкостного разряда к индуктивному в определенный момент наблюдалось резкое рассогласование, и процесс разряда прекращался. По этой причине мы ограничиваемся рассмотрением лишь двух выше упомянутых видов гибридного разряда.

В табл. 1 перечислены параметры вложения мощности для рассмотренных режимов горения разряда при магнитном поле 24 Гс. P_x , U_x , I_x обозначают вложение мощности, амплитуду основной гармоники ВЧ-напряжения и ВЧ-тока соответственно, где вместо индекса x стоит c для емкостного канала, и i для индуктивного.

Несмотря на то, что вложение мощности через неосновной канал в рассмотренных гибридных разрядах мало, влиянием этого канала на параметры плазмы нельзя пренебречь, что демонстрирует рис. 5, на котором изображено продольное распределение концентрации плазмы. Видно, что в индуктивном и гибридном I разряде падение концентрации происходит достаточно резко в области около выходного отверстия, в то время как в разрядах с доминирующей емкостной компонентой концентрация падает плавно по мере продвижения вдоль ГРК. Более низкая концентрация плазмы внутри ГРК для емкостного разряда сопровождается более высокой температурой электронов 9–11 эВ против 6–7 эВ у индуктивного и гибридного I разрядов. Гибридный II разряд имеет промежуточное значение электронной температуры в 8–9 эВ. Стоит отметить, что рассмотренный индуктивный разряд также не был лишен емкостной компоненты, которая связана с межвитковыми емкостями индуктора. Однако при экспериментально рассмотренной величине ВЧ-мощности в 125 Вт этот разряд находился в H-моде, и из 4 исследованных схем разряда имел наименьшую емкостную компоненту, поэтому для удобства в работе он именуется индуктивным.

Так как одним из основных побуждений к проведению настоящего исследования является стремление найти способ повышения энергии ионного потока на выходе из ГД, особый интерес представляет продольное распределение квази-

стационарного потенциала плазмы вдоль оси системы, изображенное на рис. 6. Ионы, будучи массивными частицами, при частоте ВЧ-поля в 13.56 МГц имеют пренебрежимо малую амплитуду вынужденных колебаний и движутся в усредненных полях. Таким образом, распределение на рис. 6 показывает электрическое поле, определяющее динамику ионов в системе. Видно, что принципиальный вид распределения примерно одинаков у рассмотренных форм разряда и имеет 3 выраженные области: область внутри ГРК с потенциалом примерно в 40 В, минимум потенциала в 2 см от выходного отверстия в сторону вакуумной камеры, рост потенциала при дальнейшем продвижении в сторону вакуумной камеры. Падение потенциала на выходе из ГРК составляет 25–30 В и является ускоряющим для ионов, покидающих ГД. Можно отметить, что, так же как и падение концентрации, падение потенциала внутри ГРК в емкостном и гибридном I разрядах является более плавным.

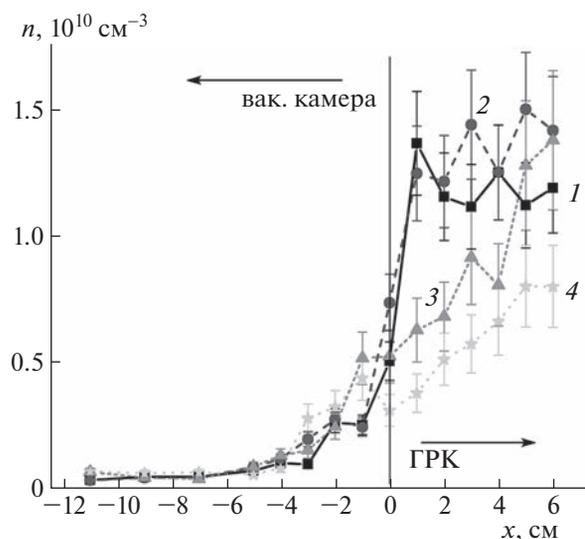


Рис. 5. Распределение концентрации n плазмы вдоль оси лабораторного ГД. Координата $x = 0$ см соответствует положению выходного отверстия. Номерами обозначены кривые для разных видов разряда: 1 – индуктивный, 2 – гибридный I, 3 – гибридный II, 4 – емкостной.

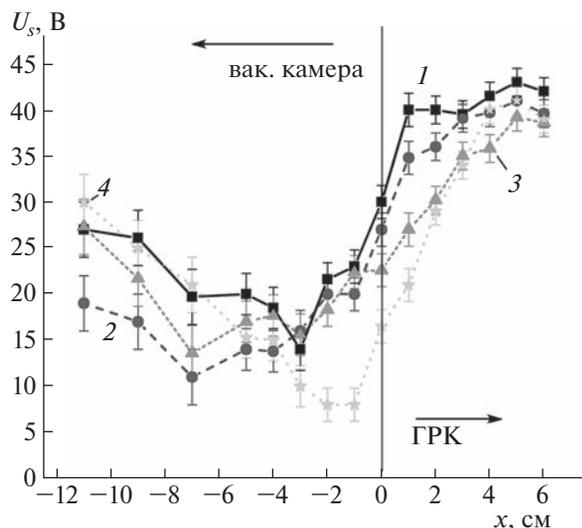


Рис. 6. Распределение среднего за период ВЧ-колебаний потенциала пространства плазмы U_s вдоль оси лабораторного ГД. Координата $x = 0$ см соответствует положению выходного отверстия. Номерами обозначены кривые для разных видов разряда: 1 – индуктивный, 2 – гибридный I, 3 – гибридный II, 4 – емкостной.

Показанная на рис. 6 картина распределения потенциала должна привести к формированию ускоренного потока ионов, выходящего из лабораторного ГД. Рассмотрим результаты измерения параметров ионного потока, полученные с помощью энергоанализатора. На рис. 7 изображен типичный вид кривой задержки и полученное из нее энергетическое распределение ионов.

Полученные средние энергии ионов в потоке слабо зависят от величины постоянного магнитного поля и составляют 50–65 эВ для индуктивного и гибридного I разрядов, 60–70 эВ для гибридного II, и 70–80 эВ для емкостного. Следует отметить, что корпус и внешняя сетка использованного в настоящей работе энергоанализатора были заземлены, что неизбежно приводило к формированию слоя пространственного заряда около энергоанализатора. Скачок квазистационарного напряжения в этом слое близок по величине к потенциалу пространства плазмы в той области, куда был установлен энергоанализатор. Зондовые измерения показали, что для всех рассмотренных видов разряда потенциал плазмы на оси системы на удалении 30 см от выходного отверстия составлял 40–45 В. Это означает, что любой ион, прошедший из окружающей плазмы в систему электродов энергоанализатора, получил дополнительное ускорение в 40–45 эВ в слое пространственного заряда. В случае если на месте энергоанализатора находится заземленный электрод, средняя энергия приходящих на него ионов будет в точности соответствовать измеренной

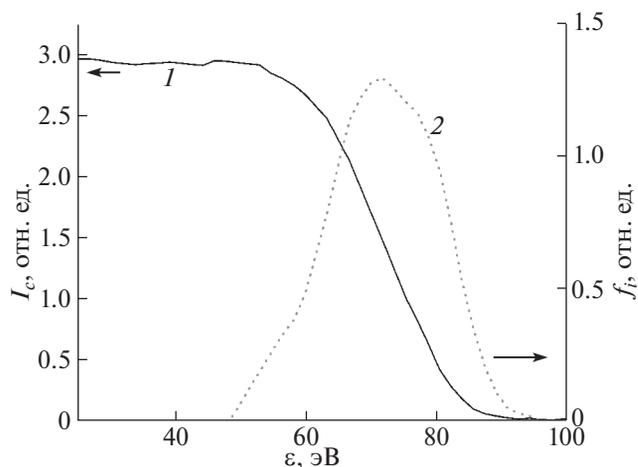


Рис. 7. Кривая задержки (1, левая ось) и полученное из нее энергетическое распределение (2, правая ось) для ионов, выходящих из ГД при его работе на емкостном разряде.

энергоанализатором. Однако ошибочно было бы трактовать это как среднюю энергию потока ионов, создаваемого лабораторным ГД. Даже в полном отсутствии потока ионов из выходного отверстия ГД, помещение энергоанализатора в плазму с потенциалом в 40–45 В должно привести к регистрации энергоанализатором ионов с энергетическим распределением, лежащим около соответствующих энергий в 40–45 эВ. Свидетельством наличия потока ионов является превышение измеренной средней энергией величины потенциала пространства (умноженного на заряд иона) той области плазмы, где размещен энергоанализатор. В нашем случае такое превышение регистрируется, и составляет около 35 эВ для емкостного разряда, 25 эВ для гибридного II и 15 эВ для остальных. При этом величина магнитного поля слабо влияет на это превышение, то есть можно утверждать, что поток ионов присутствует и в отсутствие внешнего магнитного поля.

С другой стороны, внешнее магнитное поле оказывает существенное влияние на коллекторный ток энергоанализатора без задерживающего напряжения, который пропорционален суммарному ионному току, приходящему из плазмы на его внешнюю сетку. График зависимости коллекторного тока приведен на рис. 8. Обращает на себя внимание ярко выраженный максимум в районе 20–25 Гс у кривой 1, соответствующей индуктивному разряду. Подобный результат согласуется с данными, полученными ранее и представленными в работе [18]. Аналогичный максимум присутствует и у других кривых, но в меньшем масштабе.

Помимо параметров ионного потока, четырехсеточный энергоанализатор использовался для

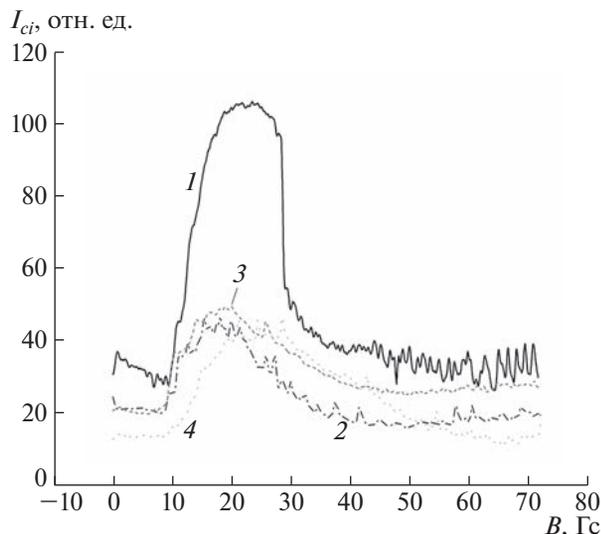


Рис. 8. Зависимость ионного тока I_{ci} на коллектор энергоанализатора без задерживающего напряжения от индукции магнитного поля. Номерами обозначены кривые для разных видов разряда: 1 – индуктивный, 2 – гибридный I, 3 – гибридный II, 4 – емкостной.

определения энергетических распределений приходящих на него электронов. Для этого были соответствующим образом изменены полярности задерживающего напряжения на 3 сетке и отсеивающего противоположный сорт частиц напряжения на 2 сетке (1 сетка, контактирующая с плазмой, заземлена). При регистрации электронного потока напряжение на 4 сетке, призванное подавить искажения кривой задержки из-за вторичной ион-электронной эмиссии с коллектора, не требуется, поэтому четвертая сетка была соединена с коллектором. На рис. 9 представлен типичный вид полученной кривой задержки и соответствующего энергетического распределения электронов.

В отличие от случая ионов, электронный поток регистрируется только при наличии магнитного поля. При этом средняя энергия регистрируемого потока зависит от индукции магнитного поля, что отображено на рис. 10. Необходимо учесть, что для электронов скачок потенциала в слое пространственного заряда около энергоанализатора является замедляющим. В отличие от ионов, движущихся в усредненных полях, электроны на частоте вынуждающего поля 13.56 МГц движутся в соответствии с мгновенным значением вектора напряженности электрического поля. Это приводит к тому, что в разные фазы ВЧ-колебаний эффективное значение задерживающего потенциала для электронов, уходящих из плазмы вакуумной камеры на энергоанализатор, составляет от ~0 до 80–90 В. Таким образом, параметры

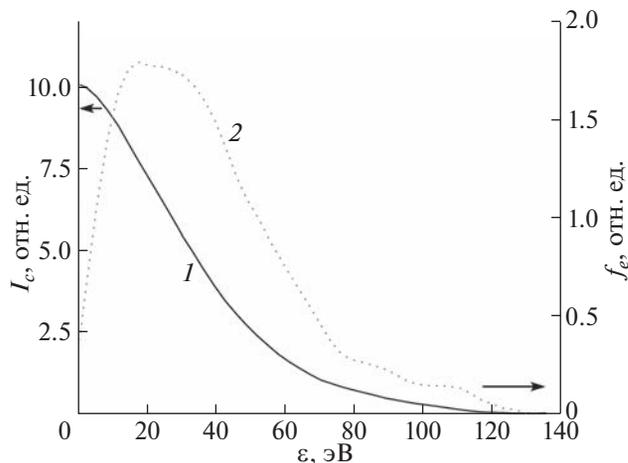


Рис. 9. Кривая задержки (1, левая ось) и полученное из нее энергетическое распределение (2, правая ось) для электронов, выходящих из ГД при его работе на емкостном разряде.

электронного потока, полученные энергоанализатором, являются неким усреднением реальных параметров электронного потока, создаваемого лабораторным ГД, по всему диапазону задерживающего потенциала. Однако полученные результаты можно считать качественной характеристикой высокоэнергетической части распределения электронов, так как для электронов высоких энергий проход на внешнюю сетку энергоанализатора доступен в большем диапазоне фаз ВЧ-колебаний.

Как и в случае ионов, коллекторный ток электронов существенно зависит от величины магнитного поля, что иллюстрирует рис. 11. При этом поток электронов, зарегистрированный энергоанализатором, может быть как направленным, так и тепловым (или их произвольной комбинацией). Для того, чтобы оценить направленность потока, использовались измерения плоским поворотным ВЧ скомпенсированным зондом. При ориентации нормали плоскости зонда по оси лабораторного ГД (продольная ориентация), электронный ток на зонд должен был состоять из двух компонент: изотропной тепловой компоненты и направленной компоненты, создаваемой истечением плазмы из выходного отверстия. Если же ориентация нормали к плоскости зонда была перпендикулярна оси системы (поперечная ориентация), то электронный поток на зонд представлен лишь тепловой компонентой. Таким образом, разность между зондовыми вольт-амперными характеристиками (ВАХ) при указанных ориентациях зонда позволяет оценить направленную компоненту электронного потока. Вид семейства ВАХ для поперечной и продольной ориентаций плоского зонда при различных

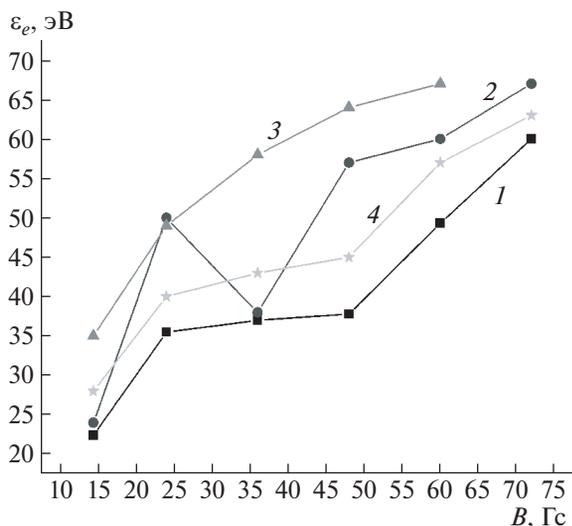


Рис. 10. Зависимость средней энергии ϵ_e электронного потока, приходящего на энергоанализатор, от индукции магнитного поля. Номерами обозначены кривые для разных видов разряда: 1 – индуктивный, 2 – гибридный I, 3 – гибридный II, 4 – емкостной.

величинах индукции магнитного поля представлен на рис. 12.

Для удобства представления данных рассмотрим отношение разности I_b между электронным током двух ориентаций зонда при потенциале пространства (определенному по зондовой ВАХ поперечной ориентации) к электронному току I_s на зонд поперечной ориентации при том же потенциале. Эта величина численно равна отношению направленной компоненты тока электронов на зонд продольной ориентации к тепловой компоненте. Соответствующая зависимость от магнитного поля для различных видов разряда изображена на рис. 13. В общем случае анизотропия электронного потока на плоский зонд естественным образом связана с присутствием в области зонда магнитного поля. В настоящем эксперименте магнитное поле в районе зонда было приблизительно в 3 раза меньше, чем в области выходного отверстия, поэтому его индукция менялась около зонда от 0 до 24 Гс в исследованном диапазоне магнитных полей. Однако влияние магнитного поля должно приводить к монотонной зависимости $I_b/I_s(B)$, в то время как экспериментально была получена резкая немонотонность, что демонстрируют рис. 12 и 13. Более того, в рассмотренном диапазоне магнитных полей при работе лабораторного ГД на индуктивном разряде заметной анизотропии электронного потока не наблюдалось (величина I_b была равна нулю). Указанные результаты могут быть объяснены, если допустить, что они вызваны не влиянием магнитного поля в области зонда, а

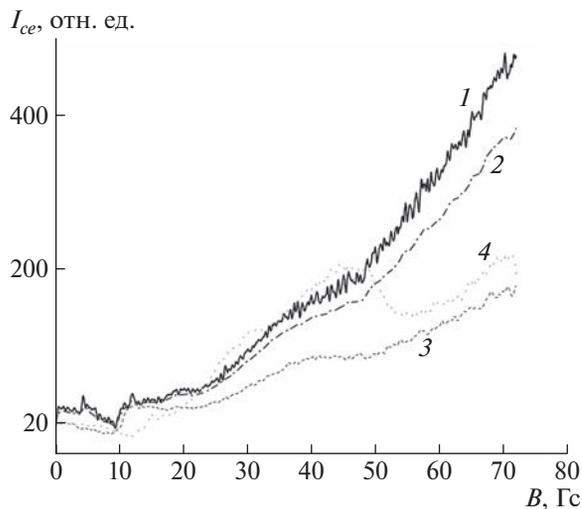


Рис. 11. Зависимость электронного тока I_{ee} на коллектор энергоанализатора без задерживающего напряжения от индукции магнитного поля. Номерами обозначены кривые для разных видов разряда: 1 – индуктивный, 2 – гибридный I, 3 – гибридный II, 4 – емкостной.

появлением направленного потока электронов со стороны ГД. В пользу того же говорит тот факт, что диапазон магнитных полей, при которых наблюдается анизотропия электронного потока на зонд, приблизительно соответствует диапазону магнитных полей, при которых появляется максимум в зависимости $I_c(B)$. Отметим, что с удалением плоского зонда от выходного отверстия ве-

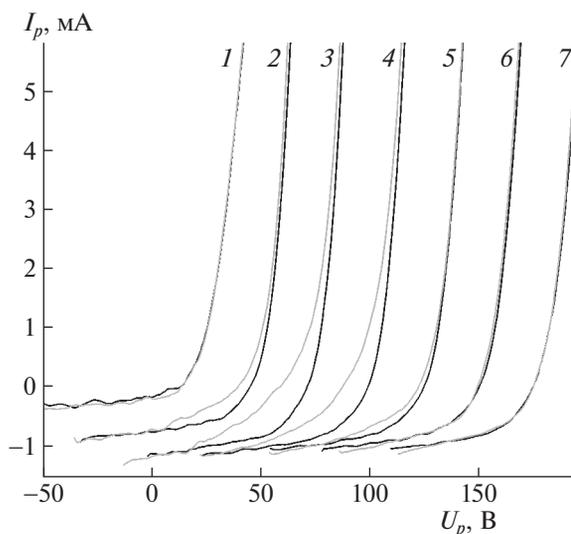


Рис. 12. Семейство ВАХ плоского зонда для его продольной (светлые кривые) и поперечной (темные кривые) ориентаций. Номера кривых соответствуют величинам индукции магнитного поля: 1 – 0 Гс, 2 – 15 Гс, 3 – 24 Гс, 4 – 36 Гс, 5 – 48 Гс, 6 – 60 Гс, 7 – 72 Гс.

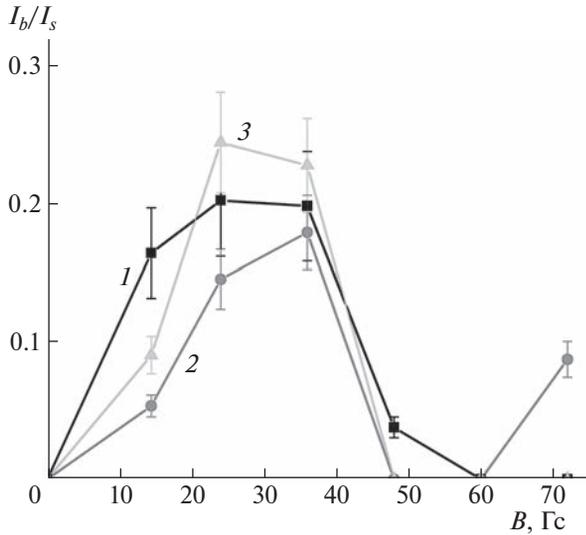


Рис. 13. Зависимость отношения разности I_b токов в двух ориентациях плоского зонда к электронному току I_s на плоский зонд при потенциале пространства от индукции магнитного поля. Номерами обозначены кривые для разных видов разряда: 1 – емкостной, 2 – гибридный I, 3 – гибридный II.

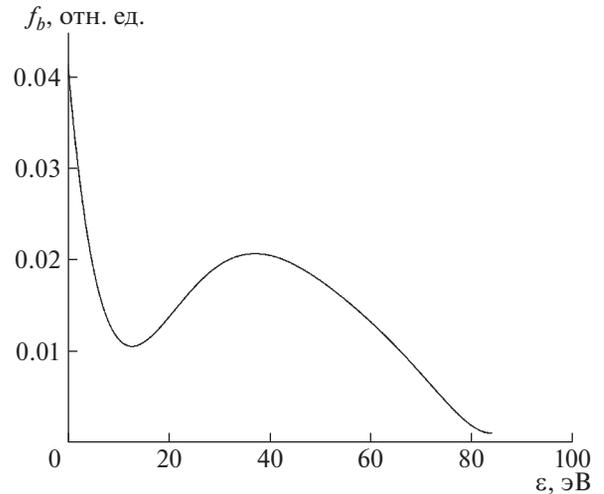


Рис. 14. Энергетическое распределение f_b электронов направленного потока. Емкостной разряд.

личина I_b падает, и при расстояниях от отверстия до зонда в 30 см и более становится меньше погрешности измерений.

В предположении того, что разность потоков электронов на зонд в двух его ориентациях вызвана направленным потоком из ГД, можно для электронного тока на направленный зонд записать выражение:

$$I_e(U_p) = \frac{2\pi eS}{m^2} \int_{eU_p}^{\infty} f_e(\epsilon)(\epsilon - eU_p)d\epsilon + \frac{eS}{m} \int_{eU_p}^{\infty} f_b(\epsilon)d\epsilon, \quad (2)$$

где e, m – заряд и масса электрона, S – площадь зонда, U_p – зондовое напряжение, f_e и f_b – энергетические распределения тепловых и направленных электронов соответственно. В соответствии с этим выражением функция распределения по энергии электронов направленного потока определяется как

$$f_b(\epsilon) = -\frac{m}{eS} \frac{dI_b}{d\epsilon} \quad (3)$$

Полученный вид энергетического распределения изображен на рис. 14. Средняя энергия электронов в потоке для всех рассмотренных видов разряда, кроме индуктивного (в котором направленный поток отсутствует), оценивается в 30–40 эВ.

Возникает вопрос о механизме ускорения электронов, приводящем к формированию их направленного потока, несмотря на наличие задер-

живающего электроны потенциала между ГРК и областью вне нее. На выходе из лабораторного ГД существует область минимума квазистационарного потенциала (при x от -4 до -2 см на рис. 6), которая может выступать в роли источника быстрых электронов. Однако в этом случае не понятна полученная зависимость характеристик направленного потока от индукции магнитного поля: параметры этого минимума не имеют выраженной зависимости от B .

Вторым возможным механизмом, вызывающим появление потока быстрых электронов, является формирование ускоренного электронного пучка в приэлектродном слое около активного электрода (или около витка индуктора, подключенного к системе согласования) внутри ГРК. Как известно [17], процессы вторичной ион-электронной эмиссии на стенках ГРК около активного электрода приводят к ускорению эмитированных электронов полями приэлектродного слоя по направлению в сторону разрядной плазмы. Наибольшие энергии получают те электроны, которые образуются в фазу ВЧ-колебаний, соответствующую максимуму напряжения около активного электрода и минимуму задерживающего электроны напряжения на выходе из ГРК. В таком случае при наличии магнитного поля указанные быстрые электроны движутся вдоль его силовых линий, от стенки ГРК к выходному отверстию, вместо того, чтобы попасть на противоположную стенку ГРК. Таким образом, вполне естественным выглядит существенное снижение потока электронов в отсутствие внешнего магнитного поля. При этом немонотонная зависимость от B параметров потока электронов на выходе из ГРК должна быть связана с влиянием B на параметры приэлектродного слоя или на релакса-

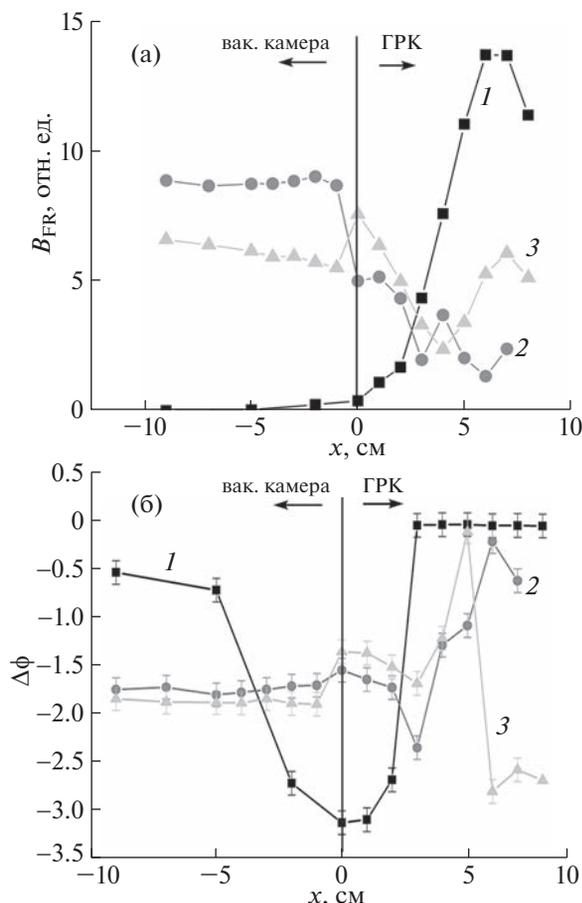


Рис. 15. Продольные распределения амплитуды B_{FR} (а) и сдвига фазы $\Delta\phi$ (б) z -компоненты ВЧ магнитного поля для индуктивного разряда. Кривые 2, 3 построены для индукции постоянного магнитного поля 0 и 24 Гс соответственно. Кривая 1 описывает распределение без разряда (ВЧ-мощность 40 Вт).

цию пучка в разрядной плазме (например, вследствие развития пучково-плазменной неустойчивости).

Альтернативным вариантом является взаимодействие электронов с плазменными волнами в системе, например, захват части электронов волной с продольной компонентой электрического поля. Основными кандидатами на роль взаимодействующих с электронами волн были геликонная и косая ленгмюровская волны. С целью проверки этого предположения были проведены измерения продольной компоненты B_z ВЧ магнитного поля вдоль оси лабораторного ГД. На рис. 15 представлены полученные продольные распределения амплитуды и фазы B_z для индуктивного разряда, в том числе для случая отсутствия разрядной плазмы. Несмотря на то, что вид распределения B_z показывает существенную зависимость от индукции магнитного поля, характерной для бегущей или стоячей волны картины

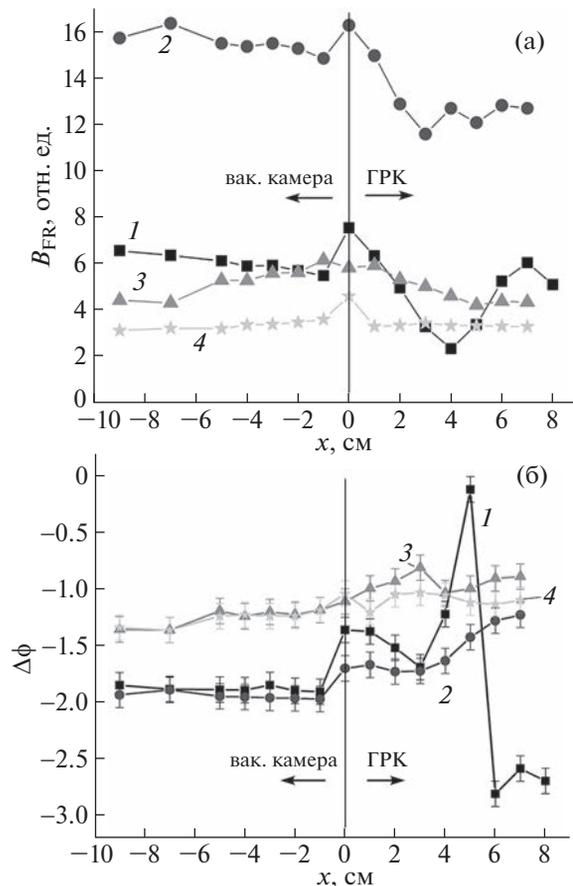


Рис. 16. Продольные распределения амплитуды B_{FR} (а) и сдвига фазы $\Delta\phi$ (б) z -компоненты ВЧ магнитного поля. Номера обозначены кривые для разных видов разряда: 1 – индуктивный, 2 – гибридный I, 3 – гибридный II, 4 – емкостной.

продольной зависимости фазы $\Delta\phi(x)$ обнаружено не было. Аналогичный результат был получен и для других исследованных видов разряда, что иллюстрирует рис. 16. Отметим, что отсутствие характерного волнового распределения фазы $\Delta\phi(x)$ не свидетельствует об отсутствии указанных выше волн в системе. К сожалению, в рамках эксперимента получение продольных распределений $B_r(x)$ и $B_\phi(x)$ было крайне затруднительно, так как эти компоненты ВЧ магнитного поля не могут быть измерены на оси системы.

Рассмотрим несколько следствий из всех приведенных выше экспериментальных результатов. Во-первых, обращает на себя внимание отсутствие направленного электронного потока на выходе из лабораторного ГД при его работе на индуктивном ВЧ-разряде. В предыдущей работе [18] такой поток регистрировался. Учитывая, что единственный элемент конструкции лабораторного ГД, претерпевший существенные изменения по сравнению с работой [18], это индуктор,

естественно связать полученные различия с влиянием геометрии индуктора на свойства разряда. Во-вторых, емкостной разряд и промежуточные между ним и индуктивным гибридные разряды способны играть роль процесса, обеспечивающего ионизацию и последующее ускорение частиц рабочего газа в ГРК ГД (роль рабочего процесса). В-третьих, переход к емкостному разряду не позволил существенно поднять среднюю энергию ионного потока. Импеданс исследованного емкостного разряда имеет доминирующую мнимую часть отрицательного знака, поэтому диэлектрический промежуток между активным электродом и плазмой вместе с разрядом составляет емкостной делитель. Зная толщину кварцевых стенок ГРК (2 мм) и площадь активного электрода в цепи емкостного разряда, мы, используя измеренные значения амплитуд тока и напряжения емкостного канала I_0 , U_0 , можем найти амплитуду ВЧ-напряжения U_d , приложенного непосредственно к разрядной плазме

$$U_d = U_0 - \frac{I_0}{\omega C},$$

где C – емкость между активным электродом и разрядной плазмой. Подставляя значение емкости в 233 пФ и экспериментальных значений $U_0 = 524$ В, $I_0 = 4.5$ А, получаем $U_d = 297$ В.

Можно было бы ожидать, что плазма должна в таких условиях иметь высокий потенциал относительно земли, однако экспериментальный результат оказался довольно скромным – 40 В. Причиной этому служит асимметрия разряда. Действительно, в симметричном разряде ожидаемый потенциал плазмы составил бы величину порядка U_d . Однако в нашем случае в ходе работы лабораторного ГД не только ГРК, но и вакуумная камера заполнена плазмой, и при этом неизбежно присутствует возможность замыкания ВЧ тока на заземленные стенки вакуумной камеры. В подобных условиях стенки вакуумной камеры играют роль заземленного электрода в цепи емкостного разряда, что приводит к большой эффективной площади заземленного электрода по сравнению с площадью активного. Как известно (например, из [17]), в емкостном разряде с высокой степенью асимметрии большая часть ВЧ-напряжения падает в слое около малого электрода, а плазма имеет потенциал, близкий к потенциалу электрода большей площади, что и демонстрируют нам экспериментальные результаты. С физической точки зрения возможность получения больших энергий ионов в ГД с помощью емкостного разряда остается, однако для реализации этой возможности требуется рассмотреть альтернативные способы организации емкостного ВЧ-разряда, при которых стенки вакуумной камеры не будут эффективно играть роль заземленного электрода.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенное экспериментальное исследование показало возможность использования емкостного и гибридного ВЧ-разрядов в качестве рабочего процесса геликонного двигателя. Как и в случае индуктивного ВЧ-разряда, при работе на емкостном и гибридном ВЧ-разрядах на выходе из лабораторной модели ГД формируется ускоренный поток ионов с энергиями от 50 до 80 эВ, плотность которого немонотонно зависит от индукции внешнего магнитного поля. Также при наличии внешнего магнитного поля и работе лабораторного ГД на всех исследованных видах разряда, кроме индуктивного, формируется направленный электронный поток со средними энергиями частиц 30–40 эВ. Механизм ускорения этих электронов требует дополнительного исследования, учитывая, что скачок квазистационарного потенциала на выходе из ГРК является для электронов замедляющим. Вероятным способом набора электронами энергий при переходе из ГРК в вакуумную камеру является их взаимодействие с плазменными волнами, способными возникать в системе. Проведенное исследование распределения амплитуды и фазы продольной компоненты B_z ВЧ магнитного поля вдоль оси системы не показало наличия плазменных волн (имеющих компоненту B_z) с длинами, по порядку величины сравнимыми с линейными размерами системы. Переход к емкостному ВЧ-разряду как рабочему процессу лабораторного ГД не позволил существенно увеличить энергию выходящих из ГРК ионов. Причиной является участие заземленных элементов большой площади (стенок вакуумной камеры) в качестве заземленного электрода цепи емкостного ВЧ-разряда. С целью увеличения энергии потока ионов целесообразно рассмотреть альтернативные методы организации емкостного ВЧ-разряда в ГРК.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 21-72-10090, <https://rscf.ru/project/21-72-10090/>.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Manente M., Walker M., Carlsson J., Bramanti C., Rocca S., Curreli D., Guclu Y., Pavarin D.* // Proc. 5th International Spacecraft Propulsion Conf., Crete, Greece 2008. <https://www.esa.int/gsp/ACT/doc/PRO/ACT-RPR-PRO-2008-ISPC-Feasibility-study-low-power-helicon-thruster.pdf>
2. *Boswell R.W., Chen F.F.* // IEEE Transactions on Plasma Science. 1997. V. 25. I. 6. P. 1229. <https://doi.org/10.1109/27.650898>
3. *Chen F.F., Boswell R.W.* // IEEE Transactions on Plasma Science. 1997. V. 25. I. 6. P. 1245. <https://doi.org/10.1109/27.650899>

4. Charles C. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2009. V. 42. № 16. 163001.
<https://doi.org/10.1088/0022-3727/42/16/163001>
5. Charles C. // Plasma Sources Sci. Technol. 2007. V. 16. № 4. R1.
<https://doi.org/10.1088/0963-0252/16/4/R01>
6. Takahashi K. // Scientific Reports. 2021. V. 11. 2768.
<https://doi.org/10.1038/s41598-021-82471-2>
7. Takahashi K. // Reviews of Modern Plasma Physics. 2019. V. 3. 3.
<https://doi.org/10.1007/s41614-019-0024-2>
8. Charles C., Boswell R.W., Lieberman M.A. // Appl. Phys. Lett. 2006. V. 89. 261503.
<https://doi.org/10.1063/1.2426881>
9. Charles C., Cox W., Boswell R.W., Lainé R., Perren M. // Plasma Sources Sci. Technol. 2010. V. 19. 045003.
10. Corr C.S., Zanger J., Boswell R.W. // Appl. Phys. Lett. 2007. V. 91. 241501.
<https://doi.org/10.1063/1.2823575>
11. Harle T., Pottinger S.J., Lappas V.J. // Plasma Sources Sci. Technol. 2013. V. 22. 015015.
<https://doi.org/10.1088/0963-0252/22/1/015015>
12. Charles C., Boswell R.W. // Phys. Plasmas. 2004. V. 11. P. 1706.
<https://doi.org/10.1063/1.1652058>
13. Corr C.S., Boswell R.W., Charles C., Zanger J. // Appl. Phys. Lett. 2008. V. 92. 221508.
<https://doi.org/10.1063/1.2938720>
14. Charles C., Boswell R.W. // Appl. Phys. Lett. 2003. V. 82. P. 1356.
<https://doi.org/10.1063/1.1557319>
15. Charles C., Boswell R.W. // Appl. Phys. Lett. 2007. V. 91. 201505.
<https://doi.org/10.1063/1.2814877>
16. Takahashi K., Charles C., Boswell R., Ando A. // Plasma Sources Sci. Technol. 2014. V. 23. 044004.
<https://doi.org/10.1088/0963-0252/23/4/044004>
17. Райзер Ю.П., Шнейдер М.Н., Яценко Н.А. Высоко-частотный емкостный разряд: Физика. Техника эксперимента. Приложения. М.: изд. МФТИ: Наука, Физматлит, 1995.
18. Задириев И.И., Вавилин К.В., Кралькина Е.А., Никонов А.М., Швыдкий Г.В. // Физика плазмы. 2022. Т. 48. № 9. С. 823–835.
<https://doi.org/10.31857/S0367292122600388>
19. 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>
20. Shamrai K.P., Taranov V.B. // Plasma Source Science and Technology. 1996. V. 5. P. 475–490.
<https://doi.org/10.1088/0963-0252/5/3/015>
21. Chen F.F. // Phys. Plasmas. 1996. V. 3. P. 1783.
<https://doi.org/10.1063/1.871697>
22. Blackwell D.D., Madziwa T.G., Arnushv, Chen F.F. // Physical Review Letters. 2002. V. 88. 145002.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.88.145002>
23. Chen F.F., Jiang X., Evans J.D., Tynan G., Arnush D. // Plasma Phys. Control. Fusion. 1997. V. 39. A411.
<https://doi.org/10.1088/0741-3335/39/5A/038>
24. Arnush D. // Phys. Plasmas. 2000. V. 7. 3042.
<https://doi.org/10.1063/1.874157>
25. Chen F.F. // Phys. Plasmas. 2003. V. 10. 2586.
<https://doi.org/10.1063/1.1575755>
26. Chen F.F. Helicon Plasma Sources / Ed. by O.A. Popov. High Density Plasma Sources. N.Y.: Noyes publications, 1996. P. 1–75.
27. Chen F.F. // Plasma Sources Sci. Technol. 2015. V. 24. 014001.
<https://doi.org/10.1088/0963-0252/24/1/014001>
28. Shinohara Sh. // Advances in Physics: X. 2018. V. 3. 1420424.
<https://doi.org/10.1080/23746149.2017.1420424>
29. Isayama S., Hada T., Shinohara Sh. // Plasma and Fusion Research. 2018. V. 13. 1101014.
<https://doi.org/10.1585/pfr.13.1101014>
30. Boswell R.W. // Physics Letters A. 1970. V. 33. P. 457–458.
[https://doi.org/10.1016/0375-9601\(70\)90606-7](https://doi.org/10.1016/0375-9601(70)90606-7)
31. Chen F.F., Chevalier Gs. // Journal of Vacuum Science and Technology A. 1992. V. 10. P. 1389.
<https://doi.org/10.1116/1.578256>