

НИЗКОТЕМПЕРАТУРНАЯ
ПЛАЗМА

УДК 533.9

КОЛЕБАНИЯ ПОТЕНЦИАЛА ПЛАЗМЫ В ОТРАЖАТЕЛЬНОМ РАЗРЯДЕ
С ТЕРМОКАТОДОМ© 2023 г. М. А. Валинуров^{a,b,*}, А. В. Гавриков^a, Г. Д. Лизякин^a,
А. П. Ойлер^{a,b}, Р. А. Тимирханов^a^a Объединенный институт высоких температур РАН (ОИВТ РАН), Москва, Россия^b Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), Москва, Россия

*e-mail: valinurov.ma@phystech.edu

Поступила в редакцию 31.10.2022 г.

После доработки 10.01.2023 г.

Принята к публикации 20.01.2023 г.

Одним из перспективных применений низкотемпературной плазмы в скрещенных электрическом и магнитном полях является плазменная сепарация. Для ее реализации необходимо создать замагниченную плазму с заданным пространственным распределением электрического потенциала. Распределение потенциала плазмы определяет траектории частиц в процессе сепарации. Одной из трудностей, стоящих на пути создания эффективного плазменного сепаратора, являются колебания потенциала, возникающие в результате развития различного рода неустойчивостей. В настоящей работе исследуются флуктуации потенциала плазмы в отражательном разряде с термоэмиссионным катодом. Представлен анализ частот колебаний потенциала плазмы для магнитных полей в диапазоне 1–1.4 кГс. Приведены измерения радиальных профилей среднеквадратичного отклонения потенциала плазмы.

Ключевые слова: колебания потенциала плазмы, отражательный разряд, плавающий зонд

DOI: 10.31857/S0367292123600243, **EDN:** VFQDNJ

1. ВВЕДЕНИЕ

В наши дни достаточно популярным направлением исследований является низкотемпературная плазма в скрещенных электрическом и магнитном полях, так как она имеет множество технических приложений [1]. Одним из таких приложений может быть разделение химических веществ по массе в плазме, также называемое плазменной масс-сепарацией. Некоторые подходы к разделению смесей используют конфигурации скрещенных полей $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ [2]. В то же время такая плазма подвержена большому количеству различных неустойчивостей [3], которые создают возмущения в потенциале плазмы, например, неустойчивость Саймона–Хоха [4, 5] приводит к образованию крупномасштабных азимутальных структур [6, 7].

При масс-сепарации колебания потенциала плазмы существенны, поскольку они влияют на траектории заряженных частиц и могут привести к ухудшению качества разделения [8]. В схеме разделения, предложенной в статье [9] и реализованной на масс-сепараторе LaPlaS [10], в одном объеме одновременно работают два источника плазмы. Первый источник небольшой и создает плазму из веществ, которые в дальнейшем будут

разделяться. Второй источник создает так называемую буферную плазму. Эта плазма занимает весь объем сепаратора. Буферная плазма необходима для формирования радиального электрического поля, увлекающего за собой ионы сепарируемых химических веществ. Одним из возможных вариантов создания буферной плазмы является отражательный разряд, также называемый разрядом Пеннинга [11]. Работы [12–14] посвящены исследованию колебаний потенциала плазмы в таком разряде. Важным параметром, отличающим настоящее исследование, является замагниченность ионов и наличие источника термоэлектронной эмиссии на оси разряда.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Исследования проводятся в цилиндрической вакуумной камере длиной 220 см и диаметром 86 см при наличии аксиального магнитного поля $1.0 < B < 1.4$ кГс (рис. 1а). На каждом торце установки имеется электродная система, включающая кольцевые электроды. Ширина каждого кольца 5 см. Три внутренних электрода замкнуты между собой, внешний радиус третьего электрода равен 15 см. Четвертый и пятый электроды нахо-

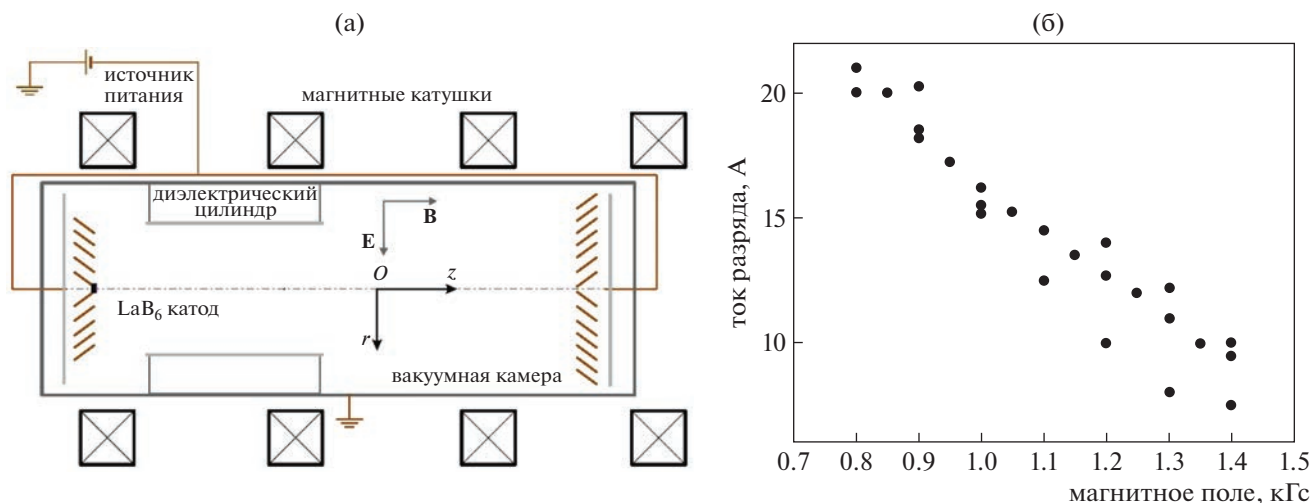


Рис. 1. Экспериментальная установка (а) и зависимость тока разряда от магнитного поля (б).

дятся под плавающим потенциалом, заземленный ограничитель расположен на координате 25 см. В центре внутреннего электрода на одном из концов расположен термоэмиссионный катод из LaB₆. На электродах поддерживается постоянное напряжение -550 В.

Вместе с заземленной цилиндрической поверхностью вакуумной камеры такое расположение электродов формирует геометрию отражательного разряда. Плазмообразующим газом в эксперименте служит аргон при давлении 0.3 мТорр с возможными примесями ионов Fe, которые появляются вследствие эрозии электрода. На рис. 1б представлена зависимость тока разряда от магнитного поля. Ток разряда измеряется амперметром, установленным на блоке питания. Как видно, с увеличением магнитного поля разрядный ток уменьшается. Это происходит из-за того, что увеличение магнитного поля означает увеличение параметра Холла, что приводит к ослаблению электронного и ионного поперечного транспорта.

Измерения колебаний потенциала проводятся с помощью холодного плавающего зонда. Суть метода заключается в измерении наведенного потенциала на изолированном проводнике, имеющем непосредственный контакт с плазмой в данной точке пространства. Для передачи сигнала от измерительной части зонда к осциллографу используется коаксиальный кабель с целью уменьшения потерь передаваемого сигнала. Сигнал регистрируется с помощью осциллографа Picoscope с возможностью записи до 10^9 измерений в секунду. Для измерения потенциала плазмы используется эмиссионный плавающий зонд [15]. Головка зонда выполнена в виде петли, диаметр проволоки 0.1 мм, ток накала 1.8 А, падение напряжения

на петле 7 В. Выбор тока накала производится на основании предварительной калибровки: при последовательном увеличении тока определяется значение, при котором измеряемый потенциал перестает расти [16]. Вся схема нагрева эмиссионного плавающего зонда гальванически изолирована от потенциала земли. Зонд располагается в 10 см от центральной плоскости установки и проводит измерения вдоль радиальной оси. Основной вклад в погрешность измерения плавающего потенциала вносит осциллограф, ошибка не превышает 1% .

3. ЧАСТОТНЫЙ АНАЛИЗ КОЛЕБАНИЙ ПОТЕНЦИАЛА

На рис. 2а показан пример зависимости плавающего потенциала от времени. Для дальнейшей работы с данными использовался анализ Фурье, сигнал усреднялся методом скользящего среднего с шириной окна 750 Гц. Пример обработанного сигнала показан на рисунке 2б. Большая часть спектра приходится на область низких частот $f < 20$ кГц. В ней же присутствуют $1-2$ спектральных максимума, превышающих среднее значение в данной области приблизительно в 1.5 раза, остальные частоты представлены на уровне шума. При изменении магнитного поля в диапазоне $1.0 < B < 1.4$ кГс и радиальной координаты в интервале $5 < r < 20$ см доминирующая частота колебаний не выходит за пределы $9-20$ кГц.

Анализ частотной зависимости спектральных максимумов от магнитного поля показал, что экспериментальные данные нельзя интерпретировать однозначно, так как наблюдаемые в спектрах частотные максимумы имеют ширину сопоставимую с шириной самого спектра. В связи с этим были выдвинуты две гипотезы. Первая ги-

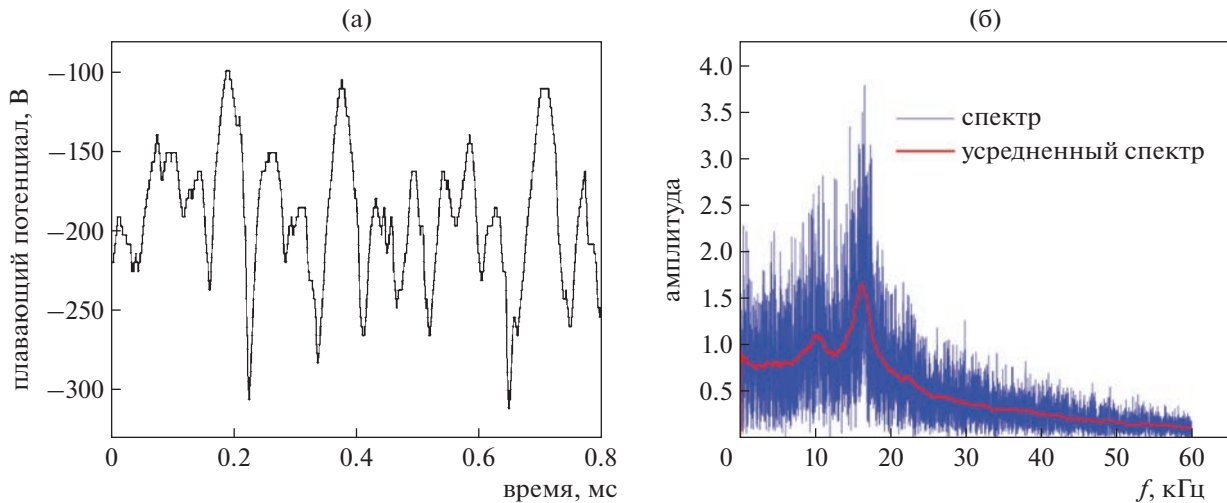


Рис. 2. Пример необработанного сигнала (а), спектр Фурье того же сигнала (б). Магнитное поле $B = 0.9$ кГц, $r = 10$ см.

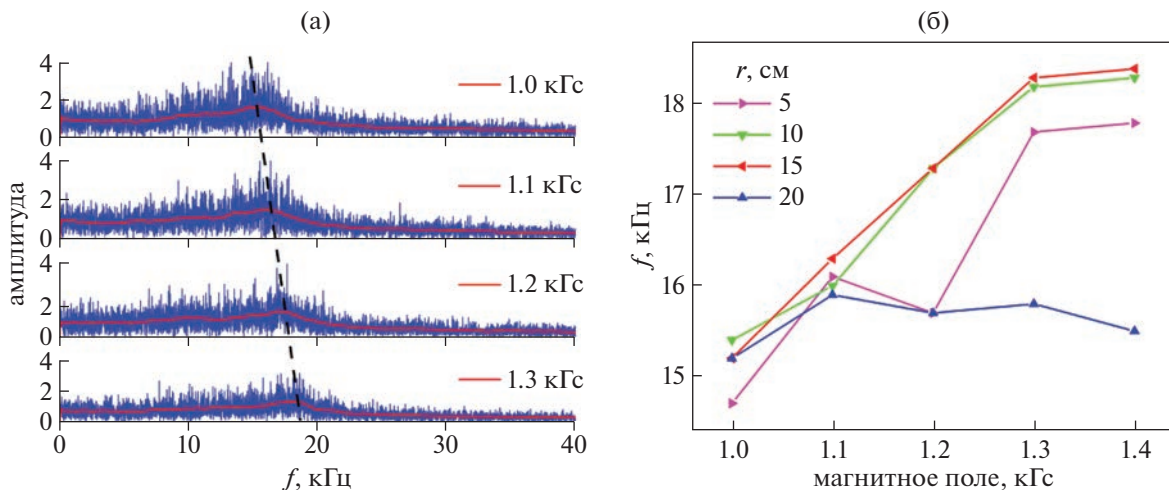


Рис. 3. Пример плавного смещения спектрального максимума в сторону увеличения частоты при увеличении магнитного поля по координате $r = 10$ см (а), зависимость доминирующей частоты от величины магнитного поля по различным координатам (б).

потеза заключается в том, что наибольший максимум по амплитуде с ростом магнитного поля непрерывно смещается в сторону более высоких частот; пример такого сдвига показан на рис. 3а. На рис. 3б показана зависимость частоты спектрального максимума от магнитного поля по различным координатам. Из рисунка видно, что частоты максимумов на координатах 10 и 15 см с удовлетворительной точностью совпадают, а на координатах 5 и 20 см, т.е. вблизи оси вращения и на краю разряда, существенно различаются. На координате 20 см смещения пика колебаний при увеличении магнитного поля не наблюдается, что может быть связано с некоторыми краевыми эффектами.

Физическая природа наблюдаемого явления на данный момент не раскрыта. Поэтому связь между измеряемой частотой и магнитным полем до сих пор изучалась экспериментально. В то же время следует отметить, что с ростом магнитного поля увеличивается ионно-циклотронная частота, что, по-видимому, также может влиять на частоту наблюдаемых колебаний.

Вторая гипотеза состоит в том, что существует дискретный набор частот, на которых возбуждаются колебания потенциала плазмы, а изменение магнитного поля изменяет амплитуду каждого из выделенных пиков. Если ширина частотного максимума достаточно велика, то соседние максимумы (первичные) перекрывают друг друга, и

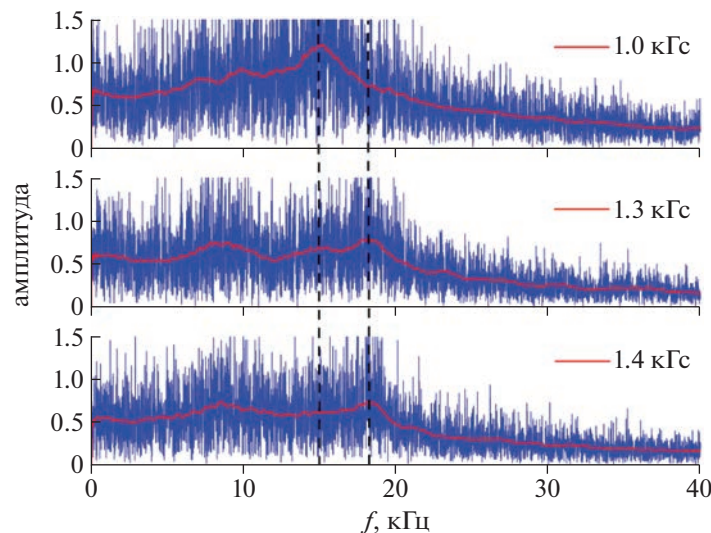


Рис. 4. Пример дискретного смещения максимума спектра колебаний при $r = 15$ см.

их суммирование может дать один большой максимум (вторичный). При изменении амплитуд первичных максимумов изменится и общий вид спектра. Среди прочего, это может привести к тому, что один из вторичных максимумов будет плавно смещаться. На рис. 4 представлен набор спектров Фурье, из которых видно, что имеются два пика на частотах 15 и 18.3 кГц. Амплитуда первого падает с увеличением магнитного поля, а амплитуда второго растет. Таким образом, если бы мы исключили из рассмотрения спектр при магнитном поле 1.3 кГс, то мы бы увидели сдвиг частотного максимума от 15 до 18.3 кГц, т.е. сдвиг максимума спектра в сторону высоких частот, что также укладывается в рамки описания, предложенного в первой гипотезе.

Положение спектральных максимумов не зависит от координаты. Описанное ранее перераспределение амплитуд нескольких пиков имеет место, но сдвига по частоте не наблюдается. На рис. 5 представлены фурье-спектры колебаний потенциала на различных радиальных координатах при фиксированном магнитном поле. Из приведенного рисунка видно, что из-за непропорционального увеличения спектральной амплитуды максимумов на частотах 9.5 и 16.5 кГц эти максимумы сливаются на координате 5 см.

Рассмотрим связь характерных частот физических процессов в рассматриваемой системе с частотами наблюдаемых колебаний. Некоторые характерные частоты приведены в табл. 1. Величины большинства из них больше наблюдаемых в эксперименте. Рассмотрим подробнее те из них, которые имеют значение близкое к 10–20 кГц. Одной из таких частот является ионно-циклотронная частота.

В таблице приведены значения для аргона и железа. Аргон является плазмообразующим газом, а ионы железа могут появляться в разряде в результате эрозии. Ионно-циклотронная частота равна 23 кГц только при наименьшем магнитном поле, а затем возрастает, значит, она не может объяснять возникновение колебаний потенциала.

Если циклотронное вращение заряженной частицы много меньше размера системы, то заряженная частица находится в скрещенных электрическом и магнитном полях и дрейфует в направлении, перпендикулярном обоим полям. В рассматриваемой системе магнитное поле направлено по аксиальной оси, а электрическое по-

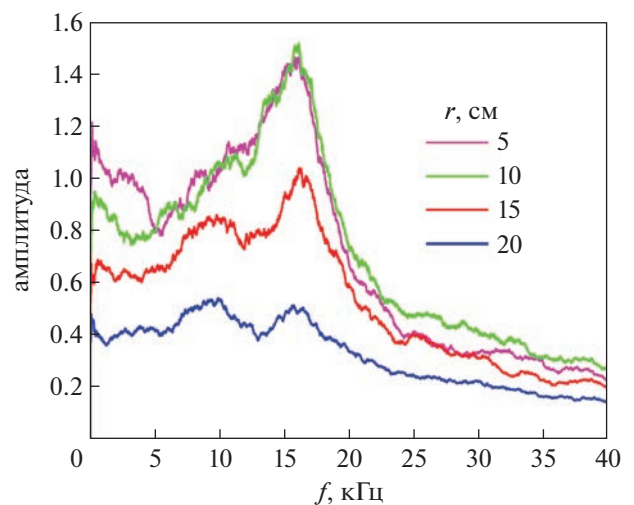


Рис. 5. Сглаженные спектры Фурье по разным координатам при магнитном поле 1.1 кГс.

Таблица 1. Характерные частоты и соответствующие им значения. В формулах B – магнитное поле, E – напряженность электрического поля, а E_r – его радиальная проекция, e – элементарный электрический заряд, m_e – масса электрона, m_{Ar} и m_{Fe} – массы ионов аргона и железа, n_e и n_i – концентрации электронов и ионов, L_p – шкала градиента электронного давления, k – волновое число

Характерная частота	Формула	Значение
Плазменная частота	$\frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{4\pi n_e e^2}{m_e}}$	3 ГГц
Электронная циклотронная частота	$\frac{1}{2\pi} \frac{eB}{m_e}$	2–3 ГГц
Ионная плазменная частота	$\frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{4\pi n_i e^2}{m_{Ar}}}$	2 МГц
Спицевая частота [7, 14]	$\frac{1}{2\pi} k \sqrt{\frac{e E_r L_p }{m_{Ar}}}$	30–150 кГц
Ионная циклотронная частота для Ar	$\frac{1}{2\pi} \frac{eB}{m_{Ar}}$	32–48 кГц
Ионная циклотронная частота для Fe	$\frac{1}{2\pi} \frac{eB}{m_{Fe}}$	23–34 кГц
Дрейфовая частота	$\frac{1}{2\pi} \frac{E}{Br}$	10–34 кГц

ле по радиусу. Значит, плазма вращается по азимуту с дрейфовой частотой.

На рис. 6 представлена зависимость частоты дрейфа в скрещенных электрическом и магнитном полях от радиальной координаты при различных значениях магнитного поля. При этом следу-

ет иметь в виду, что каждому значению магнитного поля соответствует свое значение электрического поля, полученное в эксперименте. Так, при магнитном поле 1.4 кГс электрическое поле равно 15.4 В/см, а при 1.2 кГс – 13.7 В/см. Значения электрического поля были получены путем взятия производной сглаженного профиля потенциала плазмы, измеренного с помощью эмиссионного плавающего зонда. Погрешность измерения составляет около 3%. Дрейфовая частота, в отличие от ионно-циклотронной, может в данных условиях принимать значения ниже 20 кГц. Но несмотря на то, что она по порядку величины совпадает с наблюдаемыми значениями, как видно из рис. 6, с увеличением координаты ее величина уменьшается, в то время как по экспериментальным данным частота не зависит от координаты. Это показывает, что частота дрейфа также не подходит для объяснения наблюдаемого явления.

4. АМПЛИТУДНЫЙ АНАЛИЗ КОЛЕБАНИЙ

На рис. 7а показан радиальный профиль потенциала плазмы в магнитном поле 1.4 кГс. Этот профиль с хорошей точностью может быть аппроксимирован линейной зависимостью. На рис. 7б и 7в показаны радиальные профили абсолютного (σ_{abs}) и относительного (σ_{rel}) стандартных отклонений потенциала. Используя данные рис. 7а и б, зависимость стандартного отклонения от среднего значения потенциала плазмы была построена на рис. 7г. Эта зависимость также может быть описана линейной функцией $\sigma_{abs} = -0.13\langle U \rangle + 5.2$. Это означает, что флуктуации потенциала плазмы имеют две составляющие. Первая составляющая пропорциональна потенциалу плазмы и равна 13% от его значения, или $-0.13\langle U \rangle$. Вторая составляющая является постоянной и равна 5.2 В. Наличие постоянной составляющей приводит к увеличению относительного значения стандартного отклонения на больших координатах (рис. 7в).

Также были получены зависимости стандартных отклонений потенциала плазмы от магнитного поля (рис. 8). Из рисунка видно, что с увеличением магнитного поля флуктуации потенциала плазмы уменьшаются. Принимая во внимание, что абсолютное значение потенциала плазмы на фиксированной координате увеличивается с ростом магнитного поля, можно ожидать, что относительное стандартное отклонение потенциала еще сильнее уменьшится с увеличением магнитного поля. Также стоит отметить, что значение σ_{abs} на координатах 5 и 10 см совпадают друг с другом. Это может быть связано с центробежными эффектами – замедлением скорости на малых координатах.

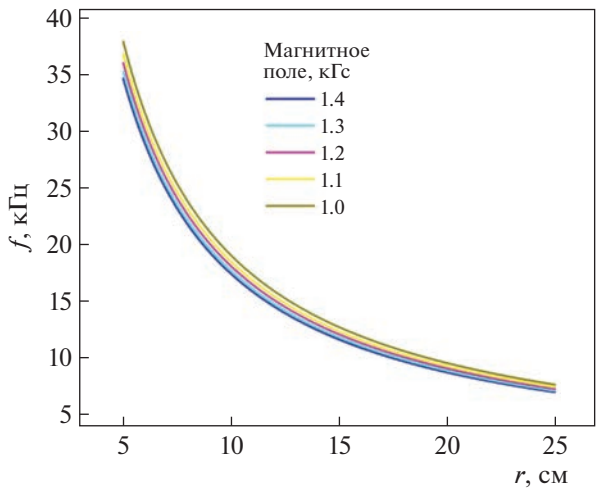


Рис. 6. Дрейфовая частота при различных значениях r и B .

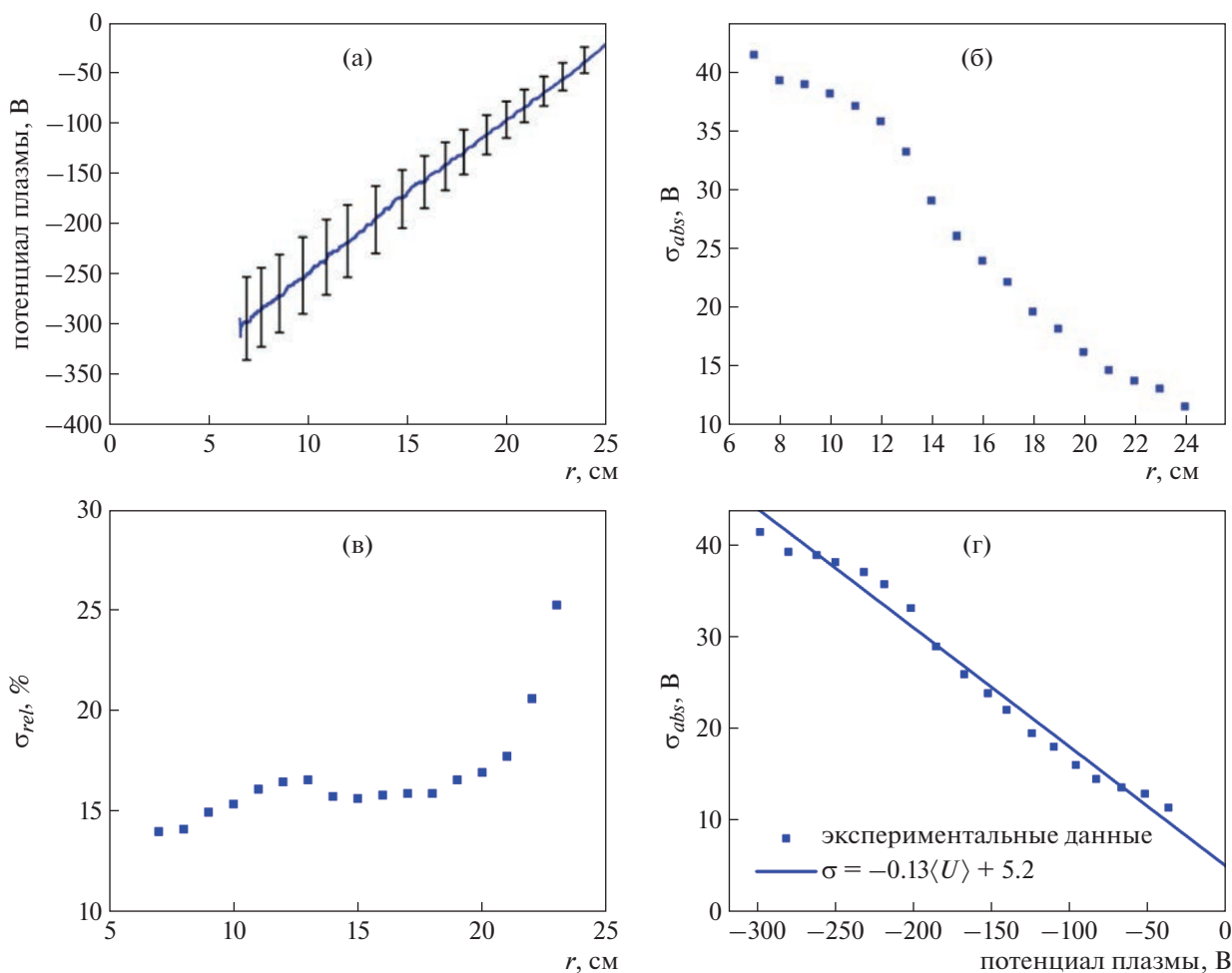


Рис. 7. Радиальные профили потенциала плазмы (а), абсолютного (б) и относительного стандартного отклонения (в) потенциала. Зависимость стандартного отклонения от потенциала плазмы (г).

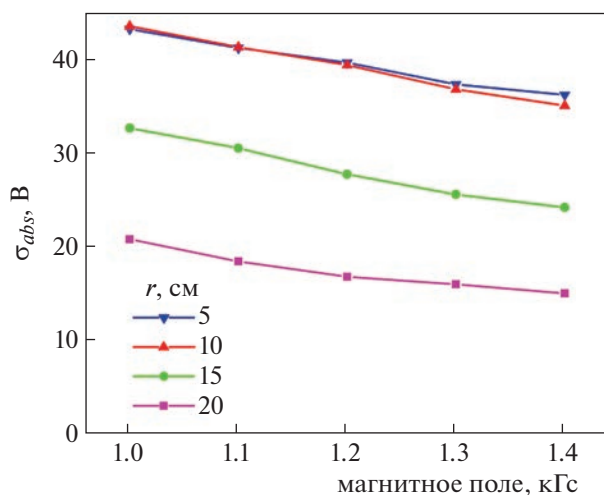


Рис. 8. Зависимости стандартного отклонения потенциала плазмы от магнитного поля.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Получен общий вид спектра колебаний потенциала плазмы в отражательном разряде с термоэмиссионным катодом. Установлено, что в рассматриваемом диапазоне параметров (магнитное поле 1–1.4 кГц, координата 5–20 см) максимальная амплитуда колебаний лежит в области низких частот $f < 20$ кГц. Положения максимумов на спектре Фурье находятся на частотах 9–20 кГц. Выдвинуты две гипотезы о характере сдвига пиков — непрерывный сдвиг и изменение амплитуд дискретного набора пиков. Независимо от природы возникновения этого явления, с ростом магнитного поля происходит перераспределение долей энергии в спектре в пользу более высокочастотных пиков. Установлено, что частота колебаний не зависит от координаты.

В результате амплитудного анализа получено, что колебания потенциала плазмы при магнитном поле 1.4 кГц имеют две составляющие. Пер-

вая компонента пропорциональна среднему потенциалу плазмы и равна $-0.13\langle U \rangle$. Вторая составляющая постоянна и равна 5.2 В. Показано, что с увеличением магнитного поля амплитуда колебаний потенциала уменьшается.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда № 21-19-00716, <https://rscf.ru/en/project/21-19-00716/>.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Kaganovich I.D., Smolyakov A., Raitses Y., Ahedo E., Mikellides I.G., Jorns B., Taccogna F., Gueroult R., Tsikata S., Bourdon A. et al. // *Phys. Plasma*. 2020. V. 27. P. 120601.
<https://doi.org/10.1063/5.0010135>
2. Gueroult R., Zweben S.J., Fisch N.J., Rax J.-M. // *Phys. Plasmas*. 2019. V. 26. P. 43511.
<https://doi.org/10.1063/1.5083229>
3. Choueiri E.Y. // *Phys. Plasmas*. 2001. V. 8. P. 1411.
<https://doi.org/10.1063/1.1354644>
4. Simon A. // *Phys. Fluids*. 1963. V. 6. P. 382.
<https://doi.org/10.1063/1.1706743>
5. Hoh F. C. // *Phys. Fluids*. 1963. V. 6. P. 1184.
<https://doi.org/10.1063/1.1706878>
6. Marusov N.A., Sorokina E.A., Ilgisonis V.I., Lakhin V.P. // *Phys. Plasmas*. 2019. V. 26. P. 90701.
<https://doi.org/10.1063/1.5111948>
7. Smolyakov A.I., Chapurin O., Frias W., Koshkarov O., Romadanov I., Tang T., Umansky M., Raitses Y., Kaganovich I.D., Lakhin V.P. // *Plasma Phys. Control. Fusion*. 2016. V. 59. P. 14041.
8. Lizjakin G., Antonov N., Smirnov V.S., Timirkhanov R., Oiler A., Usmanov R., Melnikov A., Vorona N., Kislenko S., Gavrikov A., Smirnov V.P. // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2021. V. 54. P. 414005.
9. Смирнов В.П., Самохин В.П., Ворна Н.А., Гавриков А.В. // *Физика плазмы*. 2013. Т. 39. С. = Smirnov V.P., Samokhin A.A., Vorona N.A., Gavrikov A.V. // *Plasma Phys. Rep.* 2013. V. 39. P. 456.
<https://doi.org/10.1134/S1063780X13050103>
10. Lizjakin G., Antonov N., Usmanov R., Melnikov A., Timirkhanov R., Vorona N., Smirnov V.S., Oiler A., Kislenko S., Gavrikov A., Smirnov V.P. // *Plasma Phys. Control. Fusion*. 2021. V. 63. P. 032002.
11. Hooper Jr. E.B. *Advances in Electronics and Electron Physics*. V. 27 / Ed. L. Marton, M. Claire. Academic Press. 1970. P. 295.
<https://doi.org/10.1017/S0022377821000829>.
12. Carlsson J., Kaganovich I., Powis A., Raitses Y., Romadanov I., Smolyakov A. // *Phys. Plasmas*. 2018. V. 25. P. 61201.
<https://doi.org/10.1063/1.5017467>
13. Powis A.T., Carlsson J.A., Kaganovich I.D., Raitses Y., Smolyakov A. // *Phys. Plasmas*. 2018. V. 25. P. 72110.
<https://doi.org/10.1063/1.5038733>
14. Kim J.Y., Jang J.Y., Choi J., Wang J., Jeong W.I., Elgarhy M.A.I., Go G., Chung K.-J., Hwang Y.S. // *Plasma Sources Sci. Technol.* 2021. V. 30. P. 25011.
15. Kemp R.F., Sellen Jr.J.M. // *Rev. Sci. Instruments*. 1966. V. 37. P. 455.
<https://doi.org/10.1063/1.1720213>
16. Murzaev Y., Lizjakin G., Gavrikov A., Timirkhanov R., Smirnov V. // *Plasma Sci. Technol.* 2019. V. 21. P. 045401.
<https://doi.org/10.1088/2058-6272/aaf250>