

УДК 533.9.01

ВРАЩЕНИЕ ПЫЛЕВОЙ СТРУКТУРЫ В СИЛЬНОМ НЕОДНОРОДНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

© 2021 г. А. Р. Абдирахманов^{1, *}, В. Ю. Карасев², Е. С. Дзалиева², С. И. Павлов², Л. А. Новиков²,
М. К. Досболаев¹, С. К. Коданова¹, Т. С. Рамазанов¹

¹НИИЭТФ, Казахский национальный университет им. аль-Фараби, г. Алматы, Казахстан

²Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

*E-mail: abdirakhmanov@physics.kz

Поступила в редакцию 19.09.2020 г.

После доработки 21.03.2021 г.

Принята к публикации 19.05.2021 г.

Представлены экспериментальные результаты по влиянию внешнего неоднородного магнитного поля на динамику пылевой структуры в стратифицированном тлеющем разряде в гелии. Исследована динамика пылевой структуры при значениях индукции магнитного поля 0–0.2 Т. Установлено, что ранее зафиксированный эффект инверсии направления вращения пылевой структуры в аксиальном однородном магнитном поле в случаях неоднородного магнитного поля существенно подавляется действием радиальной составляющей индукции магнитного поля. Данный эффект обусловлен влиянием компонента силы Лоренца, возникающего из-за осевой составляющей электрического поля и радиальной составляющей магнитного поля.

DOI: 10.31857/S0040364421040013

ВВЕДЕНИЕ

Пылевая плазма — это плазма, которая помимо электронов, ионов и нейтральных атомов содержит заряженные микро- и/или наночастицы (пылевые частицы). Пылевые частицы вводятся в плазму или образуются самопроизвольно в результате физико-химических процессов. По сравнению с электронно-ионной плазмой пылевая плазма обладает рядом уникальных и необычных свойств, таких как сильная связь в системе [1], пылевые акустические волны [2], неустойчивости, вызванные ионным потоком [3, 4], отклонение от экранированного кулоновского взаимодействия [5–8]. Тем самым пылевая плазма становится интересной областью для фундаментальных исследований в области физики плазмы. Кроме того, широкое использование технологий плазменного травления и напыления в микроэлектронике, а также производство пленок и наночастиц в плазме определяют важность исследований пылевой плазмы [9]. Другой важной мотивацией этих исследований является загрязнение плазменного реактора “Токамак” в результате повреждения стенок реактора и дивертора [10, 11].

Как для фундаментальных исследований, так и для практического применения пылевой плазмы наиболее важным вопросом является контроль динамики пылевых частиц, например, с помощью внешнего электрического поля [12, 13], манипуляции лазером [14] и внешнего магнитно-

го поля [15–24]. В частности, магнитное поле используется для управления пространственным положением, степенью упорядоченности, а также динамикой пылевых структур. В настоящей работе акцент сделан на влияние внешнего неоднородного магнитного поля на динамику пылевых частиц.

В стратифицированном тлеющем разряде ранее наблюдалось реверсивное вращательное движение пылевых структур во внешнем продольном (направленном параллельно оси трубки) однородном магнитном поле [25, 26]. Причиной вращения при малых значениях напряженности магнитного поля является сила ионного увлечения, а инверсия направления с увеличением напряженности магнитного поля при определенном критическом значении объясняется вращением газа в страте [25–29]. Предыдущие результаты были получены при однородном продольном магнитном поле. В данной работе представлены результаты экспериментального исследования во внешнем неоднородном магнитном поле с индукцией магнитного поля до 0.2 Т для изучения влияния поперечной составляющей магнитного поля на динамику пылевых частиц.

1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Эксперименты проводились на установке CryoMagnRoom 0.5-40-8 (с криостатом) [30]. Ее поперечное сечение, вид сверху и сбоку приведе-

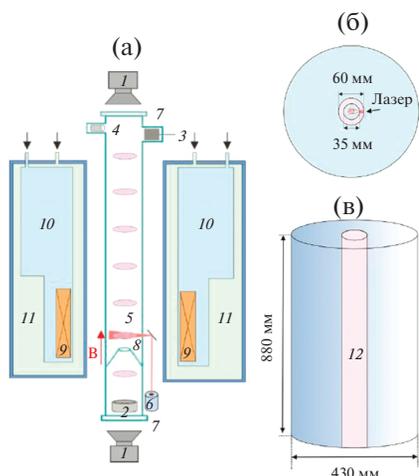


Рис. 1. CryoMagnRoom 0.5-40-8: (а) – поперечное сечение: 1 – ПЗС-камера, 2 – катод, 3 – анод, 4 – контейнер с пылевыми частицами, 5 – страта с пылевыми структурами (объект исследования), 6 – лазерная система, 7 – оптическое окно, 8 – сужающая канал тока, 9 – сверхпроводящий соленоид, 10 – резервуар с жидким гелием (20 л), 11 – резервуар с жидким азотом (15 л); (б) – вид сверху; (в) – вид сбоку: 12 – место для разрядной трубки; магнитное поле направлено вверх.

ны на рис. 1. В криогенном резервуаре имеется теплое отверстие, в которое вставляется разрядная трубка (диаметром 35 мм и длиной 1 м) для зажигания тлеющего разряда. Верхний электрод – анод, нижний – катод. Никелевые электроды изготовлены в виде полого цилиндра. Высота электромагнита составляет 200 мм, однородное магнитное поле поддерживается в пределах от -70 мм до 70 мм от его центра. Максимальная индукция магнитного поля в центре на оси электромагнита достигает 2.5 Т. Также можно регулировать выходное напряжение высоковольтного источника питания (HVS-5/20) в диапазоне $0-5$ кВ.

Визуализация пылевых структур осуществлялась с помощью подсветки плоским красным лазерным лучом. Свет, рассеянный частицами пыли, был зафиксирован с помощью высокоскоростной видеокамеры. Видеозапись производилась сверху или снизу через оптическое окно газоразрядной трубки. В экспериментах для уменьшения влияния катодного пятна на стабильность разряда и формирование стоячих страт использовался диэлектрический элемент, сужающий канал тока (далее – “вставка”). Кроме того, его положение задавало положение первой стоячей страты, т.е. пылевой ложушки, в удобном для наблюдения месте.

Давление в камере в проведенных экспериментах составляло 2.4 Тор, разрядный ток – 1 мА. Монодисперсные частицы меламин-формальдегида с характерным размером 1.1 мкм вводились в тлеющий разряд встряхиванием (с помощью постоянного магнита) контейнера, наполненного

пылевыми частицами. В области с однородным магнитным полем в разряде гелия пылевые частицы удерживались в страте при однородном магнитном поле $B < 0.14$ Т. В области с неоднородным магнитным полем стабильную пылевую структуру можно было получить при $B < 0.2$ Т.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

Эксперименты проведены в гелии с внешним однородным, а также неоднородным магнитными полями. Отметим, что в предыдущих работах [30, 31] динамика заряженных пылевых частиц в однородном магнитном поле исследовалась с использованием газа неона. Результаты экспериментов с однородным магнитным полем представлены в разд. 2.1. В разд. 2.2, приведены данные, полученные при расположении пылевых частиц в области с неоднородным магнитным полем, где появляется его радиальная составляющая. Сравнивая результаты для однородного и неоднородного магнитных полей, можно сделать выводы о влиянии радиальной составляющей магнитного поля на динамику пылевых частиц в плазме.

Из-за сложностей диагностики плазмы в используемой установке (слишком узкое отверстие в криостате) не удалось измерить распределение плотности ионов. Но в ранних работах [32, 33] с аналогичными экспериментальными условиями зондовое исследование проводилось без фокусировки на пылевой плазме. Было показано, что во внешнем магнитном поле может возникнуть неустойчивость тока (спиральная нестабильность). Появление неустойчивости тока в газоразрядной пылевой плазме не позволяет удерживать пылевые частицы в стратах при $B > 0.14$ Т в области с однородным магнитным полем и при $B > 0.2$ Т с неоднородным магнитным полем.

2.1. Динамика пылевых частиц в однородном магнитном поле. Исследование свойств пылевых структур в однородном магнитном поле продолжается в течение многих лет. В работе [34] впервые было сообщено об инверсии вращения пылевых структур в тлеющем разряде постоянного тока в слабом магнитном поле. Расширяя это исследование до сильного магнитного поля, авторы смогли провести эксперимент в установке CryoMagnRoom со сверхпроводящим электромагнитом, который способен создавать максимальное магнитное поле до 2.5 Т. Исследовалась первая стоячая страта с анодной стороны вставки, в которой сформировалась пылевая структура. Верхний конец вставки (сужающей канал тока) находился на 18 мм ниже пылевой структуры (рис. 2а).

Угловая скорость вращения пылевой структуры в сильном магнитном поле показана на рис. 2б; в этом случае электроны и ионы замагни-

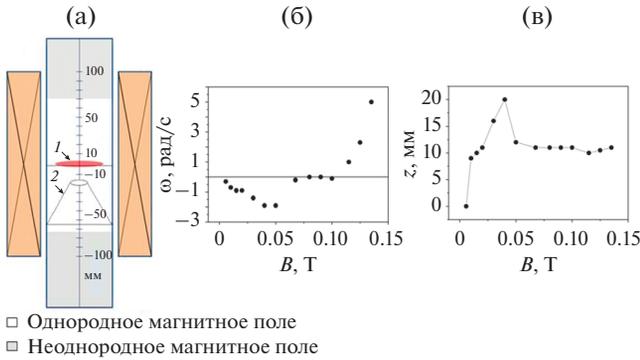


Рис. 2. Пылевая структура в однородном магнитном поле: (а) – при $B = 0$ пылевая структура находится в центре соленоида ($z = 0$), 1 – положение пылевых частиц, 2 – вставка с верхним торцом при $z = -18$ мм; угловая скорость вращения пылевой структуры (б) и высота ее левитации (в) в зависимости от индукции магнитного поля.

чены, так как циклотронная частота сопоставима с частотой плазмы. При индукции магнитного поля до 0.07 Т пылевая структура вращается против часовой стрелки (т.е. с отрицательной угловой скоростью) при наблюдении в направлении магнитного поля. Приблизительно при 0.05 Т достигается максимальная отрицательная угловая скорость. В диапазоне от 0.07 до 0.1 Т пылевая структура не вращается. При магнитном поле свыше 0.1 Т направление вращения меняется. При дальнейшем увеличении магнитного поля угловая скорость пылевых частиц возрастает.

Отрицательная угловая скорость вращения пылевых частиц до 0.07 Т связана с увлечением ионами силой Лоренца. В однородном продольном магнитном поле сила Лоренца обусловлена аксиальным магнитным и радиальным электрическим полями. Устойчивое вращение пылевой структуры осуществляется за счет равенства сил ионного увлечения и трения о нейтральный газ. Таким образом, направление вращения пылевых частиц совпадает с направлением вращения ионов (при $B < 0.07$ Т). Следует отметить, что сила увлечения электронами пренебрежимо мала по сравнению с силой увлечения ионами из-за малой массы электронов. Кроме силы ионного увлечения, было обнаружено, что в тлеющем разряде постоянного тока происходит вращение газа разряда за счет вихревых токов в страте, которое усиливается с увеличением напряженности магнитного поля [35]. Это вращение газа создает дополнительную силу увлечения газом, которая направлена противоположно силе увлечения ионами [27, 29]. С увеличением магнитного поля эта сила начинает преобладать над силой увлечения ионами, и при $B \geq 0.1$ Т направление вращения меняется. На рис. 2в показана высота левитации пылевой структуры при различных значениях ин-

дукции магнитного поля. Она растет с увеличением магнитного поля и при $B = 0.04$ Т достигает $z = 20$ мм. При еще больших значениях индукции магнитного поля высота левитации вначале снижается до $z = 12$ мм, а затем остается около $z = 10$ мм при $0.05 \text{ Т} < B < 0.14 \text{ Т}$. Необходимо отметить, что $z = 10$ мм соответствует расстоянию 28 мм между вставкой (расположенной при $z = -18$ мм) и пылевой структурой. Изменение положения левитации связано с изменением параметров разряда при увеличении напряженности магнитного поля.

2.2. Динамика пылевых частиц в неоднородном магнитном поле. Пылевая структура изначально располагалась в области с неоднородным магнитным полем (рис. 3а). Серым цветом на рис. 3 указана область неоднородного магнитного поля. Вставка расположена при $z = -100$ мм. Пылевая структура формируется в первой страте от вставки со стороны анода.

В области с неоднородным магнитным полем вращение пылевой структуры происходит по часовой стрелке в отличие от описанного выше случая с однородным магнитным полем. Из рис. 3б видно, что угловая скорость возрастает с увеличением индукции магнитного поля до 0.1 Т. Дальнейшее увеличение поля до $B = 0.2$ Т приводит к уменьшению угловой скорости.

Высота левитации пылевой структуры в зависимости от магнитного поля показана на рис. 3в. При $B = 0.1$ Т положение пылевых частиц изменялось, из области с неоднородным магнитным полем они перемещались в область практически однородного поля. Наблюдалось устойчивое увеличение высоты левитации пылевых частиц от $z = -85$ до -15 мм с увеличением напряженности поля от 0 до 0.1 Т. При незначительном возрастании поля в интервале 0.12–0.13 Т наблюдалось резкое увеличение высоты структуры с -60 до -30 мм.

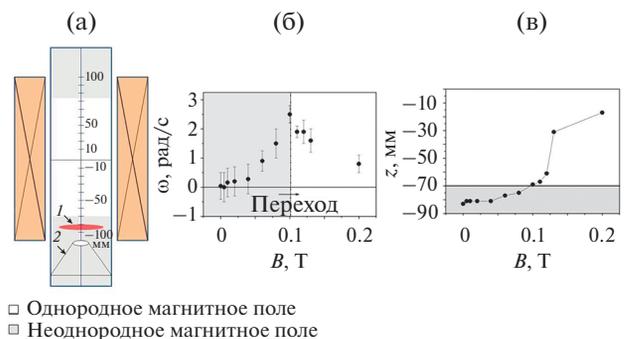


Рис. 3. Пылевая структура в неоднородном магнитном поле: (а) – в отсутствие магнитного поля ($B = 0$) структура 1 находится около нижнего края соленоида при $z = -85$ мм, верхний торец вставки 2 расположен при $z = -100$ мм; угловая скорость вращения пылевой структуры (б) и высота ее положения (в) в зависимости от магнитного поля.

Отметим, что с увеличением магнитного поля от 0.1 до 0.2 Т расстояние между вставкой (при $z = -100$ мм) и пылевой структурой изменялось от примерно 35 до 85 мм.

Отметим, что, хотя угловая скорость показывает нелинейную зависимость от магнитного поля, в случае, представленном на рис. 3, инверсия вращения пылевых частиц не наблюдалась. При $B < 0.1$ Т направление вращения пылевых частиц в области с неоднородным магнитным полем противоположно направлению вращения в случае однородного магнитного поля, представленном на рис. 2. Это объясняется в разд. 2 эффектом радиальной составляющей магнитного поля.

При $B > 0.1$ Т положение левитации пылевых частиц меняется от области с неоднородным магнитным полем к области с практически однородным полем, и влияние его радиальной составляющей прекращается. Однако при $B > 0.1$ Т угловая скорость вращения на рис. 3б значительно меньше, чем на рис. 2б. Причиной этого является различие в расстоянии между вставкой и пылевой структурой. В неоднородном поле (рис. 3) оно больше 35 мм и достигает 85 мм, тогда как в однородном поле (рис. 2) наблюдаемое расстояние между вставкой и пылевыми частицами составляет 28 мм (при $B > 0.1$ Т).

Как отмечено выше, функцией вставки является сужение канала тока в разрядной трубке. Тем самым вставка приводит к более высокой концентрации вблизи нее ионов и электронов [36]. Поэтому при удаленном расположении пылевой структуры от вставки, на пылевые частицы действует более слабая вращающая их сила увлечения. Это было подтверждено экспериментом в разряде постоянного тока, проведенным без вставки, в ходе которого пылевые частицы не вращались в однородном магнитном поле [19].

3. ОБСУЖДЕНИЕ

Изменение направления вращения пылевой структуры наблюдалось в области с однородным продольным магнитным полем при разряде газа гелия. Интерпретация этому явлению дана в [25–29], где вращение с отрицательной проекцией угловой скорости (против часовой стрелки) вызвано силой ионного увлечения, а инверсия вращения была связана с газовым потоком в страте в магнитном поле. В этом случае сила ионного увлечения возникает из-за ионного потока, обусловленного силой Лоренца $\mathbf{E}_r \times \mathbf{V}_z$ (см. ниже).

Если сужающийся канал тока расположен вблизи торца электромагнита, это приводит к образованию пылевой структуры в области с неоднородным магнитным полем (рис. 3). В этой области магнитное поле имеет радиальную составляющую, которая в сочетании с аксиальной составляющей электрического поля создает до-

полнительную силу Лоренца $\propto \mathbf{E}_z \times \mathbf{V}_r$. Рассмотрим изменение потока ионов (т.е. силы ионного увлечения) за счет этой дополнительной составляющей силы Лоренца.

Азимутальный поток ионов (в цилиндрических координатах с осью z , направленной вертикально вдоль оси трубки и соленоида), вызывающий вращение пылевой структуры, можно оценить, используя жидкостное описание ионов [37]:

$$(v_I + \vartheta_I \cdot \mathbf{V})\vartheta_I = q_i E/m_i + \vartheta_I \times \Omega_I, \quad (1)$$

где ϑ – скорость потока ионов, Ω_I – ионно-циклотронная частота, направленная вдоль силовых линий магнитного поля, v_I – частота столкновений ионов, q_i – заряд иона.

В работе [20] показано, что при описании вращения пылевых частиц можно пренебречь градиентом ионного давления и центробежной силой, и, кроме того, уравнение движения жидкости (1) обеспечивает качественно и количественно корректное описание экспериментальных результатов по вращению пылевой структуры во внешнем магнитном поле. Магнитное и электрическое поля создают потоки ионов за счет силы Лоренца $\mathbf{E} \times \mathbf{V}$, которая имеет $\bar{\mathbf{E}} \times \bar{\mathbf{V}}$ две составляющие: $\mathbf{E}_r \times \mathbf{V}_z$ и $\mathbf{E}_z \times \mathbf{V}_r$. Направления этих потоков соответствуют направлениям данных составляющих. Соответственно, решение уравнения (1) для скорости азимутального ионного потока имеет две компоненты:

$$\vartheta_{i\theta} = -\frac{q_i E_r}{m} \frac{\Omega_I \sin \alpha}{\vartheta_i^2 + \Omega_I^2 \sin^2 \alpha} + \vartheta_{iz} \frac{v_I \Omega_I \cos \alpha}{\vartheta_i^2 + \Omega_I^2 \sin^2 \alpha},$$

где α – угол между \mathbf{V} и единичным вектором \mathbf{e}_r , направленным от центра трубки к стенке. В уравнении (2) скорость ионов ϑ_{iz} зависит от аксиальной составляющей электрического поля E_z . Для объяснения экспериментальных результатов, представленных на рис. 3, в уравнении (2) учтено, что радиальная составляющая магнитного поля отрицательна (направлена от стенки трубки к ее оси). Это дает знак плюс перед вторым членом уравнения (2). Ионный поток, определяемый этим уравнением, приводит к силе ионного увлечения, которая уравновешивается трением о газ и вращает пылевую структуру с постоянной азимутальной скоростью $\vartheta_{d\theta} \equiv \vartheta_{i\theta}(n_i \sigma_{id}/n_n \sigma_{nd})$ [37], где $\sigma_{id}(\sigma_{nd})$ и $n_i(n_n)$ – сечение передачи импульса при столкновении иона с пылевой частицей (атома с пылевой частицей) и плотность ионов (атомов) соответственно. Возьмем $\alpha = \pi/4$ для оценки угловой скорости пылевых частиц. Используя характерные значения для аналогичных параметров разряда, найдем $n_i \sigma_{id}/n_n \sigma_{nd} \sim 10^{-7}$, $\vartheta_{iz} \sim 10^2$ м/с. Тогда частота вращения будет определена по формуле $\omega \approx \vartheta_{d\theta}/r_d$ (r_d – расстояние до центра). Возьмем $r_d \approx 1$ мм и найдем скорость вращения пылевых

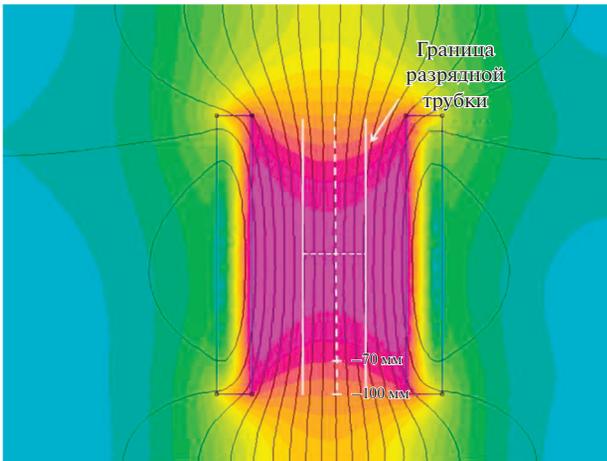


Рис. 4. Распределение магнитного поля.

частиц $\omega \approx 1$ рад/с. Это качественно согласуется с экспериментальными результатами на рис. 3б. По существу, второй член уравнения (2) приводит к положительному значению ω и согласию с экспериментальным наблюдением.

Следует отметить, что для точного количественного расчета необходимо в уравнении (2) учитывать влияние вихревых токов в страте на вращение газа и увлечение им пылевых частиц.

Чтобы дать детальное теоретическое описание динамики пылевых частиц в сильном магнитном поле, необходимо изучить влияние магнитного поля на параметры плазмы газового разряда в различных его областях. Как показывают данные по высоте левитации пылевой структуры, магнитное поле порядка 0.1 Т существенно изменяет параметры газового разряда. Поэтому для описания представленных экспериментальных данных по скорости вращения $\omega(B)$ и высоте левитации пылевых частиц $z(B)$ необходимо самосогласованное моделирование параметров разряда и динамики пылевых частиц во внешнем магнитном поле.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментальные наблюдения показывают, что в тлеющем разряде ранее зарегистрированный эффект инверсии вращения пылевой структуры в аксиальном однородном магнитном поле эффективно подавлен радиальной составляющей магнитного поля в области с неоднородным магнитным полем. По мнению авторов, это можно связать с тем, что условие $E_z \gg E_r$ имеет место в рассматриваемой плазме газового разряда.

В результате этого компонент $\mathbf{E}_z \times \mathbf{V}_r$ силы Лоренца сильнее влияет на динамику пылевых частиц (через ионы) в области с $\mathbf{V}_r \neq 0$ по сравнению с компонентом $\mathbf{E}_r \times \mathbf{V}_z$.

Эксперимент со сверхпроводящим криомагнитом проводился при поддержке RSF № 18-72-10019. Теоретическая часть работы выполнена при поддержке Министерства образования и науки Республики Казахстан по гранту AP08855651.

Абдирахманов А. благодарит Санкт-Петербургский государственный университет за гостеприимство во время двухмесячной научной стажировки в лаборатории профессора В.Ю. Карасева и, в частности, координатора факультета физики по международной академической мобильности Е. Серову.

ПРИЛОЖЕНИЕ

С помощью программы FEMM была получена информация о распределении магнитного поля путем ввода данных электромагнита (рис. 4).

Результаты симуляции показывают, что магнитное поле равномерно распределено в центральных областях электромагнита. Но ближе к торцу электромагнита линии магнитного поля изгибаются, что приводит к появлению радиальной составляющей магнитного поля.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Bonitz M., Henning C., Block D. Complex Plasmas: a Laboratory for Strong Correlations // Rep. Prog. Phys. 2010. V. 73. 066501.
2. Rao N.N., Shukla P.K., Yu M.Y. Dust-acoustic Waves in Dusty Plasmas // Planet. Space Sci. 1990. V. 38. № 4. P. 543.
3. Thomas E. Driven Dust Acoustic Waves with Thermal Effects: Comparison of Experiment to Fluid Theory // Phys. Plasmas. 2010. V. 17. 043701.
4. Kählert H. Ion-Dust Streaming Instability with Non-Maxwellian Ions // Phys. Plasmas. 2015. V. 22. 073703.
5. Ludwig P., Jung H., Kählert H., Joost J.-P., Greiner F., Moldabekov Zh.A., Carstensen J., Sundar S., Bonitz M., Piel A. Non-Maxwellian and Magnetic Field Effects in Complex Plasma Wakes // Europ. Phys. J. D. 2017. V. 52. № 82.
6. Sundar S., Moldabekov Zh.A. Plasma-Grain Interaction Mediated by Streaming Non-Maxwellian Ions // Phys. Rev. E. 2019. V. 99. 063202.
7. Sundar S., Moldabekov Zh.A. Ultracold Ions Wake in Dusty Plasmas // New J. Phys. 2020. V. 22. 033028.
8. Ramazanov T.S., Moldabekov Zh.A., Gabdullin M.T. Multipole Expansion in Plasmas: Effective Interaction Potentials between Compound Particles // Phys. Rev. E. 2016. V. 93. 053204.
9. Abraham J.W., Hinz A., Strunskus T., Faupel F., Bonitz M. Formation of Polymer-Based Nanoparticles and Nanocomposites by Plasma-Assisted Deposition Methods // Europ. Phys. J. D. 2018. V. 72. № 92.
10. Vignitchouk L., Ratynskaia S., Toliás P., Pitts R.A., Temmerman G.D., Lehnen M., Kiramov D. Accumulation of Beryllium Dust in Iiter Diagnostic Ports after Off-Normal Events // Nucl. Mater. Energy. 2019. V. 20. 100684.
11. Kodanova S.K., Bastykova N.K., Ramazanov T.S., Maiorov S.A. Dust Particle Evolution in the Divertor

- Plasma // IEEE Trans. Plasma Sci. 2016. V. 44. № 4. P. 525.
12. *Bastykova N.K., Donkó Z., Kodanova S.K., Ramazanov T.S., Moldabekov Z.A.* Manipulation of Dusty Plasma Properties via Driving Voltage Waveform Tailoring in a Capacitive Radiofrequency Discharge // IEEE Trans. Plasma Sci. 2016. V. 44. № 4. P. 545.
 13. *Dosbolayev M.K., Utegenov A.U., Ramazanov T.S.* Structural Properties of Buffer and Complex Plasmas in RF Gas Discharge-Imposed Electrostatic Field // IEEE Trans. Plasma Sci. 2016. V. 44. № 4. P. 469.
 14. *Melzer A.* Laser Manipulation of Particles in Dusty Plasmas // Plasma Sources Sci. Technol. 2001. V. 10. № 2. P. 303.
 15. *Thomas E., Konopka U., Artis D., Lynch B., Leblanc S., Adams S., Merlino R.L., Rosenberg M.* The Magnetized Dusty Plasma Experiment (MDPX) // J. Plasma Phys. 2015. V. 81. 345810206.
 16. *Thomas E., Lynch B., Konopka U., Merlino R.L., Rosenberg M.* Observations of Imposed Ordered Structures in a Dusty Plasma at High Magnetic Field // Phys. Plasmas. 2015. V. 22. 030701.
 17. *Jaiswal S., Hall T., LeBlanc S., Mukherjee R., Thomas E.* Effect of Magnetic Field on the Phase Transition in a Dusty Plasma // Phys. Plasmas. 2017. V. 24. № 11. 113703.
 18. *Thomas E., Lynch B., Konopka U., Menati M., Williams S., Merlino R.L., Rosenberg M.* Pattern Formation in Strongly Magnetized Plasmas: Observations from the Magnetized Dusty Plasma Experiment (MDPX) Device // Plasma Phys. Controlled Fusion. 2019. V. 62. № 1. 014006.
 19. *Abdirakhmanov A.R., Moldabekov Z.A., Kodanova S.K., Dosbolayev M.K., Ramazanov T.S.* Rotation of Dust Structures in a Magnetic Field in a DC Glow Discharge // IEEE Trans. Plasma Sci. 2019. V. 47. № 7. P. 3036.
 20. *Kaw P.K., Nishikawa K., Sato N.* Rotation in Collisional Strongly Coupled Dusty Plasmas in a Magnetic Field // Phys. Plasmas. 2002. V. 9. № 2. P. 387.
 21. *Konopka U., Samsonov D., Ivlev A.V., Goree J., Steinberg V., Morfill G.E.* Rigid and Differential Plasma Crystal Rotation Induced by Magnetic Fields // Phys. Rev. E. 2000. V. 61. P. 1890.
 22. *Sundar S., Moldabekov Zh.A.* Transverse Magnetic Field Influence on Wake Field in Complex Plasmas // Plasma Phys. Controlled Fusion. 2020. V. 62. 105018.
 23. *Дзлиева Е.С., Ермоленко М.А., Карасев В.Ю., Павлов С.И., Новиков Л.А., Майоров С.А.* Управление ионным увлечением в пылевой плазме // Письма в ЖЭТФ. 2014. № 11. С. 801.
 24. *Дзлиева Е.С., Новиков Л.А., Павлов С.И., Карасев В.Ю.* Пылевая плазма в тлеющем разряде в магнитном поле до 3000 G // Письма в ЖЭТФ. 2018. С. 66.
 25. *Karasev V.Yu., Dzlieva E.S., Pavlov S.I., Ermolenko M.A., Novikov L.A., Maiorov S.A.* The Dynamics of Dust Structures under Magnetic Field in Stratified Glow Discharge // Contrib. Plasma Phys. 2016. V. 56. № 3–4. P. 197.
 26. *Vasiliev M.M., Dyachkov L.G., Antipov S.N., Huijink R., Petrov O.F., Fortov V.E.* Dynamics of Dust Structures in a DC Discharge under Action of Axial Magnetic Field // EPL. 2011. V. 93. 15001.
 27. *Nedospasov A.V.* Motion of Plasma-Dust Structures and Gas in a Magnetic Field // Phys. Rev. E. 2009. V. 79. 036401.
 28. *Nedospasov A.V., Nenova N.V.* Gas Rotation in Discharge with Moving Strata in Longitudinal Magnetic Field // EPL. 2014. V. 108. 45001.
 29. *Недоспасов А. В.* Вращение газа в разрядах в продольном магнитном поле // УФН. 2015. № 6. С. 613.
 30. *Karasev V., Dzlieva E., Pavlov S., Novikov L., Maiorov S.* The Rotation of Complex Plasmas in a Stratified Glow Discharge in the Strong Magnetic Field // IEEE Trans. Plasma Sci. 2018. V. 46. № 4. P. 727.
 31. *Karasev V.Yu., Dzlieva E.S., D'yachkov L.G., Novikov L.A., Pavlov S.I., Tarasov S.A.* The Effect of Magnetic Field on Plasma Particles in Dusty Plasma // Contrib. Plasma Phys. 2019. V. 59. 201800136.
 32. *Арцимович Л.Л., Недоспасов А.В.* Радиальное распределение плазмы положительного столба в магнитном поле // Докл. АН СССР. 1962. С. 1022.
 33. *Дашдамиров К.М., Зайцев А.А., Эфендиев К.И.* Положительный столб разряда постоянного тока в магнитном поле // Изв. АН Аз.ССР. Сер. ф.-т. и мат. 1971. С. 110.
 34. *Karasev V.Yu., Dzlieva E.S., Ivanov A. Yu., Eikhvald A.I.* Rotational Motion of Dusty Structures in Glow Discharge in Longitudinal Magnetic Field // Phys. Rev. E. 2006. V. 74. 066403.
 35. *Karasev V.Yu., Dzlieva E.S., Pavlov S.I.* Detection of Eddy Current in the Striation // EPL. 2015. V. 110. № 5. P. 55002.
 36. *Dzlieva E.S., D'yachkov L.G., Novikov L.A., Pavlov S.I., Karasev V.Yu.* Fast Rotation of Dust Particle Structures in DC Glow Discharge in a Strong Magnetic Field // Plasma Sources Sci. Technol. 2019. V. 28. 085020.
 37. *Sato N., Uchida G., Kaneko T., Shimizu Sh., Iizuka S.* Dynamics of Fine Particles in Magnetized Plasmas // Phys. Plasmas. 2001. V. 8. № 5. P. 1786.