

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУР  
РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

На правах рукописи

Сыроватка Роман Александрович

**Кулоновские структуры микрочастиц в  
электродинамических ловушках при атмосферном давлении**

01.04.08 – Физика плазмы

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание ученой степени

кандидата физико-математических наук

Научный руководитель

д.ф.-м.н. Филинов Владимир Сергеевич

Москва 2018

## Оглавление

ВВЕДЕНИЕ.....	4
Актуальность работы .....	4
Цель диссертационной работы .....	6
Научная новизна работы состоит в следующем: .....	6
Научная и практическая ценность.....	7
Достоверность полученных результатов .....	7
Научные положения, выносимые на защиту.....	8
Апробация результатов работы .....	8
ГЛАВА 1. ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ .....	10
1.1 Кулоновские структуры.....	10
1.2 Электродинамические ловушки .....	12
1.3 Принципы работы электродинамических ловушек.....	15
1.3.1. Ловушка Пауля.....	15
1.3.2 Линейная квадрупольная ловушка.....	17
1.4. Методы измерения заряда частиц. ....	19
1.5. Способы зарядки частиц.....	21
1.5.1 Зарядка в коронном разряде.....	21
1.5.2 Индукционная зарядка.....	22
1.5.3 Трибозарядка .....	23
ГЛАВА 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА .....	24
2.1 Устройство зарядки частиц в коронном разряде .....	25
2.2 Электродинамические ловушки .....	30
2.3 Визуализация и регистрация пылевых частиц .....	33
2.4 Пылевые частицы.....	35

ГЛАВА 3. ИЗМЕРЕНИЕ ЗАРЯДА И МАССЫ ЧАСТИЦ. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОБЛАСТИ УДЕРЖАНИЯ ЧАСТИЦ В ЛИНЕЙНОЙ КВАДРУПОЛЬНОЙ ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКОЙ ЛОВУШКЕ.....	38
3.1 Методика определения заряда и массы пылевой частицы с помощью электродинамической ловушки и плоского конденсатора .....	38
3.2 Результаты измерений заряда и массы частицы .....	48
3.3 Определение области удержания пылевой частицы линейной квадрупольной электродинамической ловушке .....	51
3.4 Выводы .....	53
ГЛАВА 4. КУЛОНОВСКИЕ СТРУКТУРЫ В ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИХ ЛОВУШКАХ.....	55
4.1 Кулоновские структуры в линейных квадрупольной горизонтально ориентированных электродинамических ловушках.....	55
4.1.2 Эксперимент .....	55
4.1.1 Моделирование .....	61
4.2 Кулоновские структуры в линейных квадрупольной и октупольной вертикально ориентированных электродинамических ловушках.....	64
4.3 Кулоновские структуры в квадрупольной кольцевой ловушке .....	76
4.4 Удержание пылевых частиц в воздушном потоке.....	78
4.5 Воздействие на кулоновскую структуру электрическими импульсами. ....	84
4.6 Возникновение волн плотности в кулоновской структуре.....	88
4.7 Линейная квадрупольная электродинамическая ловушка с коронирующими электродами .....	94
4.8 Выводы .....	95
ЗАКЛЮЧЕНИЕ .....	97
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ.....	100

## **ВВЕДЕНИЕ**

### **Актуальность работы**

Заряженные пылевые частицы широко распространены в окружающем нас мире и возникают при различных технологических процессах. Они присутствуют в мезосфере Земли, около поверхности Луны, планетарных кольцах, хвостах комет, межзвездных облаках. Заряженные пылевые частицы образуются в процессе плазменного осаждения и травления в микроэлектронике, производстве тонких пленок.

Заряженные пылевые частицы могут образовывать сильновзаимодействующие кулоновские структуры. Эти структуры характеризуются отношением потенциальной энергии взаимодействия к кинетической энергии частиц – параметром неидеальности. В зависимости от величины параметра упорядоченность частиц в кулоновской структуре может соответствовать газообразной, жидкой или твердой фазе. В результате, кулоновские структуры демонстрируют такие представляющие научный интерес явления как фазовые переходы: газ – жидкость и жидкость – твердое тело, а также различные волновые процессы и неустойчивости различной природы. Кулоновские структуры, изучались также в контексте пылевой плазмы и коллоидных суспензий.

В плазменной среде имеет место экранирование заряженных частиц, поэтому потенциал взаимодействия заряженных частиц в плазме содержит убывающий экспоненциальный множитель. Такой потенциал носит название потенциала Юкавы. Пылевые кулоновские структуры в плазменной среде были получены в при пониженном давлении в плазме высокочастотного газового разряда, плазме, индуцированной УФ излучением, ядерно-возбуждаемой плазме. Такие структуры были экспериментально и теоретически исследованы в достаточно полной мере. Лабораторное получение пылевых структур, взаимодействующих посредством потенциала Юкавы, при атмосферном давлении возможно в пламени газовой горелки. Подобные эксперименты были проведены, были обнаружены структуры жидкостного типа.

Известно, что заряженные частицы можно удерживать в определенной точке пространства с помощью переменных электрических полей. Такая технология применяется, например, в квадрупольных масс-спектрометрах и ловушках Пауля, способных удерживать левитирующие заряженные пылевые частицы. Ловушки Пауля могут использоваться для изучения пылевых кулоновских структур в широком диапазоне давлений. В таких ловушках частицы взаимодействуют посредством кулоновского потенциала.

Левитирующие пылевые кулоновские структуры могут использоваться для создания батарей, преобразующих ядерную энергию в электрическую. В ядерных батареях продукты распада радиоактивного материала ионизируют инертный газ, например, ксенон. Диссоциативная рекомбинация образующихся двухатомных ионов ксенона приводит к эффективному возбуждению эксимеров ксенона, которые испускают ультрафиолетовые фотоны с длиной волны порядка 172 нм. Эти фотоны поглощаются фотоэлектрическим преобразователем и рождают электронно-дырочные пары. При использовании твердого делящегося вещества наибольший энерговклад осколков деления достигается с использованием смеси газа с радиоактивными пылевыми частицами. Давление газа должно быть порядка единиц бар для обеспечения эффективности преобразования энергии продуктов распада в УФ излучение. Перспективным является использование газовой-пылевой смеси в лазерах, использующих преобразование энергии радиоактивного распада в оптическое излучение, которое может позволить увеличить энерговклад продуктов распада и увеличить КПД устройства.

Актуальной проблемой в условиях ухудшения экологической обстановки является возрастающие требования к фильтрации отработанного воздуха в устройствах ядерной энергетики, машиностроении, химической промышленности и других производствах. Усовершенствование старых и разработка новых принципов фильтрации воздуха является важной задачей. В отличие от традиционных методов фильтрации, основанных на электростатических ловушках, в данной работе рассмотрена возможность очистки воздуха от пылевых частиц с помощью электродинамических ловушек. Преимуществом электродинамических методов

очистки воздуха, по сравнению с используемыми сейчас электростатическими методами, является отсутствие загрязнения электродов и необходимости их очистки. Как показано в данной диссертационной работе, электродинамические ловушки способны захватывать и удерживать пылевые частицы в воздушном потоке.

### **Цель диссертационной работы**

Целью является исследование свойств кулоновских систем заряженных частиц при атмосферном давлении в электродинамических ловушках разных типов и исследование воздействия на них газовых потоков, электрических полей и плазмы.

Для достижения цели работы необходимо проведение экспериментальных исследований и численного моделирования условий удержания кулоновских структур, содержащих большое количество заряженных пылевых частиц в воздухе при атмосферном давлении с помощью электродинамических ловушек с различной конфигурацией электродов в неподвижной среде и газовом потоке. Также необходима разработка способов определения параметров пылевых частиц, находящихся в электродинамических ловушках.

### **Научная новизна работы состоит в следующем:**

- Впервые были экспериментально получены устойчивые кулоновские структуры из большого количества (несколько тысяч) заряженных пылевых частиц при атмосферном давлении в линейных электродинамических ловушках с различными конфигурациями электродов.
- Впервые экспериментально продемонстрирована возможность удержания пылевых частиц электродинамическими ловушками в воздушных потоках.
- Обнаружен эффект самовозбуждения уединенных волн в кулоновской структуре, удерживаемой в электродинамической ловушке.
- Впервые получены устойчивые структуры заряженных частиц в линейной электродинамической ловушке в плазме коронного разряда при атмосферном давлении.

- Предложен метод измерения заряда и массы пылевой частицы в линейной электродинамической ловушке.

### **Научная и практическая ценность**

В настоящее время структуры заряженных частиц, в которых взаимодействие осуществляется посредством неэкранированного кулоновского потенциала, а также в плазме при атмосферном давлении мало изучены. Полученные в работе результаты по созданию устойчивых структур из большого количества частиц (несколько тысяч) с помощью электродинамических ловушек могут быть использованы для исследования свойств кулоновских структур без экранированного потенциала, для создания новых устройств фильтрации газов от пылевых частиц, для ловушек в ядерно-оптических преобразователях энергии (лазеры с ядерной накачкой), а также при создании источников электрической энергии, основанных на прямом преобразовании энергии ядерного распада в электричество (фотовольтаическая батарея).

### **Достоверность полученных результатов**

- Заряд пылевых частиц, измеренный описываемым в работе методом, сравнивался с зарядом, измеренным известным в литературе методом (измерение заряда частиц по их отклонению в поле плоского конденсатора). Сравнение показало хорошее соответствие. Кроме того, адекватность величины заряда была проверена теоретически с помощью расчета заряда, приобретаемого частицей при зарядке используемым в работе способом.
- Было проведено сравнение экспериментально определенной области удержания пылевых частиц в электродинамической ловушке с результатами математического моделирования. Сравнение показало хорошее согласование результатов.
- Достоверность полученных результатов обеспечивается использованием известных надежных методик измерения, использованием поверенного

измерительного оборудования и подтверждается воспроизводимостью результатов измерений.

### **Научные положения, выносимые на защиту**

- Удержание стабильных кулоновских структур из большого количества пылевых частиц в неподвижной воздушной среде при атмосферном давлении с помощью электродинамических ловушек с различной конфигурацией электродов.
- Захват и удержания заряженных пылевых частиц в воздушном потоке при атмосферном давлении линейной квадрупольной электродинамической ловушкой.
- Создание стабильных структур заряженных частиц в плазме коронного разряда при атмосферном давлении в линейной электродинамической ловушке.
- Возбуждение уединенных волн в линейной электродинамической ловушке.
- Метод измерения заряда пылевых частиц в электродинамической ловушке.
- Результаты измерений заряда пылевых частиц, заряженных предварительно в коронном разряде.

### **Апробация результатов работы**

Результаты, представленные в диссертации, докладывались и обсуждались на VIII Российской конференции «Современные средства диагностики плазмы и их применение», НИЯУ МИФИ 2012; XXVIII International Conference on Interaction of Intense Energy Fluxes with Matter, Elbrus 2013; XLI Международной Звенигородской конференции по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу, Звенигород 2014; Всероссийской (с международным участием) конференции «Физика низкотемпературной плазмы» ФНТП-2014, Казань 2014; XXIX International Conference on Equations of state for Matter, Elbrus 2014; Non-Ideal Plasma Physics Annual

Moscow Workshop NPP-2015, Moscow 2015; VIII International Conference Plasma Physics and Plasma Technology, Minsk 2015; XXX International Conference on Interaction of Intense Energy Fluxes with Matter, Elbrus 2015; 15<sup>th</sup> International Conference on the Physics of Non-Ideal Plasmas, Almaty 2015; XXXI International Conference on Equations of state for Matter, Elbrus 2016; Interaction of Intense Energy Fluxes with Matter, Elbrus 2017

#### *Публикации*

Результаты, полученные в ходе работы над диссертацией, опубликованы в 20 печатных работах, в том числе 8 статей в рецензируемых журналах [1-8], 2 авторских свидетельства [9, 10] входящих в список ВАК.

#### *Структура и объем диссертации*

Диссертация состоит из введения, 4 глав, заключения, списка литературы. Содержание работы изложено на 110 страницах, включая 81 рисунок. Список литературы состоит из 105 наименований

## ГЛАВА 1. ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ

### 1.1 Кулоновские структуры

Кулоновские системы представляют собой ансамбль заряженных частиц, взаимодействующих друг с другом посредством сил электрической природы. Наибольший исследовательский интерес представляют кулоновские системы, в которых потенциальная энергия кулоновского взаимодействия превышает кинетическую энергию частиц. Такие системы могут вести себя подобно жидкостям или кристаллам, что было в полной мере изучено в контексте пылевой плазмы в газовых разрядах [11]. Сильно коррелированные кулоновские системы демонстрируют такие представляющие научный интерес явления, как фазовые переходы, волны и неустойчивости различной природы [12-17]

Впервые заряженные пылевые частицы в газовых разрядах были обнаружены Ленгмюром [18]. В работе 1986 г [19] Икези предположил, что в пылевой плазме может возникать кулоновская кристаллизация при типичных для плазмы условиях и микрометровых размерах частиц. Об экспериментальном подтверждении существования плазменных кристаллов впервые было сообщено на конференции IGPIG в 1993 г. и опубликовано в следующем году Томасом и др. [20]. Примерно в это же время еще двумя, работавшими независимо друг от друга, научными группами были представлены работы [21, 22], в которых были получены кулоновские кристаллические структуры из заряженных макрочастиц размером около 10 мкм в слабоионизованной плазме высокочастотного разряда при низком давлении. Разряд формировался в аргоне между двумя плоскими, горизонтально расположенными электродами, к которым прикладывалось напряжение частотой около 14 МГц. Облако частиц имело форму диска диаметром в несколько сантиметров. В вертикальном направлении число слоев частиц, параллельных электроду, составляло несколько десятков при среднем межчастичном расстоянии в несколько сотен микрометров. Таким образом, кулоновская структура имела двумерный характер. Следует заметить, что вертикальный размер ограничивался влиянием силы тяжести, которое удалось снизить до пренебрежимо малой величины при проведении экспериментов в условиях

микрогравитации [23]. Микрогравитация достигалась путем проведения экспериментов на борту самолета, совершающего параболический полет. Кулоновские структуры также были получены в разряде постоянного тока [24], в термической плазме, создаваемой газовой горелкой [25], плазме, индуцированной УФ излучением [26], ядерно-возбуждаемой плазме [27]. Существуют также квантовые системы сильно взаимодействующих кулоновских частиц, например, электроны на поверхности жидкого гелия [28] и квантовые точки [29].

В описанных выше работах кулоновские структуры были получены с помощью комбинации сил электрической и неэлектрической природы. Как известно, согласно теореме Ирншоу не существует устойчивой конфигурации точечных зарядов в электростатических полях, создаваемых неподвижными источниками. Однако удержание заряженных частиц возможно исключительно силами электрической природы при использовании переменных электрических полей. Одно из первых экспериментальных наблюдений кулоновских структур в электродинамических ловушках было проведено в конце 50-х годов прошлого века [30]. В этой работе смесь железных и алюминиевых частиц микронного размера удерживалась в вакууме с помощью специальной конфигурации переменного и статического электрического поля, создаваемого классической (ионной) ловушкой Пауля [31]. В более поздних работах кулоновские структуры, состоящие из охлажденных ионов, создавались и с помощью ловушек Пеннинга [32, 33]. В работе [34] однокомпонентная плазма, состоящая из ионов  ${}^9\text{Be}^+$  (ионные облака), удерживалась в цилиндрической ловушке Пеннинга. Облака содержали до 15000 ионов, охлажденных до температуры порядка 10 мК. В 1991 г. Была опубликована работа, в которой кулоновская структура из антраценовых макрочастиц удерживались в классической ловушке Пауля при атмосферном давлении [35]. Одиночная частица удерживалась в ловушке на протяжении двух месяцев. Антрацен был использован в качестве материала для частиц из-за его флуоресцентных свойств.

## 1.2 Электродинамические ловушки

Два основных типа электродинамических ловушек (ловушка Пауля и ловушка Пеннинга) были разработаны примерно в одно время. Вольфганг Пауль со своей группой в Бонне разработали трехмерную ловушку Пуля на основе линейного квадрупольного масс-спектрометра, который может рассматриваться как двумерная ионная ловушка [36]. Ловушка Пауля состоит из кольцевого и двух запирающих электродов, обеспечивающих необходимое для удерживания, электрическое поле. Первые работы с ловушкой Пауля включали в себя исследования времени жизни ионов, удерживаемых в ловушке, и спектроскопические измерения сверхтонких расщеплений в простых ионах. В настоящее время ионные ловушки находят свое применение в изучении физики фазовых переходов в кулоновских системах [37, 38], масс-спектропии [39, 40], контроле квантовых состояний [41], квантовых вычислениях [42-44].

Другая научная группа использовала ловушку Пауля, работающую при более низкой частоте, для удержания макроскопических частиц [30]. В этой работе алюминиевые частицы удерживались в электродинамической ловушке в вакууме. При достаточно высоких частотах, подаваемого на ловушку переменного напряжения, частицы осциллировали около определенной точки пространства, формируя «квазикристалл». Амплитуда колебаний частиц возрастала при удалении от центра ловушки, в то время как центральные частицы были практически неподвижны. Авторами было отмечено, что траектории движения частиц совпадают с силовыми линиями электрического поля ловушки. При понижении частоты частицы начинали двигаться хаотично. Этот процесс был охарактеризован авторами как «плавление». При последовательном повышении и понижении частоты цикл «плавление-кристаллизация» повторялся большое количество раз.

Дальнейшие исследования по электродинамическим ловушкам приведены в [45]. В этой работе рассмотрено движение частицы в ионной ловушке, в частности, перемещение частицы разделено на две компоненты: круговое движение частицы, совершаемое в силу вращения потенциального поля с заданной частотой, и

микродвижение. Круговое движение является усредненным движением частицы в течение времени, много большем, чем период колебаний поля. Микродвижение, в свою очередь, представляет собой малые колебания, совершаемые в поперечном направлении по отношению к основному круговому движению. Эти микродвижения являются следствием вращения электрического поля. Моделирование молекулярной динамики сотен ионов, удерживаемых в ионной ловушке, было проведено в [46]. При моделировании учитывались микродвижения захваченных ионов и межчастичное кулоновское взаимодействие. В случае большого параметра неидеальности, ионы формируют концентрические оболочки, которые осциллируют под действие переменного поля, в то время как ионы внутри оболочки формируют двумерную гексагональную решетку [47].

Мультипольные ловушки для молекулярных ионов, охлаждаемых жидким гелием, являются крайне востребованными как для спектроскопии сложных молекулярных ионов, так и для исследований химических реакций при температурах близких к абсолютному нулю [48-50]. При этом максимум эффективности охлаждения при взаимодействии ионов с буферным газом (например, гелием) достигается в той области ловушки, где влияние радиочастотного поля, удерживающего ион, минимально. Именно по этой причине наибольший интерес здесь представляет 22-х электродная ловушка, поскольку из общих соображений симметрии динамика иона в такой ловушке близка к ситуации "particle-in-a-box" т.е. заряженная частица внутри ловушки движется практически свободно и только вблизи "стенок" потенциал взаимодействия резко возрастает.

Электродинамические ловушки используют для детального изучения свойств макрочастиц размерами от 100 нм до 100 мкм. В работе [51] изучался процесс замерзания переохлажденной воды на примере капель микронного размера, удерживаемых в ловушке Пауля. В работах [52-53], измерялась флуоресцентная эмиссия с одиночной частицы аэрозоля. В работе [54] был получен масс-спектр ансамбля полистироловых микросфер и нанокристаллов алмаза в ловушке Пауля. Электродинамическое удержание частиц нашло применение в биологии для изучения

свойств микроорганизмов и отдельных клеток [55-56], в исследовании атмосферной пыли [57].

Сильновзаимодействующие структуры заряженных частиц предоставляют возможность для изучения самоорганизующихся структур [58, 59] и возникающих в них коллективных эффектов [60-63]. В работе [64] было выполнено исследование организации кластеров из небольшого количества заряженных капель масла, полученных методом электрораспыления.

Наряду с переменными электрическими полями для захвата и удержания заряженных частиц возможно использование комбинации электростатического и магнитного полей. Такая ловушка была разработана несколькими научными группами, работающими независимо: группой Ханса Демельта в университете Вашингтона [65] и группами из Москвы [66] и Эдинбурга [67]. Данная ловушка была названа ловушкой Пеннинга Демельтом в знак того, что Франц Пеннинг в 1936 г. сообщал о том, что воздействием магнитного поля на электрический разряд можно добиться увеличения времени жизни электронов [68]. В ловушке Пеннинга для удержания частиц используется сильное однородное вертикальное магнитное поле, ограничивающее радиальное движение частиц, и квадрупольное электрическое поле, ограничивающее вертикальное движение. Статический электрический потенциал создается с помощью системы из трех электродов: кольца и двух крышек. Совместно с электрическим, магнитное поле заставляет ионы двигаться в горизонтальной плоскости по эпитрохоиде. Детальное описание динамики заряженной частицы в ловушке Пеннинга было произведено в [69].

С помощью ловушки Пеннинга в 1986 г. в ЦЕРНе был произведен первый в мире захват антипротонов [70]. Удержание антипротонов продолжалось в течении 100 с и дольше. В работе сообщалось о применении ловушки Пеннинга для измерения массы короткоживущих радиоактивных изотопов [71]. Ловушка Пеннинга применяется для измерения магнитных свойства частиц, например, в экспериментах по спектроскопии Зеемановских переходов или для измерения аномального магнитного момента электрона [72]. Удержание частиц в данной ловушке может быть

достигнуто в течение продолжительного времени. Например, в работе [73] одиночный электрон удерживался в ловушке в течение нескольких месяцев.

### 1.3 Принципы работы электродинамических ловушек

Согласно теореме Ирншоу [74]. Использование электростатических полей не позволяет создать точку локального трехмерного минимума электрического потенциала. Частицы оказываются захвачены в некоторой точке пространства, если на них действует сила, которая линейно возрастает с увеличением расстояния  $r$

$$F = cr.$$

Другими словами, если частицы движутся в параболическом потенциале

$$\Phi \sim (\alpha x^2 + \beta y^2 + \gamma z^2).$$

В электрическом квадрупольном поле потенциал квадратично зависит от декартовых координат:

$$\Phi = \frac{\Phi_0}{2r_0} (\alpha x^2 + \beta y^2 + \gamma z^2),$$

где  $r_0$  – характерный размер ловушки.

Из уравнения Лапласа  $\Delta\Phi = 0$  следует условие:  $\alpha + \beta + \gamma = 0$ . Имеются два простых способа выполнить это условие.

а)  $\alpha = \gamma = 1, \beta = -2$ . При этом возникает трехмерная конфигурация (рисунок 1). В цилиндрических координатах

$$\Phi = \frac{\Phi_0}{2r_0} (r^2 - 2z^2),$$

б)  $\alpha = -\gamma, \beta = 0$ . Это приводит к двумерному полю (рисунок 1)

$$\Phi = \frac{\Phi_0}{2r_0} (x^2 - z^2).$$

#### 1.3.1. Ловушка Пауля.

Для создания трехмерной конфигурации применяется ловушка Пауля, изображенная на рисунке 1. Ловушка представляет собой 3 электрода: два электрода сверху и снизу (электроды 2), представляющие собой двуполостный гиперboloид вращения, и один электрод в виде однополостного гиперboloида вращения (электрод

1). Уравнения движения описываются уравнениями Матье [75]. Существуют устойчивые решения для определенных комбинаций амплитуды и частоты подаваемого на электроды напряжения при заданном отношении заряда к массе частицы ( $e/m$ ). Движением частицы в итоге является осцилляции в эффективном потенциале. Этот так называемый *псевдопотенциал* имеет минимум в центре ловушки и обеспечивает гармонические колебания в любом направлении. Если к электродам приложен потенциал  $\Phi_0 = U + V\cos(\Omega t)$ , то частоты колебаний определяются выражениями

$$\omega_z = \frac{\Omega}{2} \sqrt{a_z + \frac{1}{2}q_z^2}$$

$$\omega_r = \frac{\Omega}{2} \sqrt{a_r + \frac{1}{2}q_r^2},$$

где параметры стабильности  $a$  и  $q$  определены следующим образом

$$a_z = -2a_r = -16eU/m\Omega^2r_0^2$$

$$q_z = 2q_r = 8eV/m\Omega^2r_0^2.$$

Обычно эти параметры подбирают таким образом, чтобы величина  $q_z$  составляла примерно 0,4, а  $a_z$  было много меньше  $q_z$ . При таких параметрах радиальная и аксиальная частоты составляют около одной десятой приложенной частоты. Характерные размеры ловушек составляют от нескольких мм до нескольких см.

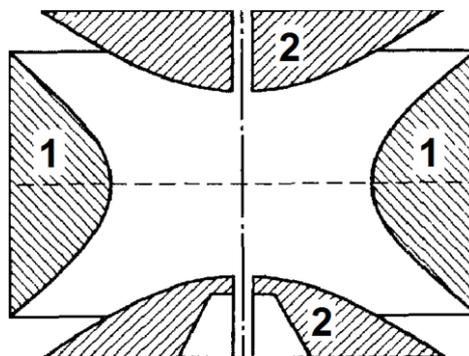


Рисунок 1. Электроды ловушки Пауля.

Следствием механизма удержания ионов в ловушках Пауля является обязательное присутствие колебаний малой амплитуды (микроколебаний) с приложенной частотой  $\Omega$ . Единственным исключением является случай, когда ион находится точно в центре ловушки, где поле равно нулю.

В работе [76] был проведен анализ уравнений Матье при наличии демпфирующей силы, то есть для движения частицы в буферном газе.

### 1.3.2 Линейная квадрупольная ловушка

В случае линейной квадрупольной ловушки электроды представляют собой четыре параллельных электрода (рисунок 2). Переменное напряжение  $\Phi_0 = U + V\cos(\Omega t)$  прикладывается между стержнями, причем противоположные пары стержней соединены между собой. Если направить ось  $z$  параллельно стержням, то ловушка осуществляет удержание частиц в направлениях  $x$  и  $y$ . В случае, когда необходимо обеспечить удержание в аксиальном направлении, прикладывают постоянный потенциал к двум запирающим электродам, находящимся на оси симметрии ловушки.

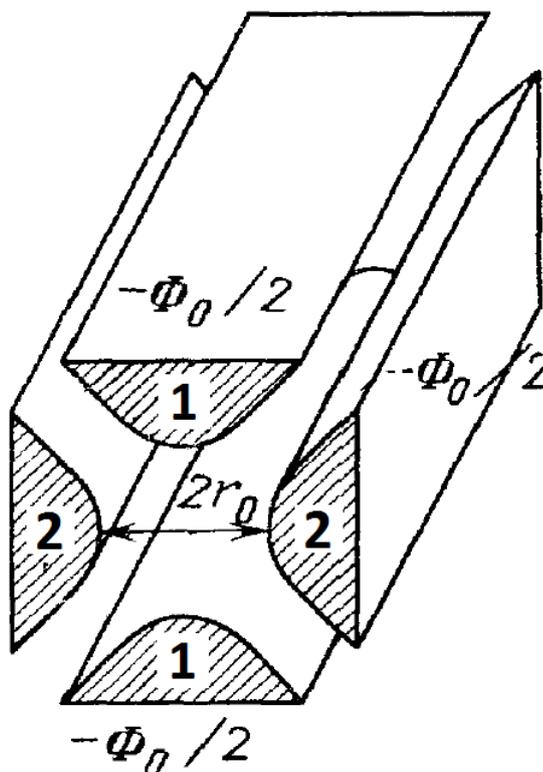


Рисунок 2. Электроды линейной квадрупольной ловушки.

Сила, удерживающая частицу в радиальном направлении (сила Гапонова-Миллера [77]), имеет примерно ту же величину, что и в обычной ловушке Пауля. Сила, удерживающая частицу в аксиальном направлении, зависит от эффективного потенциала вдоль оси  $z$  и обычно имеет меньшую величину.

Преимуществом линейной ловушки является то, что частицы на оси симметрии не подвержены микроколебаниям. При проведении экспериментов, где отсутствие микроколебаний является необходимым условием, используют линейные ловушки с расстоянием между электродами порядка сотен мкм. При этом ловушкой удерживается небольшое количество частиц, выстраивающихся в линию вдоль оси симметрии.

Уравнения Матье для частицы в линейной электродинамической ловушке имеют вид:

$$\frac{d^2x}{d\tau^2} + (a_x + 2q_x \cos 2\tau)x = 0$$

$$\frac{d^2y}{d\tau^2} + (a_y + 2q_y \cos 2\tau)y = 0,$$

где  $a_x = -a_y = 4eU/m\Omega^2r_0^2$ ,  $q_x = -q_y = 2eV/m\Omega^2r_0^2$ ,  $\tau = \Omega t/2$ ,  $m$  – масса частицы. Уравнения имеют два типа решения. Первое - устойчивое движение, когда частицы совершают колебания около центральной положения  $x = y = 0$ . Второе - неустойчивое движение, когда амплитуды колебаний экспоненциально возрастают со временем. При этом тип решения зависит только от параметров  $a_x$ ,  $a_y$ ,  $q_x$  и  $q_y$ . На рисунке 3 продемонстрированы области устойчивости (заштрихованные области) и неустойчивости в плоскости  $a - q$ . Из уравнений Матье движение частицы по направлениям  $x$  и  $y$  независимо, и область устойчивости, таким образом, необходимо искать только в той части, где происходит перекрытие областей устойчивости, и которая на рисунке 3 выделена треугольником.

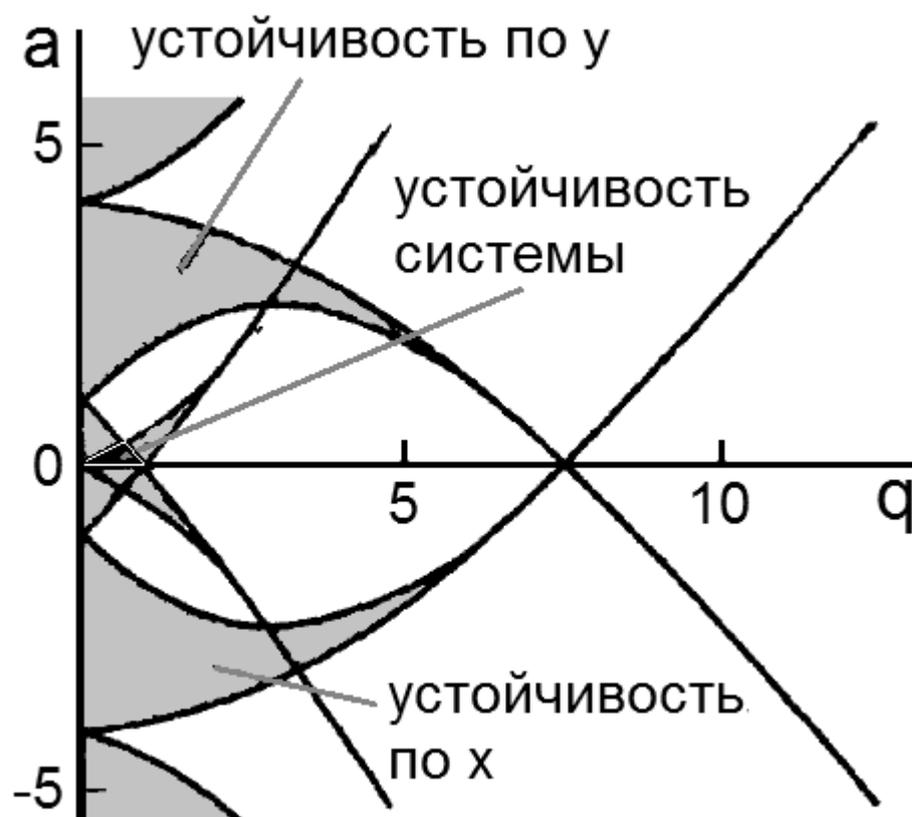


Рисунок 3. Диаграмма устойчивости линейной квадрупольной ловушки.

#### 1.4. Методы измерения заряда частиц.

Измерение заряда частиц необходимо при изучении кулоновских систем и кластеров [78], [79]. В настоящее время известно несколько подходов измерения заряда отдельной частицы. Один из них – непосредственное измерение заряда [80], основанный на измерении заряда частиц с помощью электрометра. Основные недостатки непосредственного измерения заряда заключаются в сложности отбора отдельных частиц и измерении малых значений заряда. Другой метод измерения заряда частиц – индукционный метод [81]. Когда заряженная частица пролетает сквозь индукционное кольцо, возникает импульс тока, измеряя который и определяют заряд частицы. На применение этого метода накладывает ограничение требование к концентрации частиц, которая не должна превышать  $10^{-3}$  см<sup>-3</sup>. Индукционный метод применяется, например, для измерения заряда капель воды в облаках.

Метод измерения заряда, основанный на уравнивании веса частицы электрическим полем был предложен Миллиkenом [82] и применялся для определения величины элементарного заряда. Модификация метода Миллиkenа, в которой заряд и размер частицы определялся из анализа ее траектории движения во взаимно перпендикулярных электрическом и гравитационных полях был предложен Хоппером и Леби [83] и далее развит в [84]. Современная модификация метода описана в [85].

Метод определения заряда и массы отдельной частицы с помощью электродинамической ловушки описан в [86]. Исходя из необходимого для удержания частицы напряжения определялось отношение заряда к массе частицы. После этого с частицы удалялся один электрон путем облучения ее ультрафиолетом. Абсолютные значения заряда и масса частицы определялись исходя из балансирующего напряжения до и после удаления электрона.

Измерить заряд большого количества частиц одновременно позволяют анализаторы подвижности [87], принцип работы которых основан на пространственном разделении частиц с разной подвижностью в электрическом поле.

Также существуют измерения среднего заряда в структурах кулоновских частиц в нейтральных и плазменных средах. Один из них основан на возбуждении пылевых колебаний и последующем анализе их дисперсионного уравнения [88]. Другой метод основан на анализе взаимодействия пробной частицы с более мелкими левитирующими пылевыми частицами. Пробная частица падает под действием силы тяжести [89]. Заряд одиночной пылевой частицы определяют методом вертикального резонанса. Значение резонансной частоты вертикальных колебаний частицы в гармоническом электрическом поле зависит от  $Q/m$ . Измеряя амплитуду колебаний при разных значениях частоты можно определить резонансную частоту и определить  $Q/m$  [90]. Так же заряд одиночной частицы можно определить исходя из ее положения равновесия под действием электрической силы и собственного веса [91].

## 1.5. Способы зарядки частиц

Для создания кулоновских структур, левитирующих в электродинамической ловушке, частицы нуждаются в предварительной зарядке. Для зарядки частиц чаще всего используют рассмотренные ниже методы.

### 1.5.1 Зарядка в коронном разряде

Заряд, приобретаемый частицей в коронном разряде, зависит от ее размера, относительной диэлектрической проницаемости, напряженности электрического поля и концентрации ионов. Существует два основных механизма зарядки частиц в коронном разряде: ударная зарядка и диффузионная зарядка. Диффузионная зарядка становится пренебрежимо малой для частиц больше 1 мкм [92].

Ударная зарядка представляет собой бомбардировку частицы ионами, движущимися под действием электрического поля. Если незаряженная сферическая частица помещается в однородное электрическое поле напряженностью  $E$ , некоторые силовые линии электрического поля пересекают поверхность частицы. Ионы, движущиеся вдоль этих силовых линий, падают на частицу. Таким образом частица начинает заряжаться. Заряжаясь, частица искажает внешнее электрическое поле и область пространства, из которой ионы попадают на частицу уменьшается вплоть до прекращения зарядки (рисунок 4). Максимальный заряд частицы определяется следующим образом [93]:

$$q_{max} = 3\pi\varepsilon_0 E_c d^2 \left(1 + 2 \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2}\right), \quad (1.1)$$

где  $\varepsilon_0$  – электрическая постоянная,  $E_c$  – напряженность электрического поля коронного разряда,  $\varepsilon$  – относительная диэлектрическая проницаемость материала частицы.

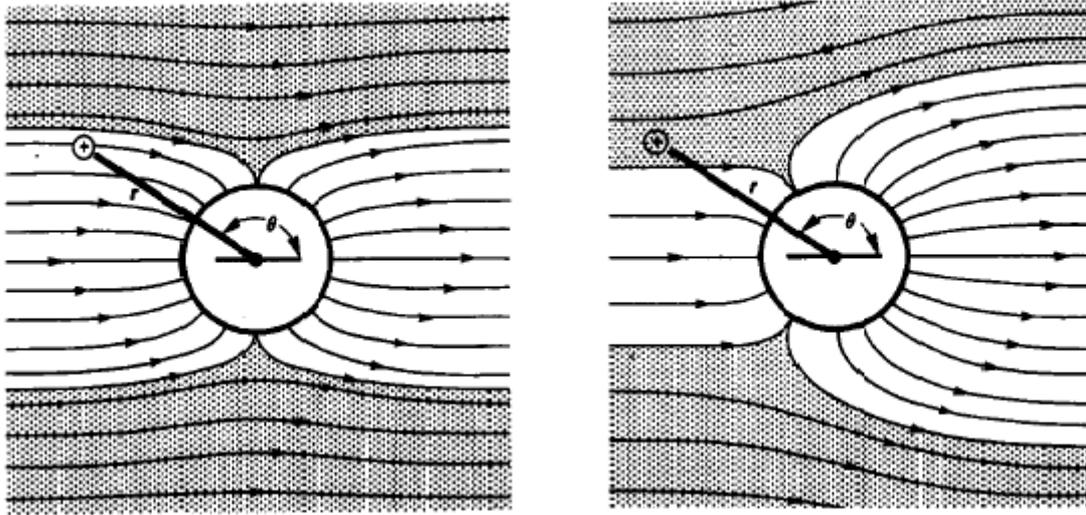


Рисунок 4. Электрическое поле около незаряженной и частично заряженной частицы.

Динамика зарядки частицы выражается следующим образом

$$q = q_{max} \frac{\pi k e n_i t}{1 + \pi k e n_i t}, \quad (1.2)$$

где  $k$  – подвижность ионов,  $e$  – элементарный заряд,  $n_i$  – концентрация ионов,  $t$  – время зарядки. Характерное время зарядки частиц составляет несколько миллисекунд [93].

Реальные пылевые частицы не обязаны иметь гладкую поверхность. Острые грани частицы могут начать коронировать, что приведет к потере заряда. Кроме того, частица может потерять заряд при столкновении с частицами, заряженными противоположным зарядом. Этот случай может реализоваться, например, при зарядке в биполярном коронном разряде [94].

### 1.5.2 Индукционная зарядка

Если проводящая частица контактирует с проводящей поверхностью, то носители заряда противоположного знака притягиваются к поверхности и стекают на нее. После этого частица, как правило, отталкивается от поверхности, поскольку приобретает заряд того же знака, что и поверхность. Индукционная зарядка частицы описывается выражением [95].

$$q = C_p V \left( 1 - \exp\left(-\frac{t}{\Omega_p C_p}\right) \right), \quad (1.3)$$

где  $C_p$  – емкость частицы,  $V$  – электрический потенциал,  $t$  – время зарядки частицы,  $\Omega_p$  – эквивалентное полное сопротивление частицы.

### ***1.5.3 Трибозарядка***

Явление возникновения электрических зарядов при трении носит название трибоэлектричества. Трибоэлектричество наблюдается при взаимном трении двух диэлектриков, полупроводников или металлов различного химического состава или одинакового состава, но разной плотности, при трении металлов о диэлектрики, при трении двух одинаковых диэлектриков, при трении жидких диэлектриков друг о друга или о поверхность твёрдых тел и др. При этом электризуются оба тела; их заряды одинаковы по величине и противоположны по знаку.

В случае контакта двух проводников заряд перераспределяется до уравнивания уровней Ферми. Величина заряда в этом случае определяется выражением

$$q = V_0 C_0, \quad (1.4)$$

где  $V_0$  – контактная разность потенциалов,  $C_0$  – контактная емкость, зависящая от топографии соприкасающихся поверхностей. Эту емкость можно считать равной емкости двух гладких поверхностей, разнесенных на расстояние, равное средней высоте микровыступов [96].

В случае контакта проводника и диэлектрика, зарядка диэлектрика происходит на поверхности. Перенос заряда происходит достаточно быстро [97] (порядка нескольких микросекунд) посредством туннелирования электронов между проводником и поверхностными состояниями в диэлектрике в непосредственной близости от точки контакта. Поверхностные состояния действуют как «ловушки» и обеспечивают накопление электронов [98], [99], [100]. Обратное туннелирование пренебрежимо мало, если поверхность имеет не очень большой заряд [101].

## ГЛАВА 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

В данной главе представлены результаты создания экспериментального стенда для разработки электродинамических методов захвата и удержания заряженных макрочастиц.

Экспериментальный стенд предназначен для проведения исследований по зарядке макрочастиц в воздушной и газовой среде атмосферного давления, транспортировке частиц в зону захвата электродинамических ловушек и удержания заряженных макрочастиц в подвижной или неподвижной газовой среде в динамических электрических полях с сильным кулоновским взаимодействием. Схема экспериментального стенда представлена на рисунке 5.

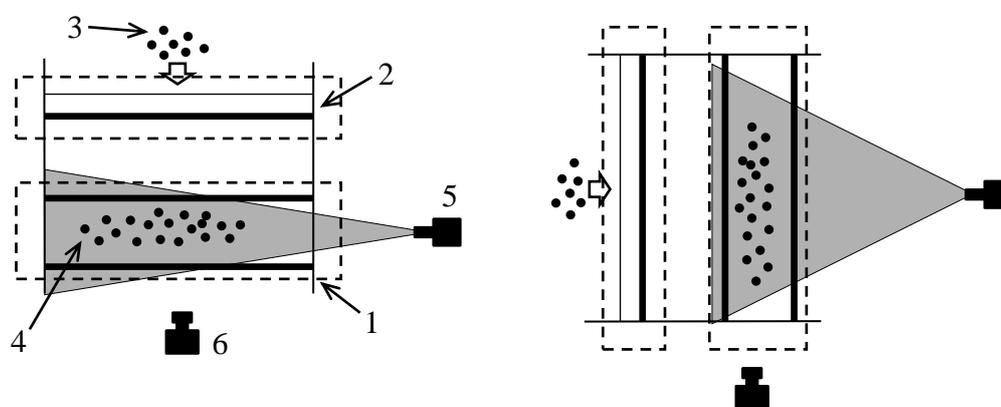


Рисунок 5. Схема экспериментального стенда. 1 – электродинамическая ловушка, 2 – устройство зарядки частиц в коронном разряде, 3 – незаряженные частицы, 4 – частицы, захваченные ловушкой, 5 – лазер, 6 – видеокамера.

Экспериментальный стенд состоит из устройства зарядки частиц в коронном разряде, электродинамических ловушек с различной конфигурацией электродов, системы визуализации и регистрации пылевых частиц и систем измерения заряда на частицах.

На рисунке 5 представлен экспериментальный стенд с линейной электродинамической ловушкой, которая может быть расположена горизонтально или вертикально. Незаряженные частицы инжектируются перед устройством зарядки и начинают двигаться с воздушным потоком, создаваемым устройством зарядки – так называемым электрическим ветром. Частицы заряжаются в униполярной области

коронного разряда, после чего захватываются электродинамической ловушкой. Для регистрации динамики частиц в ловушке используется цифровая видеокамера, подсветка частиц обеспечивается лазером.

## 2.1 Устройство зарядки частиц в коронном разряде

Устройство зарядки выполнено в виде решетки коронирующих и некоронирующих электродов, размещенных в канале прямоугольного сечения поперек газового тракта. Многоэлектродная система применена для минимизации пространственной неоднородности электрического поля в области зарядки микрочастиц. Схема блока зарядки частиц приведена на рисунке 6. Коронирующие электроды выполнены из вольфрамовой проволоки, диаметром  $d_w = 70$  мкм и расположены на расстоянии 10 мм друг от друга. На решетку коронирующих электродов подается постоянное высокое напряжение как положительной, так и отрицательной полярности, которое может изменяться в пределах  $-20 \div +20$  кВ. Некоронирующие электроды выполнены из металлических стержней диаметром 3 мм, расстояние между осями электродов  $L_g = 10$  мм. Электроды монтировались в канале квадратного сечения с расстоянием между стенками 6 см. Расстояние между сечениями, в которых располагались коронирующие и некоронирующие электроды, составляло 13 мм. Такая конструкция блока зарядки позволяет регулировать скорость ионного ветра, меняя потенциал некоронирующих электродов. В случае одного ряда некоронирующих электродов скорость ионного ветра достигала на оси блока 2,5 м/с при потенциале коронирующих электродов 15 кВ. На рисунках 7 и 8 представлены вольт-амперные характеристики коронного разряда для одного и двух рядов заземленных электродов соответственно. Фотография блока зарядки частиц приведена на рисунке 9.

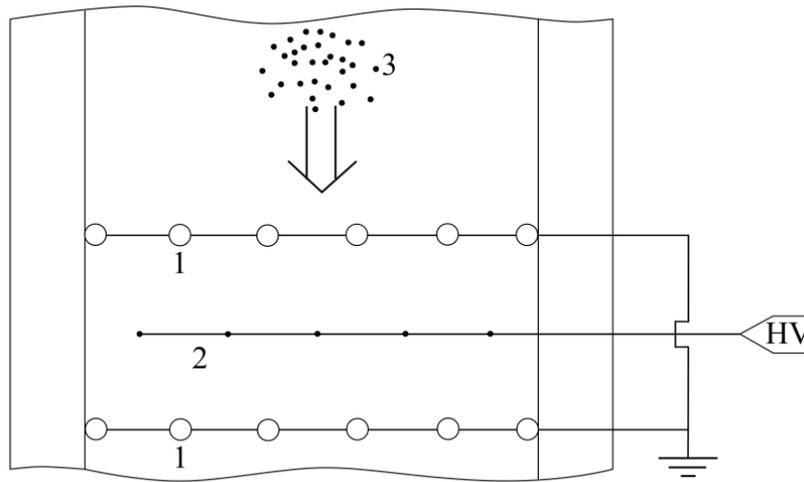


Рисунок 6. Схема устройства для зарядки частиц в коронном разряде (вид сверху); 1 – заземленные электроды, 2 – коронирующие электроды, 3 – пылевые частицы. Стрелкой показано направление движения воздуха.

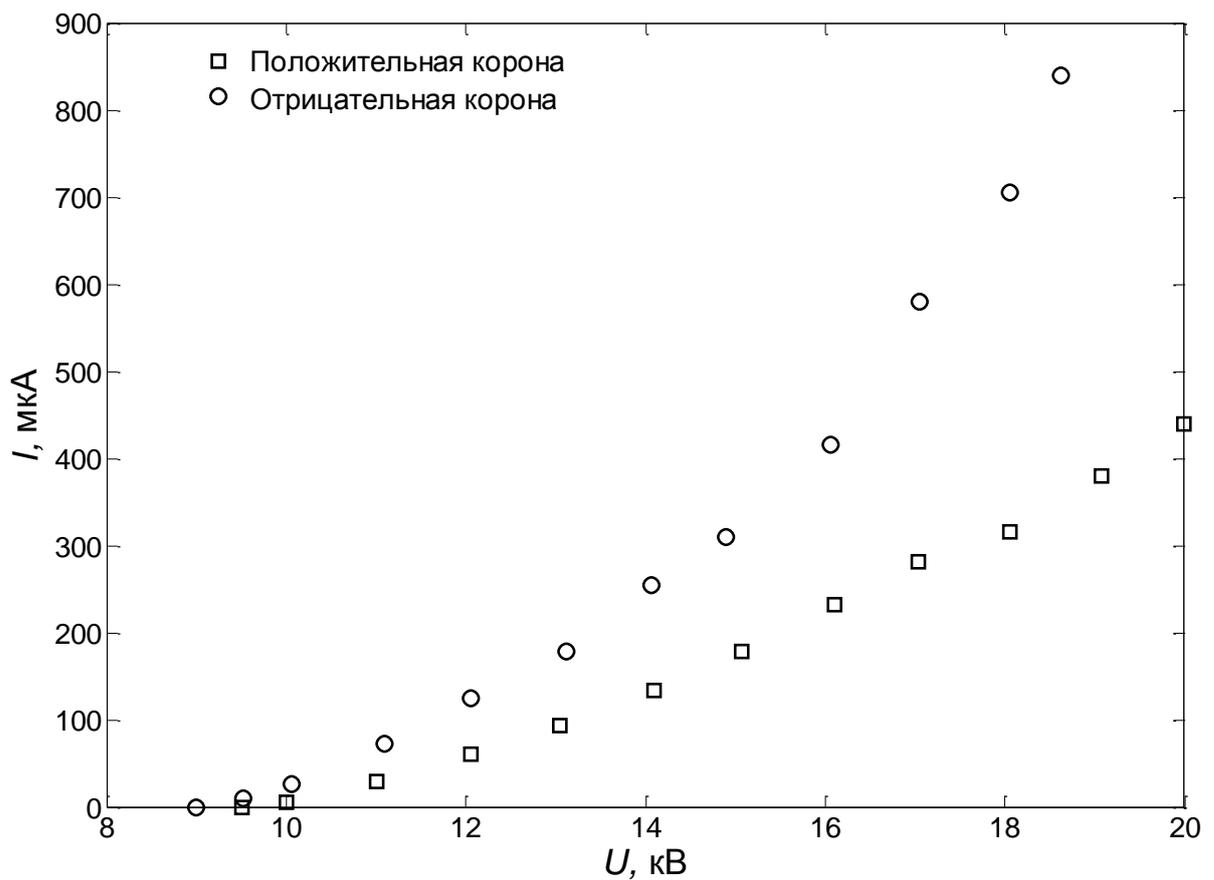


Рисунок 7. Вольт-амперная характеристика коронного разряда в случае одного ряда заземленных электродов.

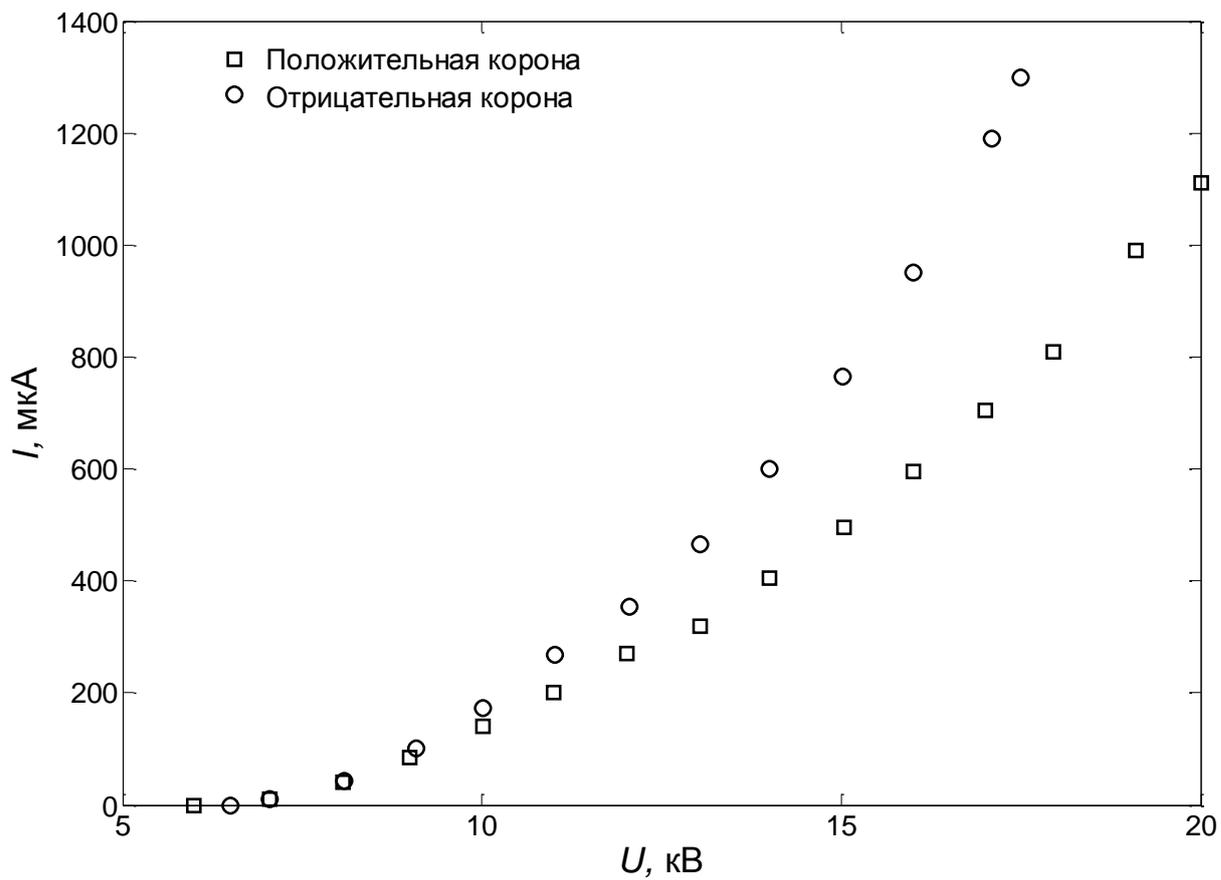


Рисунок 8. Вольт-амперная характеристика коронного разряда в случае двух рядов заземленных электродов.

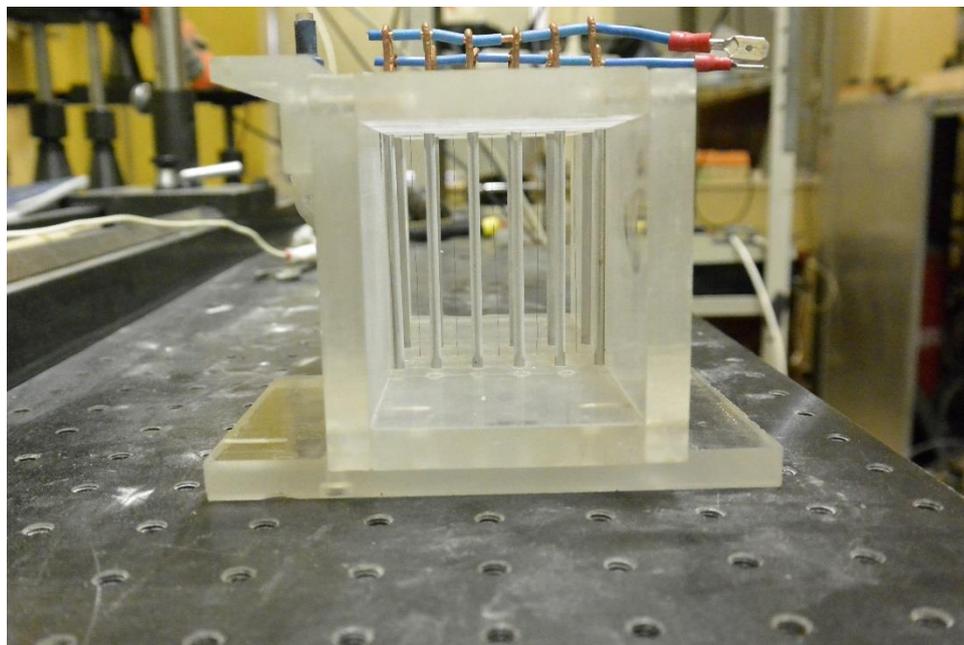


Рисунок 9. Фотография устройства зарядки частиц.

Как можно видеть из рисунков 7 и 8, в обоих случаях сила тока отрицательного коронного разряда несколько выше силы тока положительного коронного разряда. Пробой при положительной короне происходил при напряжении равном 20 кВ. Пробой при отрицательной короне происходил при напряжении равном 18,5 кВ с одной решеткой заземленных электродов и при 18 кВ с двумя. Отметим, что при использовании одной решетки заземленных электродов зажигание коронного разряда происходило при  $U \approx 9$  кВ для одной решетки заземленных электродов и при  $U \approx 6$  кВ для двух решеток заземленных электродов.

Многоэлектродная конструкция коронного разряда выбрана с целью снижения пространственной неоднородности напряженности электрического поля в межэлектродном пространстве. Проведенный расчет пространственного распределения напряженности электрического поля в многоэлектродном коронном разряде (рисунок 10) показал, что пространственная неоднородность электрического поля не превышает 50%. Для сравнения, на рисунке 11 представлено распределение напряженности электрического поля в случае одиночного коронирующего электрода.

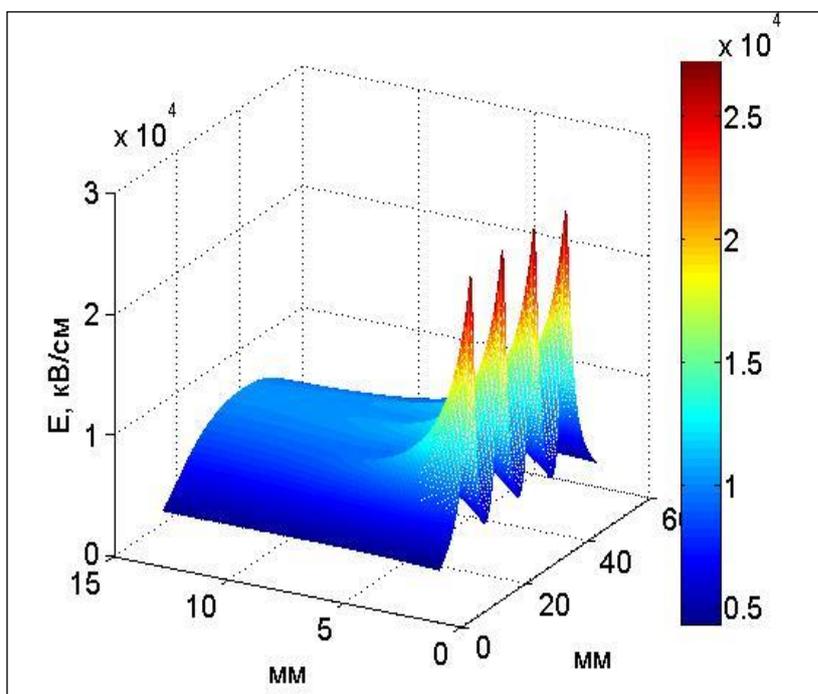


Рисунок 10. Пространственное распределение напряженности электрического поля в межэлектродной области многоэлектродного коронного разряда.

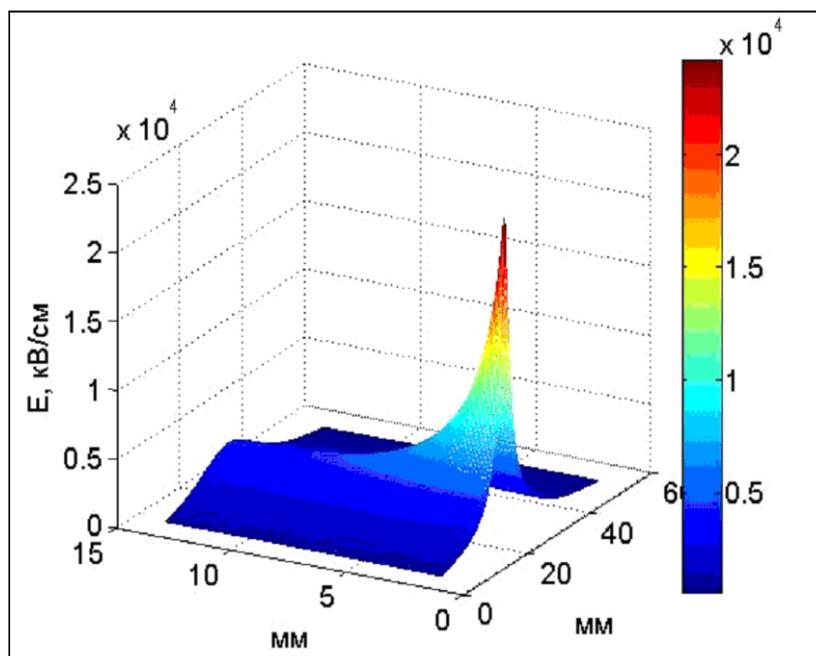


Рисунок 11. Пространственное распределение напряженности электрического поля в межэлектродной области одноэлектродного коронного разряда.

При использовании одной решетки заземленных электродов в устройстве зарядки возникает «электрический ветер» – воздушный поток обусловленный увлечением молекул газа ионами,двигающимися к заземленному электроду. На рисунке 12 представлено распределение скорости электрического ветра по сечению воздушного тракта для отрицательного коронного разряда. При использовании двух решеток заземленных электродов в силу симметричности конструкции воздушный поток в тракте отсутствует.

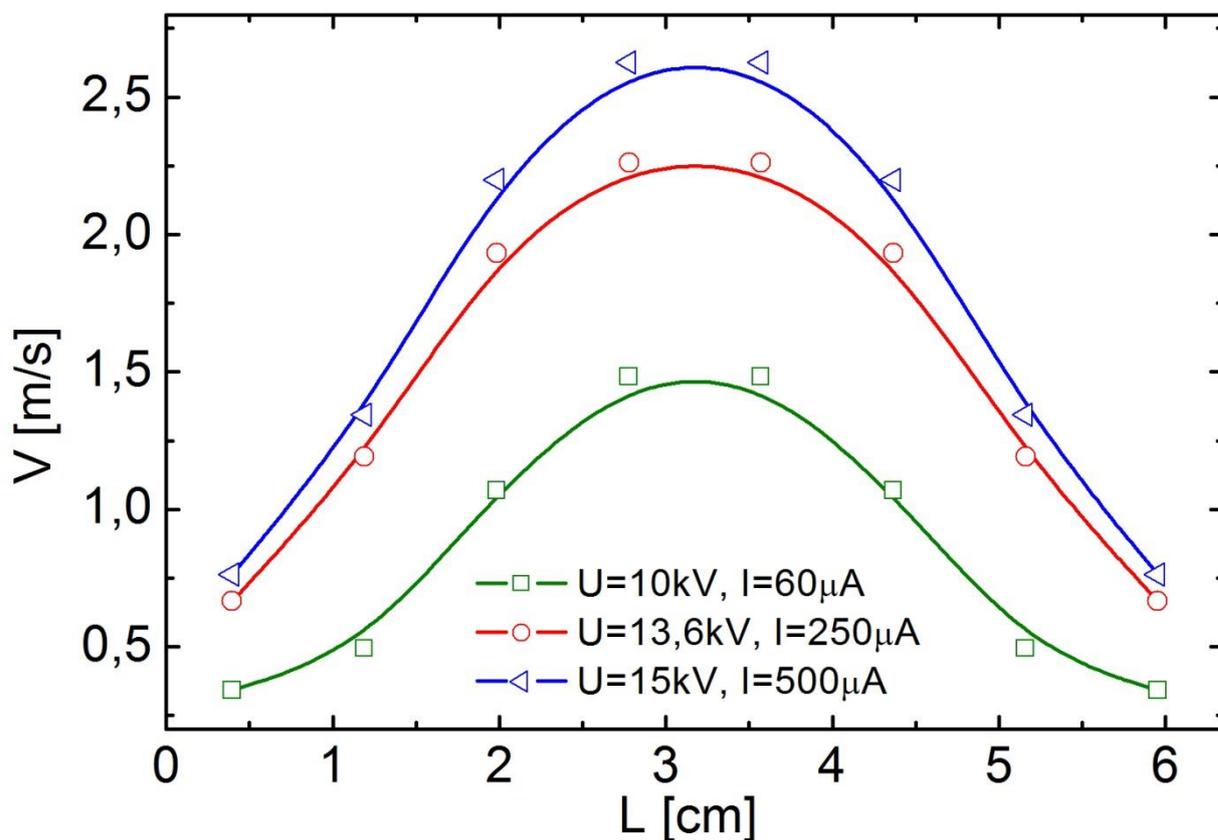


Рисунок 12. Распределение скорости "электрического ветра" по сечению воздушного тракта.

Заряд, который частица приобретает в коронном разряде может быть оценен по формуле Потенье

$$q = 3\pi\varepsilon_0 E_c d^2 \left(1 + 2 \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2}\right) \left(\frac{\pi k e n_i t}{1 + \pi k e n_i t}\right), \quad (2.1)$$

где  $\varepsilon_0$  – электрическая постоянная,  $E_c$  – напряженность электрического поля коронного разряда,  $\varepsilon$  – диэлектрическая проницаемость материала частицы,  $k$  – коэффициент пропорциональности в законе Кулона,  $n_i$  – концентрация ионов,  $t$  – время зарядки. В описанном выше устройстве зарядки концентрация ионов составляет порядка  $10^{-9}$  см<sup>-3</sup>, таким образом частица заряжается до 90% от максимальной величины заряда за 0,01 с.

## 2.2 Электродинамические ловушки

На рисунке 13 представлена схема линейной квадрупольной ловушки и приведены основные геометрические параметры, а на рисунке 14 представлена ее

фотография. Электроды ловушки монтировались на фланцах, изготовленных из капролона. Для экранировки от внешних полей ловушка помещалась в металлический короб. В боковых стенках короба были сделаны квадратные окна, три из которых закрывались стеклянными пластинами, а четвертое стыковалось с блоком зарядки микрочастиц и использовалось для инъекции заряженных микрочастиц в объем ловушки. В верхнем капролоновом фланце находилось стеклянное окно, предназначенное для наблюдения пылевых микрочастиц. Электроды выполнены из стальных стержней диаметром 4 мм и размещались по окружности диаметром 50 мм. В экспериментах использовались четырехэлектродная (квадрупольная) и восьмиэлектродная (октупольная) электродинамические ловушки, электроды которых монтировались параллельно друг другу. При вертикально расположенной ловушке на нижнем фланце монтировался электрод со сферой диаметром 8 мм на конце. На этот электрод подавался постоянный электрический потенциал, удерживающий захваченные электродинамической ловушкой частицы от падения на нижний фланец. Также изменяя потенциал, меняли положение структуры из микрочастиц внутри ловушки

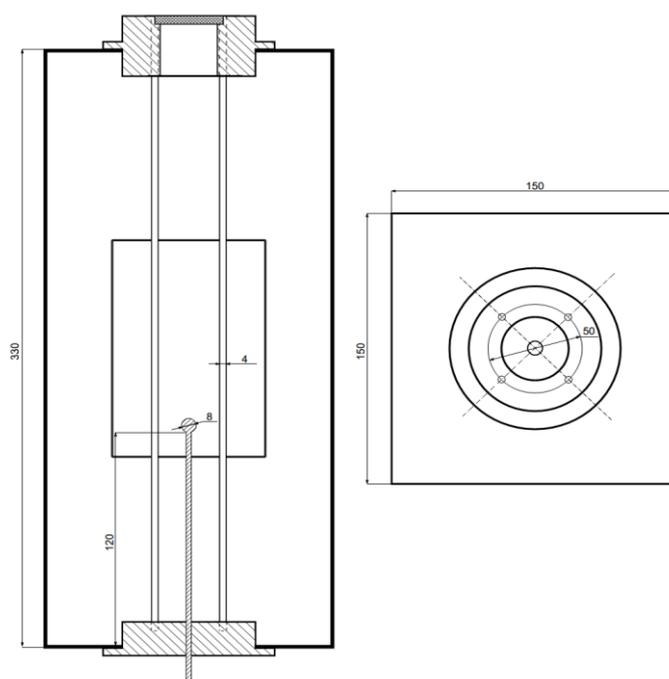


Рисунок 13. Схема линейной квадрупольной электродинамической ловушки (боковой разрез и вид сверху).

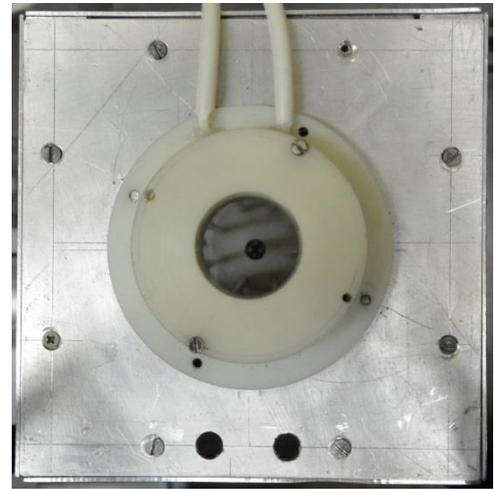


Рисунок 14. Фотографии линейной октупольной электродинамической ловушки (вид сбоку и вид сверху).

Для питания электродинамической ловушки использовался генератор сигналов AFG–72005 с усилителем мощности VM-2042. Повышение напряжения до 10 кВ обеспечивает низкочастотный трансформатор напряжения НОМ–10УХЛ2. На сферический электрод подавался постоянный потенциал с модифицированного источник высокого напряжения Laser Power Supply PS4P.

Схема питания квадрупольной и октупольной электродинамических ловушек приведены на рисунках 12 и 13. На электроды электродинамической ловушки подавалось напряжение переменного тока с частотой 20 – 200 Гц и величиной от 0,1 до 10 кВ, на сферический электрод - постоянное напряжение от 0,1 до 15,0 кВ.

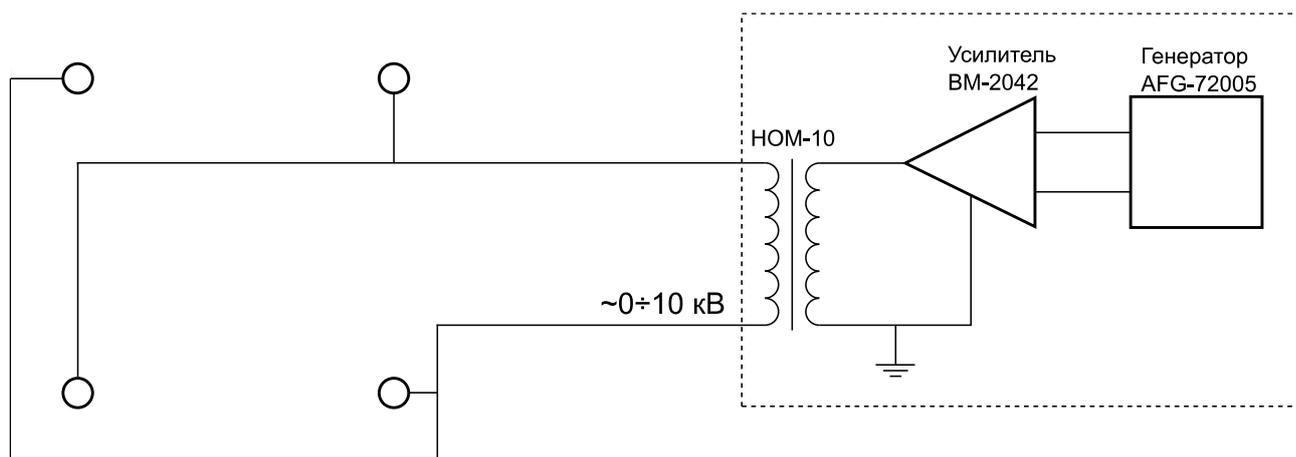


Рисунок 15. Принципиальная схема питания квадрупольной электродинамической ловушки.

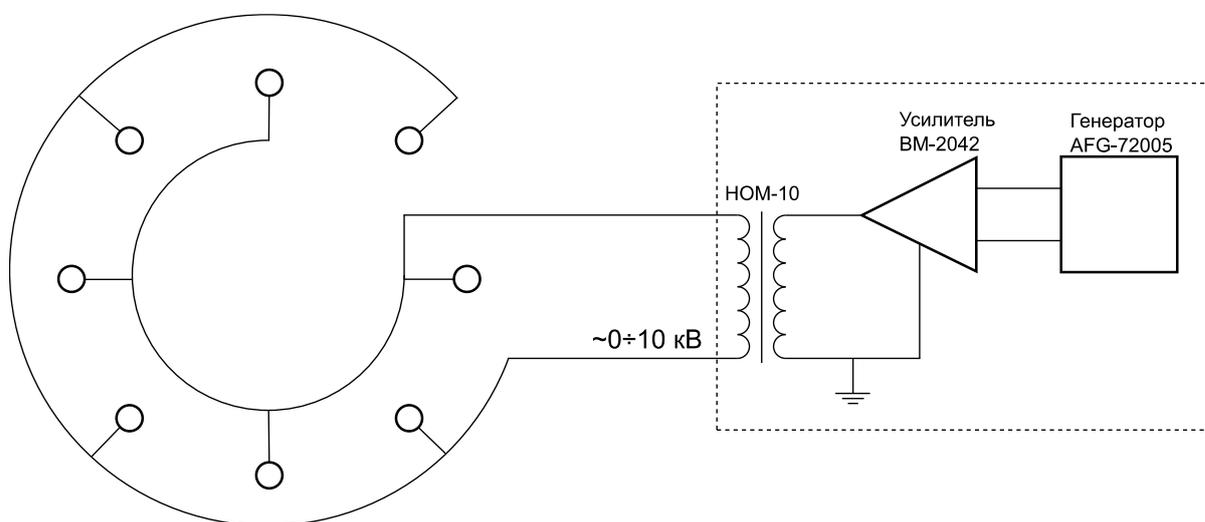


Рисунок 16. Принципиальная схема питания октупольной электродинамической ловушки.

### 2.3 Визуализация и регистрация пылевых частиц

Блок визуализации и регистрации микрочастиц, представленный на рисунке 17, обеспечивает регистрацию исследуемых микрочастиц с помощью видеокамеры Nikon 1V2 (3) с максимальным разрешением 1920x1080 пикселей для медленно протекающих процессов или скоростной видеокамеры HiSpec Fastec Imaging (3) для быстропротекающих процессов с максимальным разрешением 1280x1024 пикселей. Для повышения чувствительности всей системы визуализации предусмотрено применение лазера (2) для подсветки микрочастиц с длиной волны 650 нм с

максимальной мощностью 100 мВт, либо лазера LDD-10 с длиной волны 532 нм и максимальной мощностью 350 мВт, который позволяет регистрировать частицы размером менее 3 мкм. Системой линз формировался плоский лазерный луч. Толщина лазерного луча зависит от расстояния до перетяжки. Результаты видео регистрации записываются на компьютер (4) и используются для дальнейшей обработки.

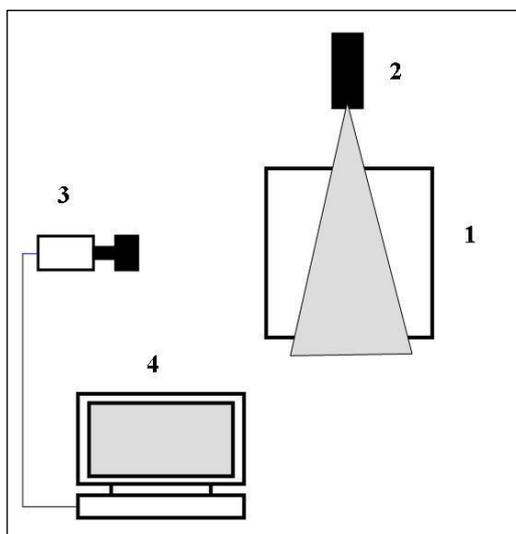


Рисунок 17.Схема блока визуализации и регистрации микрочастиц. 1 – воздушный тракт (поперечное сечение), 2 – лазер, 3 – видеокамера, 4 – компьютер.

Минимальная толщина лазерного луча определялась следующим образом. В область перетяжки помещалась запыленная стеклянная пластина. Пластина фотографировалась (рисунок 18) и подсчитывалось количество пикселей, соответствующее ширине освещаемой области. Для определения количества длины, приходящееся на один пиксель, на пластину были нанесены две точки, с известным расстоянием между ними. Толщина перетяжки составила 0,25 мм.

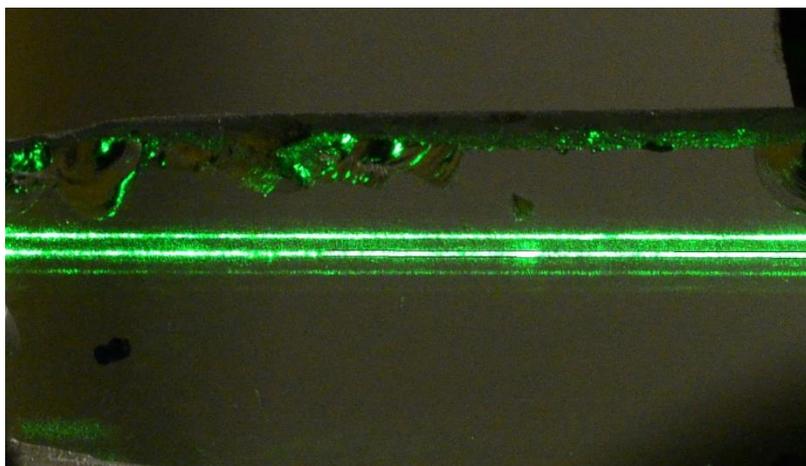


Рисунок 18. Измерение толщины лазерного луча.

## 2.4 Пылевые частицы

В экспериментах использовался полидисперсный порошок  $Al_2O_3$  ( $\rho=3,99$  г/см<sup>3</sup>), калиброванные микросферы из меламин формальдегида ( $\rho=1,57$  г/см<sup>3</sup>) диаметром 10 мкм и сферические частицы из стеклоуглерода диаметром от 10 до 20 мкм. Фотографии порошка  $Al_2O_3$ , меламиновых микросфер и частиц из стеклоуглерода представлены на рисунках 19, 20 и 21 соответственно.

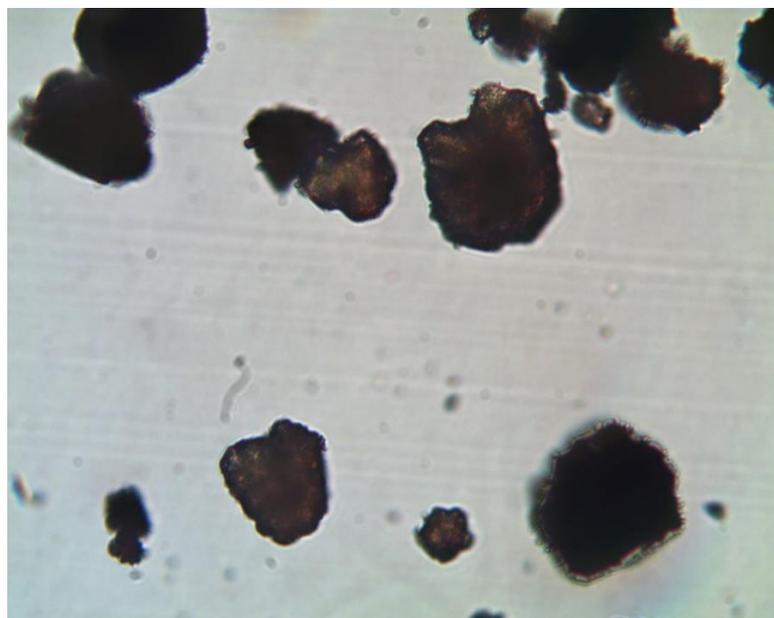


Рисунок 19. Фотография полидисперсного порошок  $Al_2O_3$

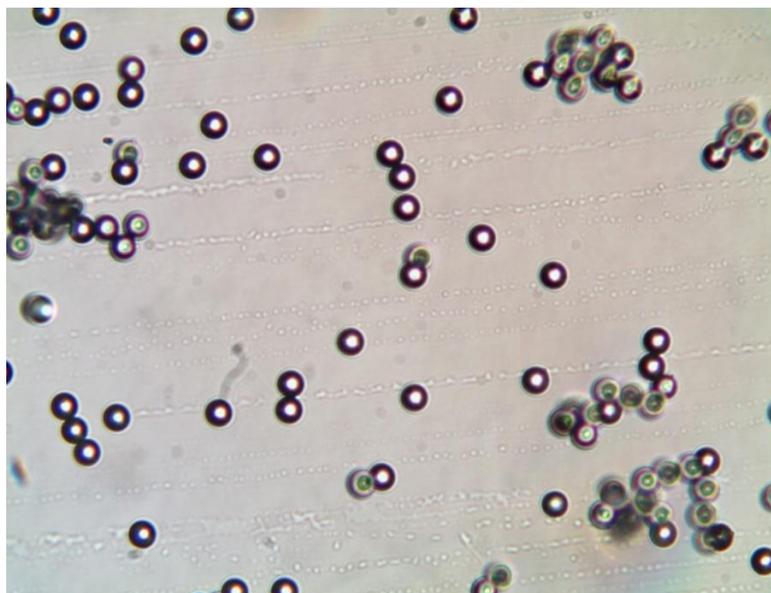


Рисунок 20. Фотография калиброванных меламиновых микросфер,  $d = 10$  мкм.

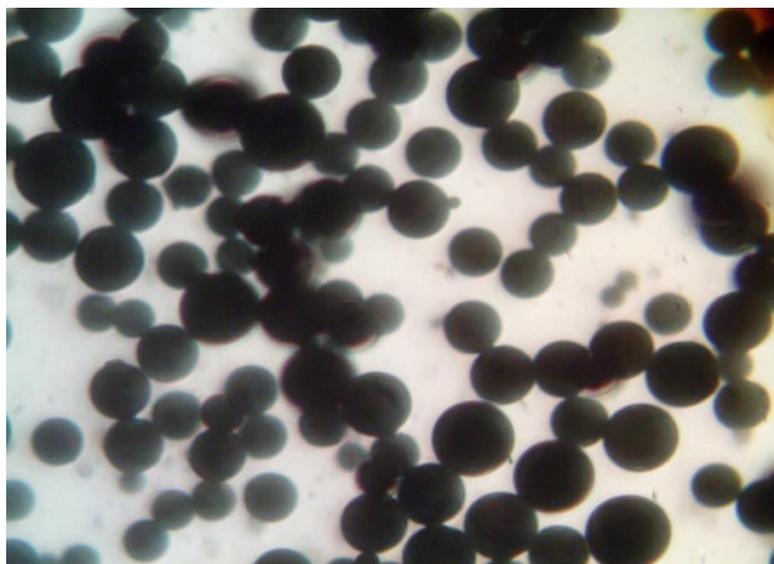


Рисунок 21. Фотография частиц из стеклоуглерода,  $d = 10 \div 20$  мкм.

Счетная ( $f(r)$ ) и массовая ( $g(r)$ ) функции распределения по размерам частиц порошка  $Al_2O_3$  представлены на рисунке 22. Если обозначить за  $df$  долю частиц радиусом от  $r$  до  $r+dr$ , тогда счетное распределение можно выразить следующим образом:

$$df = f(r)dr$$

при условии

$$\int_0^{\infty} f(r)dr = 1.$$

Аналогично можно выразить функцию массового распределения, обозначив за  $dg$  массовую долю частиц, радиусы которых лежат в интервале  $(r, r+dr)$ :

$$dg = g(r)dr$$

при условии нормировки

$$\int_0^{\infty} g(r) dr = 1.$$

Функции  $g(r)$  и  $f(r)$  связаны соотношением:

$$g(r) = \left( \frac{m_r}{\bar{m}} \right) f(r),$$

где  $m_r$  - масса частицы радиуса  $r$ ,  $\bar{m} = \int_0^{\infty} m_r f(r) dr$  - средняя масса частиц.

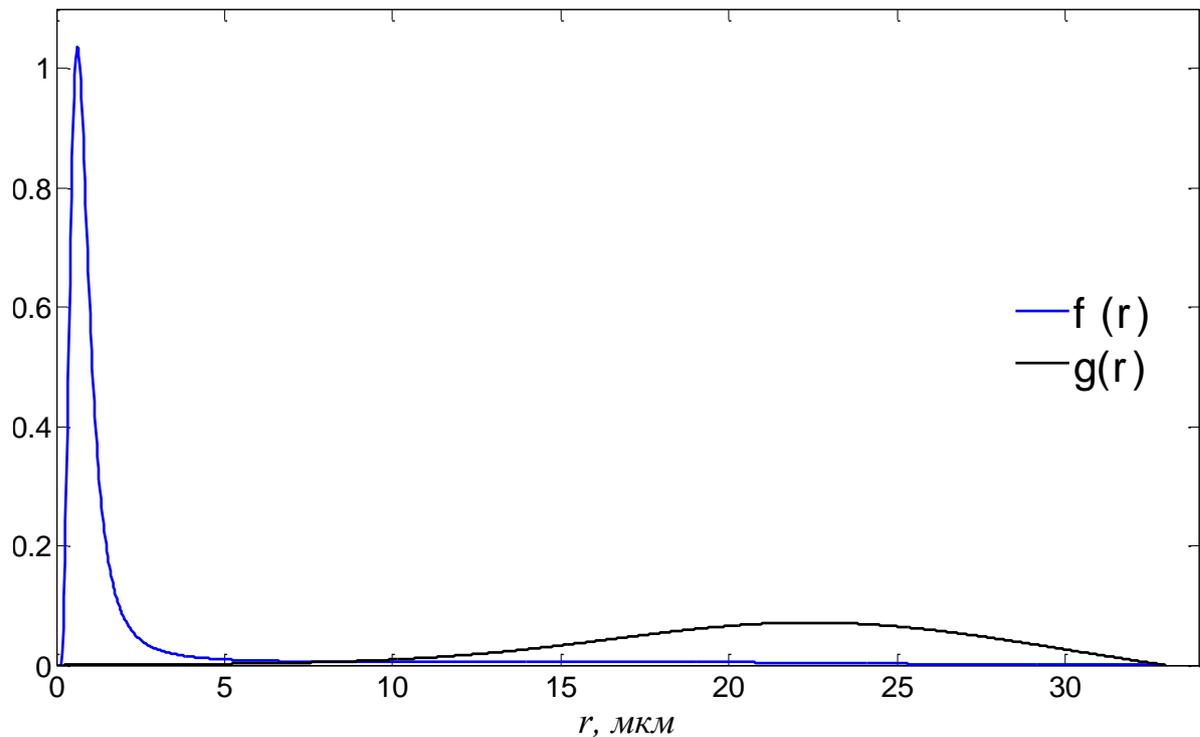


Рисунок 22. Счетная и массовая функции распределения микрочастиц.

### ГЛАВА 3. ИЗМЕРЕНИЕ ЗАРЯДА И МАССЫ ЧАСТИЦ. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОБЛАСТИ УДЕРЖАНИЯ ЧАСТИЦ В ЛИНЕЙНОЙ КВАДРУПОЛЬНОЙ ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКОЙ ЛОВУШКЕ

#### 3.1 Методика определения заряда и массы пылевой частицы с помощью электродинамической ловушки и плоского конденсатора

Частицы, зарядившиеся в коронном разряде, инжестировались в вертикально ориентированную квадрупольную линейную электродинамическую ловушку. Напряжение, подаваемого на ловушку напряжения составляло  $U_A = 4,5$  кВ при частоте  $f = 50$  Гц. Все частицы кроме одной удалялись из ловушки с помощью наэлектризованного стеклянного стержня.

Масса частицы определялась исходя из скорости ее свободного падения в воздухе. На шаровой электрод подавался электрический потенциал  $U = 3000$  В. Затем шар заземлялся и частица начинала падать под действием силы тяжести. Траектория падения частицы записывалась с помощью видео камеры. Для определения скорости падения частицы измерялось расстояние от частицы до поверхности шара через равные промежутки времени  $t = 15$  мс. Скорость частицы на каждом отрезке траектории была равна  $v_i = (R_i - R_{i+1})/t$ , где  $R_i$  – расстояние от частицы до шара в начале отрезка,  $R_{i+1}$  – расстояние от частицы до шара в конце отрезка. В качестве примера на рисунке 23 представлены результаты измерений скорости свободного падения частицы.

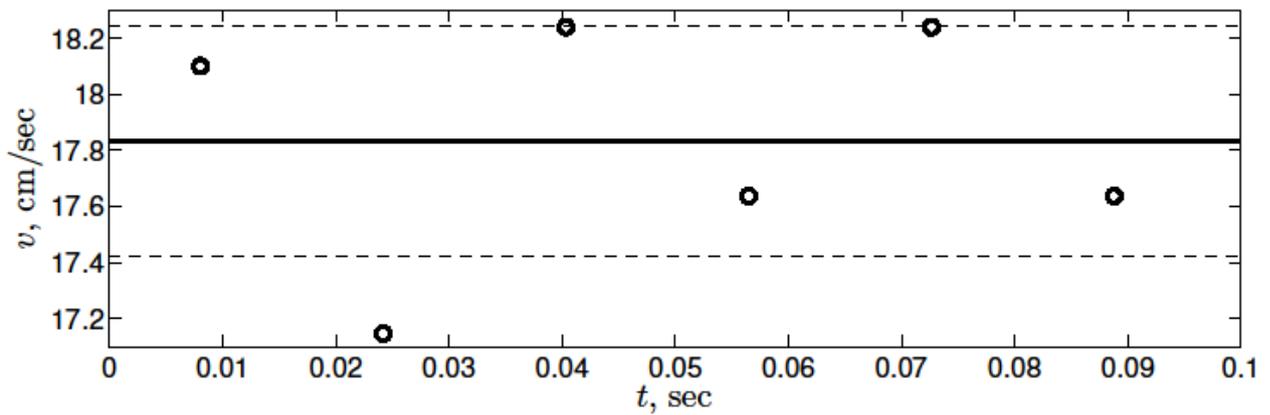


Рисунок 23. Результаты измерений скорости свободного падения частицы. Штриховой линией обозначен 95% доверительный интервал.

Если частица падает в вязкой среде под действием силы тяжести, установившаяся скорость достигается, когда сила трения уравновешивает вес частицы. В допущении, что частица имеет сферическую форму выражение для установившейся скорости имеет вид

$$v = \frac{2r^2 g \rho}{9 \eta},$$

где  $\rho$  – плотность частицы,  $r$  – радиус частицы,  $\eta$  – динамическая вязкость воздуха. Таким образом, выражение для размера частицы имеет вид

$$d = 2r = 2 \sqrt{\frac{9 \eta v}{2 g \rho}}.$$

Нужно заметить, что в экспериментах число Рейнольдса  $Re < 1$ , поэтому для определения силы вязкого трения правомерно использовать закон Стокса.

Приняв за установившуюся скорость падения среднюю скорость частицы  $v = 17,8$  см/с, получим диаметр частицы  $d = 38,6$  мкм и массу частицы  $m = 12,1 \times 10^{-8}$  г.

Для верификации метода использовались калиброванные микросферы диаметром 10 мкм. Измерение вышеописанным методом дало диаметр  $d = 9,8 \pm 0,3$  мкм.

Заряд частицы определялся исходя из ее положения равновесия в неоднородном электрическом поле. Если частица вертикально ориентированной

электродинамической ловушке левитирует над заряженным шаром, это означает что вес частицы уравновешен электрической силой

$$mg = qE,$$

где  $g$  – ускорение свободного падения,  $q$  – заряд частицы,  $E$  – напряженность электрического поля.

Для определения заряда каждой частиц проводилась серия из двенадцати экспериментов, в которой на шар подавались разные значения потенциала  $U$  и фиксировалось расстояние частицы от центра шара.

Несмотря на то, что электрическое поле, удерживающее частицу от падения, создается заряженным шаром, для определения напряженности поля в точке нахождения частицы необходим численный расчет. Необходимость в этом возникает из-за значительного влияния заряда, индуцированного на стержнях электродинамической ловушки. Расчет напряженности по известной формуле для заряженного шара приводит к большой погрешности. В качестве примера на рисунке 24 приведены измерения заряда частицы с учетом плавающего потенциала и без.

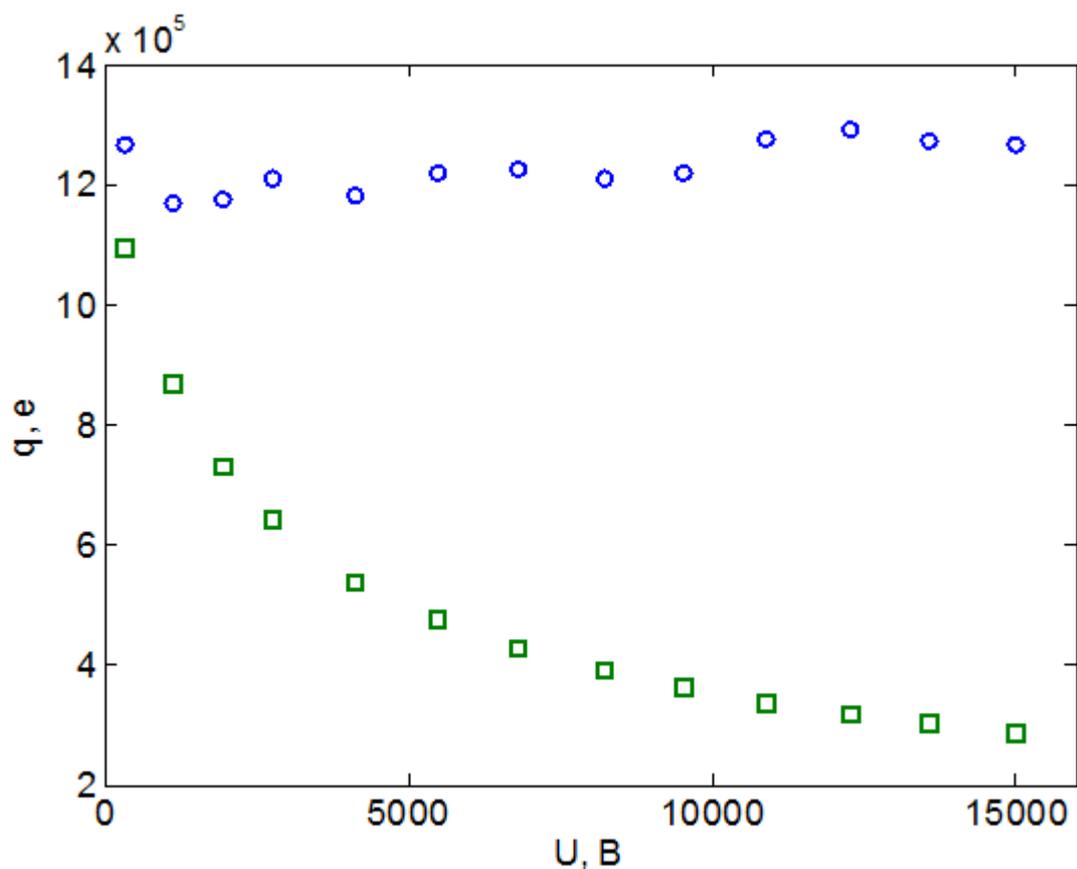


Рисунок 24. Измерение заряда частицы с учетом плавающего потенциала (кружки) и без (квадратики).

На рисунке 25 представлено численно рассчитанное пространственное распределение электрического потенциала в ловушке в случае подачи на шар потенциала  $U = 1000$  В.

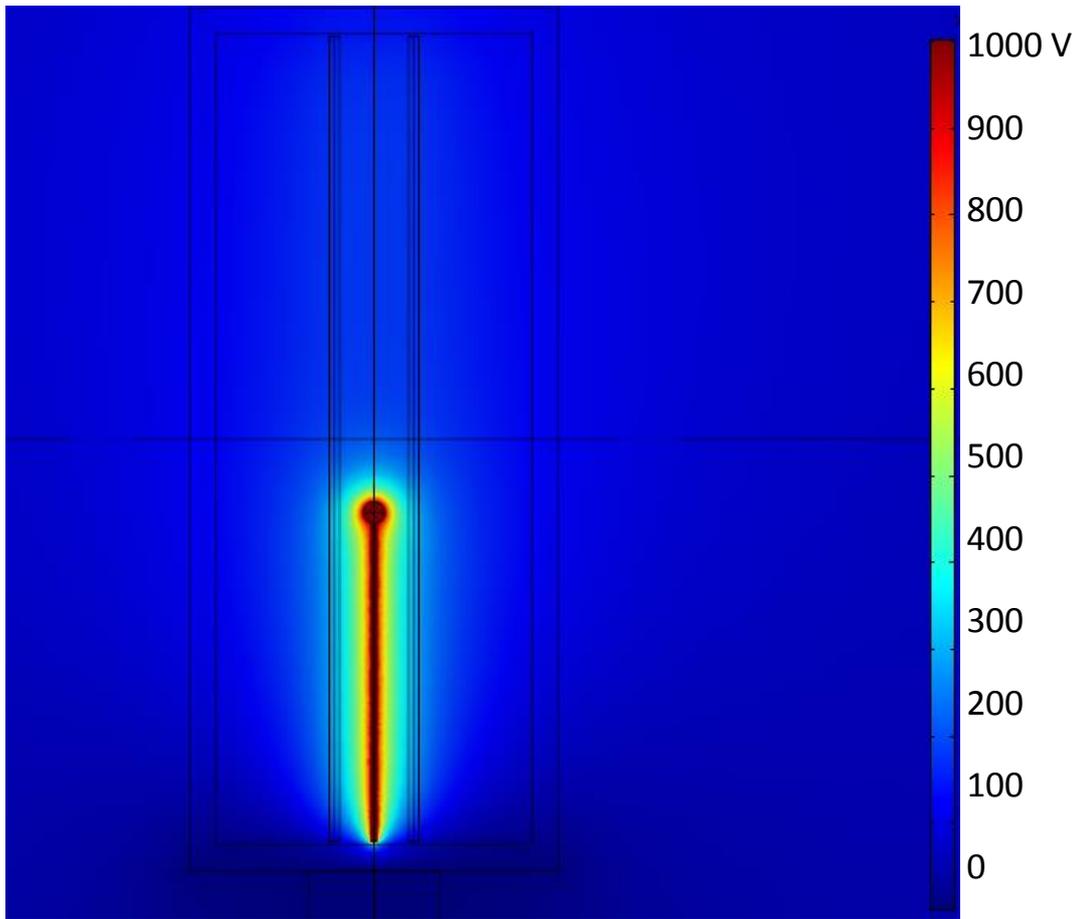


Рисунок 25. Пространственное распределение электрического потенциала в электродинамической ловушке. Вид сбоку.

На рисунке 26 представлены измеренные значения заряда частицы. Среднее значение заряда  $q = 12,4 \times 10^5 e$ .

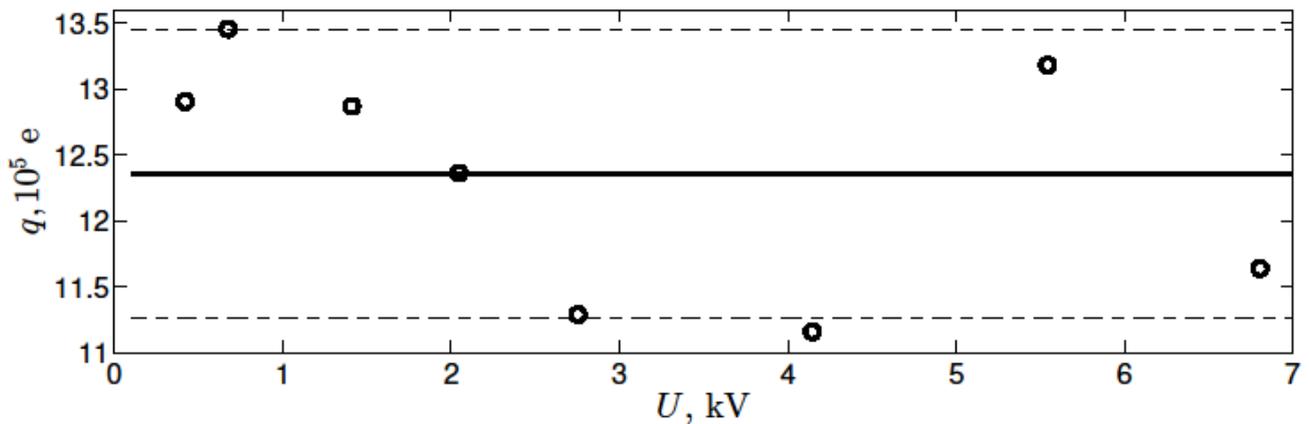


Рисунок 26. Результаты измерения заряда частицы. Штриховой линией обозначен 95% доверительный интервал.

Что бы убедиться в том, что заряд частицы не изменялся в течении эксперимента, одиночная частица удерживалась в ловушке на протяжении трех часов. В течении этого времени расстояние  $l$  между частицей и шаром измерялось каждые 30 минут. Результат измерений представлен на рисунке 27. Потенциал шара был равен 3 кВ.

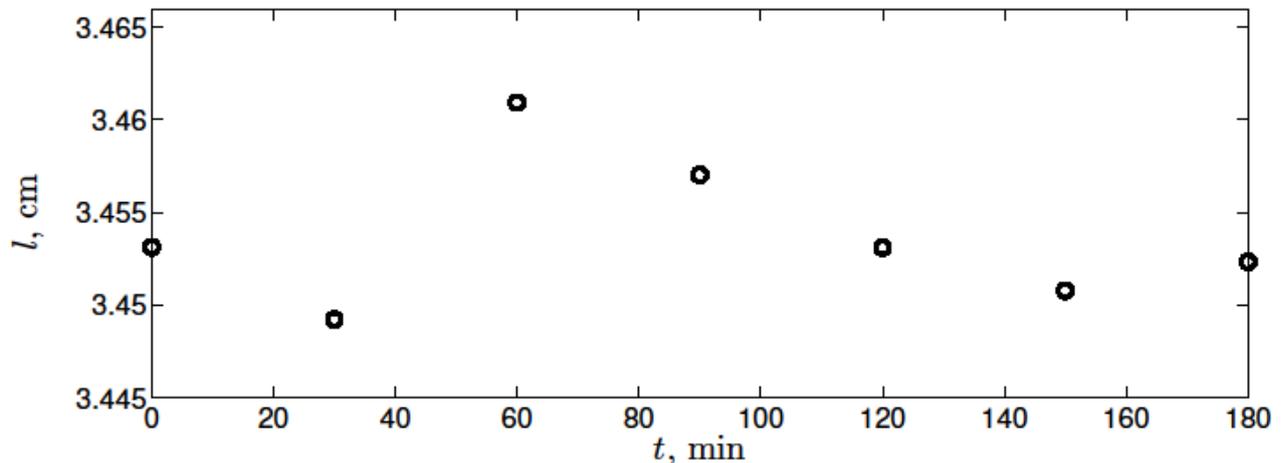


Рисунок 27. Расстояние между частицей и шаром.

Анализа рисунка 27 говорит о том, что с течением времени заряд частицы не меняется в пределах погрешности измерений.

Для верификации предложенного метода измерения заряда в данной работе было выполнено измерение заряда частиц с помощью плоского конденсатора по схеме, проиллюстрированной рисунком 28. В секции воздушного тракта на верхней и нижней стенке находились металлические пластины толщиной  $\Delta l \approx 0,75$  мм и длиной – 10 см, которые являлись обкладками конденсатора. Расстояние между пластинами составляло  $l_{\text{cond}} = 6$  см. На верхнюю обкладку подавался электрический потенциал, совпадающий по знаку с зарядом пылевых частиц  $U_{\text{cond}} = 10$  кВ. Нижняя обкладка была заземлена.

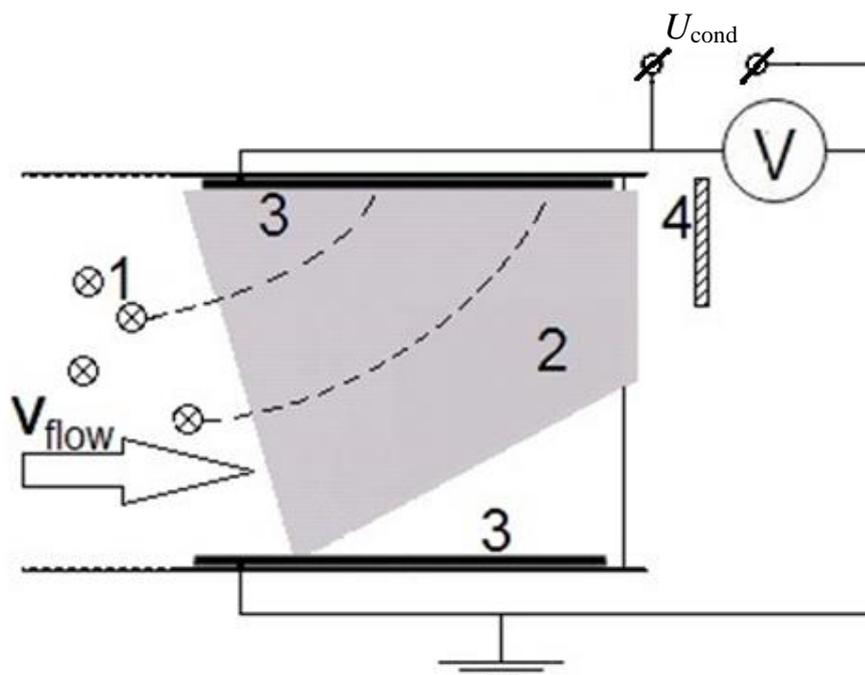


Рисунок 28. Схема эксперимента для измерения заряда пылевых микрочастиц в электрическом поле плоского конденсатора. 1 – заряженные в коронном разряде микрочастицы, 2 – лазерный нож, 3 – пластины конденсатора, 4 – предметное стеклышко.

В эксперименте микрочастицы пролетали между пластинами плоского конденсатора. Под действием электрического поля их траектории отклонялись вверх. В нашем случае на расстояниях больше 5 мм от кромок пластин конденсатора поле можно считать однородным, что следует из оценки неоднородности поля вблизи кромок пластин конденсатора [102]. Треки частиц, пролетавших между пластинами конденсатора, представлены на рисунке 29.

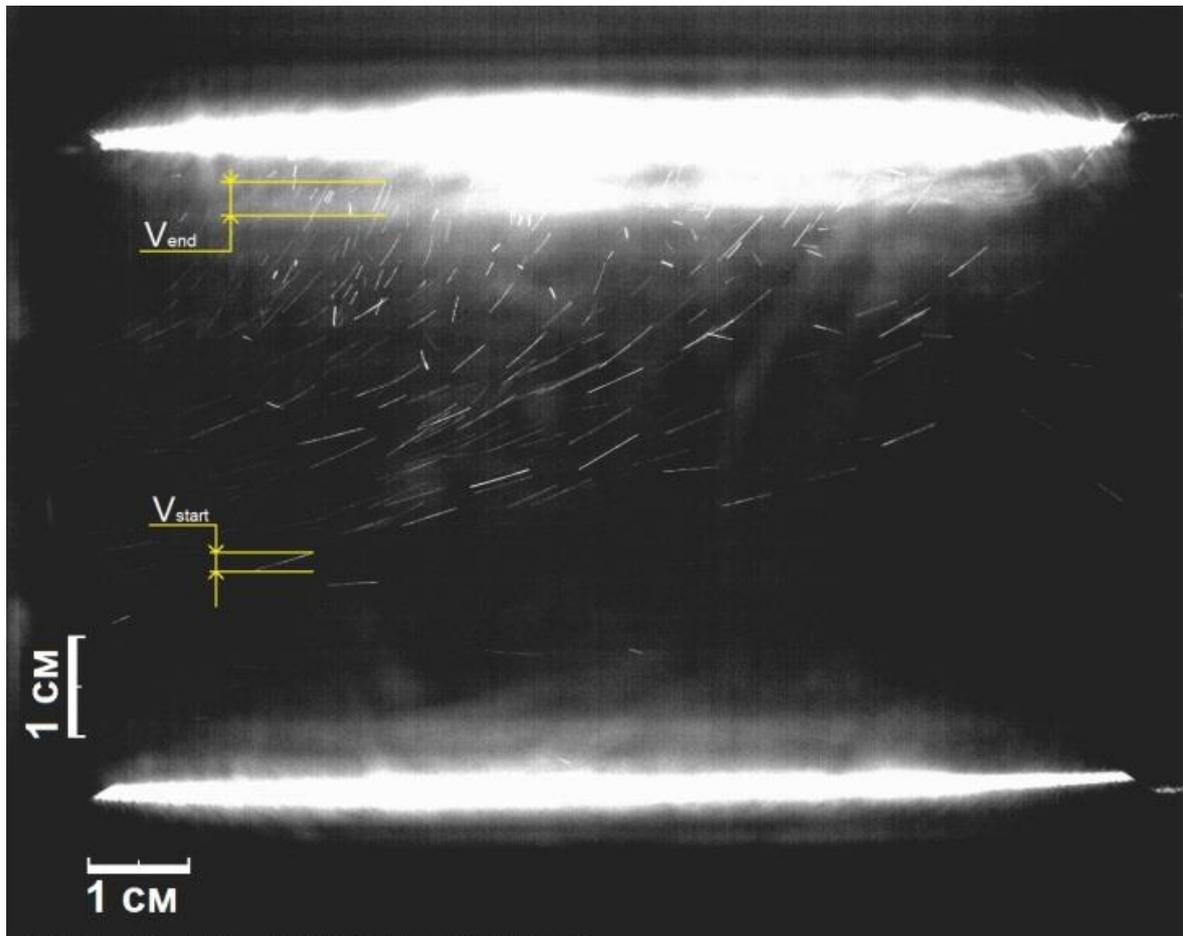


Рисунок 29. Треки заряженных микрочастиц в поле конденсатора. Отметками  $V_{start}$  и  $V_{end}$  отмечены зоны для оценки вертикальных составляющих скоростей частиц в начальный и конечный моменты времени. Напряжение на пластинах конденсатора  $U_{cond} = 10$  кВ (напряженность поля  $E_{cond} = 1.57$  кВ/см).

Траектория микрочастицы состоит из треков в виде искривленных сегментов, представленных на рисунке 29. Каждый трек соответствует времени выдержки одного кадра видеокамеры. Длина трека позволяет оценить вертикальную и горизонтальную скорость микрочастицы. Ускорение частицы  $a$  оценивалось через разность конечной скорости  $v_{end}$  и начальной скорости частицы  $v_{start}$ . Скорость  $v_{start}$  определялась первым треком частицы при попадании микрочастицы в область регистрации. Конечная скорость частицы  $v_{end}$  определялась предпоследним треком этой же микрочастицы перед ее попаданием на верхнюю пластину конденсатора. По

частоте съемки  $f$  и количеству кадров  $N_t$  между треками, соответствующими  $v_{\text{start}}$  и  $v_{\text{end}}$ , оценивалось ускорение частицы как  $a = \frac{v_{\text{end}} - v_{\text{start}}}{N} f a = \frac{v_{\text{end}} - v_{\text{start}}}{N \Delta t^{\text{cam}}}$ .

Полученные данные по скоростям и ускорениям использовались для расчета зарядов пылевых частиц. Рассмотрим силы, действующие на частицы: сила тяжести  $F_g = mg$ ; сила взаимодействия с полем конденсатора  $F_{\text{cond}} = \frac{U_{\text{cond}} q}{l_{\text{cond}}}$  и сила вязкого трения  $F_{\text{fr}} = 6\pi\mu r v$ , где  $\mu$  – динамическая вязкость среды,  $r$  – радиус частицы.

Из закона Ньютона  $m\vec{a} = \vec{F}_g + \vec{F}_{\text{cond}} + \vec{F}_{\text{fr}}$  можно получить выражение для заряда частицы. Нас интересовала только вертикальная проекция этого уравнения, так как электрическое поле влияет только на изменение движения микрочастиц в вертикальном направлении:

$$q = \frac{ma - mg - 6\pi\mu r v}{U_{\text{cond}}} l_{\text{cond}}.$$

Для определения заряда частиц необходимо знать их размер. Для этого сразу за конденсатором у верхней его пластины в области самой низкой скорости газового потока  $v_{\text{flow}} = 0,25-1,5$  м/с было размещено поперек потока предметное стекло 4 (рисунок 28) шириной 3.5 см, на которое попадали исследуемые частицы. Изучались лишь частицы, попавшие в центральную область стекла, т.е. на расстоянии 17 мм от верхней пластины конденсатора. Таким образом, на это стекло попадали лишь частицы, увлеченные на верхнюю пластину конденсатора, в то время как траектории нейтральных частиц оказывалась ниже этого стекла. Размеры частиц определялись с помощью микроскопа. Для оценки размера микрочастиц снимались наименьшие -  $r_{\text{min}}$  и наибольшие -  $r_{\text{max}}$  размеры пылевых частиц. Эффективный радиус частицы рассчитывался по формуле:  $r = (r_{\text{max}} + r_{\text{min}})/2$  Вместе с этим был изучен исходный состав порошка. Распределения частиц по размерам представлено на рисунке 30.

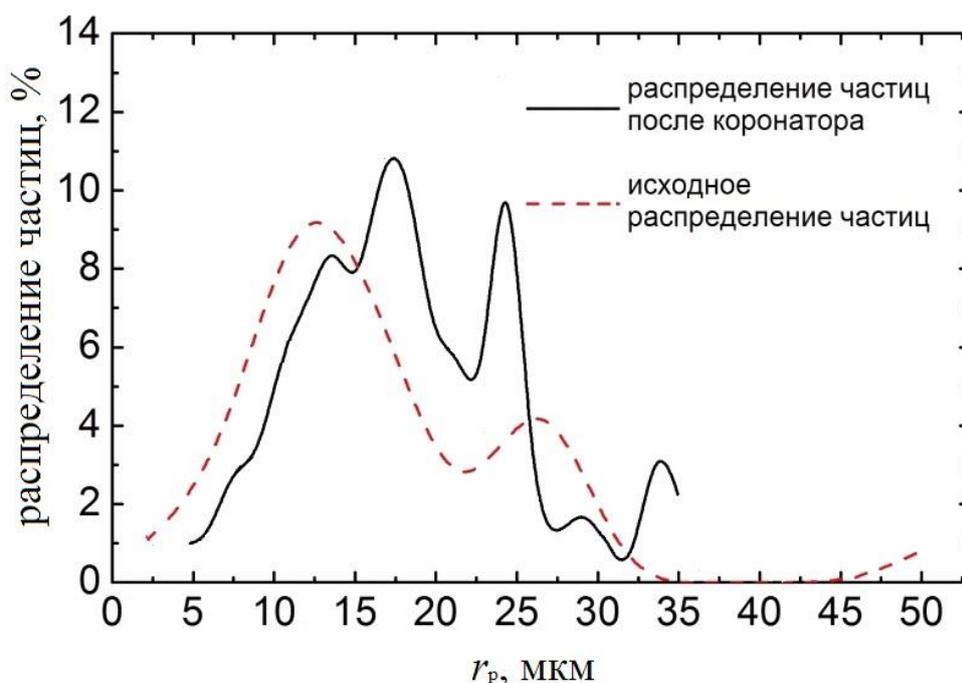


Рисунок 30. Распределения частиц по размерам. Пунктирной линией представлено исходное распределение по размерам микрочастиц, инжектируемых в воздушный тракт. Сплошной линией – распределение частиц после зарядки в коронном разряде.

На рисунке 30 продемонстрировано, что в коронном разряде осаждались в основном мелкие и крупные частицы. Средний размер частиц, прошедших через коронный разряд и увлекаемых на верхнюю пластину конденсатора, составлял  $r = 17,6$  мкм со среднеквадратичным отклонением  $\sigma = 0,026$ . Средний форм-фактор пылевых частиц (отношение  $r_{\max}/r_{\min}$ ) составлял 1,26.

Часть частиц после прохождения коронного разряда оказывалась нейтральной. Для проверки того, что на предметное стекло 4 не увлекались нейтральные частицы, рассмотрим падение одиночной частицы под действиями сил тяжести и силы вязкого трения. Установившаяся скорость падения пылевой частицы радиусом 17,6 мкм составляет 15 см/с. Среднее время пролета частиц вдоль конденсатора составляло 0,06 – 0,4 с в зависимости от расстояния до центральной оси тракта, что соответствовало их смещению вниз на 1 – 6 см. Таким образом, нейтральные частицы, влетающие в область конденсатора выше оси тракта, успевали опуститься ниже предметного стекла.

Из полученных распределений на рисунке 30 для расчета заряда частиц по формуле принят радиус частиц  $r = 17,6$  мкм.

### 3.2 Результаты измерений заряда и массы частицы

Измерения заряда производились в случае зарядки частиц в отрицательном и положительном коронном разряде. В обоих случаях напряжение коронного разряда было равным 18,5 кВ. Ток разряда был различным и составлял 380 мкА для положительного коронного разряда и 705 мкА для отрицательного коронного разряда. Результаты измерений заряда и массы частиц представлены в таблицах 1 и 2, где  $\delta_m$  – относительная погрешность измерения массы,  $\delta_q$  – относительная погрешность измерения заряда. Рисунок 31 иллюстрирует представленные в таблицах данные.

Таблица 1. Результаты измерений заряда и массы частиц в случае зарядки в положительном коронном разряде.

$d$ , мкм	$m$ , $10^{-8}$ г	$\delta_m$ , %	$q$ , $10^5$ е	$\delta_q$ , %	$q/m$ , $10^{13}$ е/г
19,3	1,50	4,2	3,53	16	2,35
21,4	2,05	4,2	3,76	14	1,83
23,4	2,68	8,0	5,30	16	1,98
28,6	4,93	4,7	6,28	12	1,27
38,6	12,1	5,5	12,4	10	1,02
					1,69

Таблица 2. Результаты измерений заряда и массы частиц в случае зарядки в отрицательном коронном разряде.

$d$ , мкм	$m$ , $10^{-8}$ г	$\delta_m$ , %	$q$ , $10^5$ е	$\delta_q$ , %	$q/m$ , $10^{13}$ е/г
22,6	2,41	6,2	4,29	13	1,78
24,2	2,93	4,1	6,61	15	2,26
29,2	5,15	6,7	4,80	9,5	0,93

29,8	5,50	3,6	5,21	7,9	0,95
35,4	9,19	5,2	7,83	11	0,85
					1,35

Эффективность зарядки в положительном и отрицательном коронном разряде можно сравнить по среднему отношению заряда к массе частиц, которые равны  $1,69 \times 10^{-13}$  е/г для положительной и  $1,35 \times 10^{-13}$  е/г для отрицательной короны. Можно видеть, что в положительном коронном разряде частицы преобретают больший заряд.

Если частица заряжается в униполярной среде коронного разряда, максимальный заряд, который она может приобрести можно оценить по формуле (2.1). Из рисунка 31 можно видеть, что частицы заряжались в области коронного разряда с напряженностью поля от 10 до 20 кВ/см. Следует заметить, что существует механизм зарядки, обусловленный диффузией ионов, но им можно пренебречь для частиц размером больше 1 мкм.

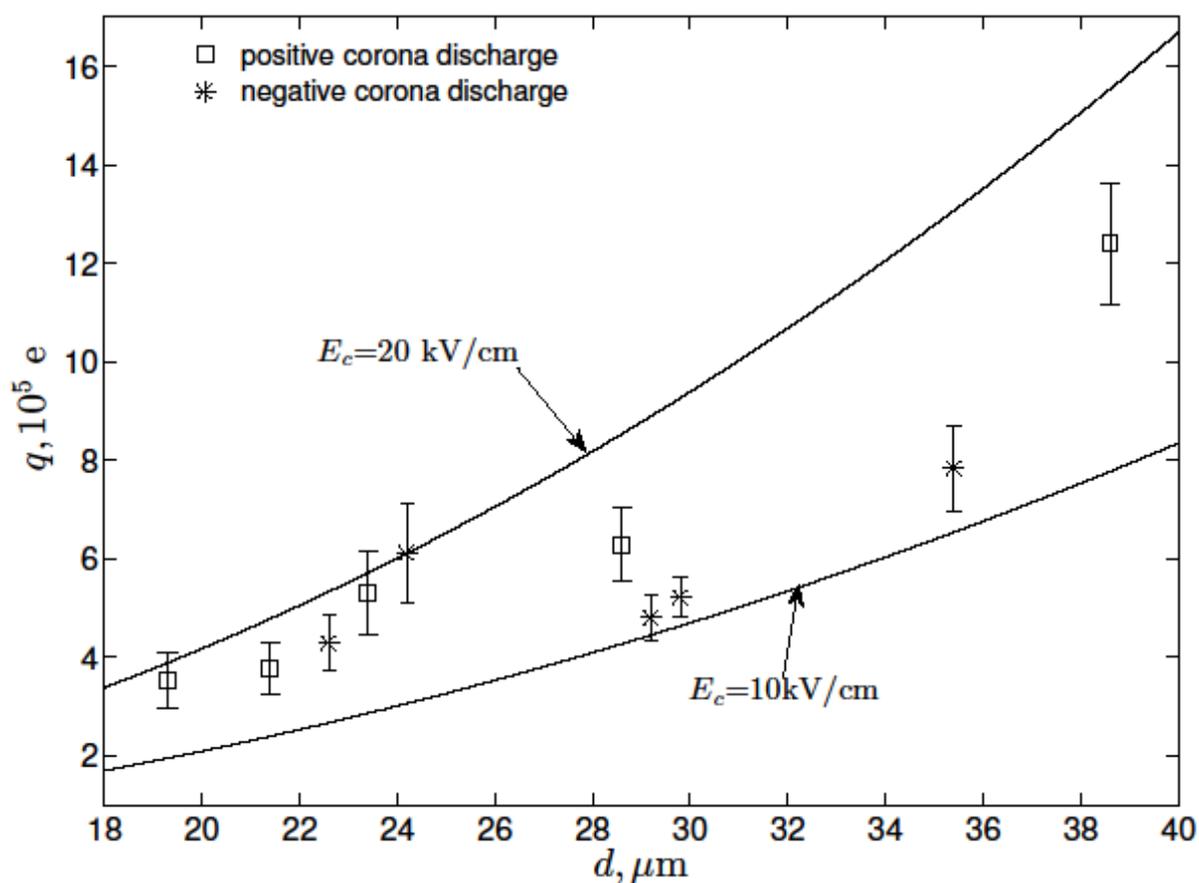


Рисунок 31. Результаты измерений заряда и размера (массы) частиц. Линии обозначают максимальный заряд, который частица может получить в поле напряженностью 10 и 20 кВ/см.

Результаты измерений заряда частиц с помощью конденсатора представлены в таблице 3. Измерения производились при трех значения напряжения короны: 13 кВ, 15 кВ, и 18 кВ.

Таблица 3. Заряды частиц  $Al_2O_3$ , измеренные с помощью конденсатора.

Измерение №	$q_p, 10^5 e,$ $U_{cor}=13 \text{ кВ}$	$q_p, 10^5 e,$ $U_{cor}=15 \text{ кВ}$	$q_p, 10^5 e,$ $U_{cor}=18,5 \text{ кВ}$
1	4,42	6,29	8,48
2	3,18	4,02	7,94
3	2,33	5,17	3,10
4	5,51	4,84	3,72
5	5,54	10,04	5,28

6	5,15	4,42	6,73
7	4,41	3,49	2,63
8	3,42	5,71	9,06
9	3,83	5,58	10,11
10	5,46	5,70	4,92
11	4,37	5,19	3,49
12	4,00	7,10	5,46
13	4,18	4,73	5,74
14	3,09	6,86	5,13
Средний заряд	4,21	5,65	5,84

Анализ данных из таблиц 1, 2 и 3 позволяет судить о приемлемом совпадении значений заряда частиц, измеренных обоими методами.

### **3.3 Определение области удержания пылевой частицы линейной квадрупольной электродинамической ловушке**

Для определения области удержания у частицы по описанной выше методике измерялось отношение заряда к массе. После чего, частота напряжения на ловушке увеличивалась или уменьшалась до тех пор, пока частица не покидала пределы ловушки. Соответствующие частоты определяли границы области удержания.

На рисунке 32 представлена область удержания частиц в электродинамической ловушке. Границы области удержания хорошо аппроксимируются выходящими из начала координат прямыми линиями.

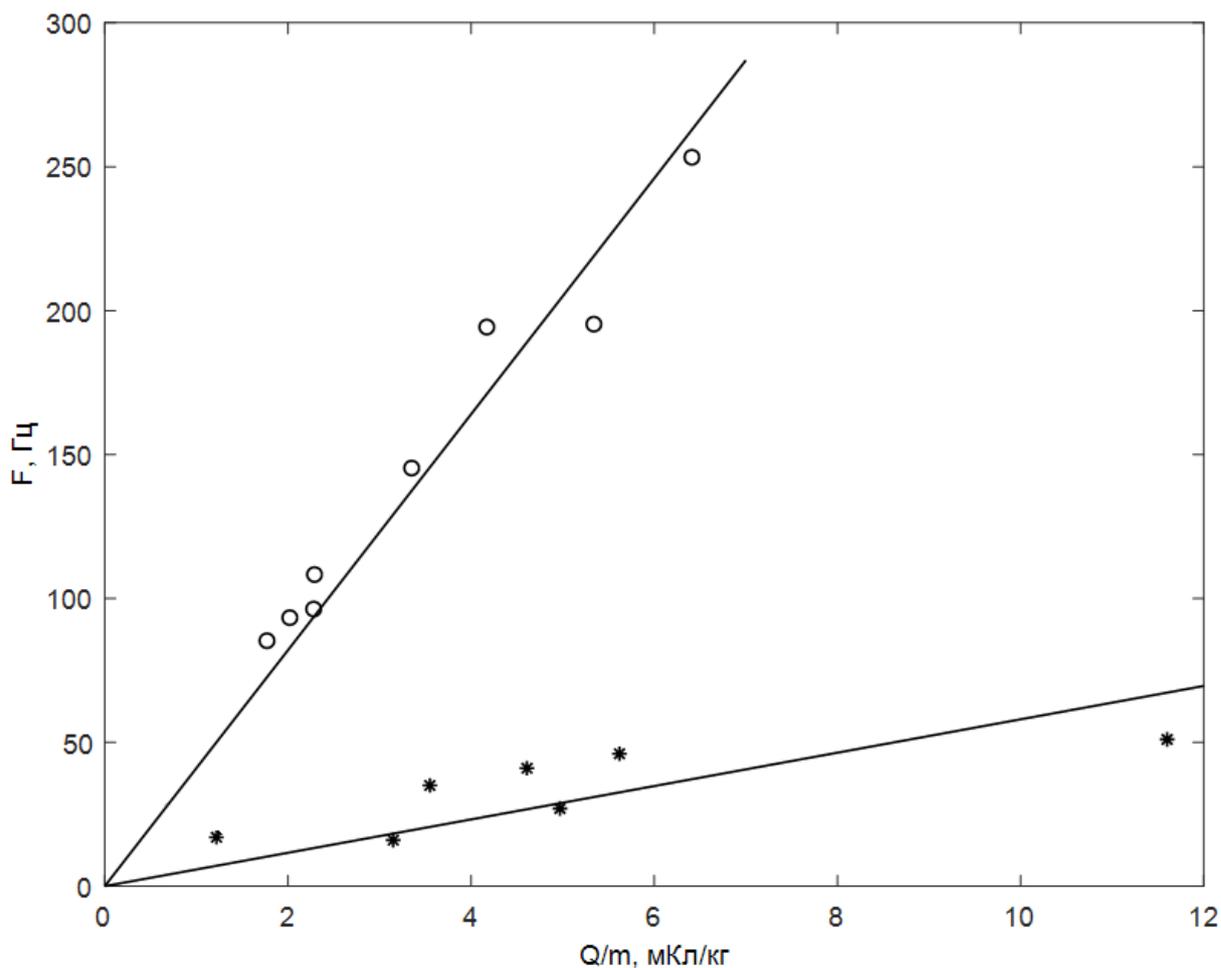


Рисунок 32. Область удержания частиц в линейной квадрупольной электродинамической ловушке. Экспериментальные данные обозначены кружками (верхняя граница) и звездочками (нижняя граница).

Динамика частицы в электродинамической ловушке описывается стохастическим дифференциальным уравнением Ланжевена.

$$m \frac{d^2 \mathbf{r}}{dt^2} = \mathbf{F}_{\text{trap}} + \mathbf{F}_{\text{fr}} + \mathbf{F}_b + \mathbf{F}_g, \quad (3.2)$$

где  $\mathbf{F}_{\text{trap}}$  – электрическая сила, действующая на частицу со стороны ловушки,  $\mathbf{F}_{\text{fr}}$  – сила вязкого трения,  $\mathbf{F}_b$  – стохастическая дельта-коррелированная сила, обусловленная случайными столкновениями с молекулами газа,  $\mathbf{F}_g$  – сила тяжести, действующая на частицу. Для количественного объяснения полученного результата необходимо численно решать дифференциальное уравнение Ланжевена, что представляет собой довольно сложную задачу.

Для качественного объяснения рассмотрим частицу, движущуюся в переменном электрическом поле  $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}(\mathbf{r}) \sin(\omega t)$ . В таком поле на частицу действует так называемая сила Гапонова-Миллера

$$\mathbf{F}_{\text{gm}} = -\frac{q^2}{2m(\omega^2 + \nu^2)} \nabla E^2(\mathbf{r}), \quad (3.3)$$

где  $\omega = 2\pi f$  – угловая частота. Следует заметить, что выражение для силы Гапонова-Миллера верно, если сила вязкого трения, действующая на частицу, линейно зависит от скорости частицы ( $\mathbf{F}_{\text{fr}} = -m\nu\mathbf{v}$ ). В нашем случае для частицы выполняется закон Стокса ( $\mathbf{F}_{\text{fr}} = 6\pi\mu r\mathbf{v}$ ), поэтому  $\nu = 6\pi\mu r/m$ , где  $\mu$  – динамическая вязкость,  $r$  – радиус частицы. Сила Гапонова-Миллера уменьшается с увеличением частоты и, начиная с определенного значения, перестает удерживать частицу в ловушке. При уменьшении частоты сила Гапонова-Миллера возрастает, до тех пор, пока частица не будет успевать вылететь из ловушки за время, соответствующее половине периода. Эти предельные частоты ограничивают область удержания частиц в электродинамической ловушке.

### 3.4 Выводы

Был предложен метод определения заряда и массы одиночной пылевой частицы в электродинамической ловушке

Метод измерения размера частиц обладает хорошей точностью, о чем можно судить исходя из того, что измеренный размер калиброванных микросфер совпал с истинным значением в пределах погрешности измерений.

Эффективность зарядки пылевых частиц в положительном коронном разряде больше, чем в отрицательном коронном разряде.

Частицы заряжались в области коронного разряда с напряженностью электрического поля от 10 до 20 кВ/см.

Получено приемлемое совпадение заряда частиц, измеренного предложенным в работе способом, с конденсаторным методом.

Была экспериментально определена область удержания частиц в линейной вертикально ориентированной электродинамической ловушке и дано качественное объяснение полученного результата.

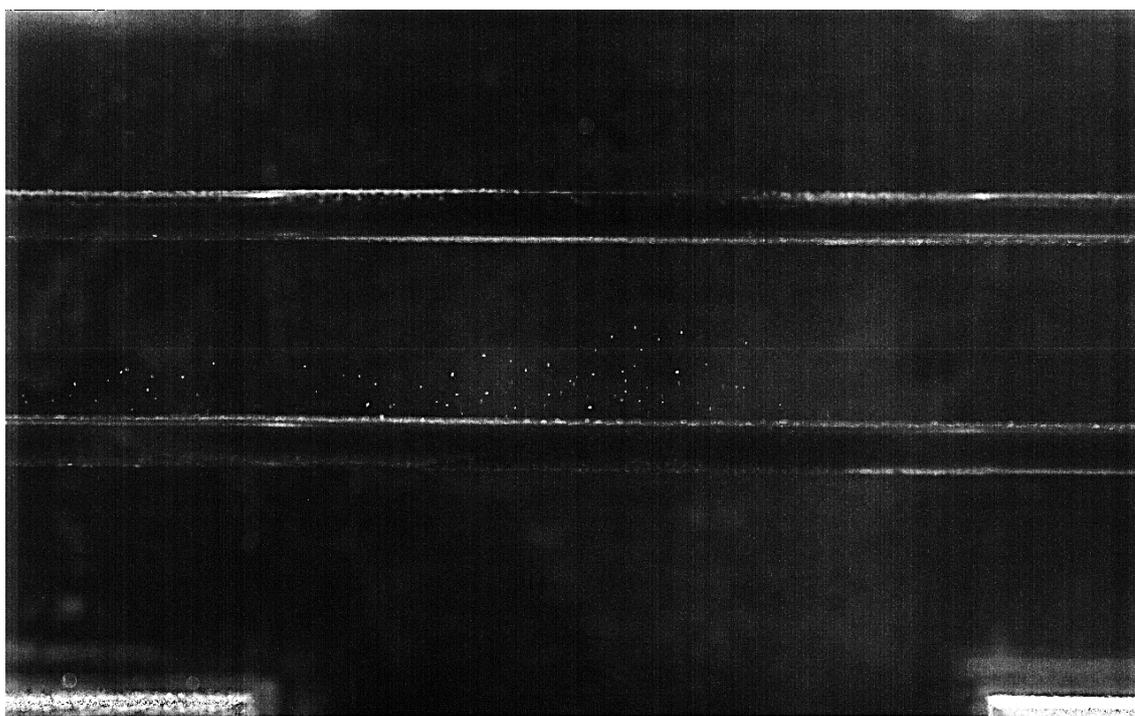
## ГЛАВА 4. КУЛОНОВСКИЕ СТРУКТУРЫ В ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИХ ЛОВУШКАХ

### 4.1 Кулоновские структуры в линейных квадрупольной горизонтально ориентированных электродинамических ловушках

#### 4.1.2 Эксперимент

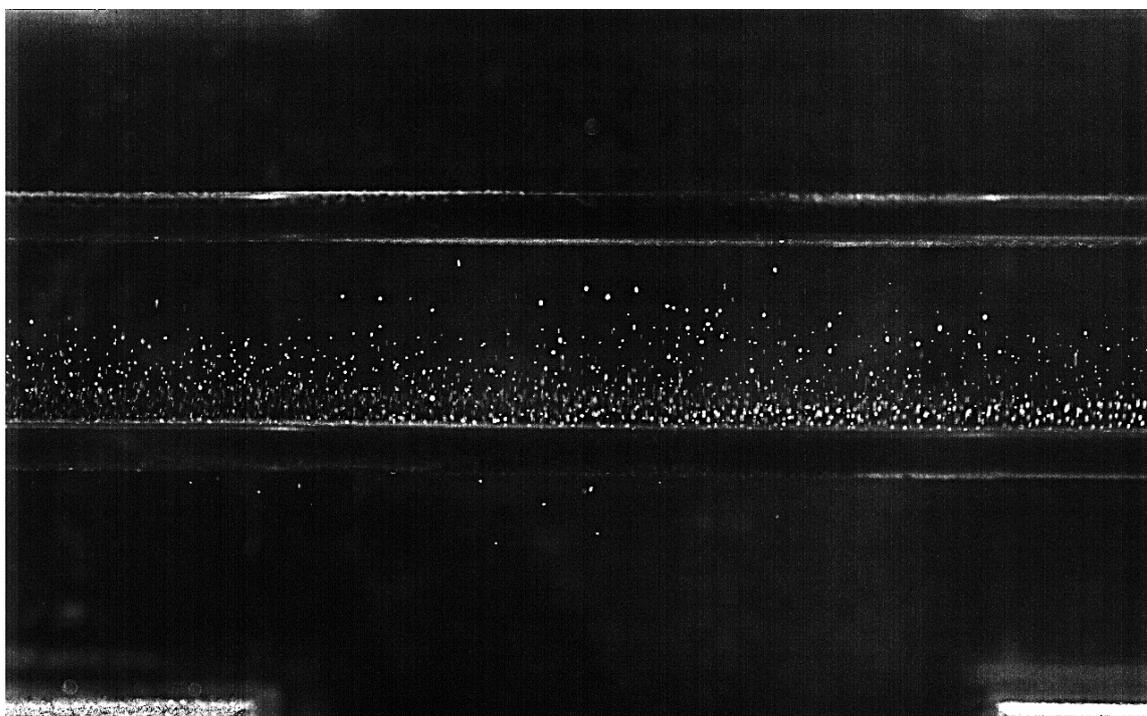
В работе [103] были получены упорядоченные кулоновские структуры, содержащие порядка сотен пылевых частиц, в линейной квадрупольной электродинамической ловушке при атмосферном давлении. Для практических применений электродинамических ловушек, например, создания ядерных батарей, этого количества недостаточно. Количество частиц, захватываемых электродинамической ловушкой можно увеличить, увеличивая геометрические размеры ловушки.

Были проведены эксперименты по изучению кулоновских структур в горизонтально ориентированной квадрупольной линейной электродинамической ловушке при различных значениях амплитуды переменного напряжения и частоте  $f = 50$  Гц. Результат представлен на рисунках 33 – 37. Длина ловушки составляла 30 см, Расстояние между электродами – 2 см. Диаметр электродов ловушки – 4 мм.



12.11.2014 16:37:50 0001 -2426.5[ms] 1280x806, 600 Hz, 1660  $\mu$ s, \*4, HiSpec #00181, V1.11.4

Рисунок 33. Пылевая структура в квадрупольной линейной электродинамической ловушке. Амплитуда переменного напряжения  $U_A = 1,4$  кВ,  $f=50$  Гц.



12.11.2014 16:36:24 0001 -1388.4[ms] 1280x806, 600 Hz, 1660  $\mu$ s, \*4, HiSpec #00181, V1.11.4

Рисунок 34. Пылевая структура в квадрупольной линейной электродинамической ловушке. Амплитуда переменного напряжения  $U_A = 2,85$  кВ,  $f=50$  Гц.

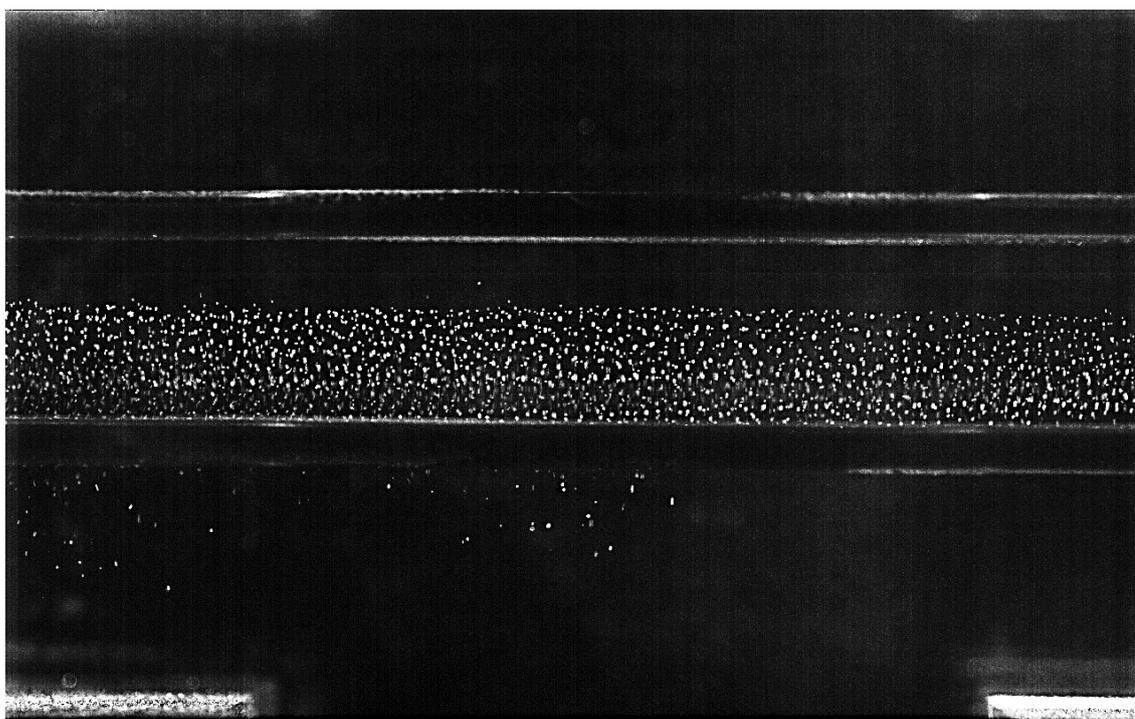


Рисунок 35. Пылевая структура в квадрупольной линейной электродинамической ловушке. Амплитуда переменного напряжения  $U_A = 4,25$  кВ,  $f=50$  Гц.

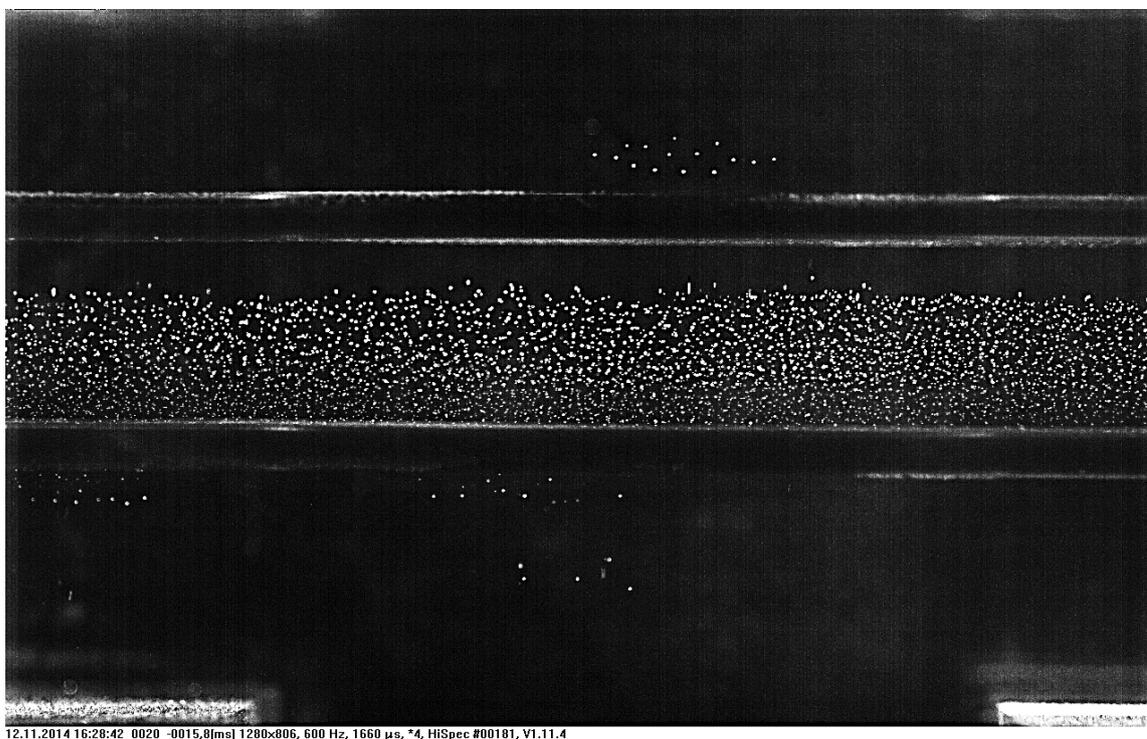


Рисунок 36. Пылевая структура в квадрупольной линейной электродинамической ловушке. Амплитуда переменного напряжения  $U_A = 5,65$  кВ,  $f=50$  Гц.

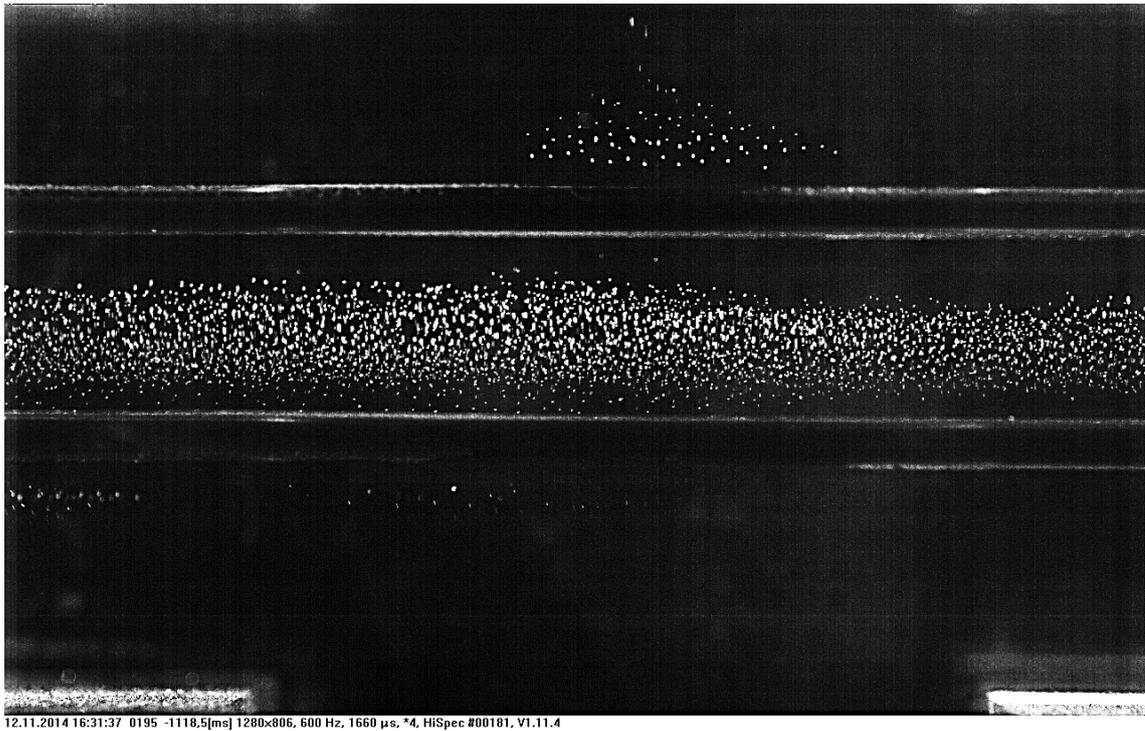


Рисунок 37. Пылевая структура в квадрупольной линейной электродинамической ловушке. Амплитуда переменного напряжения  $U_A = 6,8$  кВ,  $f=50$  Гц.

При увеличении амплитуды переменного напряжения увеличивается количество частиц, удерживаемых ловушкой. При значениях  $U_A = 1,4$  кВ и  $U_A = 2,85$  кВ имеет место неупорядоченная пылевая структура. Пылевых частиц относительно мало, а межчастичные расстояния велики. При увеличении  $U_A$  до 4,25 кВ. Пылевая структура приобретает упорядоченность. Количество частиц увеличивается, межчастичные расстояния уменьшаются. При  $U_A = 5,65$  кВ пылевые частицы в верхней части структуры начинают перескакивать с места на место. Упорядоченность в этой области перестает наблюдаться. При  $U_A = 6,8$  кВ упорядоченность наблюдается только в самой нижней части структуры.

Для кулоновской структуры в горизонтально ориентированной ловушке (рисунок 38 а) была построена парная корреляционная функция. Амплитуда переменного напряжения на электродах ловушки составляла 2,6 кВ. Расстояние между электродами составляло 2 см. Структура расположена в области перетяжки горизонтально ориентированного плоского лазерного луча. Минимальная толщина

лазерного луча составляла 0,3 см. В данном случае имеет место неоднородность структуры. В центральной части сосредоточены более крупные частицы, которые совершают малые колебания около положения равновесия. Меньшие по размеру частицы располагались по краям структуры. В этой области частицы помимо микроколебаний совершали хаотическое движение. Парная корреляционная функция была построена именно для этой части структуры (рисунок рисунок 38 б). Для увеличения выборки использовалась видеозапись движения частиц из двухсот кадров. Парная корреляционная функция строилась для каждого кадра, после чего каждое дискретное значение функции усреднялось. Парная корреляционная функция представлена на рисунке 39.

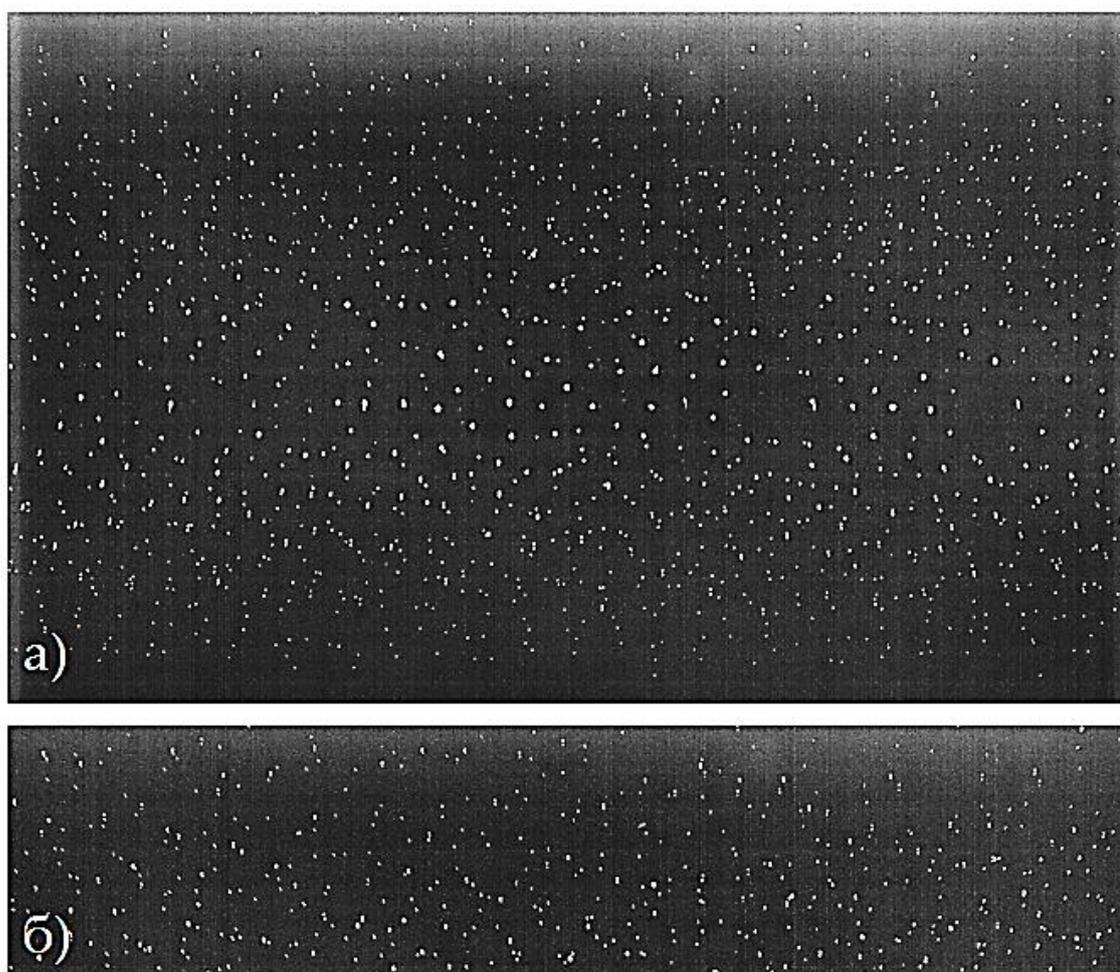


Рисунок 38. Кулоновская структура из частиц стеклоуглерода. а) полный вид; б) часть, используемая для построения парной корреляционной функции.

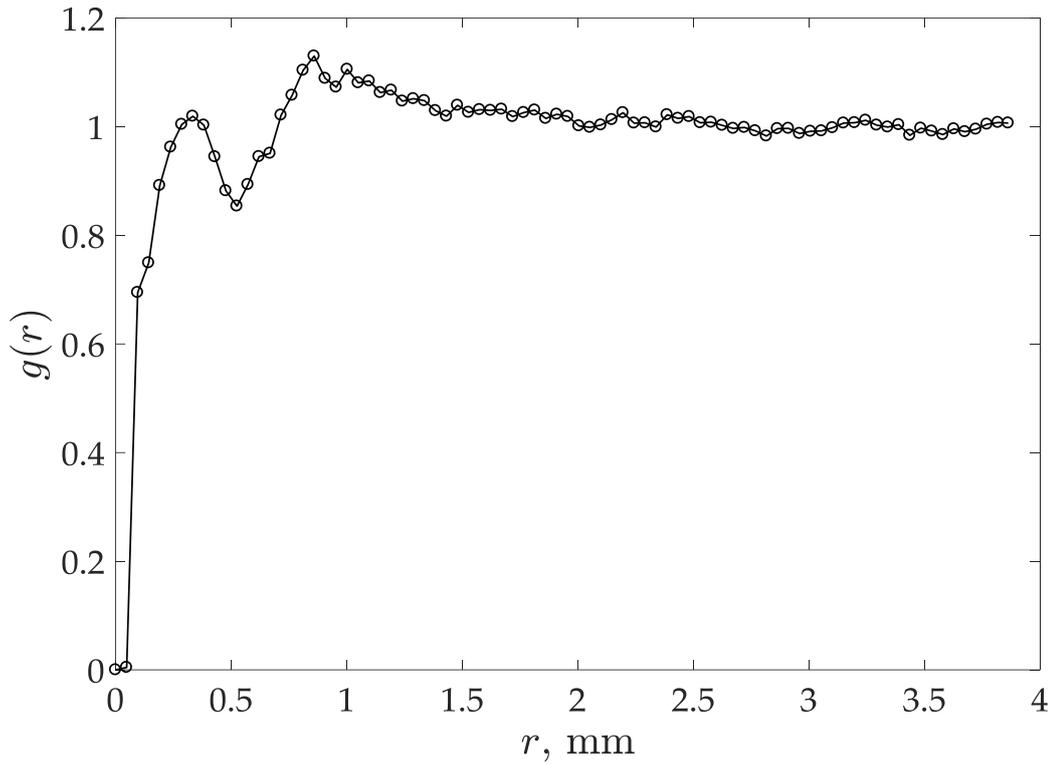


Рисунок 39. Парная корреляционная функция для частиц из стеклоглерида в горизонтально ориентированной ловушке.

Для корректного построения корреляционной функции необходимо, чтобы толщина лазерного луча не превышала среднее межчастичное расстояние. В данной работе для создания плоского лазерного луча использовались две цилиндрические линзы. Линзы располагались так, чтобы перетяжка приходилась на центр кулоновской структуры. Толщина перетяжки составила 0,25 мм.

Как известно из статистической теории жидкого состояния вещества [104], парная корреляционная функция позволяет получить информацию о термодинамических величинах таких как внутренняя энергия и давление, которые можно рассчитать по следующим формулам:

$$\begin{aligned}
 U &= N \left( \frac{m\tilde{v}^2}{2} + \frac{2\pi}{\gamma} \int_0^{\infty} \Phi(r)g(r)r^2 dr \right), \\
 P &= \frac{m\tilde{v}^2}{2\gamma} \left( 1 - \frac{4\pi}{3\gamma m\tilde{v}^2} \int_0^{\infty} \frac{d\Phi(r)}{dr} g(r)r^3 dr \right),
 \end{aligned}
 \tag{4.1}$$

где  $N$  – количество частиц в кулоновской системе,  $m\tilde{v}^2/2$  – средняя кинетическая температура частиц,  $k$  – постоянная Больцмана,  $\gamma$  – объем, приходящийся на одну частицу,  $\Phi(r)$  – энергия парного взаимодействия частиц.

Для описанных выше экспериментальных условий по формуле (4.1) получим энергию, приходящуюся на одну частицу  $U/N = 3 \cdot 10^{-15}$  Дж.

#### 4.1.1 Моделирование

Для моделирования движения частиц в электродинамической ловушке, для каждой частицы численно решалось уравнение Ланжевена:

$$m_i \frac{d^2 \mathbf{r}_i}{dt^2} = \mathbf{F}_{\text{trap}}(\mathbf{r}_i, t) - 6\pi\eta \frac{d_i}{2} \frac{d\mathbf{r}_i}{dt} + \sum_j^{j \neq i} k \frac{q_j q_i}{r_{ji}^2} \frac{\mathbf{r}_{ji}}{r_{ji}} + m_i \mathbf{g} + \mathbf{F}_{b_i}(t) \quad (4.2)$$

где  $m_i$  – масса  $i$ -той частицы,  $\mathbf{r}_i$  – радиус вектор  $i$ -той частицы,  $\mathbf{F}_{\text{trap}}(\mathbf{r}_i)$  – сила, действующая на частицу со стороны электродинамической ловушки,  $\eta$  – динамическая вязкость воздуха,  $d_i$  – диаметр  $i$ -той частицы,  $q_j$  и  $q_i$  – заряды  $j$ -той и  $i$ -той частицы,  $\mathbf{r}_{ji}$  – вектор, направленный от  $j$ -той частицы к  $i$ -той частице, модуль которого равен расстоянию между этими частицами,  $\mathbf{g}$  – ускорение свободного падения,  $\mathbf{F}_{b_i}(t)$  – дельта-коррелированная случайная сила, возникающая за счет непрерывных соударений частицы с молекулами газа.

Сила, действующая на пылевую частицу, со стороны электродинамической ловушки вычислялась следующим образом. Электроды ловушки представлялись цепочкой заряженных шариков с диаметром, равным диаметру электрода. Сила, действующая на частицу со стороны ловушки, принималась равной сумме сил, действующих на частицу со стороны заряженных шариков.

Для численного решения стохастического дифференциального уравнения (2.2) использовался метод, описанный в работе [105].

Методами математического моделирования исследовались кулоновские структуры в линейной квадрупольной электродинамической ловушке, состоящей из четырех электродов радиусом 1,5 мм, и длиной 10 см, расположенных на расстоянии 2 см друг от друга, на которую подавалось переменное напряжение  $U_{\text{trap}} = U_A \sin(\omega t)$  со сдвигом, равным  $\pi$  между соседними электродами с амплитудой  $U_A = 5$  кВ, и

частотой  $\omega = 2\pi \cdot 50$  рад/с. При проведении численного эксперимента моделировалось движение 10 000 частиц диаметром 2 мкм с зарядом  $q = 2\,500$  единиц элементарного заряда и плотностью материала частиц принималась  $4$  г/см<sup>3</sup>. На рисунке 40 представлена кулоновская структура, удерживаемая в ловушке. На рисунке 41 представлена парная корреляционная функция спустя десять секунд после инъекции. Для указанных параметров численного эксперимента энергия, приходящаяся на одну частицу  $U/N$ , составила  $4 \cdot 10^{-13}$  Дж.

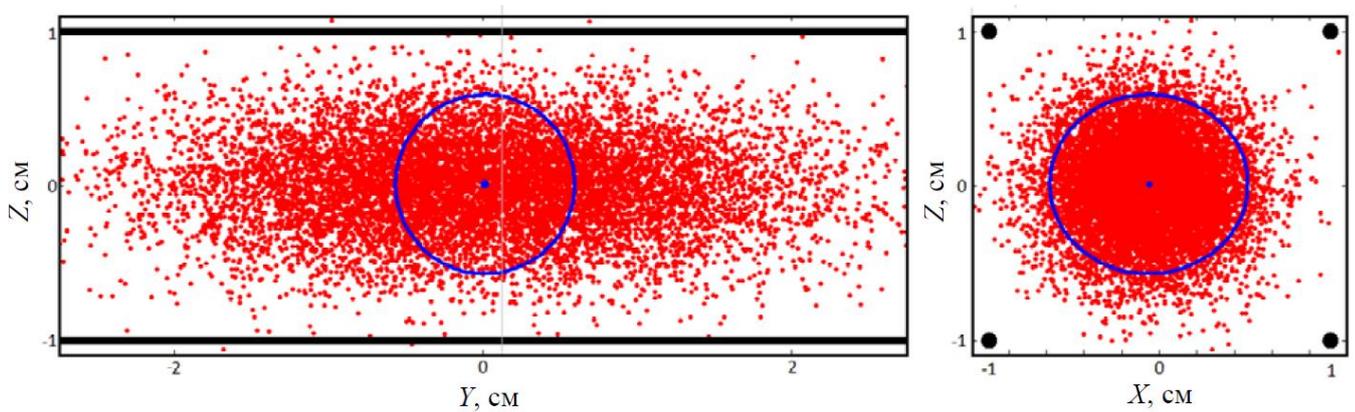


Рисунок 40. Кулоновская структура из 10 000 частиц, удерживаемая в ловушке.

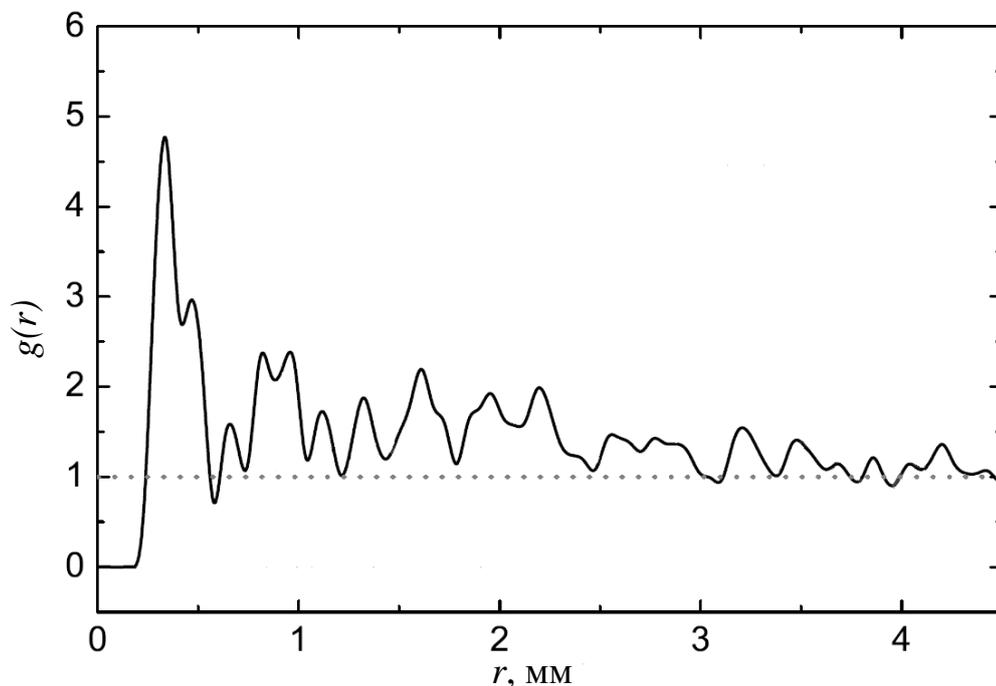


Рисунок 41. Парная корреляционная функция через десять секунд после инъекции частиц;  $d = 1$  мкм,  $q = 2\,500$  е.

В случае математического моделирования удельная внутренняя энергия частиц превышает такую для экспериментальных условий, описанных в разделе 4.1.1 на два порядка, что согласуется с видом парной корреляционной функции, указывающей на наличие ближнего порядка.

На рисунке 42 отображена динамика энергии (а) и давления (б) кулоновских систем, состоящих из частиц разного размера. Временные осцилляции энергии и давления являются следствием воздействия на структуру переменного электрического поля электродинамической ловушки. После инжекции частиц в процессе выхода на стационарную пространственную конфигурацию среднее расстояние между ними возрастает, из-за чего энергия их межчастичного взаимодействия уменьшается. Это вызывает падение полной энергии системы.

Со временем кулоновская система в среднем стабилизируется, и частицы начинают совершать в основном колебательные движения около положений равновесия. В результате энергия и давление, осциллируя, стремятся к асимптотическому значению, относительно которого в дальнейшем совершают осцилляции.

Из анализа рисунка 42 следует также, что с ростом заряда части энергии кулоновской структуры и ее давление на ловушку уменьшаются за счет увеличения средних межчастичных расстояний.

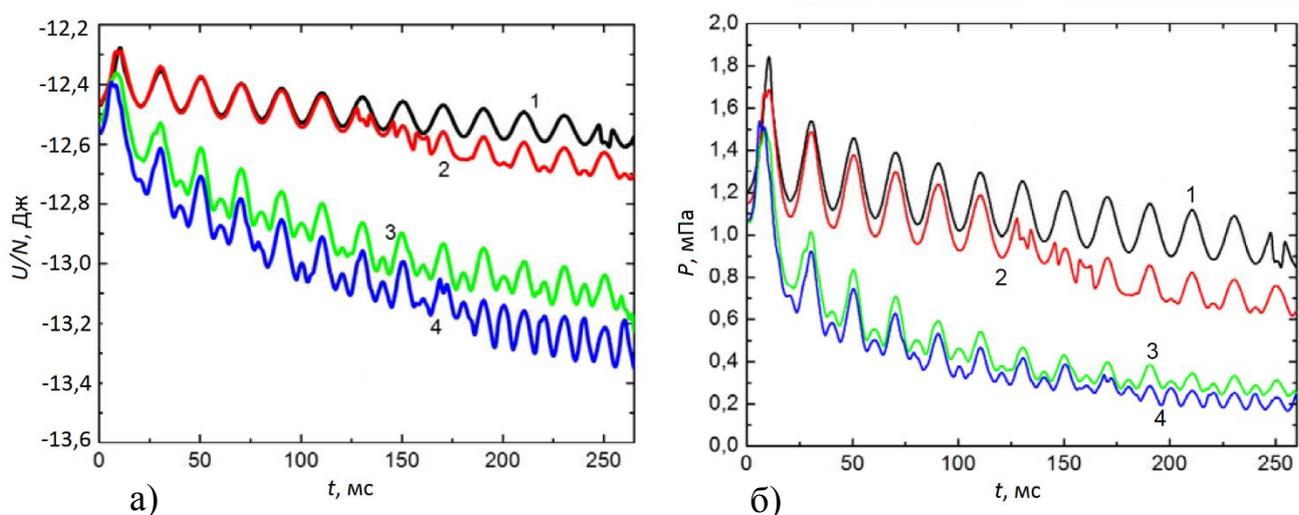


Рисунок 42. Динамика энергии (а) и давления (б) кулоновских систем, состоящих из частиц разного размера. Общие параметры: кривая 1 –  $d = 2 \mu\text{m}$ ,

$q = 2750$  е; 2 –  $d = 2$  мкм,  $q = 3250$  е; 3 –  $d = 4$  мкм,  $q = 11000$  е; 4 –  $d = 1$  мкм,  $q = 13000$  е.

#### 4.2 Кулоновские структуры в линейных квадрупольной и октупольной вертикально ориентированных электродинамических ловушках

Были проведены эксперименты по изучению кулоновских структур в вертикально ориентированной квадрупольной линейной электродинамической ловушке при различных значениях амплитуды переменного напряжения и частоте  $f = 50$  Гц. Результат представлен на рисунках 43 – 51.

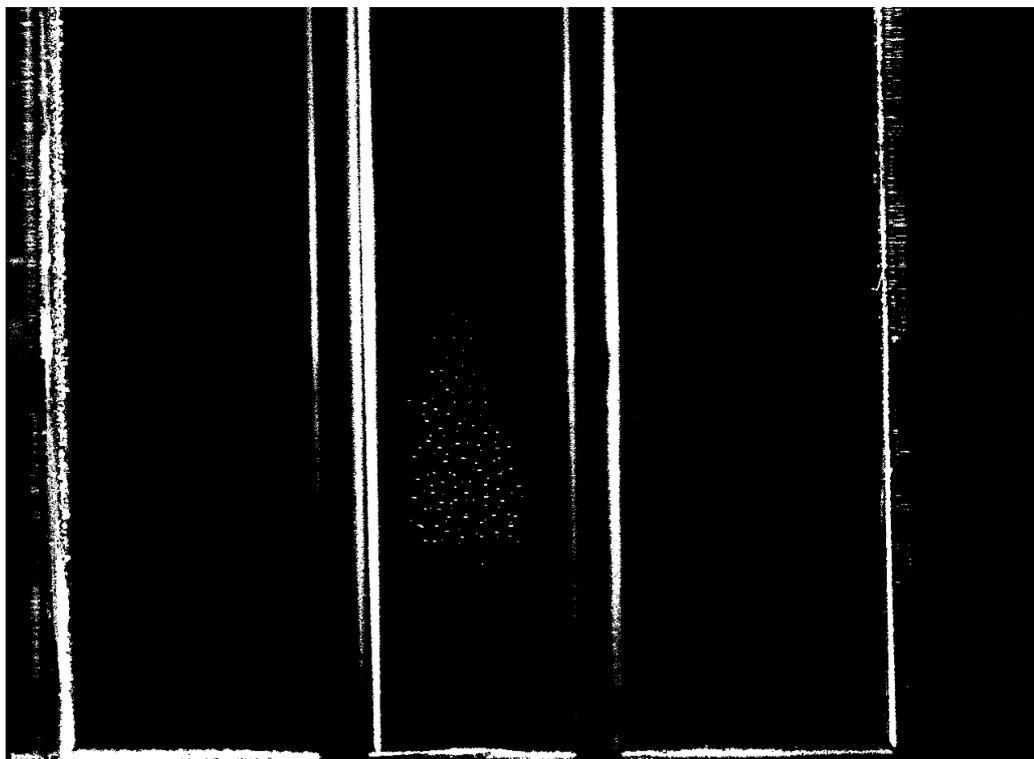


Рисунок 43. Пылевая структура в квадрупольной линейной электродинамической ловушке. Амплитуда переменного напряжения  $U_A = 1,15$  кВ,  $f = 50$  Гц.

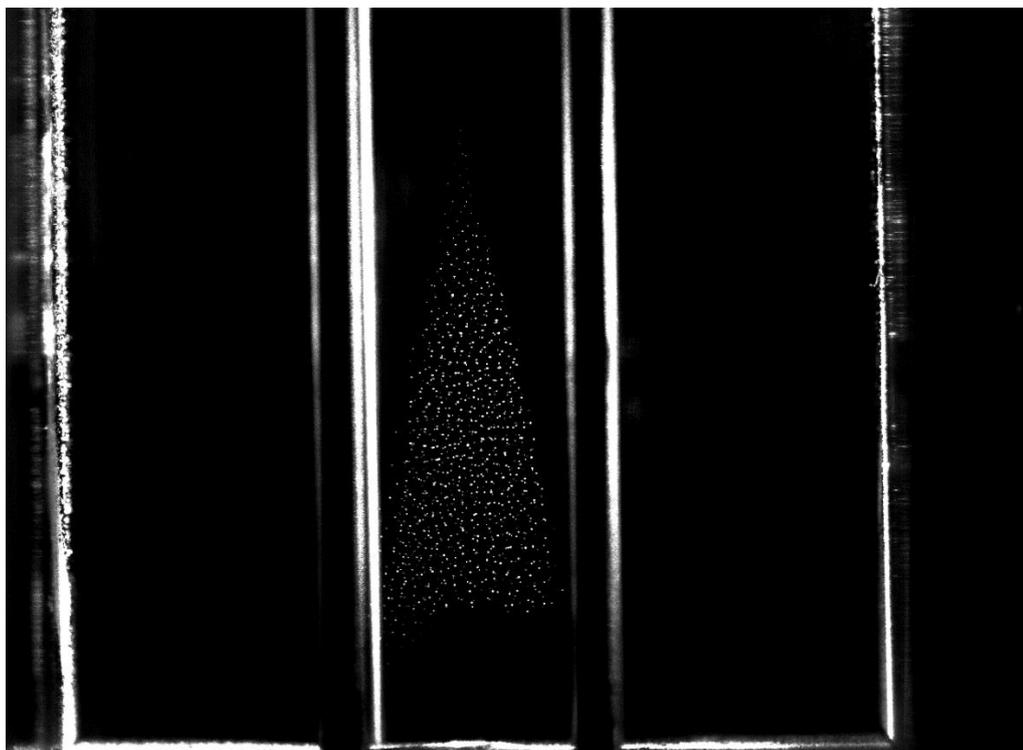


Рисунок 44. Пылевая структура в квадрупольной линейной электродинамической ловушке. Амплитуда переменного напряжения  $U_A = 1.7$  кВ,  $f=50$  Гц.

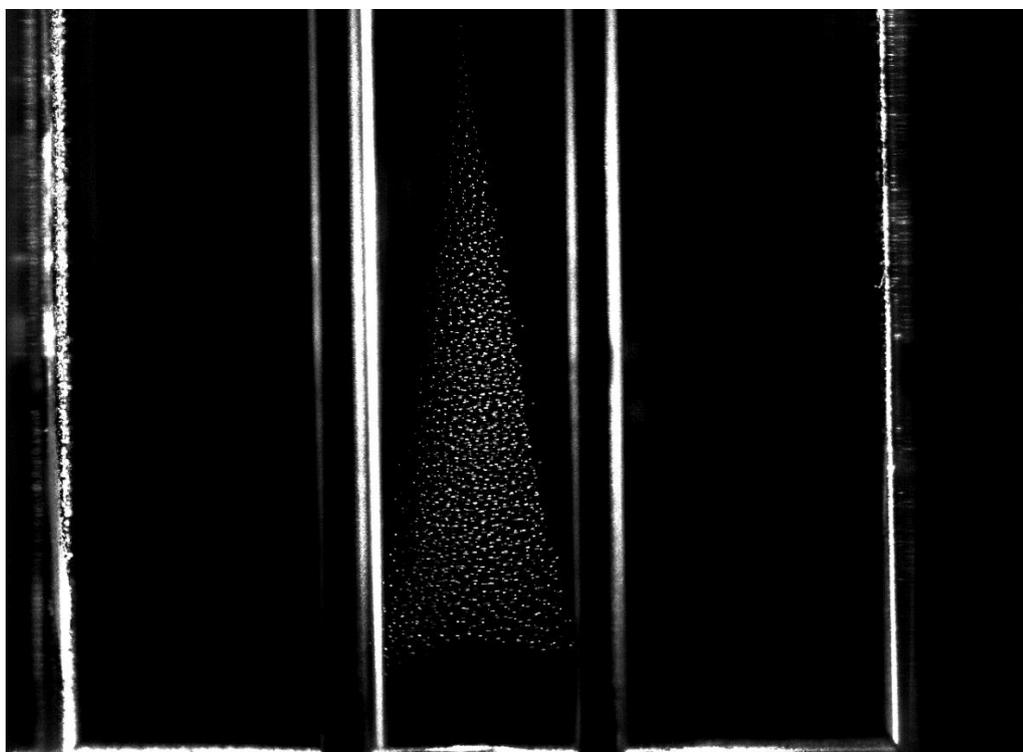


Рисунок 45. Пылевая структура в квадрупольной линейной электродинамической ловушке. Амплитуда переменного напряжения  $U_A = 2,25$  кВ,  $f=50$  Гц.

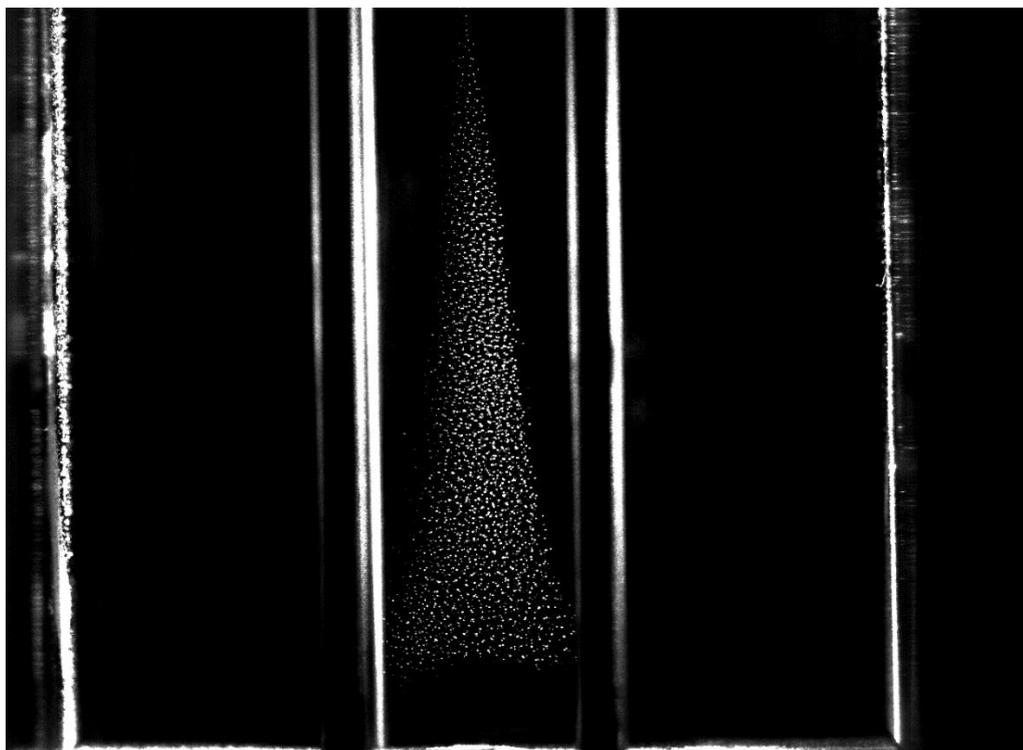


Рисунок 46. Пылевая структура в квадрупольной линейной электродинамической ловушке. Амплитуда переменного напряжения  $U_A = 2,25$  кВ,  $f=50$  Гц.

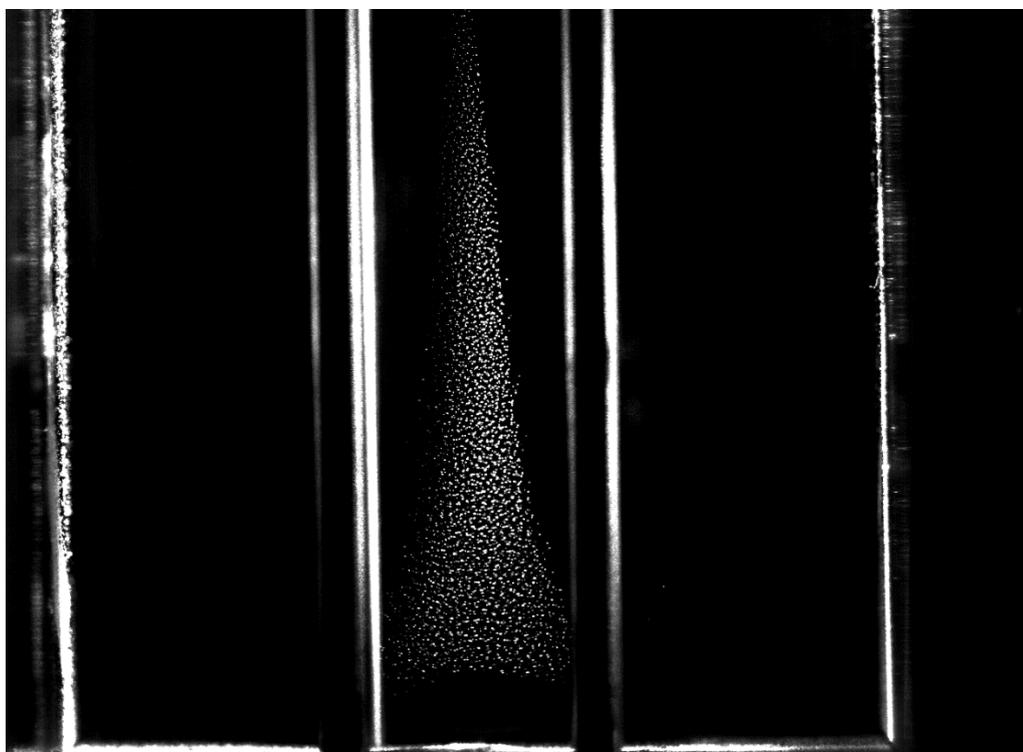


Рисунок 47. Пылевая структура в квадрупольной линейной электродинамической ловушке. Амплитуда переменного напряжения  $U_A = 2,8$  кВ,  $f=50$  Гц.

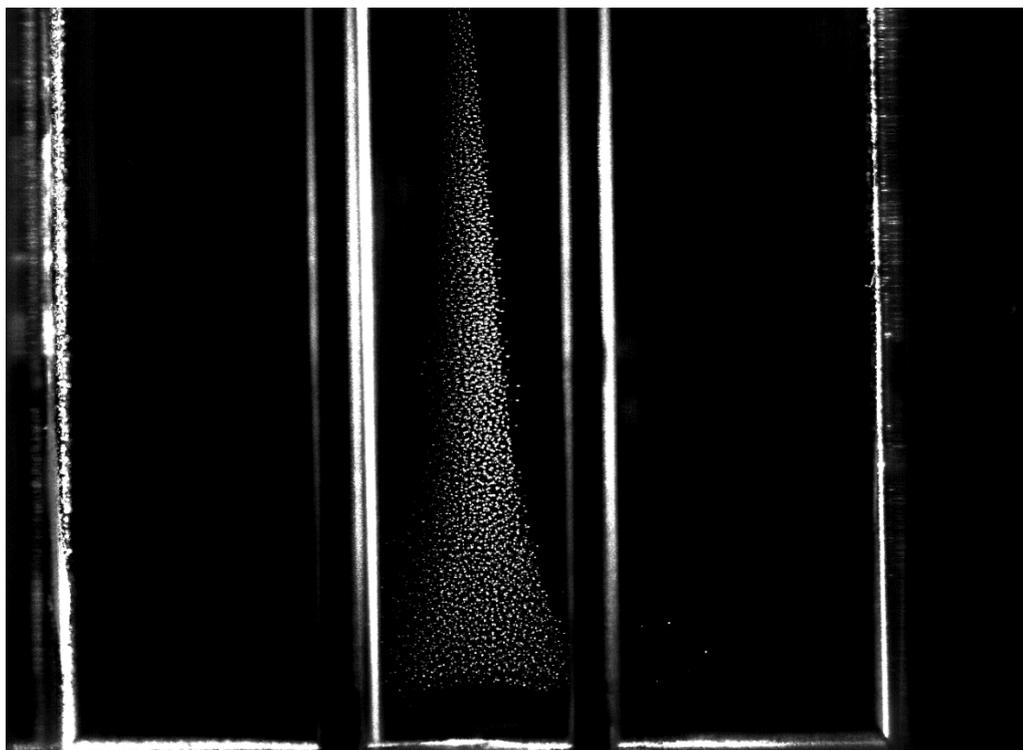


Рисунок 48. Пылевая структура в квадрупольной линейной электродинамической ловушке. Амплитуда переменного напряжения  $U_A = 3.4$  кВ,  $f = 50$  Гц.

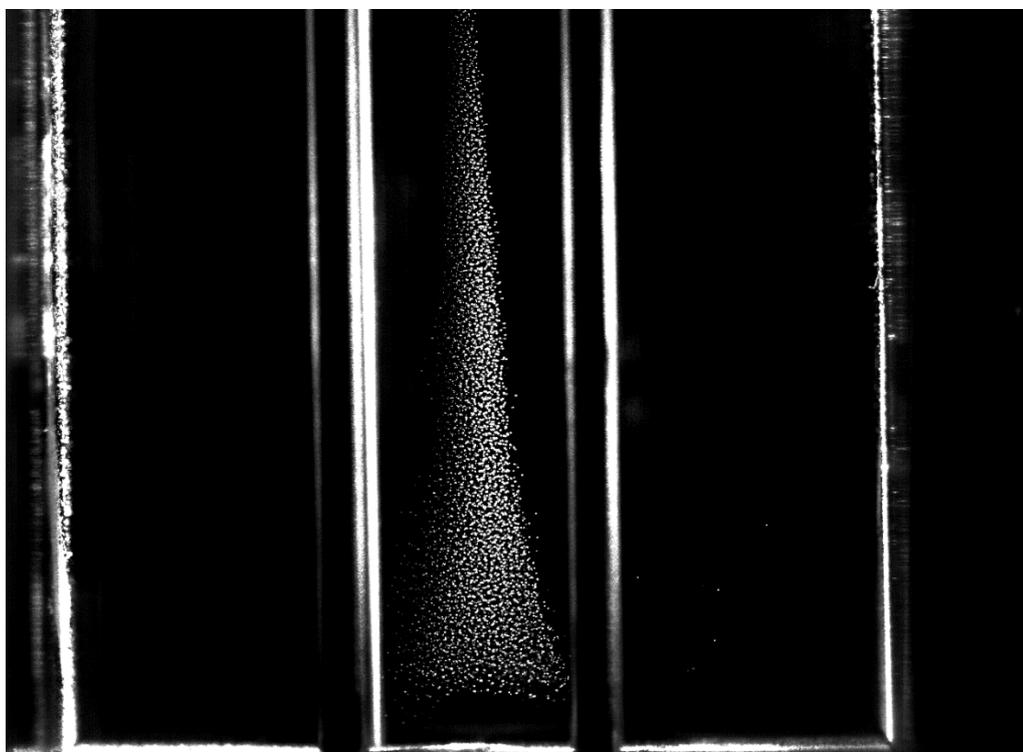


Рисунок 49. Пылевая структура в квадрупольной линейной электродинамической ловушке. Амплитуда переменного напряжения  $U_A = 4,5$  кВ,  $f = 50$  Гц.

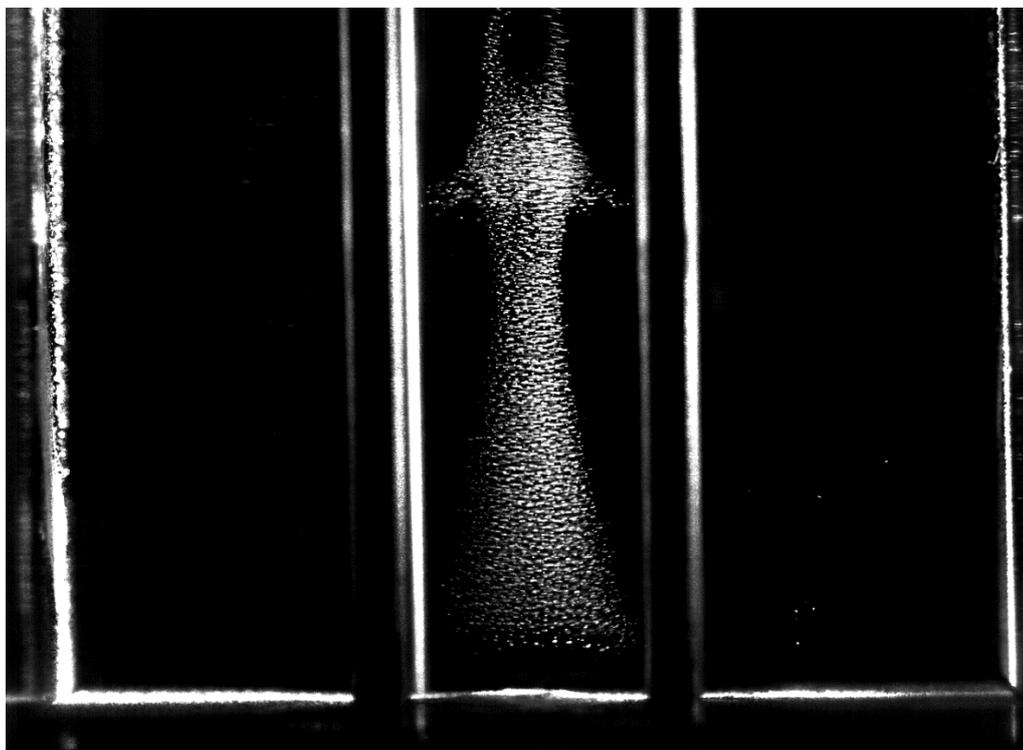


Рисунок 50. Пылевая структура в квадрупольной линейной электродинамической ловушке. Амплитуда переменного напряжения  $U_A = 5,1$  кВ,  $f=50$  Гц.

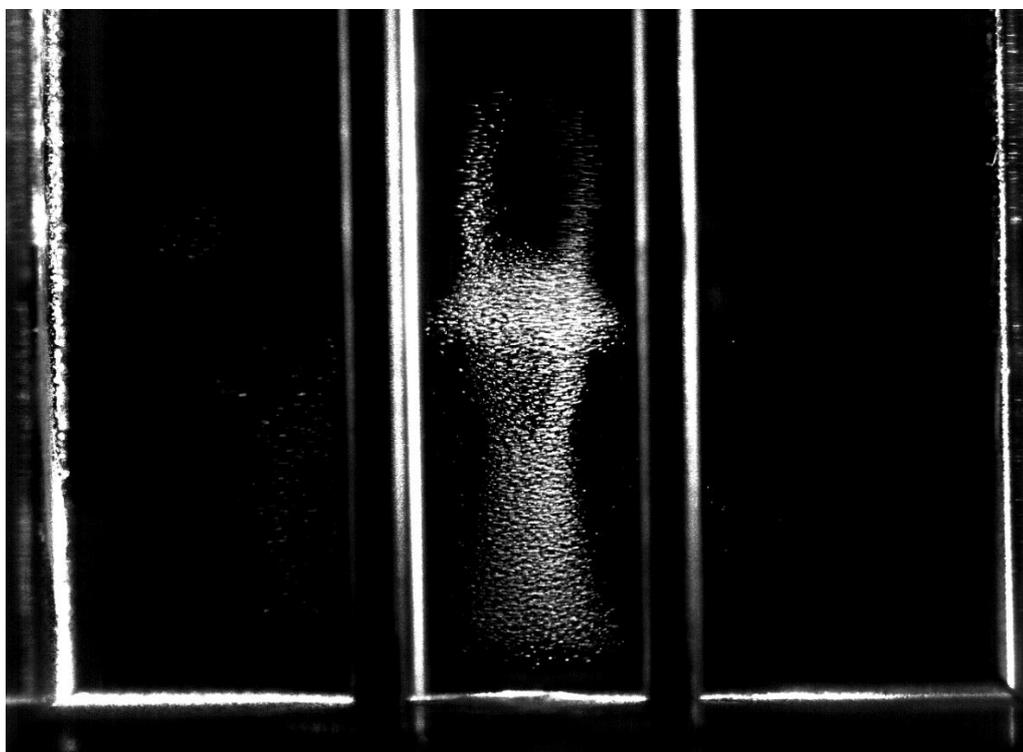


Рисунок 51. Пылевая структура в квадрупольной линейной электродинамической ловушке. Амплитуда переменного напряжения  $U_A = 5,65$  кВ,  $f=50$  Гц.

При увеличении амплитуды переменного напряжения ловушки. Пылевая структура вытягивается вверх. Пылевая структура расширяется книзу, что обусловлено весом расположенных выше частиц. При амплитуде напряжения не превышающем 5 кВ имеет место упорядоченная пылевая структура. При  $U_A = 5,1$  кВ структура начинает вращаться (рисунки 50 и 51).

Были проведены эксперименты по изучению динамики заряженных микрочастиц в электродинамических квадрупольной и октупольной вертикально ориентированных ловушках. На рисунках 52 – 60 представлены фотографии пылевых структур, удерживаемых ловушками при различной частоте переменного напряжения. Амплитуда напряжения была фиксированной и составляла 4,25 кВ. Исследуемым параметром являлись средняя амплитуда колебаний частиц, направление колебаний, характер заполнения ловушки пылевыми частицами.



Рисунок 52. Пылевая структура в квадрупольной линейной электродинамической ловушке. Амплитуда переменного напряжения  $U_A = 4,25$  кВ,  $f = 50$  Гц.

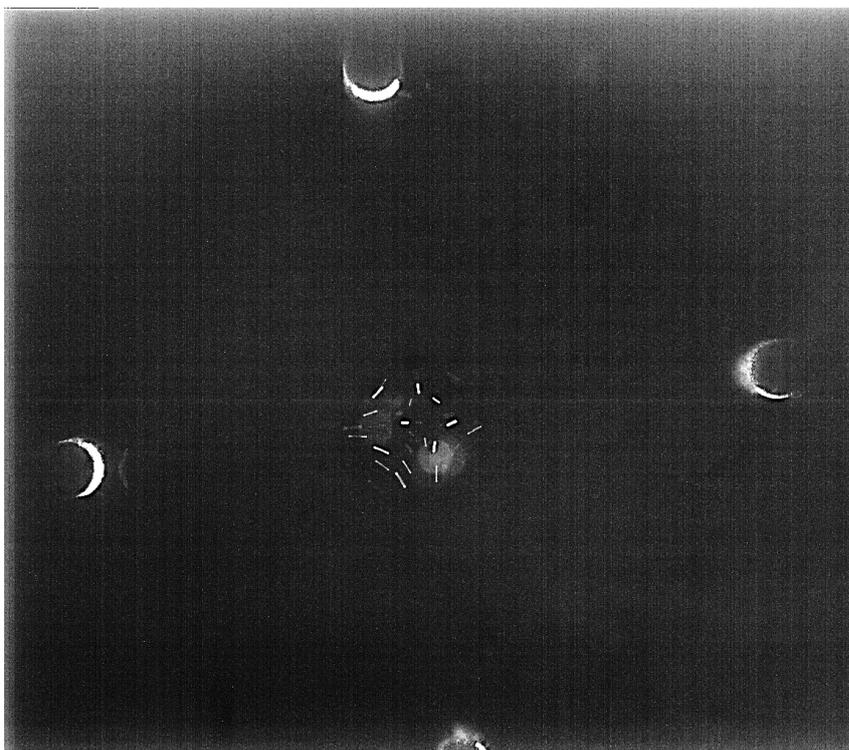


Рисунок 53. Пылевая структура в квадрупольной линейной электродинамической ловушке. Амплитуда переменного напряжения  $U_A = 4,25$  кВ,  $f = 70$  Гц.

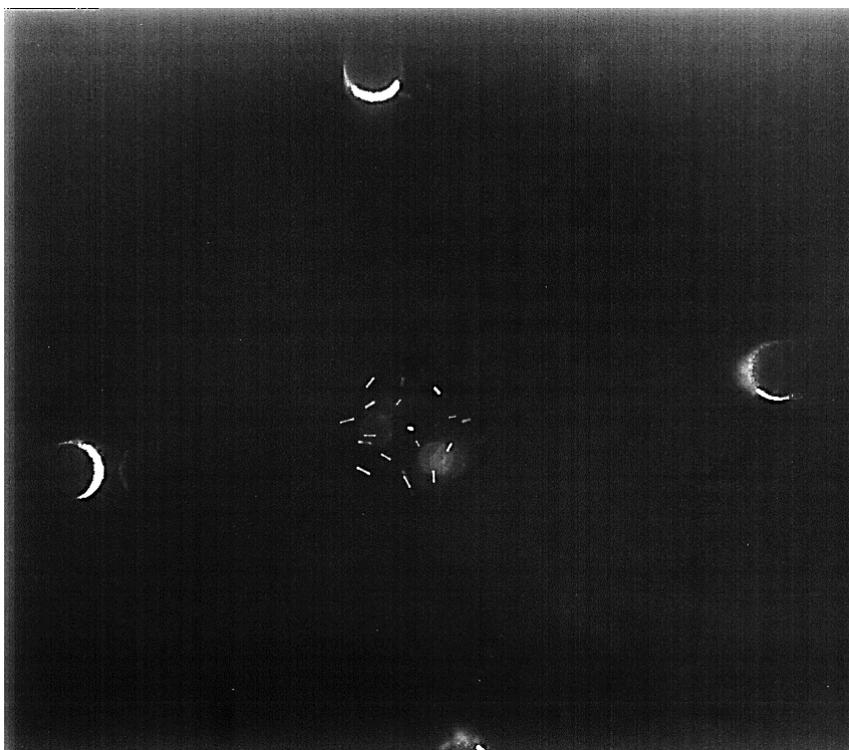


Рисунок 54. Пылевая структура в квадрупольной линейной электродинамической ловушке. Амплитуда переменного напряжения  $U_A = 4,25$  кВ,  $f = 90$  Гц.

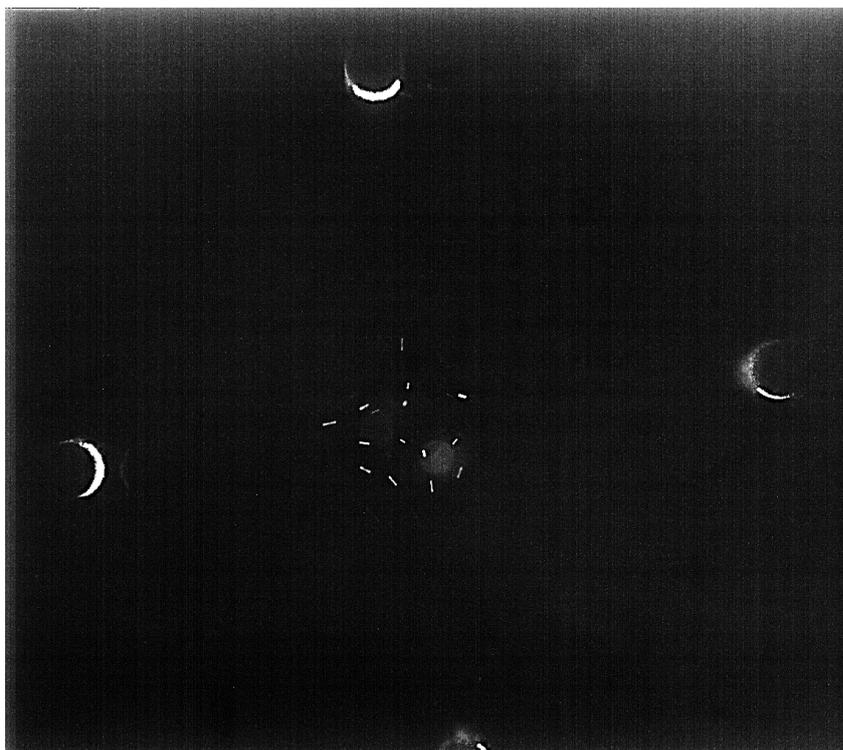


Рисунок 55. Пылевая структура в квадрупольной линейной электродинамической ловушке. Амплитуда переменного напряжения  $U_A = 4,25$  кВ,  $f = 110$  Гц.



Рисунок 56. Пылевая структура в квадрупольной линейной электродинамической ловушке. Амплитуда переменного напряжения  $U_A = 4,25$  кВ,  $f = 130$  Гц.

На рисунках 52 – 56 приведены фотографии пылевых структур в срезе лазерного луча в квадрупольной ловушке с вертикальным расположением электродов. Плоскость лазерного ножа перпендикулярна электродам ловушки. Характер заполнения ловушки зависит от частоты подаваемого напряжения. При частоте 50 Гц частицы располагаются вблизи центра осевой симметрии ловушки. При повышении частоты частицы начинают отдаляться от центра симметрии, а на оси симметрии появляется частица, находящаяся, практически, в состоянии покоя. Траектории колебаний частиц направлены преимущественно к электродам.

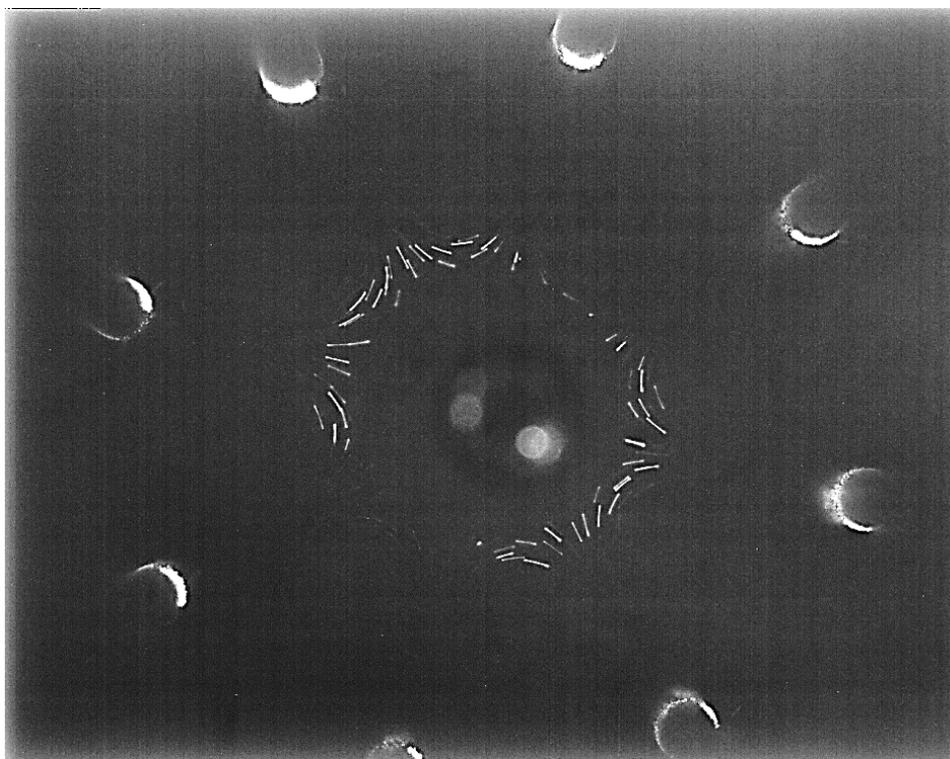


Рисунок 57. Пылевая структура в октупольной линейной электродинамической ловушке. Амплитуда переменного напряжения  $U_A = 4,25$  кВ,  $f = 50$  Гц.

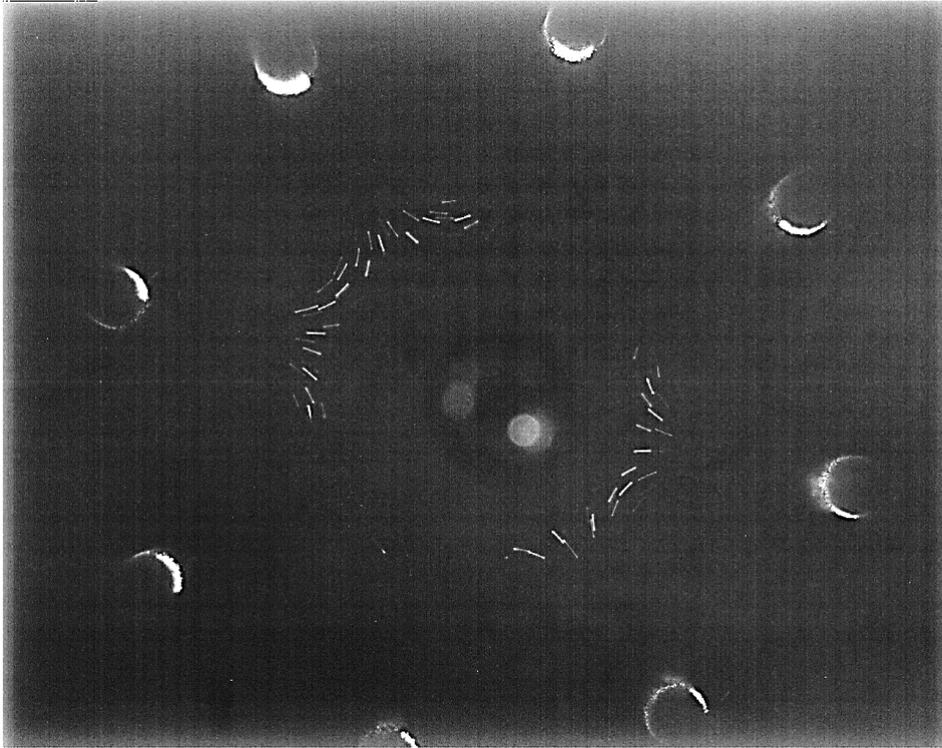


Рисунок 58. Пылевая структура в октупольной линейной электродинамической ловушке. Амплитуда переменного напряжения  $U_A = 4,25$  кВ,  $f=70$  Гц.

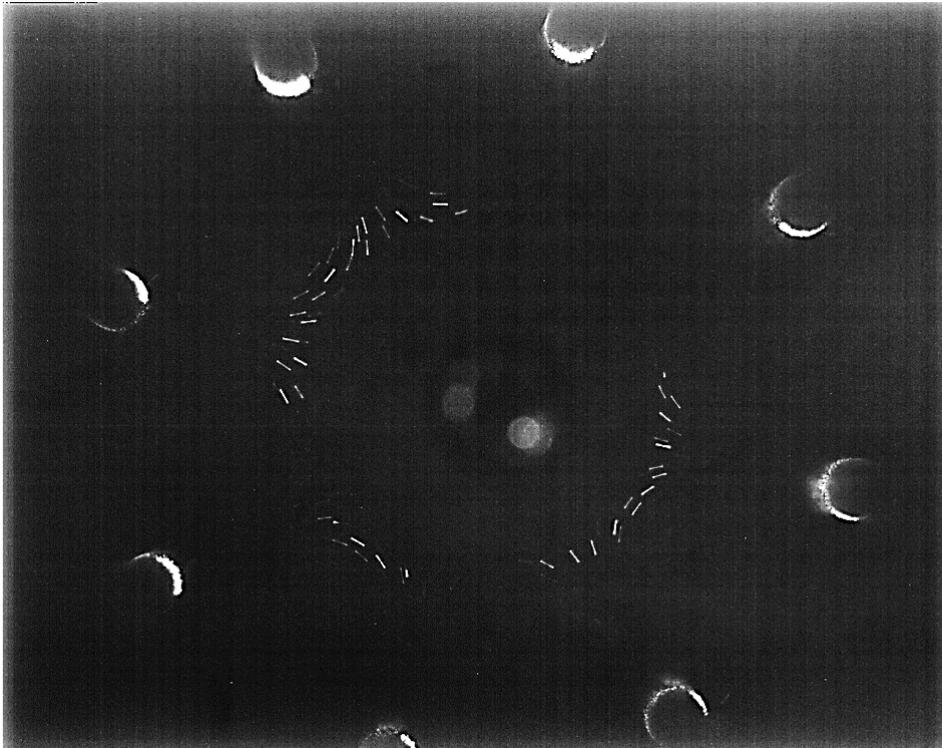


Рисунок 59. Пылевая структура в октупольной линейной электродинамической ловушке. Амплитуда переменного напряжения  $U_A = 4,25$  кВ,  $f=90$  Гц.

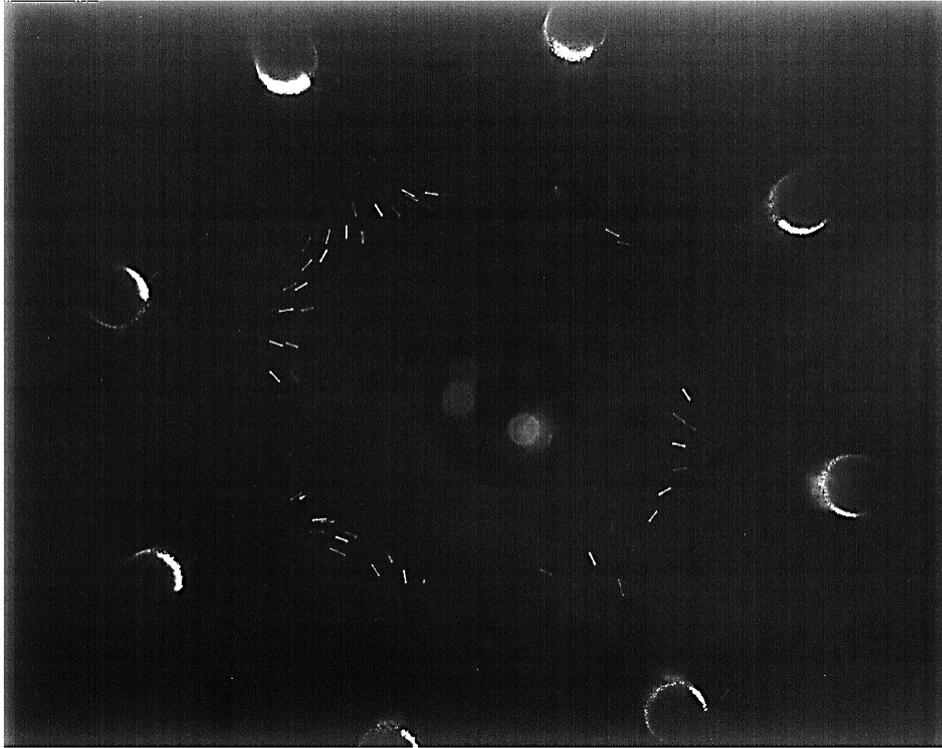


Рисунок 60. Пылевая структура в октупольной линейной электродинамической ловушке. Амплитуда переменного напряжения  $U_A = 4,25$  кВ,  $f = 110$  Гц.

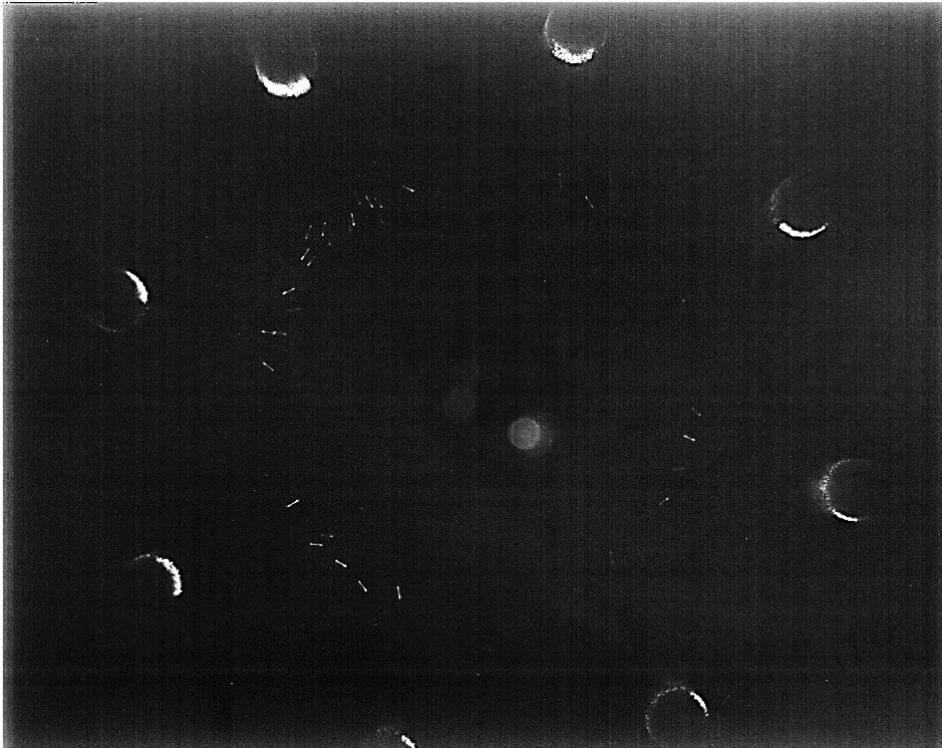


Рисунок 61. Пылевая структура в октупольной линейной электродинамической ловушке. Амплитуда переменного напряжения  $U_A = 4,25$  кВ,  $f = 110$  Гц.

На рисунках 57 – 61 приведены фотографии пылевых структур в октупольной ловушке с вертикальным расположением электродов. Плоскость лазерного ножа

перпендикулярна электродам ловушки. Характер заполнения ловушки изменился. Частицы располагаются примерно по окружности, диаметр которой увеличивается с увеличением частоты (таблица 4). Траектории колебаний частиц направлены преимущественно к соседним электродам. При увеличении частоты подаваемого на ловушку напряжения амплитуда колебаний частиц уменьшается. В случае квадрупольной ловушки при увеличении частоты от 50 до 130 Гц, амплитуда колебаний уменьшилась на 65%, а в случае октупольной ловушки на 40% (таблица 5).

Таблица 4. Зависимость диаметра свободной от микрочастиц области  $L$  от частоты подаваемого напряжения.

$f$ , Гц	$L$ , мм
50	16,2
70	20,5
90	22,7
110	25,8
130	27,4

При увеличении частоты подаваемого напряжения уменьшается сила, удерживающая частицы внутри ловушки, вследствие чего из-за взаимного отталкивания частицы смещаются к краю ловушки, и центральная область освобождается от микрочастиц.

Таблица 5. Зависимость средней амплитуды колебаний частиц  $l$  в зависимости от частоты подаваемого напряжения.

$f$ , Гц	Квадрупольная ловушка	Восьмиэлектродная ловушка
	$l$ , мм	$l$ , мм
50	0,65	0,62
70	0,45	0,55
90	0,34	0,46
110	0,25	0,39
130	0,23	0,37

На рисунке 62 представлены результаты моделирования распределения электрического поля в квадрупольной ловушке, направление стрелок совпадает с направлением вектора напряженности электрического поля, а длина с относительным изменением значения напряженности.

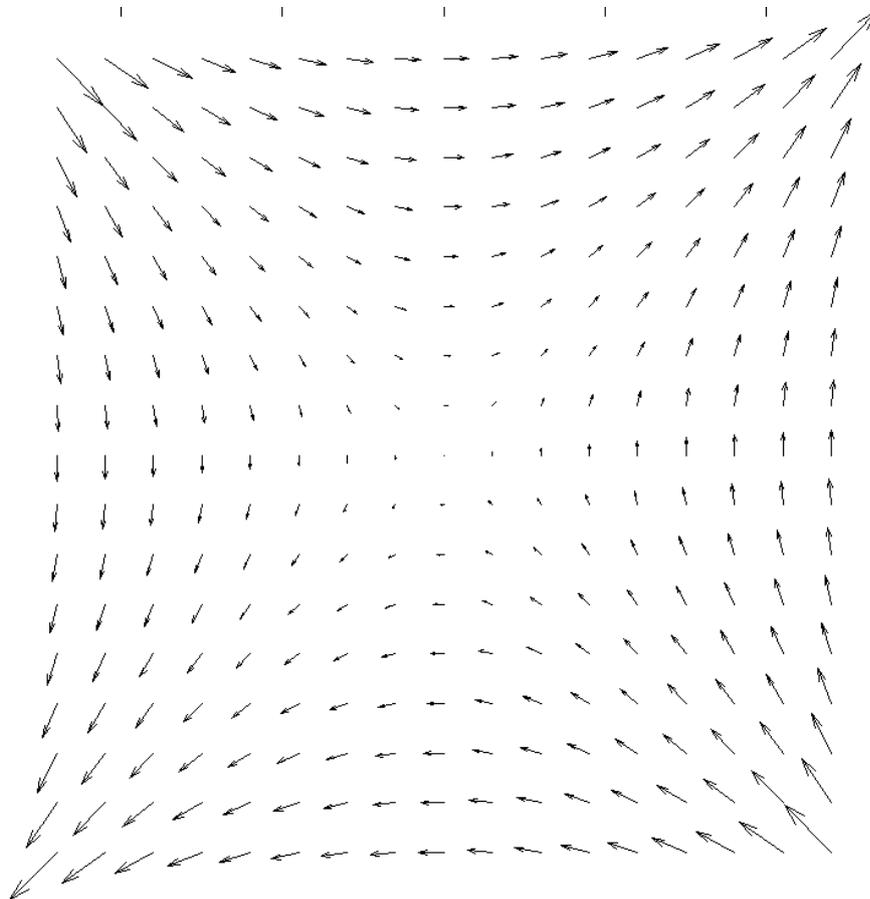


Рисунок 62. Векторы напряженности электрического поля в квадрупольной ловушке.

Сравнивая траектории движения микрочастиц на рисунках 52 – 61 и распределение электрических полей (рисунок 62) можно утверждать, что микрочастицы в электродинамической ловушке двигаются вдоль силовых линий электрического поля.

#### **4.3 Кулоновские структуры в квадрупольной кольцевой ловушке**

Были получены кулоновские структуры в кольцевой квадрупольной электродинамической ловушке. Электроды ловушки представляли собой четыре кольца из медных стержней диаметром 6 мм. Диаметр колец составлял 160 мм и 120 мм. Схема кольцевой электродинамической ловушки представлена на рисунке 63. На

рисунке 64 представлена фотография кулоновской структуры из  $Al_2O_3$  частиц в кольцевой электродинамической ловушке. Кольцевая ловушка может использоваться для изучения волновых процессов в кулоновских структурах из-за отсутствия концевых эффектов.

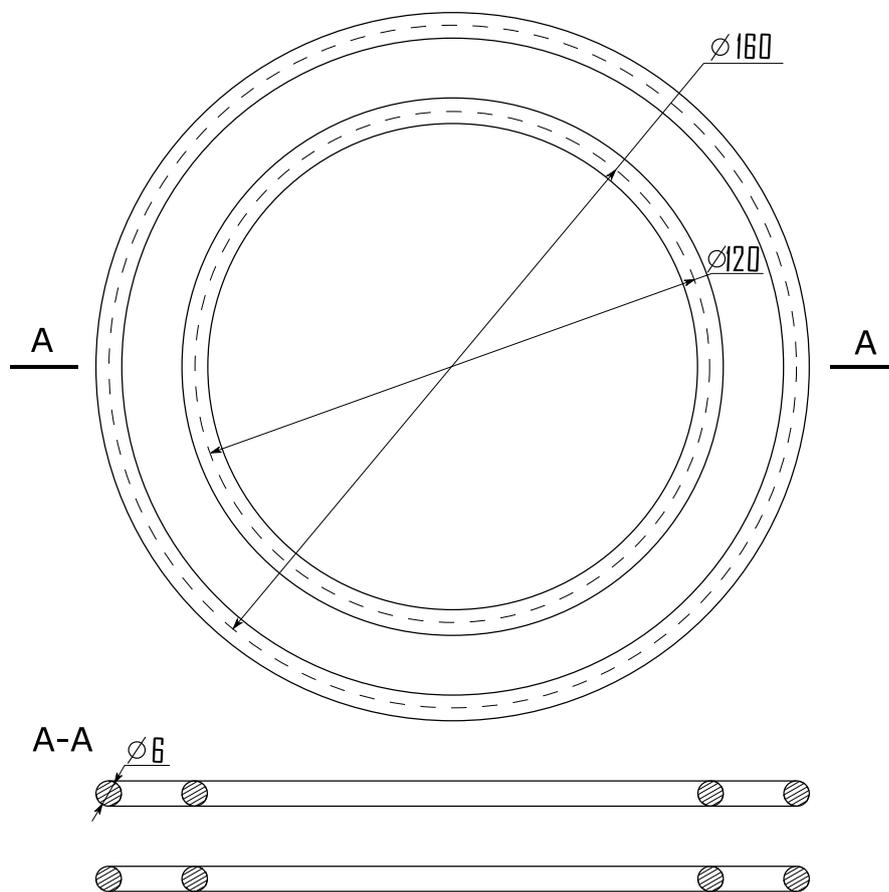


Рисунок 63. Схема кольцевой электродинамической ловушки.

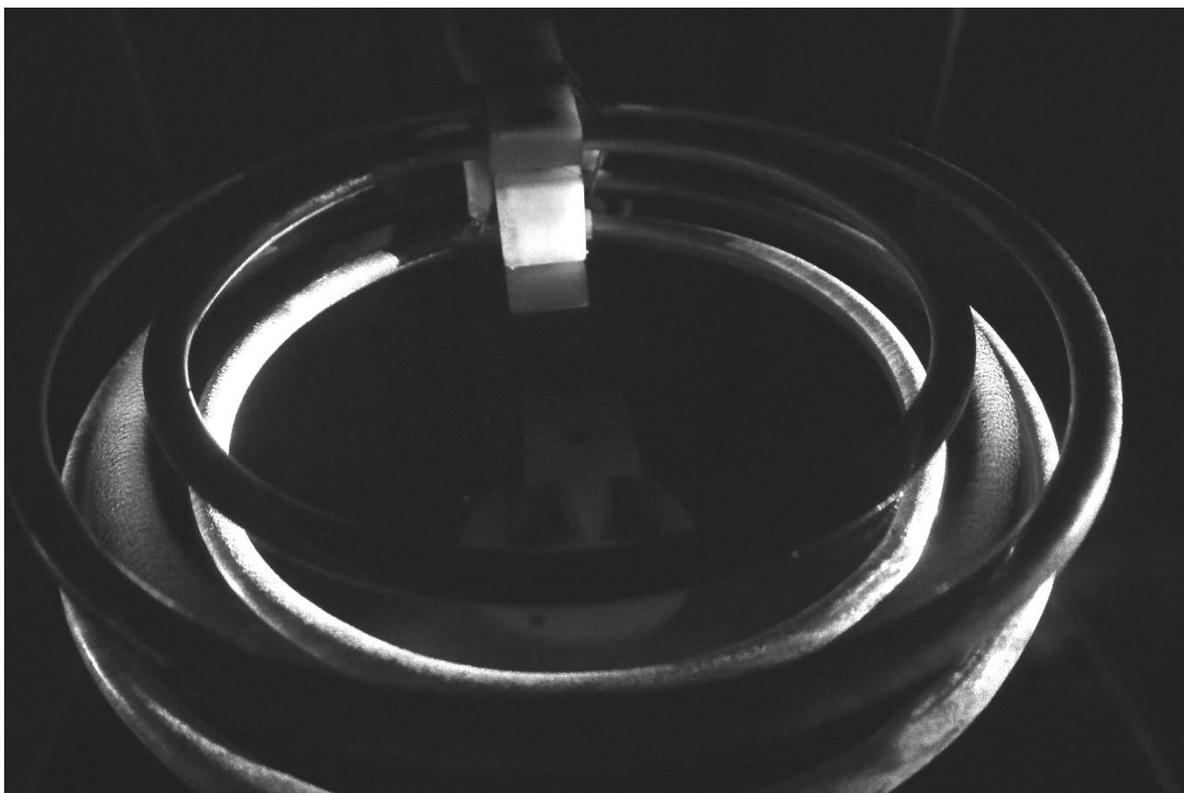


Рисунок 64. Частицы  $\text{Al}_2\text{O}_3$  в кольцевой электродинамической ловушке.

#### **4.4 Удержание пылевых частиц в воздушном потоке.**

Для исследования удержания частиц в электродинамической ловушке в воздушном потоке использовалась установка, изображенная на рисунке 65. В воздушном тракте квадратного сечения 5 x 5 см было расположено устройство зарядки пылевых частиц в коронном разряде (см. параграф 2.1), линейная квадрупольная электродинамическая ловушка и вентилятор, обеспечивающий воздушный поток со скоростью 50 см/с. Электродинамическая ловушка состояла из четырех металлических электродов диаметром 3 мм и длиной 5 см, расстояние между которыми составляло 1 см.

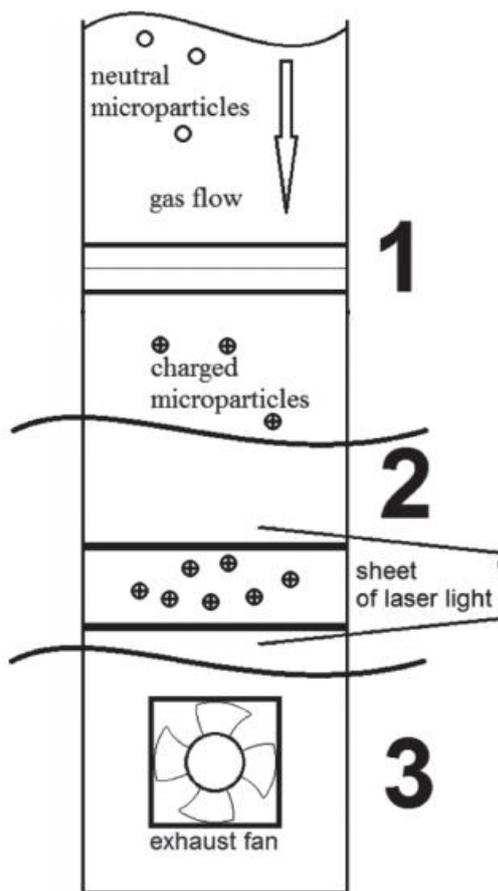


Рисунок 65. Схема экспериментальной установки для исследования удержания частиц в воздушном потоке. 1 – устройство зарядки пылевых частиц, 2 – электродинамическая ловушка, 3 – вентилятор.

Эксперименты проводились следующим образом. На ловушку подавалось переменное напряжение. На коронирующие электроды подавалось постоянный электрический потенциал, равный  $-15$  кВ относительно заземленных электродов. После этого частицы  $Al_2O_3$  инжестировались в воздушный тракт выше устройства зарядки. Падая под действием собственного веса, частицы пролетали область коронного разряда, где приобретали заряд, после чего захватывались электродинамической ловушкой. На рисунке Рисунок 66. Структуры из заряженных частиц в электродинамической ловушке в неподвижной среде (а) и в газовом потоке со скоростью  $v_f = 50$  см/с (б). 66а представлена фотография кулоновской структуры, захваченной электродинамической ловушкой в отсутствии потока воздуха.

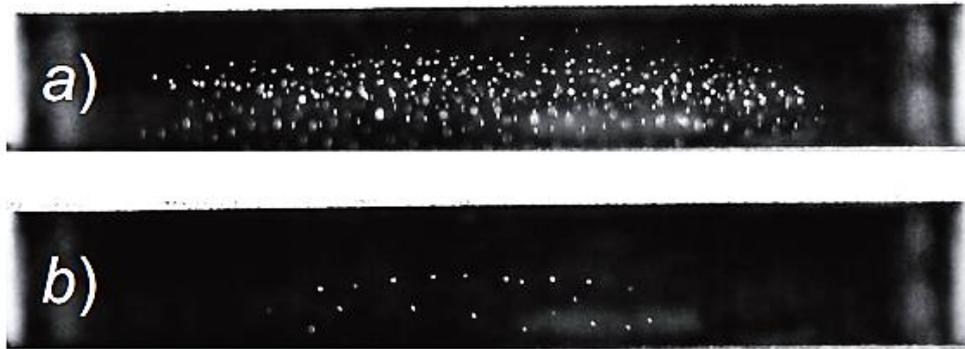


Рисунок 66. Структуры из заряженных частиц в электродинамической ловушке в неподвижной среде (a) и в газовом потоке со скоростью  $v_f = 50$  см/с (b). Напряжение ловушки  $U_A = 1,5$  кВ, частота  $f = 50$  Гц.

Воздушный поток создавался включением вентилятора. Скорость воздушного потока в центре канала составляла 50 см/с. Большинство частиц выдувалось из ловушки. Внутри ловушки оставалось небольшое количество частиц (рисунок 66). Оставшиеся частицы под действием воздушного потока смешались ниже оси симметрии ловушки. Межчастичные расстояния увеличивались.

В связи с перспективной возможностью использования электродинамических ловушек для очистки воздуха, интерес представляет изучение захвата электродинамическими ловушками частиц субмикронного размера, поскольку частицы именно такого размера хуже всего удаляются электростатическими способами очистки воздуха.

Численное исследование захвата заряженных частиц субмикронного размера производилось с использованием методики, описанной в пункте 2.5. Исследовались частицы размером 0,5 мкм, 1 мкм и 2 мкм. Заряд частиц принимался равным максимальному заряду, который частица могла получить при зарядке в коронном разряде с напряженностью поля равной 15 кВ/см. Величина заряда составила 690, 2800 и 11100 элементарных единиц заряда. Диаметр электродов ловушки принимался равным 1,5 мм, расстояния между поверхностями электродов  $X$  принимались равными 3, 37 мм.

На рисунках 67 и 68 представлены максимальные скорости воздушного потока, при которых частицы удерживаются в электродинамической ловушке. При увеличении частоты напряжения ловушки, сила, удерживающая частицы, уменьшается и максимальная скорость воздушного потока уменьшается. Можно видеть, что частицы большего размера удерживаются в воздушном потоке с большей скоростью. В данном случае напряженность электрического поля ловушки  $U_A/X$  была равна 5 кВ/см.

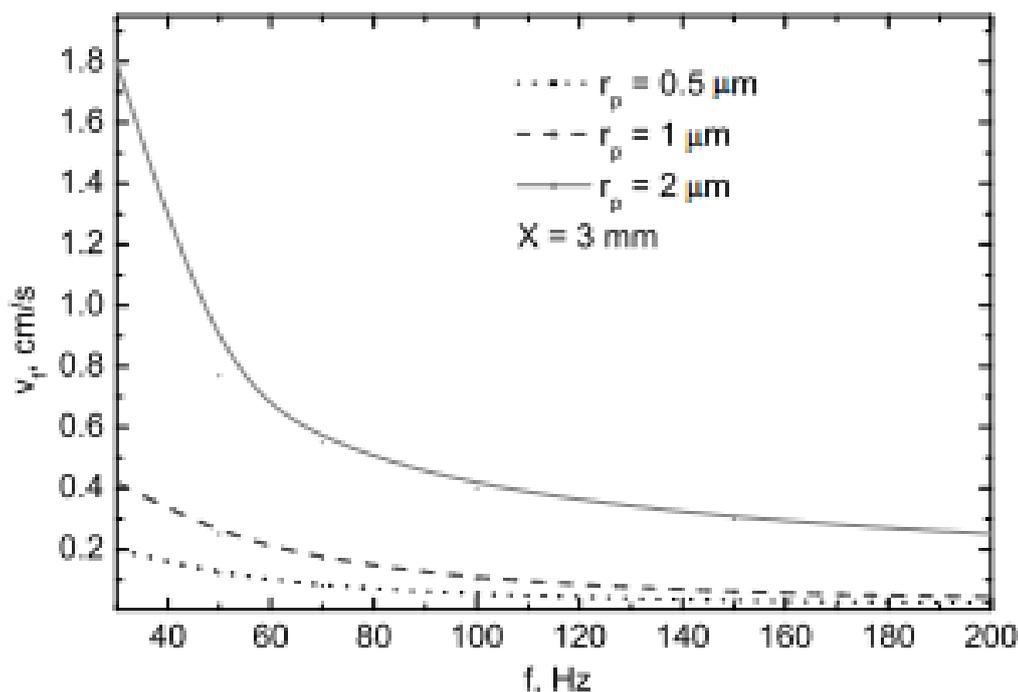


Рисунок 67. Максимальные скорости воздушного потока, при которых частицы удерживаются в электродинамической ловушке, для радиусов частиц, равных 0,5 мкм, 1 мкм и 2 мкм.  $X = 3$  мм.

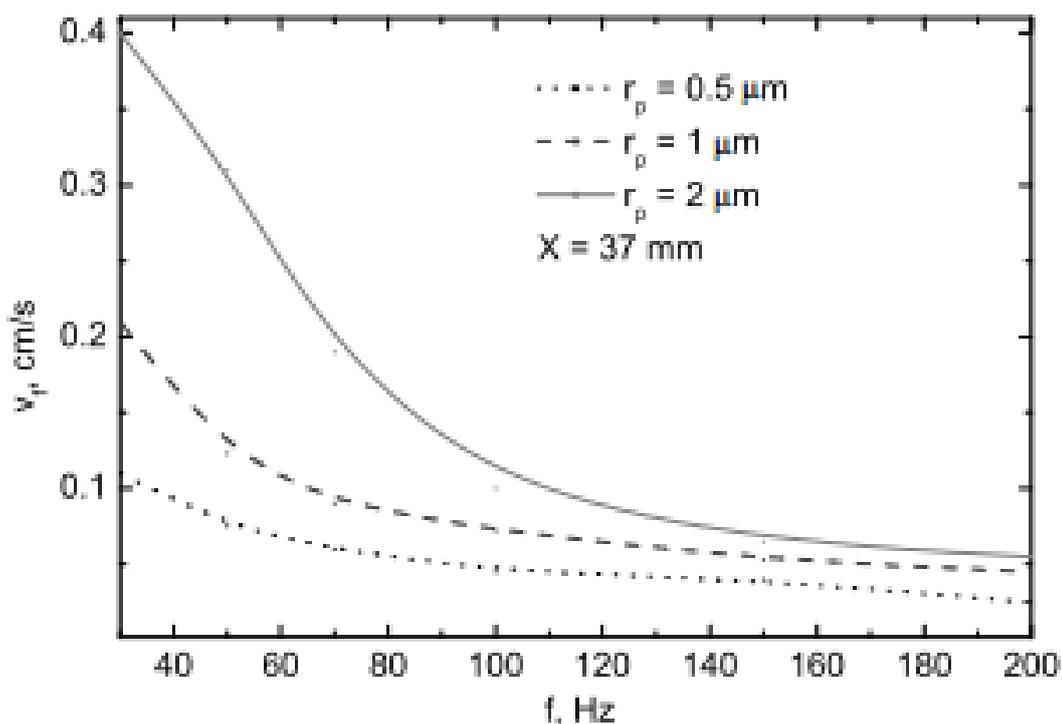


Рисунок 68. Максимальные скорости воздушного потока, при которых частицы удерживаются в электродинамической ловушке, для радиусов частиц, равных 0,5 мкм, 1 мкм и 2 мкм.  $X = 27$  мм.

На рисунках 69 и 70 изображены зависимости максимальной скорости воздушного потока, при котором частицы удерживаются ловушкой от частоты напряжения ловушки при различных значениях напряженности электрического поля

в ловушке. Можно видеть, что при увеличении  $U_A/X$  с 10 кВ/см до 20 кВ/см. максимальная скорость воздушного потока увеличивается примерно в четыре раза.

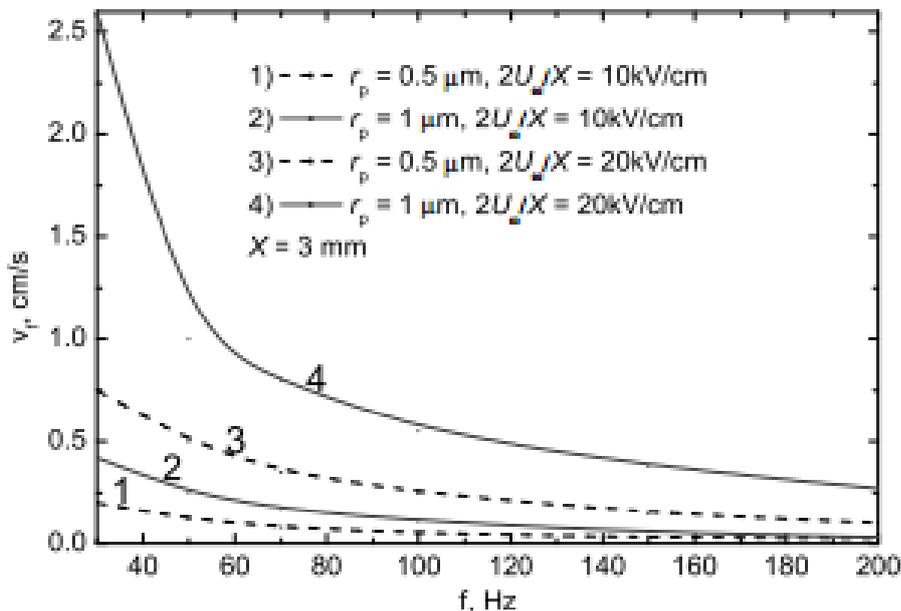


Рисунок 69. Максимальные скорости воздушного потока, при которых частицы удерживаются в электродинамической ловушке, для различных значений  $U_A/X$ .  $X = 3$  мм.

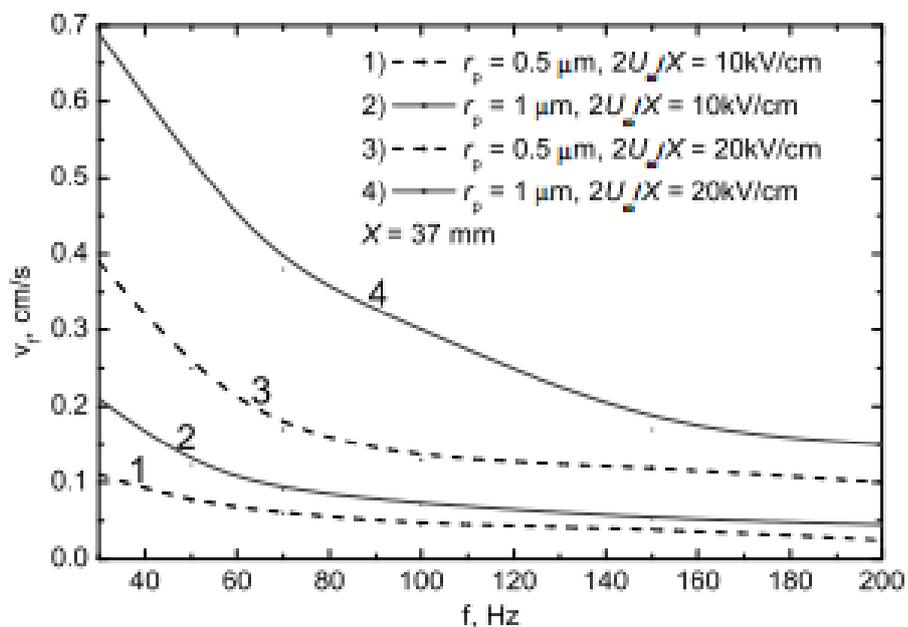


Рисунок 70. Максимальные скорости воздушного потока, при которых частицы удерживаются в электродинамической ловушке, для различных значений  $U_A/X$ .  $X = 37$  мм.

#### 4.5 Воздействие на кулоновскую структуру электрическими импульсами.

Использовалась линейная квадрупольная ловушка с горизонтальным расположением электродов. Расстояние между электродами длиной 10 см и диаметром 4 мм составляло 2 см. Электрическое воздействие на кулоновскую структуру осуществлялось путем подачи прямоугольных электрических импульсов на два электрода, находящиеся на оси ловушки. Схема ловушки представлена на рисунке 71. Использовались частицы  $Al_2O_3$ .

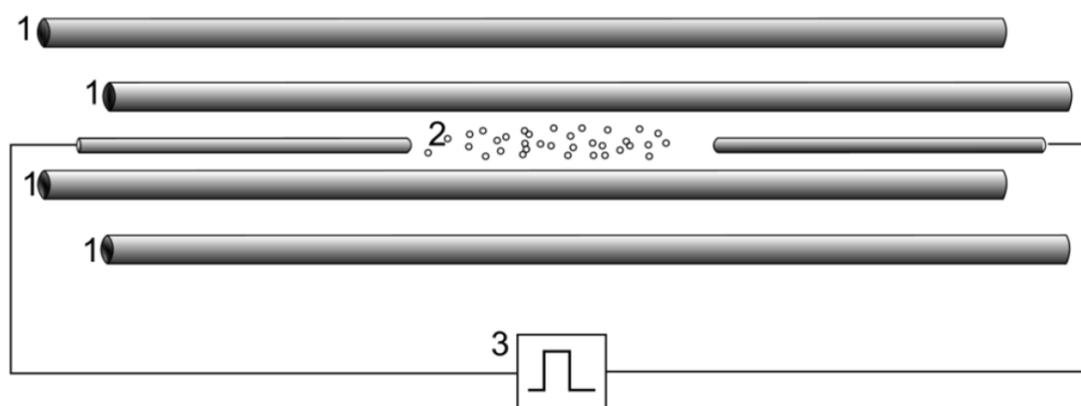


Рисунок 71. Схема электродинамической ловушки; 1 – электроды ловушки, 2 – пылевые частицы, 3 – генератор прямоугольных импульсов.

Генератор прямоугольных импульсов устроен следующим образом. Коллекторы двух транзисторов, работающих в ключевом режиме, используются как выходы. Транзисторные ключи контролируются симметричным триггером. Переключение триггера обеспечивается сигналом от задающего генератора. Транзисторные ключи могут работать в фазе или противофазе. На рисунке 72 представлена схема генератора импульсов. Амплитуда импульсов могла меняться от 10 до 320 В. Частота импульсов  $f_p$  ограничивалась скоростью срабатывания транзисторов и составляла до 10 кГц. Скважность импульсов менялась от 0,01 до 0,99.

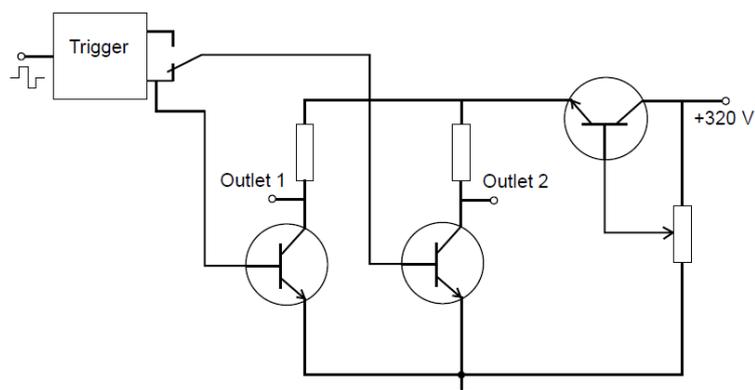


Рисунок 72. Схема генератора импульсов.

На рисунке 73 представлены фотографии вынужденных колебаний кулоновской структуры в линейной электродинамической ловушке для различных значений частоты импульсов. Напряжение ловушки было равно 4,5 кВ. Амплитуда импульсов была равна 320 В. Сквозность импульсов составляла 0,5. При увеличении частоты амплитуда колебаний уменьшалась до практически незаметных при 20 Гц; колебания переставали затрагивать центральную область структуры и наблюдались только по краям.

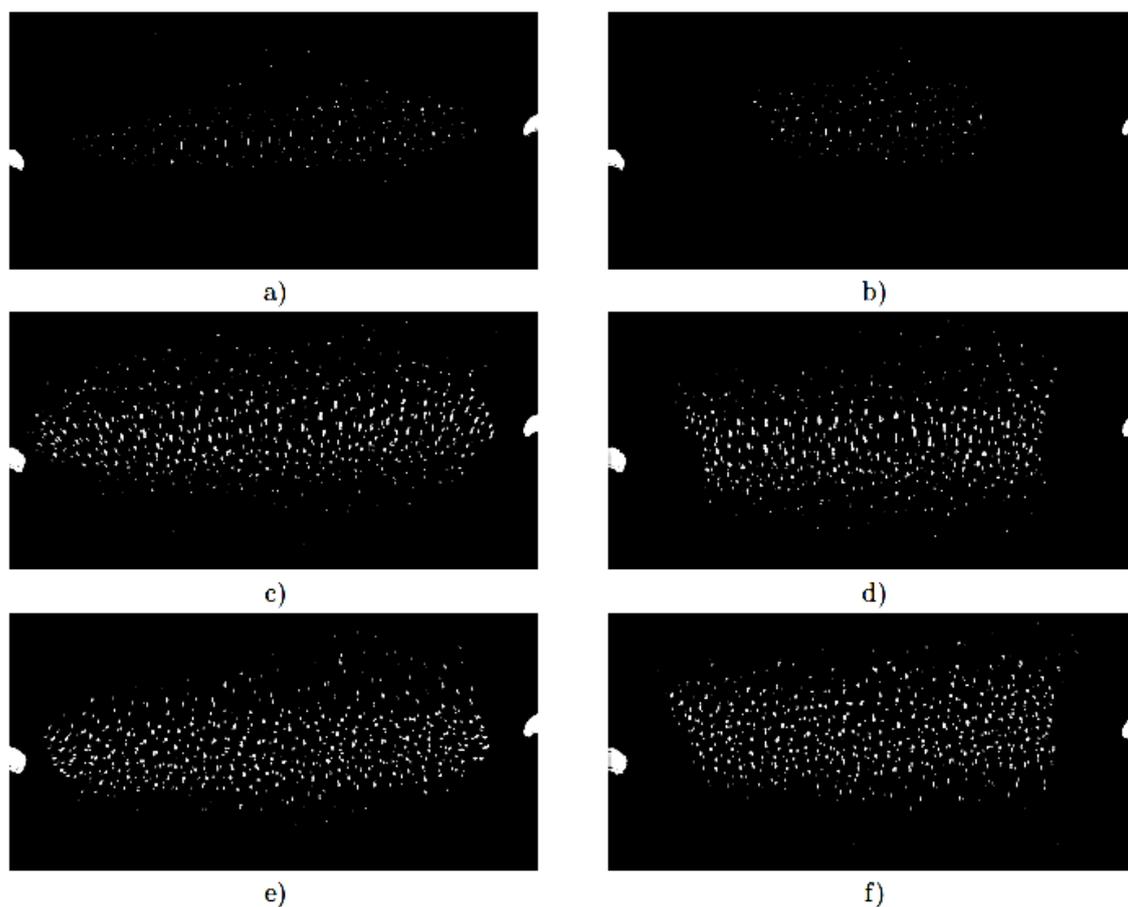


Рисунок 73. Фотографии колебаний кулоновской структуры в линейной электродинамической ловушке в моменты наибольшего сжатия и разрежения: а), б)  $f_p = 1$  Гц; в), г)  $f_p = 3$  Гц; д), е)  $f_p = 5$  Гц.

Частицы инжектировались в ловушку при частоте импульсов равной 20 Гц. После этого частота уменьшалась с шагом в 1 Гц. При уменьшении частоты колебаний амплитуда колебаний увеличивается, и частицы, находящиеся по краям кулоновской структуры, успевают вытянуться на электроды за время, соответствующее половине периода колебаний. На рисунке 73 можно видеть уменьшение количества частиц, захваченных электродинамической ловушкой, при уменьшении частоты импульсов.

Анализируя процесс колебаний кулоновской структуры, оценим заряд пылевых частиц. Рассмотрим увеличенные фотографии кулоновской структуры в моменты наибольшего растяжения (рисунок 74а) и сжатия (рисунок 74б). Кругом обведена одна и та же частица. Расстояние между частицей и электродом в момент

наибольшего растяжения кулоновской структуры составляет  $x_1 = 2,7$  мм, а в момент наибольшего сжатия –  $x_1 = 5,1$  мм.

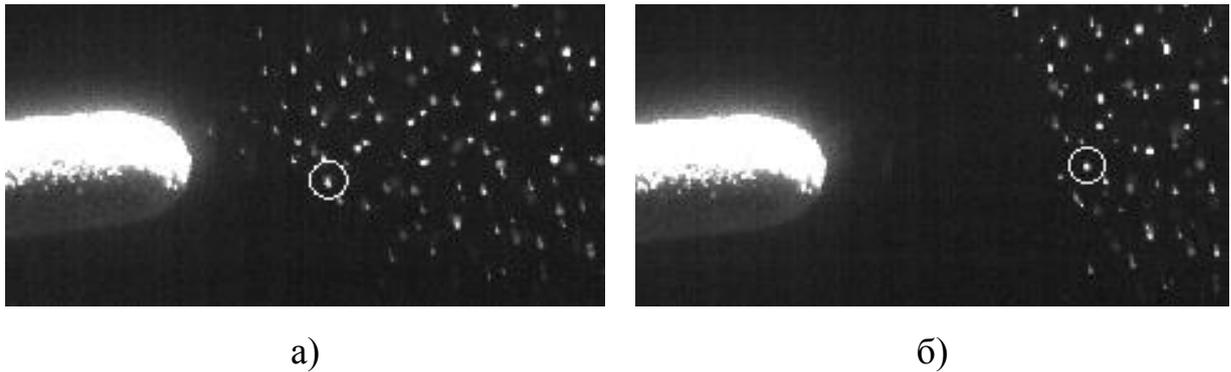


Рисунок 74. Кулоновская структура в момент наибольшего растяжения (а) и сжатия (б).  $f = 9$  Гц.

Будем считать напряженность электрического поля вдоль оси ловушки равной напряженности, создаваемой сферическим электродом диаметром 2 мм, пренебрегая, таким образом, полем объемного заряда пылевых частиц. В этом случае  $E(x) = 0,3/x^2$ . Запишем уравнение, описывающее движение частицы:

$$m \frac{d^2x}{dt^2} = E(x)q - 6\pi r\mu \frac{dx}{dt}, \quad (4.3)$$

где  $m$  – масса частицы,  $E(x)$  – напряженность электрического поля вдоль оси ловушки,  $q$  – заряд частицы,  $r$  – радиус частицы,  $\mu = 18,6$  мкПа с – динамическая вязкость воздуха.

Для получения аналитического решения будем аппроксимировать напряженность прямой, которая проходит через точки  $(x_1, E_1)$  и  $(x_2, E_2)$ , где  $x_1$  и  $x_2$  – координаты частицы в момент наибольшего растяжения (рисунок 74а) и сжатия (рисунок 74б) кулоновской структуры,  $E_{1,2}(x) = 0,3/x_{1,2}^2$ . Таким образом  $E(x) =$

$\frac{x_2 E_1 - x_1 E_2}{x_2 - x_1} + \frac{E_2 - E_1}{x_2 - x_1} x$ . Уравнение (4.3) примет вид:

$$x'' = A + Bx - Cx', \quad (4.4)$$

где  $A = \frac{q}{m} \frac{x_2 E_1 - x_1 E_2}{x_2 - x_1}$ ,  $B = \frac{q}{m} \frac{E_2 - E_1}{x_2 - x_1}$ ,  $C = \frac{8\mu}{r^2 \rho}$ , где  $r$  – радиус частицы,  $\rho$  – плотность частицы. Общее решение уравнения (4.3) имеет вид:

$$x(t) = -\frac{A}{B} + c_1 e^{0.5t(-\sqrt{4B+C^2}-C)} + c_2 e^{0.5t(-\sqrt{4B+C^2}-C)}.$$

Константы  $c_1$  и  $c_2$  найдем из условий  $x(0) = x_1$  и  $x'(0) = 0$ .

$$c_1 = \frac{1}{2} \left( x_1 + \frac{A}{B} - \frac{C \left( x_1 + \frac{A}{B} \right)}{\sqrt{4B + C^2}} \right),$$

$$c_2 = \frac{1}{2} \left( x_1 + \frac{A}{B} + \frac{C \left( x_1 + \frac{A}{B} \right)}{\sqrt{4B + C^2}} \right).$$

В наших экспериментах размер захваченных ловушкой частиц составлял от 20 до 30 мкм. Примем  $r = 12,5$  мкм, тогда получим  $q/m = 0,5$  мК/кг. В экспериментах по измерению заряда одиночной частицы было получено  $q/m = 2,5$  мК/кг для частицы диаметра 22,4 мкм.

#### 4.6 Возникновение волн плотности в кулоновской структуре

Схема экспериментальной установки представлена на рисунке 75. Установка состояла из двух основных частей, расположенных в газовом тракте: устройства зарядки частиц в коронном разряде и линейной квадрупольной электродинамической ловушки, где происходил процесс захвата заряженных частиц, формирования кулоновской структуры и возбуждения волнового процесса. Электродинамическая ловушка состояла из четырех цилиндрических электродов (1 и 2 на рисунке 75) диаметром 3 мм и длиной 30 см. У одного из торцов ловушки был установлен кольцевой электрод 3, на который подавался постоянный положительный потенциал равный 1 кВ.

В эксперименте использовался порошок частиц оксида алюминия  $Al_2O_3$ . Нейтральные частицы 5 инжектировались в модуль коронного разряда, где приобретали положительный заряд. После чего заряженные частицы 6 осаждались под действием силы тяжести в ловушку, где происходил их захват 7. Постоянное положительное электрическое поле кольцевого электрода препятствовало стоку частиц в область коммутации электродов. Другой торец ловушки был открыт, где за счет неоднородности и переменного характера электрического поля на частицы

действует постоянная сила Гапонова-Миллера, направленная к оси ловушки и удерживающая частицы внутри ловушки.

За счет накачки энергии в структуру переменным электрическим полем и действия постоянной силы у торцов ловушки в структуре происходило самовозбуждение волнового процесса, представленного на рисунке 76. Волна двигалась от свободного конца ловушки к кольцевому электроду. Доходя до кольцевого электрода или до торца ловушки, волна отражалась и двигалась в обратном направлении с той же скоростью. Скорость волны составляла  $5,3 \pm 0,1$  см/с.

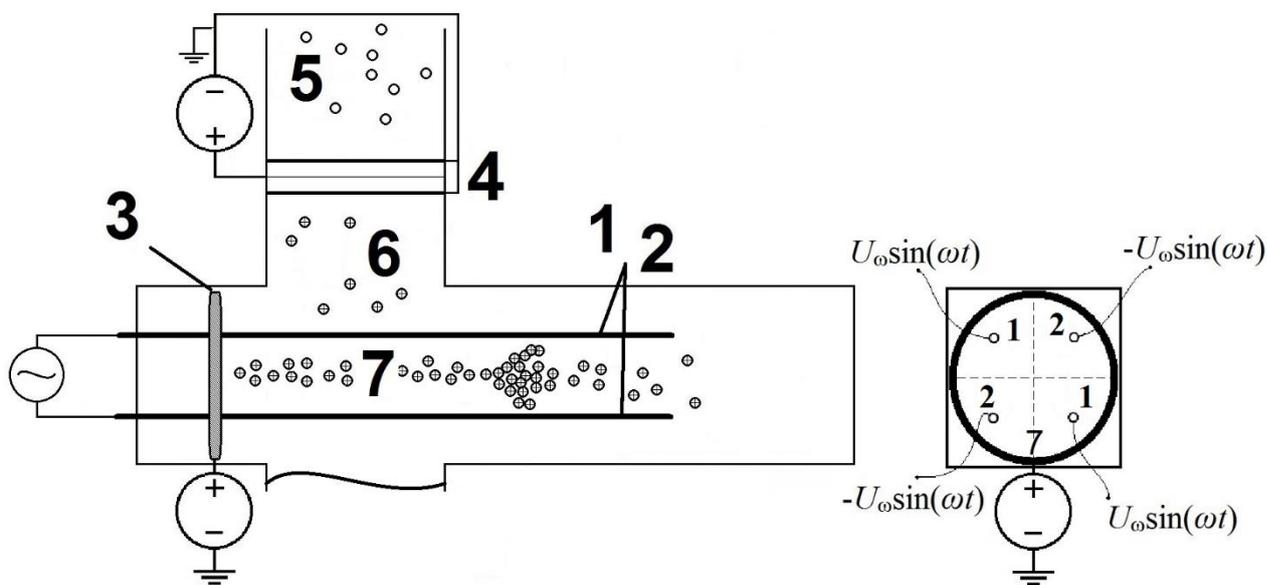


Рисунок 75. Схема экспериментальной установки для исследования волновых процессов в кулоновской структуре в линейной электродинамической ловушке. 1, 2 – электроды ловушки, 3 – кольцевой электрод, 4 – модуль коронного разряда, 5 – нейтральные частицы, 6 – заряженные частицы, 7 – частицы, захваченные электродинамической ловушкой.

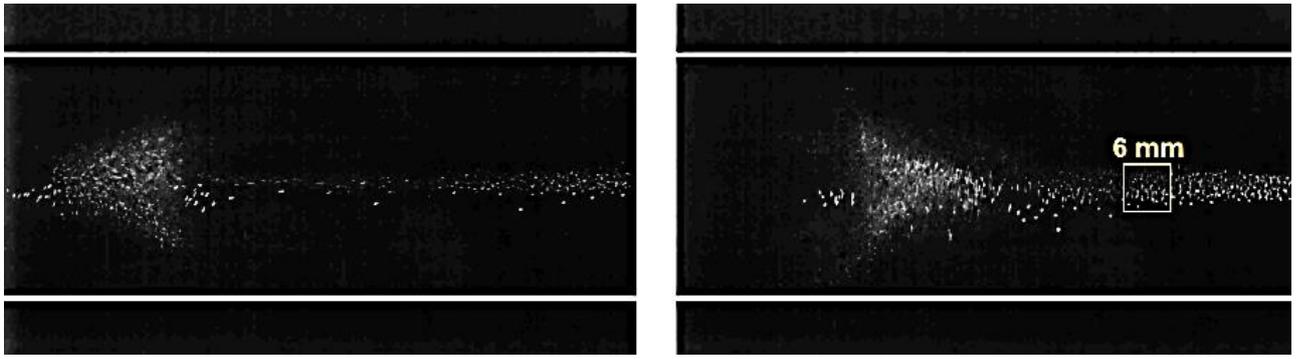


Рисунок 76. Уединенная волна в структуре заряженных частиц, удерживаемых в линейной ловушке Пауля. Волна движется слева направо после отражения от потенциального барьера кольцевого электрода. Квадратом отмечена часть структуры, по которой оценивается площадь поперечного сечения и концентрация пылевых частиц.

Расчет скорости волны в структуре осложняется необходимостью учета неравномерности плотности структуры, кулоновского межчастичного взаимодействия, диссипации энергии при вязком трении микрочастиц о среду. Поэтому для расчета скорости волны были приняты следующие допущения, которые позволяют сделать качественные оценки: кулоновская структура рассматривается в приближении сплошной среды, силы вязкого трения в расчетах не учитываются, плотность структуры на всей ее длине постоянна, скорость волны совпадает со скоростью звука.

При заданных допущениях скорость волны описывается уравнением  $v = \sqrt{\frac{1}{\beta\rho}}$ , где  $\beta = -\frac{1}{V} \frac{dV}{dP}$ ,  $V$ ,  $P$  и  $\rho$  – объем, давление и плотность структуры. Для оценки  $\frac{dV}{dP}$  рассмотрим два слоя заряженных частиц, рисунок 77 Пусть площадь слоя  $S$  и расстояние между слоями  $L$  ( $V = LS$ ). Смещение слоя на  $\Delta x$  дает изменение объема на  $dV$ . В приближении одностороннего сжатия структуры изменение давления может быть описано уравнением:

$$dP = \frac{dF}{S} = \frac{1}{S} \left( k \cdot q^2 \left[ \frac{N}{2L} \right]^2 - k \cdot q^2 \left[ \frac{N}{2(L - \Delta x)} \right]^2 \right), \quad (4.5)$$

где  $N$  количество частиц в 2 слоях ( $\rho = Nm_p/LS$ ),  $m_p$  масса частицы.

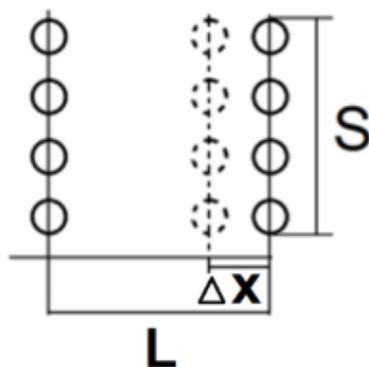


Рисунок 77. Схема двух слоев частиц.

При  $\Delta x \ll L$  сжимаемость имеет вид  $\beta = \frac{2}{kq^2 S \rho^2}$ , и скорость звука:

$$v = \sqrt{\frac{1}{\beta \rho}} = \sqrt{\frac{kq^2 \rho S}{2m_p^2}} \quad (4.6)$$

Заряд частиц после прохождения модуля коронного разряда составлял  $q \approx 10^4$  е. Структура имела форму цилиндра с площадью слоя  $S = 2\pi r^2$ , где  $r$  это радиус цилиндра (диаметр цилиндра составлял  $6,0 \pm 0,1$  мм). Скорость волны в расчете составила  $5,6 \pm 0,2$  см/с, что согласуется со скоростью волны, полученной в эксперименте.

На рисунке 78 приведены фотографии, иллюстрирующие процесс отражения волны плотности от торцевого электрода, роль которого в данном случае играл металлический стержень, установленный на оси ловушки. При напряжении 3,6 кВ и частоте 50 Гц частицы формировали устойчивую структуру, вращающуюся против часовой стрелки относительно оси симметрии ловушки с частотой 50 Гц. При увеличении напряжения в заряженном пылевом облаке возникала волна плотности, движущаяся по направлению к торцевому электроду со скоростью 5,9 см/с (рисунок 78а). После приближения к торцевому электроду на минимальное расстояние  $\sim 1$  см (рисунок 78б), волна оставалась неподвижной на протяжении 0,5 с, после чего начала двигаться в противоположном направлении со скоростью 4,1 см/с (рисунок 78в). Дойдя до открытого края ловушки, волна рассеялась.

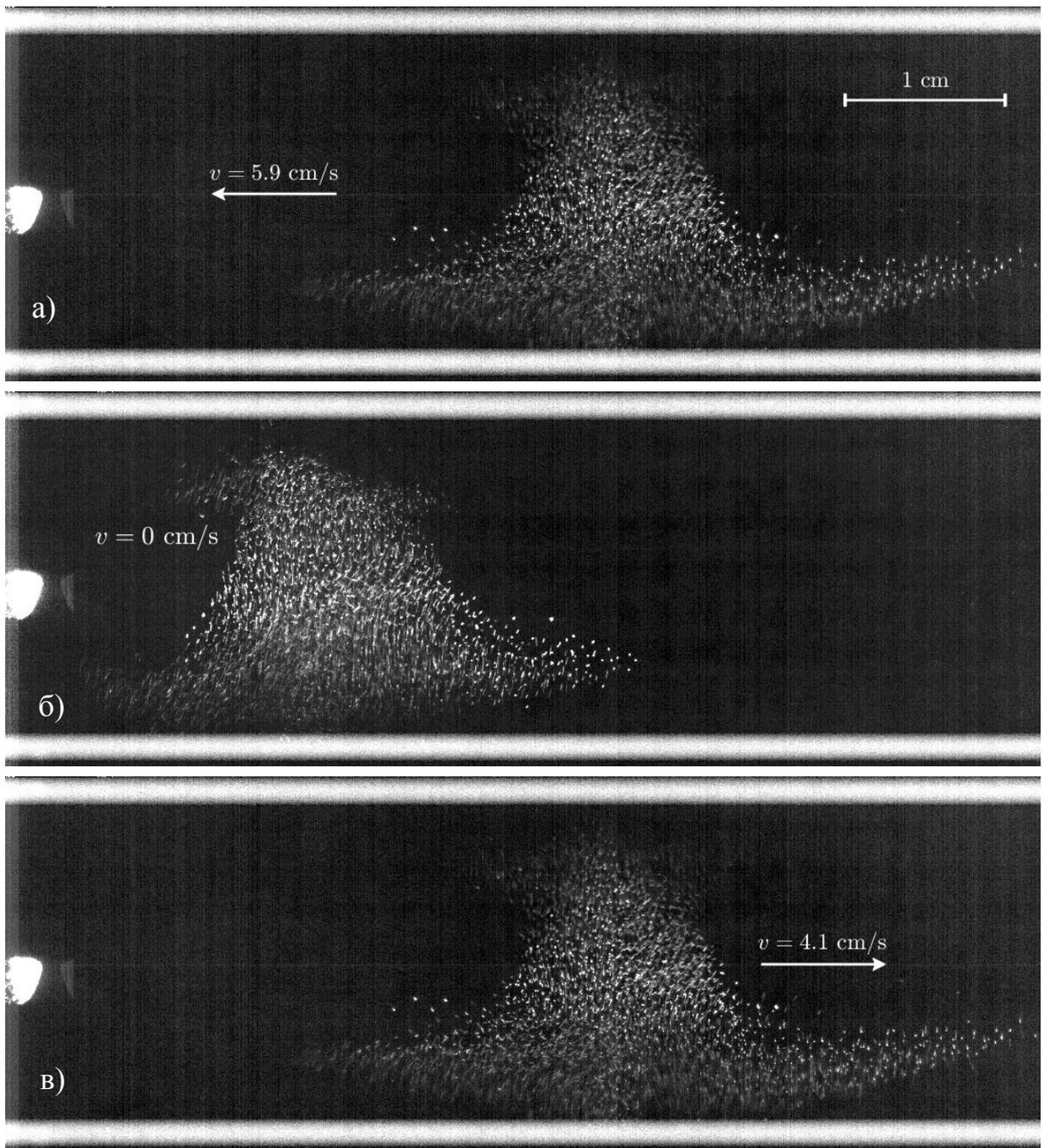


Рисунок 78. Отражение волны плотности от запирающего электрода.  $U_a = 5,1$  кВ,  $f = 50$  Гц. а)  $t = 0$  с; б)  $t = 0,43$  с; в)  $t = 1,01$  с. Скорость съемки 450 кадров/с.

На рисунке 79 представлена эволюция волны плотности, образовавшейся в центральной области ловушки. Спустя короткое время после образования ( $\sim 1$ с) она начала разделяться на две отдельные волны (рисунок 79б), движущиеся в противоположных направлениях с относительной скоростью  $5,3$  см/с. Обе волны плотности рассеялись, не дойдя до краев ловушки.

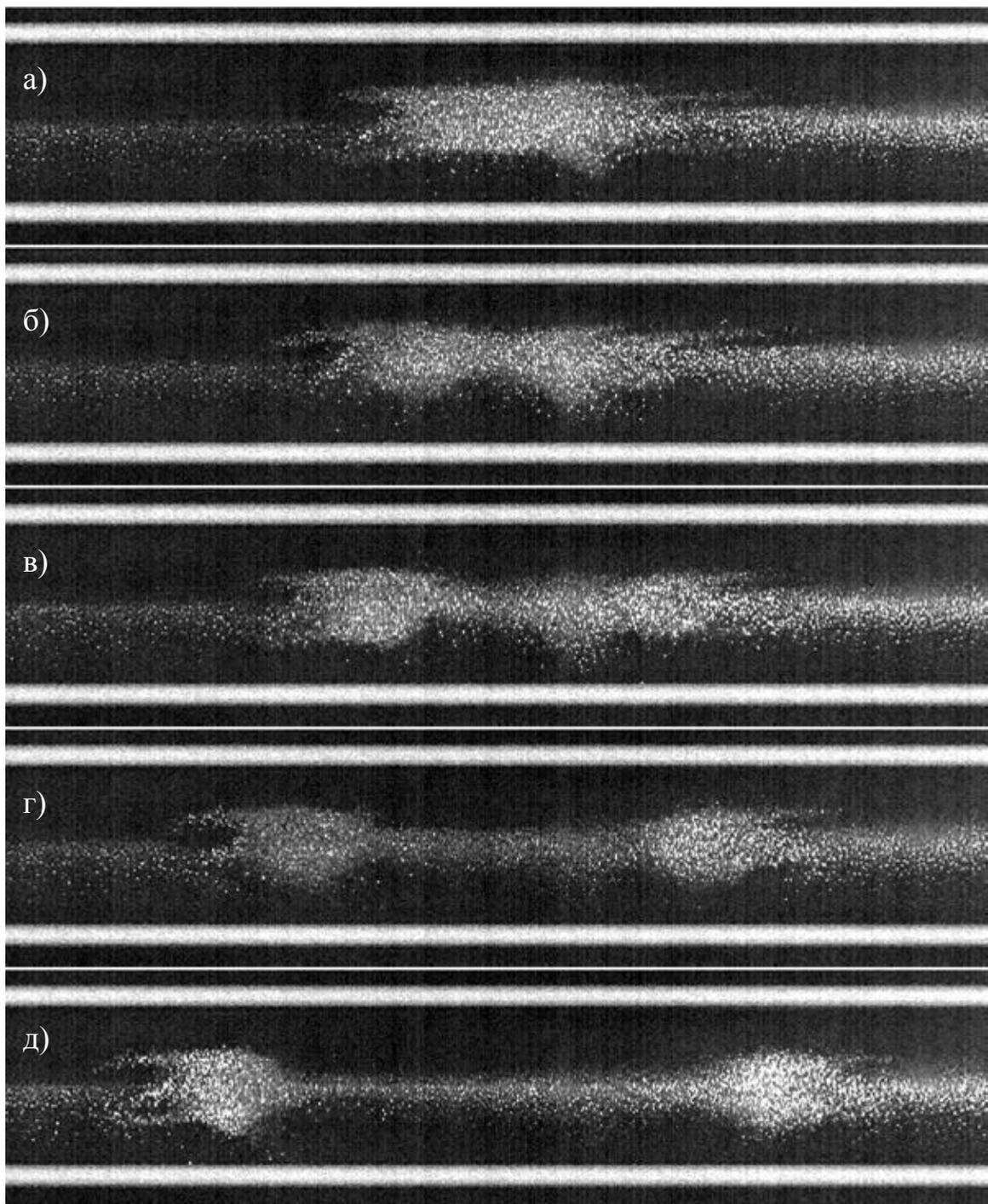


Рисунок 79. Эволюция волны плотности в кулоновской структуре.  $U_a = 5,1$  кВ,  $f = 50$  Гц. а)  $t = 0$  с; б)  $t = 0,25$  с; в)  $t = 0,42$  с; г)  $t = 0,73$  с; в)  $t = 1,1$  с. Скорость съемки 450 кадров/с.

#### 4.7 Линейная квадрупольная электродинамическая ловушка с коронирующими электродами

Производились захват и удержание частиц полидисперсного порошка  $Al_2O_3$  с помощью линейной квадрупольной электродинамической ловушки. Электроды электродинамической ловушки так же являлись электродами, формирующими коронный разряд. Электродинамическая ловушка состояла из четырех горизонтально ориентированных электродов. Длина электродов составляла 10 см, а их диаметр – 300 мкм. Расстояние между электродами составляло 10 мм. На рисунке 80 представлена фотография электродинамической ловушки с коронирующими электродами.

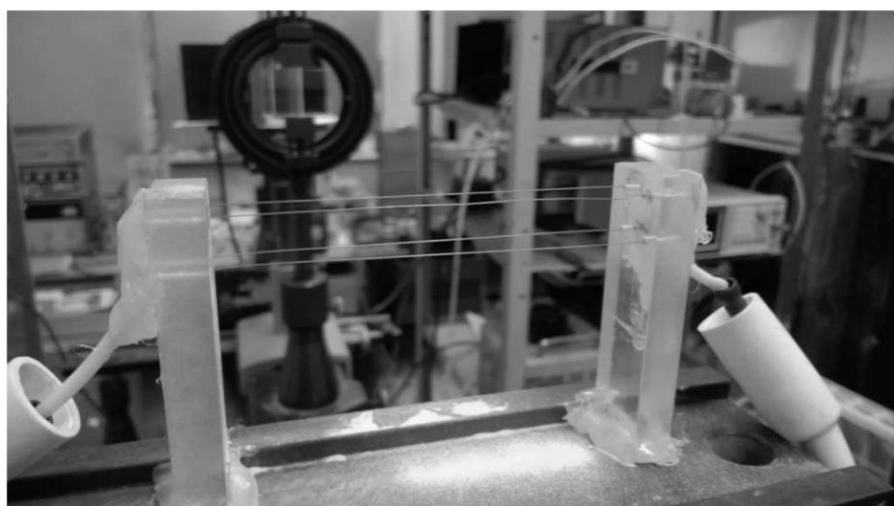


Рисунок 80. Линейная электродинамическая ловушка с коронирующими электродами: а) общий вид

Коронный разряд на электродах зажигался при напряжении равном 5кВ. Частота напряжения составляла 50 Гц. В работе использовался полидисперсный порошок  $Al_2O_3$ . Движение частиц в ловушке регистрировалось с помощью цифровой видеокамеры HiSpec 1. Максимальное разрешение камеры составляло 1280x1024 пикселя при скорости съемки до 506 кадров/с.

Незаряженные частицы инжектировались в область ловушки с верхней стороны. Частицы заряжались в плазменной среде коронного разряда, создаваемого электродами ловушки. Некоторое количество частиц захватывалось ловушкой и образовывали устойчивую кулоновскую структуру. На рисунке 81 представлены

частицы  $Al_2O_3$  удерживаемые в электродинамической ловушке с коронирующими электродами. Амплитуда переменного напряжения составляла 7 кВ; сила тока была равна 80 мкА. Кулоновская структура содержит около 55 частиц, а ее размеры составляют 1,4x0,2x0,15 мм. Среднее межчастичное расстояние составляет 0,08 мм.



Рисунок 81. Устойчивая структура частиц в электродинамической ловушке с коронирующими электродами.

Основываясь на результатах прошлых работ можно предположить, что размер частиц, захваченных ловушкой, находится в диапазоне от 10 до 40 мкм. Для частиц размером больше 1 мкм основной механизм зарядки – это ударная зарядка. В этом случае заряд частиц  $q$  может быть оценен по формуле (1.1). Напряженность электрического поля существенно зависит от положения частицы в ловушке. Например, частица размером 10 мкм, находящаяся поблизости от электрода, может зарядиться до 40000 элементарных единиц заряда.

#### 4.8 Выводы

В данной главе исследовались кулоновские структуры в электродинамических ловушках с различными конфигурациями электродов. В случае вертикально ориентированной квадрупольной ловушки пылевые частицы сконцентрированы в центральной области. При увеличении частоты напряжения ловушки с 50 до 130 Гц средняя амплитуда колебаний частиц уменьшается с 0,65 мм до 0,23 мм. В восьмиэлектродной ловушке частицы не занимают центральную область, формируя кольцо. Диаметр этого кольца увеличивается при увеличении частоты от 50 до 130 Гц

с 16,2 мм до 27,2 мм. Средняя амплитуда колебаний частиц уменьшается с 0,62 до 0,37 мм. В вертикально ориентированной ловушке кулоновская структура расширяется снизу. При увеличении напряжения ловушки основание структуры сужается, но при этом структура вытягивается в вертикальном направлении. При напряжении больше 5,1 кВ верхняя часть структуры начинает вращаться вокруг оси симметрии ловушки.

В горизонтально ориентированной квадрупольной ловушке при увеличении амплитуды переменного напряжения увеличивается количество частиц, удерживаемых ловушкой. При достаточно низких значениях напряжения упорядоченной структуры не наблюдается. При увеличении  $U_A$  до 4,25 кВ. Пылевая структура приобретает упорядоченность. Количество частиц увеличивается, межчастичные расстояния уменьшаются. При дальнейшем увеличении напряжения частицы в верхней части структуры начинают перескакивать с места на место, упорядоченность наблюдается в нижней части структуры. Были рассчитаны термодинамические величины полученных в численном и натурном эксперименте кулоновских структур, такие как давление и внутренняя энергия.

Было установлено, что электродинамические ловушки способны захватывать и удерживать заряженные частицы в воздушных потоках со скоростью по крайней мере до 50 см/с.

Исследовались колебания кулоновской структуры из пылевых частиц в горизонтально ориентированной ловушке под воздействием периодического электрического поля, создаваемого посредством подачи прямоугольного электрического сигнала на электроды, ограничивающие пылевую структуру. Анализ колебательного движения пылевых частиц позволил провести оценку величины их заряда.

Обнаружен эффект самовозбуждения уединенных волн в пылевой кулоновской структуре. Скорость волны соответствовала скорости звука в кулоновской структуре.

Впервые были получены устойчивые кулоновские структуры в коронном разряде при атмосферном давлении. Этот результат был достигнут с помощью применения дополнительной электродинамической ловушки. Электроды

электродинамической ловушки играли роль электродов коронного разряда. Установлено, что электродинамическая ловушка с коронирующими электродами позволяет захватывать и удерживать частицы, которые не были заряжены предварительно.

## **ЗАКЛЮЧЕНИЕ**

В работе проводились исследования процесса захвата и удержания заряженных пылевых частиц электродинамическими ловушками при атмосферном давлении. Для этой цели был разработан и создан экспериментальный стенд, включающий электродинамическую ловушку, устройство для зарядки пылевых частиц в коронном разряде, средства контроля и диагностики.

Определялись параметры пылевых частиц, захваченных электродинамической ловушкой, такие как заряд и размер. Для этого из облака частиц, захваченных электродинамической ловушкой, с помощью наэлектризованной стеклянной палочки удалялись все частицы кроме одной. Размер частицы определялся по установившейся скорости свободного падения. Для верификации определения размера был проведен контрольный эксперимент, где измерялся размер 10 мкм сферы из меламинформальдегида. Погрешность измерения не превышала 5%. Заряд частиц определялся исходя из установившегося положения равновесия в неоднородном электрическом поле под действием собственного веса. Заряд частиц так же измерялся конденсаторным методом. Было получено приемлемое совпадение зарядов частиц, измеренных этими методами. Было установлено, что частицы заряжались в области коронного разряда с напряженностью поля от 10 кВ/см до 20 кВ/.

Была экспериментально определена область удержания заряженной частицы в линейной электродинамической ловушки. Для этого частота переменного напряжения, питающего электродинамическую ловушку уменьшалась или увеличивалась до тех пор, пока частица не покидала пределы ловушки. Область удержания так же была определена с помощью численного моделирования. Результат показал хорошее совпадение с экспериментальными данными.

Исследовались поведение кулоновской структуры в электродинамических ловушках с различными конфигурациями электродов при различных рабочих параметрах. В горизонтально ориентированной квадрупольной ловушке при увеличении напряжения кулоновская структура два раза меняет свое поведение. Сначала имеет место хаотическое движение отдельных частиц, которое сменяется колебаниями кулоновской структуры как целого с частотой напряжения ловушки. При дальнейшем увеличении напряжения наблюдается коллективное движение частиц в нижней части структуры, в то время как в верхней части имеет место хаотическое движение. В вертикально ориентированной квадрупольной ловушке кулоновская структура формирует расширяющийся книзу конус, высота которой увеличивается при увеличении напряжения. При уменьшении напряжения частицы покидают ловушку в области нижней части структуры, что обусловлено действием веса верхних частиц. В вертикально ориентированной октаупольной ловушке частицы формируют полый конус. Это связано с тем, что в центральной области ловушки напряженность электрического поля недостаточно велика для удержания частиц. Были рассчитаны термодинамические величины полученных в численном и натурном эксперименте кулоновских структур, такие как давление и внутренняя энергия.

Исследовалась возможность захвата и удержания заряженных пылевых частиц в воздушном потоке с помощью электродинамической ловушки. Установлено, что захват и удержание возможны в воздушном потоке со скоростью по крайней мере до 50 см/с.

Исследовались колебания кулоновской структуры из пылевых частиц в горизонтально ориентированной ловушке под воздействием периодического электрического поля. Анализ колебательного движения пылевых частиц позволил провести оценку величины их заряда.

Обнаружен эффект самовозбуждения уединенных волн в пылевой кулоновской структуре. Скорость волны соответствовала скорости звука в кулоновской структуре.

Впервые были получены устойчивые кулоновские структуры в коронном разряде при атмосферном давлении. Этот результат был достигнут с помощью применения дополнительной электродинамической ловушки. Электроды

электродинамической ловушки играли роль электродов коронного разряда. Установлено, что электродинамическая ловушка с коронирующими электродами позволяет захватывать и удерживать частицы, которые не были заряжены предварительно.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Syrovatka R.A., Deputatova L.V., Filinov V.S., Lapitsky D.S., Pecherkin V.Y., Vasilyak L.M., Vladimirov V.I. Charge and Mass Measurements of a Dust Particle in the Linear Quadrupole Trap // *Contrib. Plasma Phys.* 2016. Vol. 56. No. 5. pp. 419-424.
2. Syrovatka R.A., Vasilyak L.M., Deputatova L.V., Filinov V.S., Lapitsky D.S., Pecherkin V.Y., Vladimirov V.I. Coulomb Structure with a Large Number of Particles in the Dynamic Trap at Atmospheric Pressure // *Contrib. Plasma Phys.* 2016. Vol. 56. No. 3-4. pp. 321-326.
3. Lapitsky D.S., Filinov V.S., Vasilyak L.M., Syrovatka R.A., Deputatova L.V., Vladimirov V.I., Pecherkin V.Y. Confinement of the charged microparticles by alternating electric fields in a gas flow // *Europhys. Lett.* 2015. Vol. 110. No. 1. P. 15001.
4. Deputatova L.V., Filinov V.S., Lapitsky D.S., Pecherkin V.Y., Syrovatka R.A., Vasilyak L.M., Vladimirov V.I. Measurement of the charge of a single dust particle // *J. Phys.: Conf. Ser.* 2015. Vol. 653. P. 012129.
5. Deputatova L.V., Filinov V.S., Lapitsky D.S., Pecherkin V.Y., Syrovatka R.A., Vasilyak L.M., Vladimirov V.I. Confinement of charged microparticles in a gas flow by the linear Paul trap // *J. Phys.: Conf. Ser.* 2015. Vol. 653. P. 012131.
6. Василяк Л.М., Владимиров В.И., Депутатова Л.В., Лапицкий Д.С., Печеркин В.Я., Сыроватка Р.А., Филинов В.С. Зарядка микрочастиц в коронном разряде в воздушном потоке // *Успехи прикладной физики.* 2017. Т. 5. № 2. С. 329-334.
7. Лапицкий Д.С., Филинов В.С., Василяк Л.М., Сыроватка Р.А., Депутатова Л.В., Владимиров В.И., Печеркин В.Я. Расчет термодинамических величин

- заряженных структур микрочастиц в электродинамической ловушке // Успехи прикладной физики. 2017. Т. 5. № 4. С. 32-36.
8. Mihalcea V.M., Stan C., Giurgiu L.C., Groza A., Surmeian A., Ganciu M., Filinov V.S., Lapitsky D.S., Deputatova L.V., Vasilyak L.M., et al. Multipole Traps as Tools in Environmental Studies // Rom. J. Phys. 2016. Vol. 61. No. 7-8. pp. 1395-1411.
  9. Лапицкий Д.С., Печеркин В.Я., Филинов В.С., Василяк Л.М., Владимиров В.И., Депутатова Л.В., Сыроватка Р.А. Способ удаления заряженных микрочастиц из газового потока, 2612292, Октябрь 26, 2015.
  10. Лапицкий Д.С., Печеркин В.Я., Василяк Л.М., Филинов В.С., Сыроватка Р.А., Депутатова Л.В., Владимиров В.И. Устройство для измерения удельного заряда частиц микронного размера, 173873, Сентябрь 15, 2017.
  11. Fortov V.E., Morfill G.E. Complex and Dusty Plasmas From Laboratory to Space. CRC Press, 2009.
  12. Фортов В.Е., Храпак А.Г., Храпак С.А., и др. Пылевая плазма // УФН. 2004. Т. 54. № 5. С. 495-544.
  13. Shukla P.K., Silin V.P. Dust ion-acoustic wave // Physica Scripta. 1992. Vol. 45. P. 508.
  14. Fortov V.E., Khrapak A.G., Khrapak S.A., Molotkov V.I., Nefedov A.P., Petrov O.F., Torchinsky V.M. Mechanism of dust-acoustic instability with ion drag // Phys. Plasmas. 2000. Vol. 7. P. 1374.
  15. Khrapak S.A. Thermodynamics of Yukawa systems and sound velocity in dusty plasmas // Plasma Phys. Control. Fusion. 2015. Vol. 58. P. 014022.
  16. Nakamura Y. Experiments on ion-acoustic shock waves in a dusty plasma // Phys. Plasmas. 2002. Vol. 9. P. 440.

17. Samsonov D., Goree J., Thomas H.M., Morfill G.E. Mach cone shocks in a two-dimensional Yukawa solid using a complex plasma // *Phys. Rev. E*. 2000. Vol. 61. P. 5557.
18. Langmuir I., Fong C.G., Dittmer A.F. A new type of electric discharge - The streamer discharge // *Science*. 1924. Vol. 60. pp. 392-394.
19. Ikezi H. Coulomb solid of small particles in plasma // *Phys. Fluids*. 1986. Vol. 29. No. 6. pp. 1764-1766.
20. Thomas H., et al. Plasma Crystal: Coulomb Crystallization in a Dusty Plasmas // *Phys. Rev. Lett.* 1994. Vol. 73. No. 5. pp. 652-655.
21. Chu J.H., Lin I. Direct observation of Coulomb Crystals and Liquids in Strongly Coupled rf Dusty Plasmas // *Phys. Rev. Lett.* 1994. Vol. 72. No. 25. pp. 4009-4012.
22. Hayashi Y., Tachibana K. Observation of Coulomb-crystal formation from carbon particles grown in a methane plasma // *Jpn. J. Appl. Phys.* 1994. Vol. 33. No. 6A. pp. L804-L806.
23. Morfill G.E., et al. Condensed plasmas under microgravity // *Phys. Rev. Lett.* 1999. Vol. 83. No. 8. pp. 1598-1604.
24. Fortov V.E., et al. Crystallization of a dusty plasma in the positive column of a glow discharge // *JETP Lett.* 1996. Vol. 64. No. 2. pp. 92-98.
25. Fortov V.E., et al. Highly nonideal classical thermal plasmas: Experimental study of ordered macroparticle structures 1997. Vol. 84. No. 2. pp. 256-261.
26. Fortov V.E., et al. Dusty plasma induced by solar radiation under microgravity conditions: Experiments in the Russian space station "Mir" // *JETP*. 1998. Vol. 87. No. 2. pp. 1087-1097.

27. Fortov V.E., et al. Dust particles in a nuclear-induced plasma // *Phys. Lett. A*. 1998. Vol. 258. pp. 305-311.
28. Monarkha Y., Kono K. *Two-Dimensional Coulomb Liquids and Solids*. Berlin: Springer, 2004. 357 pp.
29. Heiss D. *Quantum Dots: a Doorway to Nanoscale Physics*. Berlin: Springer, 2004. 174 pp.
30. Wuerker R.F., Shelton H., Langmuir R.V. Electrodynamic Containment of Charged Particles // *J. App. Phys.* 1959. Vol. 30. No. 3. pp. 342-349.
31. Пауль В. Электромагнитные ловушки для заряженных и нейтральных частиц // *УФН*. 1989. Т. 160. № 12. С. 110-127.
32. Bollinger J.J., Kriesel J.M., Mitchell T.B., et al. Laser-cooled ion plasmas in Penning traps // *J. Phys. B*. 2003. Vol. 36. pp. 499-510.
33. Becker S., Dasgupta K., Dietrich G., et al. A Penning trap mass spectrometer for the study of cluster ions // *Rev. Sci. Instrum.* 1995. Vol. 66. No. 10. pp. 4902-4910.
34. Gilbert S.L., Bollinger J.J., Wineland D.J. Shell-Structure Phase of Magnetically Confined Strongly Coupled Plasmas // *Phys. Rev. Lett.* 1988. Vol. 60. No. 20. pp. 2022-2026.
35. Winter H., Ortjohan H.W. Simple demonstration of storing macroscopic particles in a "Paul trap" // *Am. J. Phys.* 1991. Vol. 59. No. 9. pp. 807-813.
36. Fisher E. Die driedimensionale Stabilisierung von Ladungsträgern in einer Vierpolfeld // *Z. Phys.* 1959. Vol. 156. pp. 1-26.
37. Blümel R., Chen J.M., E. P., et al. Phase transition of stored laser-cooled ions // *Nature*. 1988. Vol. 334. pp. 309-313.

38. H. W. From a single ion to a mesoscopic system – crystallization of ions in Paul traps // *Phys. Scr.* 1995. Vol. 59. pp. 360-368.
39. March R.E., Todd J.F. *Quadrupole ion trap mass spectrometry*. 2nd ed. Wiley Interscience. 392 pp.
40. March R.E. An introduction to quadrupole ion trap mass spectrometry // *J. Mass Spectrom.* 1997. Vol. 32. pp. 351-369.
41. Leibfried D., et al. Quantum dynamics of single trapped ions // *Rev. Mod. Phys.* 2003. Vol. 73. pp. 281-324.
42. Haffner H., Roos C.F., Blatt R. Quantum computing with trapped ions // *Phys. Rep.* 2008. Vol. 469. pp. 155-203.
43. Chiaverini J., Blakestad R.B., Britton J., et al. Surface-electrode architecture for ion-trap quantum information processing // *Quant. Inf. Comput.* 2005. Vol. 5. pp. 419-439.
44. Leibfried D., Wineland D.J., Blakestad R.B., et al. Towards scaling up trapped ion quantum information processing // *Hyperfine Interact.* 2007. Vol. 174. No. 1-7.
45. Kjaergaard N., Molhavea K., Drewsen M. Design and construction of a linear Paul trap for the study of crystalline beams // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*. 2005. Vol. 540. No. 209-214.
46. Prestage J.D., Dick G.J., Maleki L. New ion trap for frequency standard applications // *J. Appl. Phys.* 1989. Vol. 66. pp. 1013-1017.
47. Prestage J.D., Williams A., Maleki L. Dynamics of charged particles in a Paul radio-frequency quadrupole trap // *PRL*. 1991. Vol. 66. pp. 2964-2967.
48. Asvany O., Brünken S., Kluge L. COLTRAP: a 22-pole ion trapping machine for spectroscopy at 4K // *Applied Physics B*. 2014. Vol. 114. pp. 203-210.

49. Gärtner S., Krieg J., Klemann A., Asvany O., Brünken S., Schlemmer S. High-Resolution Spectroscopy of CH<sub>2</sub>D<sup>+</sup> in a Cold 22-Pole Ion Trap // *J. Phys. Chem. A*. 2013. Vol. 117. No. 39. P. 9975.
50. Wester R. Radiofrequency multipole traps: Tools for spectroscopy and dynamics of cold molecular ions // *J. Phys. B: At. Mol. Phys.* 2009. Vol. 42. No. 16. P. 154001.
51. Krämer B., Hübner O., Vortish H., et al. Homogeneous nucleation rates of supercooled water measured in single levitated microdroplets // *J. Chem. Phys.* 1999. Vol. 111. No. 14. pp. 6521-6527.
52. Arnold S., Hessel N. Photoemission from single electrodynamically levitated microparticles // *Rev. Sci. Instrum.* 1985. Vol. 56. pp. 2066-2069.
53. Arnold S., Folan L.M. Fluorescence spectrometer for a single electrodynamically levitated microparticle // *Rev. Sci. Instrum.* 1986. Vol. 57. No. 6. pp. 2250-2253.
54. Cai Y., et al. Single-particle mass spectrometry of polystyrene microspheres and diamond nanocrystals // *Anal. Chem.* 2002. Vol. 74. No. 1. pp. 232-238.
55. Peng W.P., et al. Measuring masses of single bacterial whole cells with a quadrupole ion trap // *J. Am. Chem. Soc.* 2004. Vol. 126. No. 38. pp. 11766-11767.
56. Zhu Z., et al. Characterization of bioparticles using a miniature cylindrical ion trap mass spectrometer operated at rough vacuum // *Analyst.* 2011. Vol. 136. No. 7. pp. 1305-1309.
57. Mihalcea B.M., Stan C., Giurgiu L.C., Groza A., Surmeian A., Ganciu M., Filinov V.S., Lapitsky D.S., Deputatova L.V., Vasilyak L.M., et al. Multipole Traps as Tool in Environmental Studies // *Rom. J. Phys.* 2016. Vol. 61. No. 7-8. pp. 1395-1411.
58. Farias G., Peeters F. Structural transitions in a finite classical two dimensional system // *Solid State Commun.* 1996. Vol. 100. pp. 711-715.

59. Bedanov V.M., Peeters F.M. Ordering and phase transitions of charged particles in a classical finite two-dimensional system // *Phys. Rev. B*. 1994. Vol. 49. P. 2667.
60. Kakad B., Kakad A., Omura Y.J. Formation and interaction of multiple coherent phase space structures in plasma // *J. Geophys. Res. Space Physics*. 2014. Vol. 119. pp. 5589-5599.
61. El-Tantawy S.A., Wazwaz A.M., Schlickeiser R. Dynamics of modulationally unstable ion-acoustic wavepackets in plasmas with negative ions // *Plasma Phys. Control. Fusion*. 2015. Vol. 57. P. 125012.
62. Verheest F., Hellberg M.A., Heremen W.A. Head-on collisions of electrostatic solitons in multi-ion plasmas // *Phys. Plasmas*. 2012. Vol. 19. P. 092302.
63. Medvedev Y.V. Head-on collision of ion-acoustic solitary waves in a collisionless plasma // *Plasma Phys. Rep.* 2009. Vol. 35. pp. 62-75.
64. Singh M., Mayya Y.S., Gaware J., Thaokar R.M. Levitation dynamics of a collection of charged droplets in an electrodynamic balance // *J. App. Phys.* 2017. Vol. 121. P. 054503.
65. Dehmelt H.G. Radiofrequency spectroscopy of stored ions. I. Storage // *Adv. at. Mol. Phys.* 1967. Vol. 5. pp. 109-154.
66. Sokolov A.A., Pavlenko Y.G. Induced and Spontaneous Emission in Crossed Fields // *Optics and Spectroskopy*. 1967. Vol. 22. pp. 1-3.
67. Byrne J., Farago P.S. On the production of polarized electrons by spinexchange collisions // *Proc. Phys. Soc.* 1965. Vol. 86. No. 801-815.
68. Penning F.M. Introduction of an axial magnetic field in the discharge between two coaxial cylinders // *Physica*. 1936. Vol. 3. pp. 873-894.

69. Brown L.S., Gabrielse G. Geonium theory: Physics of a single electron or ion in a Penning trap // *Rev. Mod. Phys.* 1986. Vol. 58. No. 1. pp. 233-311.
70. Gabrielse G., et al. First capture of antiprotons in a Penning trap: kiloelectronvolt source // *Phys. Rev. Lett.* 1986. Vol. 57. No. 20. pp. 2504-2507.
71. Bollen G., et al. ISOLTRAP: a tandem Penning trap system for accurate on-line mass determination of short-lived isotopes 1996. Vol. 368. No. 3. pp. 675-697.
72. Graff G., Kleempt E., Werth G. // *Zs. Phys.* 1969. Vol. 222. P. 201.
73. Van Dyck R.S., Schwinberg P.B., Dehmelt H.G. Precise Measurements of Axial, Magnetron, Cyclotron, and Spin-Cyclotron-Beat Frequencies on an Isolated 1-meV Electron // *Phys. Lett.* 1977. Vol. 38. pp. 310-314.
74. Scott W.T. Who Was Earnshaw? // *Am. J. Phys.* 1959. Vol. 27. No. 6. pp. 418-419.
75. Ruby L. Applications of the Mathieu equation // *Am. J. Phys.* 1996. Vol. 64. No. 1. pp. 39-44.
76. Hasegawa T., Uehara K. Dynamics of a single particle in a Paul trap in the presence of the damping force // *App. Phys. B.* 1995. Vol. 61. No. 2. pp. 159-163.
77. Гапонов А.В., Миллер М.А. О потенциальных ямах для заряженных частиц в высокочастотном электромагнитном поле // *ЖЭТФ.* 1958. Т. 34. № 2. С. 242-243.
78. Vasilyak L.M., et al. Coulomb stable structures of charged dust particles in a dynamical trap at atmospheric pressure in air // *NJP.* 2013. Vol. 15. P. 043047.
79. D'yachkov L.G. Coulomb clusters in harmonic traps // *Tch. Phys. Lett.* 2015. Vol. 41. No. 6. pp. 602-605.

80. Park D., et al. Real-time measurement of submicron aerosol particles having a log-normal size distribution by simultaneously using unipolar diffusion charger and unipolar field charger // *J. Aerosol Sci.* 2007. Vol. 38. pp. 1240-1245.
81. Takahashi T. Measurement of electric charge of cloud droplets, drizzle, and raindrops // *Rev. Geophys.* 1973. Vol. 11. No. 4. pp. 903-924.
82. Millikan R.A. A new modification of the cloud method of determining the elementary electrical charge and the most probable value of that charge // *Phil. Mag. S.* 1924. Vol. 19. No. 110. pp. 209-228.
83. Hopper V.D., Laby T.H. The electronic charge // *Proc. Roy. Soc.* 1941. Vol. A178. No. 974. pp. 243-272.
84. Kunkel W.B., Hansen J.W. A dust electricity analyzer // *Rev. Sci. Instrum.* 1950. Vol. 21. No. 4. pp. 308-314.
85. Polat M., Polat H., Chander S. Electrostatic charge on spray droplets of aqueous surfactant solutions // *J. Aerosol Sci.* 2000. Vol. 31. No. 5. pp. 551-562.
86. Philip M.A., Gelbard F., Arnold S. An absolute method for aerosol particle mass and charge measurement // *J. Coll. Inter. Sci.* 1983. Vol. 91. No. 2. pp. 507-515.
87. Reischl G.P. Measurement of Ambient Aerosols by the Differential Mobility Analyzer Method: Concepts and Realization Criteria for the Size Range Between 2 and 500 nm 1991. Vol. 14. No. 1. pp. 5-24.
88. Khrapak S., et al. Compressional waves in complex (dusty) plasmas under microgravity conditions // *Phys. Plasmas.* 2003. Vol. 10. No. 1. pp. 1-4.
89. Fortov V.E., et al. Micron-sized particle-charge measurements in an inductive rf gas-discharge plasma using gravity-driven probe grains // *Phys. Rev. E.* 2004. Vol. 70. No. 4. P. 046415.

90. Melzer A., Trottenberg T., Piel A. Experimental determination of the charge on dust particles forming Coulomb lattices // *Phys. Lett. A.* 1994. Vol. 191. No. 3. pp. 301-308.
91. Tomme E.B., et al. Parabolic plasma sheath potentials and their implications for the charge on levitated dust particles // *Phys. Rev. Lett.* 2000. Vol. 85. pp. 2518-2521.
92. Liu B.Y., Yeh H. On the Theory of Charging of Aerosol Particles in an Electric Field // *J. Appl. Phys.* 1968. Vol. 39. pp. 1396-1402.
93. Gaudin A.M. The Principles of Electrostatic Processing with Particular Application to Electrostatic Separation // *Miner. Sci. Engng.* 1971. Vol. 3. pp. 46-57.
94. McKay R.B., Incullet I.I. Bi-Ionized Space Charges Generated by Means of Corona // *IEEE Trans. Ind. Appl.* 1980. Vol. IA-16. pp. 585-591.
95. Bartelemy R.E., Mora R.G. Electrical High Tension Minerals Benefication: Principles and Technical Aspects // Paper 36 in Vth Int. Min. Proc. Congress. 1960. pp. 757-773.
96. Lowell J. Contact Electrification of Metals // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 1975. Vol. 8. pp. 53-63.
97. Elsdon R., Mitchell F.R. Contact Electrification of Polymers // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 1976. Vol. 9. pp. 1445-1460.
98. Crowdry A., Westgate C.R. The Role of Bulk Traps in Metal-Insulator contact Charging // *J. Phys. D:Appl. Phys.* 1974. Vol. 7. pp. 713-725.
99. Lowell J. The Electrification of Polymers by Metals // *J. Phys. D:Appl. Phys.* 1976. Vol. 9. pp. 1571-1585.
100. Lowell J. Surface States and the Contact Electrification of Polymers // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 1977. Vol. 10. pp. 65-71.

101. Lowell J. Tunneling Between Metals and Insulators and its Role in Contact Electrification // J. Phys. D: Appl. Phys. 1979. Vol. 12. pp. 1541-1554.
102. Кучинский Г.С., Назаров Н.И. Силовые электрические конденсаторы. 2-е-е изд. Москва: Энергоатомиздат, 1992.
103. Vasilyak L.M., Vladimirov V.I., Deputatova L.V., et al. Coulomb stable structures of charged dust particles in a dynamical trap at atmospheric pressure in air // NJP.
104. Фишер И.З. Современное состояние теории жидкостей // УФН. 1962. Т. 76. С. 499-518.
105. Skeel R., Izaguirre J. An impulse integrator for Langevin dynamics // Mol. Phys. 2002. Vol. 100. No. 24. P. 3885.