

На правах рукописи

Карташева Александра Александровна

**КОЛЕБАТЕЛЬНЫЕ СВОЙСТВА ПЛАЗМЕННО-ПЫЛЕВОЙ
СИСТЕМЫ В СТРАТИФИЦИРОВАННОМ РАЗРЯДЕ**

01.04.08 – физика плазмы

АВТОРЕФЕРАТ
диссертации на соискание ученой степени кандидата
физико-математических наук

Санкт-Петербург 2018

Работа выполнена в федеральном государственном бюджетном образовательном учреждении высшего образования «Санкт-Петербургский государственный университет».

Научный руководитель: **Голубовский Юрий Борисович**, д.ф.-м.н., профессор кафедры оптики ФГБОУВО «Санкт-Петербургский государственный университет», г. Санкт-Петербург.

Официальные оппоненты: **Майоров Сергей Алексеевич**, д.ф.-м.н., ведущий научный сотрудник теоретического отдела ФГБУН «Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук», г. Москва.

Очкин Владимир Николаевич, д.ф.-м.н., главный научный сотрудник отделения оптики ФГБУН «Физический институт имени П. Н. Лебедева Российской академии наук», г. Москва.

Ведущая организация: ФГБОУВО «Петрозаводский государственный университет»

Защита диссертации состоится «27» марта 2019 г. в 11 час. 00 мин. на заседании диссертационного совета Д 002.110.02 Федерального государственного бюджетного учреждения науки Объединенного института высоких температур Российской академии наук (ОИВТ РАН) по адресу: 125412, г. Москва, ул. Ижорская, д.13, стр. 2, Экспозал.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИВТ РАН и на сайте диссертационного совета по адресу www.jiht.ru/science/dissert-council.

Отзывы на автореферат в двух экземплярах, заверенные печатью учреждения, просьба направлять по адресу: 125412, г. Москва, ул. Ижорская, д.13, стр.2, ученому секретарю диссертационного совета Д002.110.02.

Автореферат разослан «__» _____ 201 г.

Ученый секретарь
диссертационного совета Д 002.110.02,
д.ф.-м.н.



М. М. Васильев

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность. Пылевая плазма состоит из слабоионизированного газа и заряженных частиц конденсированного вещества микронного и субмикронного размера. Впервые экспериментально упорядоченные образования в пылевой плазме удалось наблюдать в первой половине 90-х годов [1,2]. За 20 лет исследования пылевая (комплексная) плазма превратилась не только в отдельный тип плазмы, но и в междисциплинарную область исследования важную для ряда наук. Значение комплексной плазмы в современной физике отражено в ряде обзоров и монографий, например [4-7].

К процессу самоорганизации пылевой компоненты и формированию упорядоченных структур приводит то, что заряд пылевых частиц непостоянен и имеет достаточно большую величину 10^3 - 10^5 элементарных. Для создания упорядоченных структур часто используют разряд постоянного тока [8,9]. Следует отметить, что положительный столб тлеющего разряда сам по себе является открытой нелинейной диссипативной системой. При достаточно низких давлениях функция распределения электронов (ФРЭ), сильно отличающаяся от равновесной, формируется не локальным значением напряженности электрического поля, а зависит от пространственного профиля потенциала. Уход от идеализации равновесного распределения электронов и учет нелокальной кинетики электронов при расчете реальной функции распределения позволит точно определить значение ключевого параметра пылевой плазмы - заряда пылевой частицы.

Точное знание параметров пылевых частиц может быть использовано для диагностики самой плазмы. Например, наблюдая за положением пылевых частиц и их движением в плазме, в зависимости от ее параметров можно получить распределение потенциала и электрического поля в тех случаях, когда невозможно использовать другие методы диагностики, в частности, метод электростатического зонда. С другой стороны, для описания свойств пылевых частиц необходимы точные знания параметров фоновой плазмы, а также строгая теория, связывающая характеристики плазмы с параметрами пылевых частиц. Поэтому разработка теоретических и экспериментальных методов определения заряда пылевой частицы является одним из современных направлений исследований в области пылевой плазмы.

Исследование динамики заряженных пылевых частиц - одна из наиболее важных проблем физики комплексной плазмы. Экспериментальное исследование колебаний пылинок позволяет оценить такие базовые параметры комплексной плазмы как заряд частицы, потенциал межчастичного взаимодействия и др. Теоретическое исследование динамики пылевых частиц с точки зрения теории колебаний и сравнение полученных результатов с экспериментальными данными

позволяет в конечном итоге получить пространственный профиль электрического поля. Таким образом, исследование колебаний пылевых частиц на современном теоретическом и экспериментальном уровне становится новым методом диагностики плазмы.

Целью диссертационной работы являлось детальное описание свойств уединенной пылевой частицы в стратах тлеющего разряда. Теоретическое и экспериментальное определение заряда пылевой частицы. Изучение колебательных свойств плазменно-пылевой системы уединенная пылевая частица в стоячей страте.

Для достижения поставленной цели был рассчитан заряд уединенной пылевой частицы с учетом нелокальной функции распределения электронов в стратифицированном разряде. Также был разработан метод экспериментального определения заряда уединенной пылевой частицы в страте. Кроме того для изучения колебательных свойств плазменно-пылевой системы были исследованы вынужденные колебания пылевой частицы в линейном и нелинейном режиме.

Научная новизна:

1. Впервые рассчитан заряд уединенной пылевой частицы в стратифицированном разряде Р-типа при низких давлениях неона с учетом нелокальной кинетики электронов.
2. Впервые метод модуляции разрядного тока был использован для исследования колебательных свойств плазменно-пылевой системы.
3. Разработан экспериментальный метод определения заряда пылинки на основе релаксационных колебаний уединенной пылевой частицы в стратифицированном разряде.
4. Впервые проведены исследования вынужденных колебаний уединенной пылевой частицы в стратифицированном разряде.
5. Впервые проведены исследования нелинейных колебаний уединенной пылевой частицы в стратифицированном разряде. Впервые обнаружены ангармонические эффекты колебаний пылинки: неизохронность, резонанс на удвоенной частоте, гистерезис.

Практическая значимость:

В результате проведенных исследований получены новые сведения о пылевой плазме, в частности о зарядке уединенной пылевой частицы в стратифицированном разряде низкого давления и о колебательных свойствах плазменно-пылевой системы.

Функция распределения электронов в стратифицированном разряде, полученная на основе численного решения уравнения Больцмана, позволила оценить влияние нелокальной кинетики электронов на процесс зарядки уединенной пылевой частицы газовом разряде постоянного тока. Показано к каким качественным и количественным ошибкам в определении ключевого параметра пылевой плазмы - заряда пылинки – могут привести расчёты, проведенные на основе Максвелловской ФРЭ.

Использованная низкочастотная модуляция разрядного тока является слабозмущающим способом возбуждения релаксационных колебаний, лежащих в основе разработанного метода определения заряда пылинки.

Исследование вынужденных колебаний пылевой частицы позволяет количественно охарактеризовать колебательные свойства плазменно-пылевых систем. В частности, два независимых способа определения собственной частоты системы могут быть использованы в широком диапазоне разрядных условий.

Исследование степени диссипации плазменно-пылевой системы, проведенное с помощью амплитудно-частотных характеристик (АЧХ) вынужденных колебаний пылинки, важно для понимания процессов самоорганизации пылевой компоненты.

Проведенное количественное описание нелинейных вынужденных колебаний уединенной пылевой частицы в страте показывает возможность использования пылинок в качестве высокоточного, слабозмущающего зонда для определения параметров фоновой плазмы.

Примененный метод модуляции разрядного тока позволил на кинетическом уровне исследовать отклик плазменно-пылевой системы на изменение таких параметров как форма модулирующего сигнала, глубина модуляции. Результаты работы могут использоваться в процессе обучения студентов на курсах теории колебаний, физики плазмы и физики комплексной плазмы.

Объект и методы исследования:

Объектом исследования являлась плазменно-пылевая структура, состоящая из уединенной пылевой частицы и стоячей страты. Теоретический метод расчета заряда пылинки в страте основывался на нелокальной кинетике электронов. Основным методом экспериментального исследования объекта являлась модуляция разрядного тока. Интерпретация полученных результатов проводилась на основе теорий гармонического и ангармонического осцилляторов.

Положения, выносимые на защиту:

1. Метод расчета заряда уединенной пылевой частицы на основе нелокальной кинетики электронов в Р-стратах тлеющего разряда низкого давления в неоне.
2. Метод измерения заряда, основанный на исследовании релаксационных колебаний уединенной пылевой частицы, вызванных переключением разрядного тока импульсами с коротким фронтом.
3. Линейные резонансные свойства колебательной системы страта-уединенная пылевая частица: амплитудно-частотная характеристика, резонансная частота, добротность (эксперимент и теоретическое описание).

4. Нелинейные колебательные свойства плазменно-пылевой системы: неизохронность, гистерезис, резонанс параметрического типа на удвоенной частоте.

Апробация работы.

Материалы, вошедшие в диссертацию, докладывались на следующих международных конференциях: 16th International Conference on the Physics of Non-Ideal Plasmas, Saint-Malo, France, September 24-28, 2018; 9th International Conference on Plasma Physics and Plasma Technology, Minsk, Belarus, 17 - 21 September, 2018; 42nd Assembly COSPAR, Pasadena, USA, July 14-22, 2018; 33rd International Conference on Equations of State for Matter, Elbrus, Kabardino-Balkaria, Russia, March 1–6, 2018; Scientific-Coordination Workshop "Non-ideal Plasma Physics", Moscow, Russia, November 29-30, 2017; The International Conference "The Physics of Low Temperature Plasma", Kazan, Russia, June 5-9, 2017; 8th International Conference on the Physics of Dusty Plasmas, Prague, Czech Republic, May 20–25, 2017; Scientific-Coordination Workshop "Non-ideal Plasma Physics", Moscow, Russia, December 7-8, 2016.

Публикации. Основные результаты по теме диссертации изложены в 3 статьях в рецензируемых журналах [1-3], входящих в список ВАК.

Личный вклад в работы, вошедшие в диссертацию, является определяющим. Автором создан модулятор разрядного тока, разработаны и реализован метод измерения амплитуды колебаний уединенной пылевой частицы в стратифицированном разряде. Экспериментальные результаты получены и проанализированы автором также самостоятельно. Написание статей и тезисов докладов на конференциях осуществлялось совместно с соавторами при определяющем вкладе автора диссертации.

Достоверность результатов обусловлена апробированием применяемых методов, хорошей воспроизводимостью результатов измерений и их разумным согласием с данными моделирования, а также сопоставлением полученных результатов с независимыми литературными данными.

Структура и объём диссертации. Диссертация состоит из введения, пяти глав и заключения. Полный объём диссертации составляет 103 страницы с 39 рисунками и 3 таблицами. Список цитируемой литературы содержит 108 наименований.

СОДЕРЖАНИЕ ДИССЕРТАЦИИ

Во **введении** обоснована актуальность выбранной темы диссертации, сформулирована цель работы, приведены основные положения, выносимые на защиту, показана научная новизна и практическая ценность работы, указан объект и метод исследования.

Первая глава посвящена обзору литературы по проблематике диссертации. В литературном обзоре содержится описание особенностей формирования функции распределения электронов в стратифицированном

разряде низкого давления. Рассмотрено применение кинетического подхода для описания процесса зарядки пылевых частиц как в приближении ограниченного орбитального движения (orbit motion limited - OML) [4,10], так и в случае слабоионизированной плазмы. Рассмотрены эффекты, связанные с взаимным влиянием параметров пылевых частиц и параметров плазмы тлеющего разряда, изложенные, например, в [11, 12]. Отдельно рассмотрены исследования колебательного движения пылинок, проведенные, например, в [13-15]. Также обсуждены известные на сегодняшний день работы по экспериментальным методам определения заряда пылевых частиц в различных типах разряда [16-18].

Во **второй главе** описан теоретический метод расчета заряда уединенной пылевой частицы диаметром $d = 4 \pm 0.14$ мкм для установившихся страт Р-типа при давлении неона $p = 0.2$ торра с учетом нелокальной кинетики электронов [19,20].

Особенностью стратифицированного разряда является специфический вид функции распределения электронов, которая кардинально отличается от Максвелловской, часто используемой при вычислении заряда пылевых частиц. Расчеты ФРЭ выполнены для электрического поля, заданного аппроксимацией $E(z) = \rho E_0 (1 + \sigma \exp(\eta \sin(\frac{2\pi z}{L_p})))$. Здесь $L = 2.08$ см - пространственный период поля, E_0 - среднее поле. Коэффициенты σ, η, γ были выбраны таким способом, что обеспечивали корреляцию с профилем электрического поля, полученным в сходных экспериментальных условиях [21].

Функция распределения рассчитывалась по методу, детально описанному в [21], и установившееся решение было принято как результат. Рассчитанная функция распределения электронов приведена на рис. 1а. Для сравнения с нелокальной ФРЭ на рис. 1б представлена Максвелловская функция распределения. Максвелловская ФРЭ, заданная

произведением $n(z) * \left(\frac{m}{2\pi k T_e(z)} \right)^{\frac{3}{2}} \exp\left(-\frac{w}{k T_e(z)} \right)$, рассчитывалась в

пространственно-периодическом поле при постоянстве тока разряда при низких давлениях. Основная трудность подобного расчета - расчет аксиального распределения электронной температуры. При низких давлениях электронная теплопроводность, выравнивающая электронную температуру вдоль страты, преобладает в балансе энергий. Поэтому для вычисления профиля температуры необходимо решать уравнение теплопроводности. В данной работе электронная температура была рассчитана с помощью решения кинетического уравнения. И определялась через усреднение средней энергии по ФРЭ $k T_e = \frac{2}{3} \langle w(z) \rangle$.

Нелокальное формирование ФРЭ в стратифицированном разряде обуславливает ее отличие от равновесной функции распределения электронов. Вследствие эффекта бунчировки нелокальная ФРЭ имеет вид

характерного максимума, перемещающегося вдоль резонансной траектории в плоскости (w, z) (рис. 1a). Напротив, локальная Максвелловская ФРЭ, сформировавшаяся в поле $E(z)$, вытянута в каждой фазе страты (рис. 1b).

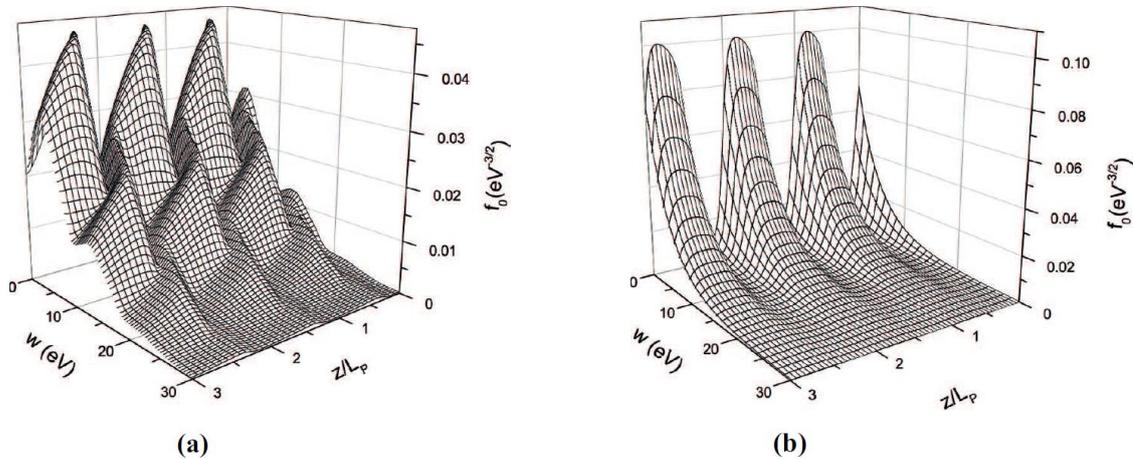


Рис. 1 - (a) Нелокальная и (b) Максвелловская ФРЭ в зависимости от кинетической энергии w и приведенной координаты z/L_p , рассчитанные для Р-страты при давлении $p=0.2$ Torr

В работе были рассчитаны макроскопические плазменные параметры, средняя энергия $\langle w(z) \rangle$ и концентрация электронов $n(z)$ через интегрирование функции нелокальной функции распределения электронов.

Результаты расчетов для нелокальной и Максвелловской ФРЭ изображены на рис. 2. Как видно из рис. 2b, средняя энергия электронов, рассчитанная по нелокальной ФРЭ, смещена по фазе и не повторяет профиль поля, рис. 2a. Несмотря на большую глубину модуляции поля, глубина модуляции средней энергии невелика. Эта особенность связана с доминированием потерь энергии в неупругих ударах для низкого давления, что приводит к большому переносу энергии электронов. Профили электронной концентрации, рассчитанные по разным функциям распределения, изображены на рис. 2c,d.

Потенциал и соответственно заряд пылевой частицы определяются из условия равенства потоков ионов и электронов из невозмущенной плазмы [4,10]. При малых давлениях и токах длина свободного пробега плазменных частиц превосходит величину слоя объемного заряда вокруг частицы. Электроны и ионы преодолевают этот слой в бесстолкновительном режиме, что соответствует условиям применения теории ОМЛ, которую мы будем использовать для расчета. На частицу попадают электроны и ионы, траектории которых пересекают сечение поглощения.

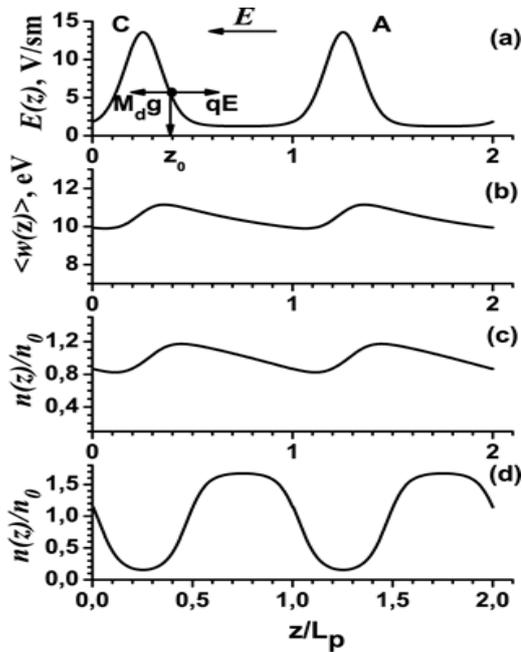


Рис. 2 – Профиль (a) поля $E(z)$, (b) средней энергии $\langle w(z) \rangle$, относительной концентрации $n(z)/n_0$ вдоль фазы страты для (c) нелокальной и (d) Максвелловской функций распределения

Поток удобно выразить через плотность электронного тока. Уравнение для расчета плотности электронного тока имеет вид:

$$j_e = \frac{2\pi n_0}{m^2} \int_{e\phi_s}^{\infty} (\varepsilon + e\phi_s) f_0(\varepsilon) d\varepsilon \quad (1)$$

где n_0 - концентрация электронов, m - масса электронов, $e\phi_s$ - потенциал поверхности пылевой частицы, $f_0(\varepsilon)$ - функция распределения электронов в зависимости от полной энергии ε . Уравнение (1) удобно для вычисления электронного тока на частицу при произвольной ФРЭ. Выражение для плотности ионного тока имеет следующий вид

$$j_i = \frac{-nv_i}{4} \times 2 \left\{ \frac{1 + \frac{M_i u^2}{kT_i} - \frac{2e\phi_s}{kT_i}}{\sqrt{\frac{M_i u^2}{kT_i}}} \frac{\pi}{2} \operatorname{erf} \left(\sqrt{\frac{M_i u^2}{2kT_i}} \right) + \exp \left(-\frac{M_i u^2}{2kT_i} \right) \right\}$$

где v_i - скорость ионов, u - дрейфовая скорость ионов, T_i - температура ионов M_i - масса ионов, k - постоянная Больцмана.

Рис. 3 показывает плотность электронного тока на поверхность пылевой частицы I_e в зависимости от потенциала пылинки вдоль страты. Основные отличия между электронными токами, вычисленными с помощью нелокальной (рис. 3a) и Максвелловской ФРЭ (рис. 3b) следующие: абсолютные значения, глубина модуляции и фазовый сдвиг. Плотность ионного тока I_i в зависимости от потенциала пылинки вдоль страты также показана на рис. 3 a,b.

Линия пересечения поверхностей плотностей электронного и ионного токов (рис. 3) позволяет найти зависимость потенциала пылинки $e\phi_s$ от приведенной координаты. Корреляция распределения потенциала пылинки, полученного с использованием двух типов ФРЭ, с электрическим полем показана на рис. 4.

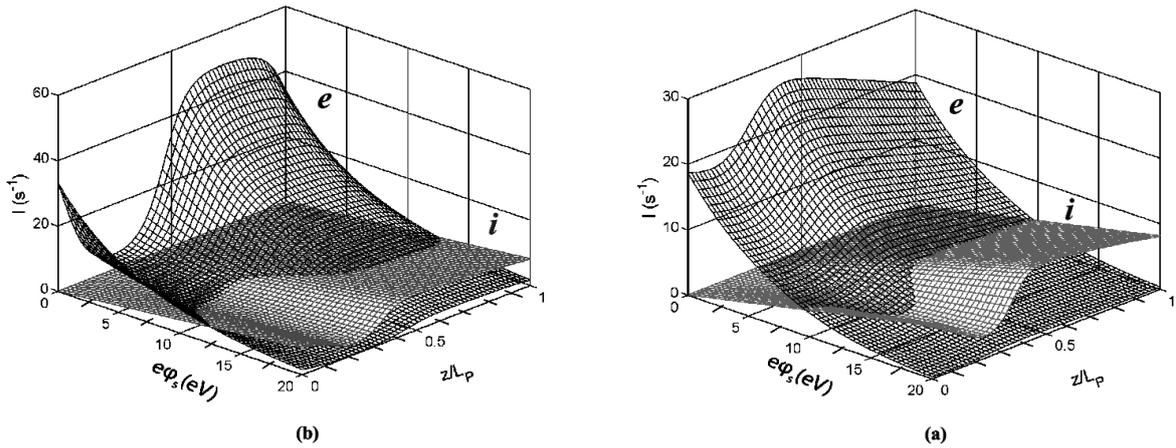


Рис. 3 - Пересечение поверхностей ионного (*i*) и электронного (*e*) потоков для (а) нелокальной и (b) Максвелловской функций распределения электронов

Аксиальное распределение зарядового числа пылинки, вычисленного по формуле $\varphi_s = \frac{eZ_d}{a}$ также изображено на рис. 4.

Сравнение рисунков 4а и 4б показывает, что потенциал пылинки, полученный с использованием нелокальной ФРЭ, находится в противофазе с распределением потенциала, полученным с использованием Максвелловской ФРЭ. В заданных условиях значения зарядового числа и потенциала пылевой частицы, полученные с помощью нелокальной ФРЭ, принимают значения $Z_{d_{real}} = 1.5 \cdot 10^4$ и $e\phi_s = 11$ эВ.

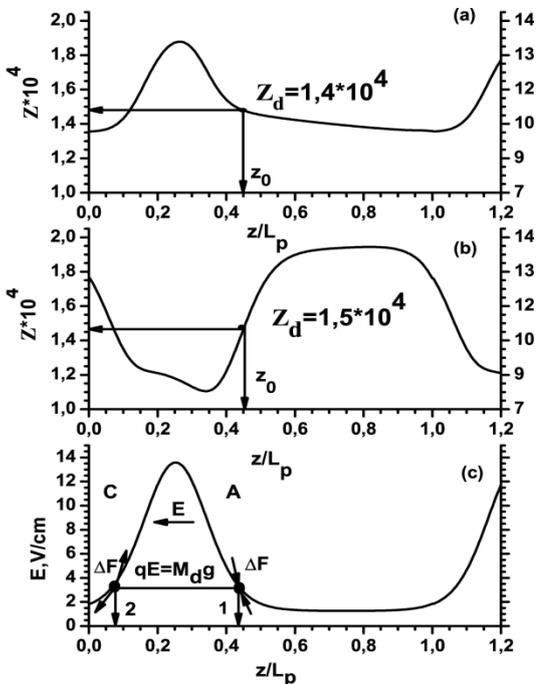


Рис. 4 – Корреляция распределений потенциала пылинки $e\phi_s$ и зарядового числа Z_d , полученных с использованием (а) нелокальной и (б) Максвелловской ФРЭ с (с) распределением профиля поля в страте $E(z)$

В третьей главе описан экспериментальный метод определения заряда уединенной пылевой частицы, основанный на исследовании релаксационных колебаний пылинки. Для изучения колебательного движения уединенной пылевой частицы была разработана экспериментальная установка, изображенная на рис. 5. Глеющий разряд

постоянного тока создавался в неоне в диапазоне давлений 0.06 - 0.4 торр и токов 1-5 мА. Стекло́нная трубка радиуса $r_0 = 1$ см имела два верхних и два нижних боковых отростка. Резкие стоячие страты создавались в вертикальном участке длиной 12 см. В нижнем отростке, рядом с катодом, устанавливалась специальная стеклянная вставка - диафрагма - сужающая канал тока и стабилизирующая тем самым осцилляции катодного пятна, возникающие в тлеющих разрядах с холодными электродами [9].

В верхней части трубки напротив анода располагался контейнер с монодисперсными частицами сферической формы из меламин-формальдегида плотностью $1.514 \text{ г} \times \text{см}^{-3}$ диаметром $d = 4 \pm 0.14$ мкм. Пылевые частицы инжестрировались в разряд, где опускались до положения равновесия и образовывали упорядоченные структуры в нескольких стратах. Для визуализации левитирующие частицы подсвечивались диодным лазером мощностью 30 мВт, с шириной пучка, превышающей размер частицы. Рассеянный частицами свет фиксировался видеокамерой, расположенной сбоку трубки.

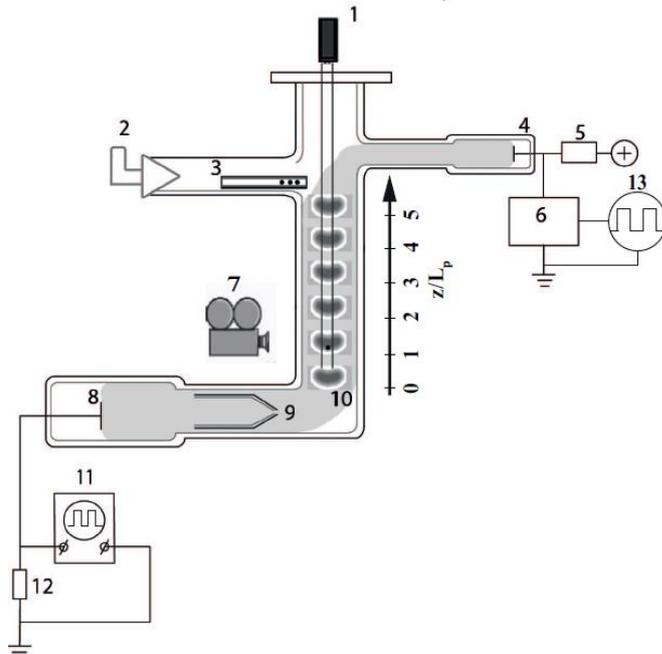


Рис. 5 - Схема экспериментальной установки. 1 – диодный лазер, 2 – вакуумный порт, 3 – контейнер с частицами, 4 – анод, 5 – балластное сопротивление, 6 – модулятор тока, 7 – CCD камера, 8 – катод, 9 - подвижная разрядная диафрагма, 10 - страты, 11- осциллограф, 12 – измерительное сопротивление, 13- генератор прямоугольных импульсов

С помощью подвижной диафрагмы можно было изменять положение страт и перемещать их в наиболее удобную для измерений область. Конфигурация трубки позволяла проводить измерения в каждой из 6 страт, образующихся в вертикальном разрядном промежутке. Мы создавали уединенные частицы, подобно способу, описанному в [22] и следили за их перемещением во времени.

Для осуществления вертикального воздействия на пылевую частицу, в электрическую цепь был включен модулятор тока (рис. 1), состоящий из генератора прямоугольных импульсов и электрической схемы. Генератор позволял модулировать ток прямоугольными импульсами со скважностью $\theta = 1/2$ и $\theta = 3/8$ в диапазоне частот $\nu = 1-50$ Гц и с глубиной модуляции, изменяющейся в пределах $\mu = 0.15-0.3$. При переходе разряда от одного значения тока к другому изменялось положение страты и, соответственно,

менялась вертикальная координата изучаемой частицы. Динамика движения пылевой частицы записывалась на видеокамеру с временным разрешением 40 мс и форматом 640*480 Мпкс. Погрешность измерений составила 12%.

При исследовании релаксационных колебаний пылинки разрядный ток модулировался прямоугольными импульсами в виде меандра на частотах 1 – 2 Гц. Частица из состояния равновесия при одном токе переходила в равновесное состояние при другом токе. При изменении тока имеет место смещение частицы по вертикали на величину порядка $\Delta Z \approx 2$ мм.

Периодическое изменение тока с крутым фронтом позволило нам наблюдать переходную стадию колебаний частицы, которая на рис. 6 показана для нескольких давлений $p=0.06-0.4$. Из рис. 6 видно, что с увеличением давления затухающие колебания переходят в аperiodический режим.

Обработка экспериментальных данных (рис. 6) проводилась путем аппроксимации функцией $z(t) = A \exp(-\beta t + i\omega t)$. Таким способом были определены коэффициенты затухания β и частоты ω затухающих колебаний. Например, для давления $p=0.06$ торр, полученные значения равны $\omega = 138 \text{ рад} \times \text{с}^{-1}$ и $\beta = 15 \text{ с}^{-1}$. Экспериментально определенное значение коэффициента затухания находится в хорошем соответствии со значением коэффициента трения частицы о нейтральный газ $\beta=19 \text{ с}^{-1}$, рассчитанным по формуле Эпштейна [23].

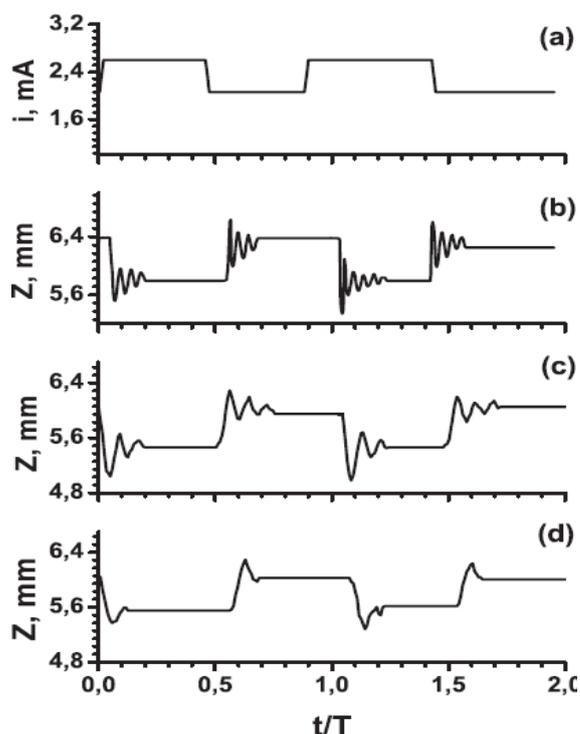


Рис.6 – (а) Зависимость величины разрядного тока от времени при модуляции разряда с частотой $\nu = 1$ Гц. (б) Зависимость смещения частицы при модуляции тока разряда с частотой 1 Гц при $p=0.06$ торр. (с) Зависимости смещения частицы при модуляции тока разряда с частотой $\nu = 2$ Гц при $p=0.16$. (д) Зависимости смещения частицы при модуляции тока разряда с частотой 2 Гц при $p=0.38$ торр

На основе полученных экспериментальных данных можно рассчитать зарядовое число частицы. В вертикальном направлении частица удерживается за счет баланса электростатической и гравитационной сил.

Термофоретической силой и силой ионного увлечения в условиях эксперимента можно пренебречь. В положении равновесия частицы z_0 имеет место равенство сил $q(z_0)E(z_0) = M_d g$, где M_d - масса частицы. В поле $E(z)$ пылевая частица осциллирует около положения равновесия. Ее собственная частота ω_0 определяется из уравнения движения

$$\ddot{z}(t) + 2\beta\dot{z}(t) + \omega_0^2(z(t) - z_0) = 0$$

Вид решения задается той же формулой, что и выбранная аппроксимация экспериментальных кривых $z(t) = A \exp(-\beta t + i\omega t)$. Через измеренные величины β и ω можно найти частоту собственных колебаний $\omega_0 = \sqrt{\omega^2 + \beta^2}$ и получить заряд частицы согласно уравнению

$$q = \frac{M_d}{E'(z_0)} \omega_0 \quad (2)$$

Вычисление зарядового числа пылинки через измеренную собственную частоту колебаний ω_0 и значение производной $E'(z_0)$ дало величину $Z_d = (1.47 \pm 0.4) \cdot 10^4$. Полученные результаты сравниваются с результатами, полученными в работе [16], где измерения заряда также выполнены в условиях стартифицированного разряда. Вычисленное нами значение зарядового числа не противоречит значению, полученному в [16] при давлении $p = 0.5$ торр для частиц используемого размера. Значение зарядового числа оказалось в хорошем соответствии со значением, полученным из кинетической теории (глава 2).

В **четвертой главе** исследовались вынужденные колебания уединенной пылевой частицы в страте. Эксперименты проводились на установке, описанной в главе 3, с теми же монодисперсными сферическими пылевыми частицами. Давление неона изменялось в диапазоне $p = 0.66 - 0.06$ торр. Разрядный ток модулировался сигналами прямоугольной формы со скважностями $\theta = 1/2$ и $\theta = 3/8$ с частотой, изменяющейся в $\nu = 1 - 30$ Гц. При переключении тока от значения $i_1 = 2$ мА до $i_2 = 2.6$ мА наблюдалось скачкообразное перемещение страт в разрядном промежутке как целого на величину порядка $\Delta Z \approx 1.5$ мм. При обратном переключении тока от i_2 до i_1 вся периодическая структура страт возвращалась на исходное место. При модуляции сигналом прямоугольной формы зависимость вынуждающей силы от времени имеет вид

$$f(t) = \begin{cases} f_{max}, & \text{for } 0 < t < \theta T \\ f_{min}, & \text{for } \theta T < t < T \end{cases} \quad (3)$$

$$f(t + (j + 1)T) = f(t + jT) \quad j = 0, 1, 2 \dots$$

где f_{min} , f_{max} - значения амплитуды вынуждающей силы при периодическом изменении значений разрядного тока от $i_1 = 2$ мА до $i_2 = 2.6$ мА. T - период, θ - скважность. Частота вынуждающей силы совпадает с частотой модуляции тока.

На рис. 7 представлены АЧХ вынужденных колебаний пылинки при модуляции тока прямоугольными импульсами со скважностью $\theta = 3/8$ в диапазоне давлений $p=0.66-0.06$ тора. При двух самых низких давлениях из представленного диапазона проявляется резонансный характер вынужденных колебаний уединенной пылевой частицы. Например, при давлении $p=0.06$ торр наблюдаются хорошо различимые резонансные максимумы на частотах $\nu_1=21$ Гц, $\nu_2=11$ Гц, $\nu_3=6$ Гц.

При наблюдении вынужденных колебаний существует возможность напрямую измерить собственную частоту системы, например, по сдвигу фазы колебания, или по резонансу скорости. При приближении частоты модулирующего сигнала к 25 Гц сдвиг фаз между вынужденными колебаниями пылинки и вынуждающей силой увеличивается, достигая значения $\pi/2$. Кроме того, амплитуда скорости достигала своего максимального значения, равного в $100 \text{ мм} \times \text{с}^{-1}$, при совпадении частоты вынуждающей силы с собственной частотой системы $\nu_0 = 25$ Гц. Таким образом, значение собственной частоты ν_0 , определенное двумя независимыми способами, совпало с измерениями, проведенными в главе 3.

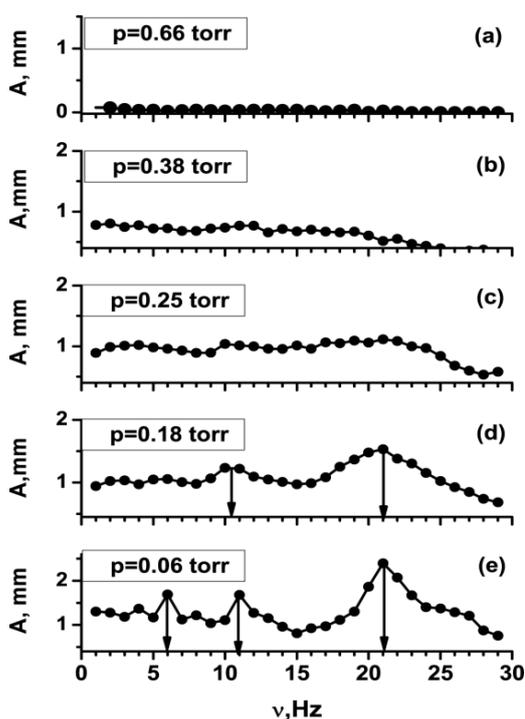


Рис. 7 – АЧХ вынужденных колебаний уединенной пылевой частицы, соответствующие различным значениям давления. На рис. 7 d, e наблюдается резонансный характер колебаний

Интерпретация измеренных АЧХ, рис. 7 d, e проводилась на основе теории вынужденных колебаний линейных систем. Вертикальные колебания пылинки описываются уравнением линейного гармонического осциллятора

$$\ddot{z} + 2\beta\dot{z} + \omega_0^2 z = f(t),$$

где $f(t)$ – вынуждающая сила, описываемая уравнением (3). Амплитуда вынужденных колебаний будет определяться как суперпозиция откликов системы на действие каждой из компонент разложения силы в ряд Фурье

$$A_{sqr}(\omega) = \sum_k \frac{\sqrt{\sin^2(k\pi\theta)}}{k\pi} * \frac{(f_{min} + f_{max})}{\sqrt{(\omega_0^2 - (k\omega)^2)^2 + 4\beta^2(k\omega)^2}}. \quad (4)$$

На рис. 8 изображены АЧХ, измеренные для давления 0.16 торр при различной скважности сигнала $\theta=1/2$ и $\theta=3/8$. Кривые были аппроксимированы функцией, заданной уравнением (4), путем вариации собственной частоты ω_0 и коэффициента затухания β . Из рис. 8а видно, что экспериментальные точки достаточно хорошо укладываются на теоретическую кривую, удастся описать главный максимум на частоте ν_{res} = 21.8 Гц и первый побочный максимум на частоте $\nu_{res}/2$ = 11.4 Гц. Остальная частотная структура остается неразрешенной, но на малых частотах ($\nu=1-7$ Гц) экспериментальные точки показывают величину амплитуды, соответствующую теоретической кривой. На рис. 8б приведен пример аналогичной аппроксимации для АЧХ, полученной при модуляции тока разряда сигналом в форме меандра при давлении $p=0.16$ торр. Форма экспериментального сигнала хорошо согласуется с теоретической кривой: отсутствует побочный максимум на частоте $\nu_{res}/2$. Аппроксимация дает значение собственной частоты $\nu_0=21.6$ Гц и $\beta=17$ с⁻¹.

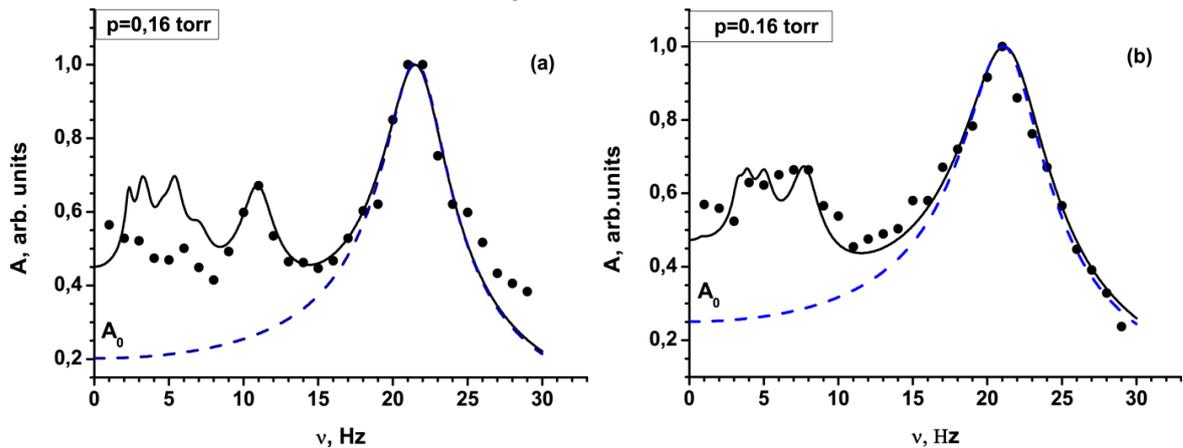


Рис. 8 - Резонансные кривые при модуляции разрядного тока прямоугольным импульсом со скважностью (а) $\theta=1/2$ и (б) $\theta=3/8$. Амплитуда нормирована на максимальное значение, точки - данные эксперимента, A_0 – статическое смещение. Сплошная кривая – аппроксимация функцией, заданной уравнением (4), пунктирная кривая - аппроксимация функцией, соответствующей АЧХ колебаний пылинки при синусоидальной форме модулирующего сигнала

Значение собственной частоты ν_0 , полученное из аппроксимации измеренных АЧХ, составляет величину порядка 22 Гц и практически не зависит от давления газа и формы модулирующего сигнала. Оно на уровне погрешности 12% совпадает со значением, определенным по сдвигу фаз вынужденных колебаний пылинки и по резонансу скорости.

Количественно оценить колебательные свойства системы пылевая частица-страта можно путем вычисления ее добротности. Величина добротности Q определялась через значение амплитуды при основном

резонансе A_{\max} и статического смещения основной гармоники A_0 , показанное пунктирной кривой на рис. 8 a,b, по формуле $Q_1 = \frac{A_{\max}}{A_0}$. Для давления $p=0.16$ торр значение добротности составило $Q_1=5$. Относительно невысокое значение добротности указывает на большую диссипацию плазменно-пылевых систем в газоразрядной плазме.

Экспериментально полученное значение собственной частоты $\nu_0=25$ Гц позволило определить заряд уединенной пылевой частицы с помощью уравнения (2). Вычисленное при таком подходе значение зарядового числа равно $Z_d = (1.9 \pm 0.4) \cdot 10^4$. Оно в пределах погрешности совпадает с измерением, выполненным для этой же плазменно-пылевой системы при наблюдении релаксационных колебаний в главе 3.

В пятой главе исследованы нелинейные вынужденные колебания уединенной пылевой частицы в страте. Эксперименты проводились на установке, описанной в главе 3, с теми же монодисперсными сферическими пылевыми частицами при двух значениях давления неона $p=0.06$ и $p=0.16$ торр. Разрядный ток модулировался сигналом прямоугольной формы с частотой, изменяющейся в диапазоне $\nu=1-50$ Гц. Схема управления разрядом позволяла модулировать ток прямоугольными импульсами со скважностью $\theta=3/8$ различной глубины модуляции μ . Нелинейные колебания пылевой частицы создавались под действием вынуждающей силы большой амплитуды, определяемой величиной μ . В условиях нашего эксперимента глубина модуляции определялась следующим образом $\mu = 1 - \frac{i_{\min}}{i_{\max}}$. При переключении тока от значения i_{\max} до $i_{\min} = (1 - \mu)i_{\max}$, где $i_{\max} = 2.6$ мА наблюдалось скачкообразное перемещение страт в разрядном промежутке как целого на величину порядка $\Delta Z \approx 1.5-3$ мм при глубине модуляции, изменяющейся в диапазоне $0.13 < \mu < 0.41$. При обратном переключении тока от i_{\min} до i_{\max} вся периодическая структура страт возвращалась на исходное место.

На рис. 9 изображены АЧХ вынужденных колебаний пылинки при модуляции тока прямоугольными импульсами. Амплитуда колебаний была измерена вблизи резонансных максимумов на частотах $\frac{\nu_{res}}{2}$, ν_{res} и $2\nu_{res}$, в интервале $\mu=0.15-0.42$. При малой глубине модуляции $\mu=0.15$ АЧХ имеет два резонансных максимума на частотах $\nu_{res}=22$ Гц, $\frac{\nu_{res}}{2}=11$ Гц, резонанс на удвоенной частоте отсутствует. Рост амплитуды колебаний, связанный с увеличением глубины модуляции разрядного тока, приводит к появлению ангармонических эффектов, которые опишем отдельно.

Неизохронность. На рис. 9b видно, что с увеличением амплитуды колебаний пылинки частота основного максимума смещается в сторону низких частот, принимая значение $\nu_{res}=19$ Гц при $\mu=0.3$. При этом

наблюдается асимметрия резонансного контура, которая нарастает с ростом μ . Из рис. 9а видно что амплитуда колебаний на $\nu_{res}/2$, с ростом глубины модуляции также увеличивается, однако неизохронность проявляется слабо.

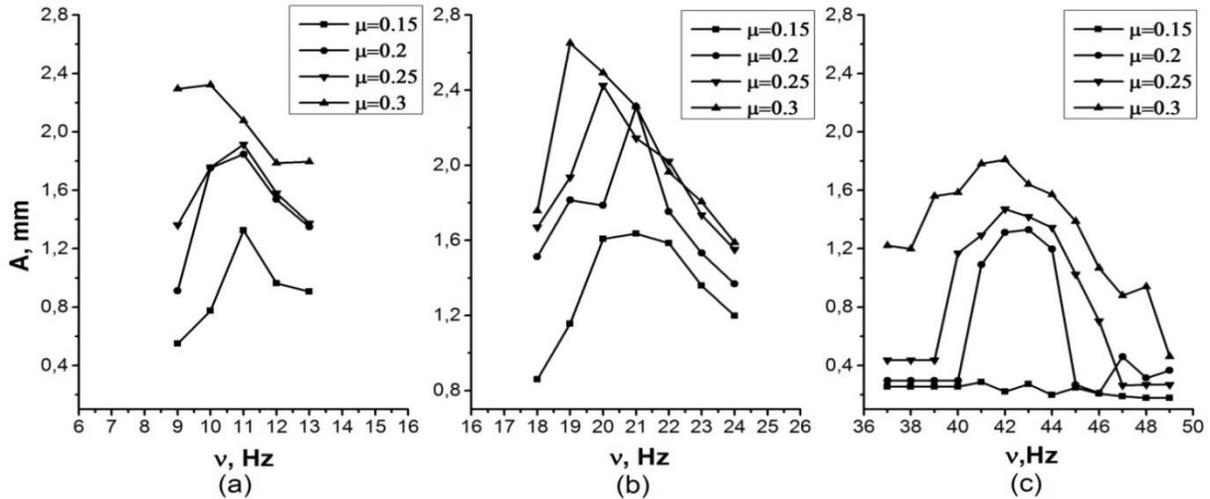


Рис. 9 – АЧХ вынужденных колебаний пылинки измеренные вблизи резонансного максимума на частоте (a) $\nu_{res}/2$ (b) ν_{res} и (c) $2\nu_{res}$ при четырех значениях глубины модуляции разрядного тока импульсами прямоугольной формы при $p=0.16$ торр

Резонанс на удвоенной частоте. На рис. 9с видно при минимальном значении $\mu=0.15$ амплитуда на частотах близких к $2\nu_{res}$ минимальна и отсутствует характерный резонансный максимум. При достижении глубины модуляции $\mu=0.2$ наблюдается резкий резонансный скачок амплитуды до максимального значения на частоте $2\nu_{res}=40$ Гц. При дальнейшем увеличении глубины модуляции резонансная частота $2\nu_{res}$ смещается в сторону меньших значений.

Гистерезис. С целью обнаружить гистерезис в эксперименте были выполнены измерения АЧХ колебаний пылинки с шагом 0.5 Гц вблизи основного максимума и максимума на удвоенной частоте. Резонансная кривая была измерена при увеличении и уменьшении частоты вынуждающей силы при модуляции разрядного тока для $\mu=0.36$, представлена на рис. 10а. Рисунок позволяет оценить ширину гистерезисной зоны, которая оказалась равна $\Delta\nu=1.5$ Гц. На рис. 10b изображены гистерезисные резонансные кривые, измеренные вблизи $2\nu_{res}$ при глубине модуляции $\mu=0.41$. Из рисунка видно, что при увеличении частоты вынуждающей силы амплитуда достигает своего максимального значения при $2\nu_{res}=34$ Гц, плавно спадая при дальнейшем росте частоты. При уменьшении частоты вынуждающей силы до 34 Гц значения амплитуды находятся на той же резонансной кривой, при дальнейшем

уменьшении ν амплитуда продолжает монотонно нарастать от 0.9 мм до 1.3 мм.

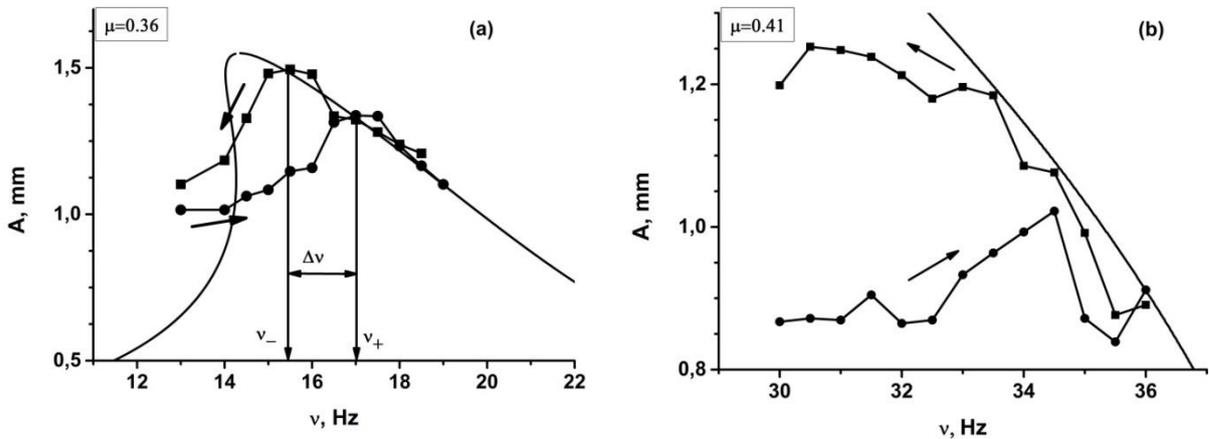


Рис. 10 - АЧХ вынужденных колебаний пылевой частицы при увеличении (круги) и уменьшении (квадраты) частоты вынуждающей силы при давлении $p=0.16$ торр. АЧХ были измерены близи резонансных максимумов на частоте ν_{res} при глубине модуляции разрядного тока $\mu = 0.36$ (a) и на $2\nu_{res}$ (b) при глубине модуляции разрядного тока $\mu = 0.41$. На рис. 10 вертикальными стрелками показаны значения резонансных частот ν_+ при увеличении частоты, ν_- при уменьшении частоты, двойной стрелкой обозначена ширина гистерезисной зоны $\Delta\nu = \nu_+ - \nu_-$. Сплошная кривая – аппроксимация функцией, заданной уравнением (6)

Интерпретация измеренных резонансных кривых, в том числе и резонансного максимума на частоте $2\nu_{res}$, для давления $p=0.16$ торр будет проведена на основе теории нелинейного осциллятора. Уравнение, описывающее ангармонические колебания с затуханием γ под действием вынуждающей силы $f(t)$ имеет вид

$$\ddot{z} + 2\gamma\dot{z} + \omega_0^2 z = f(t) / M_d - \alpha z^2 - \beta z^3.$$

Здесь α, β - коэффициенты ангармоничности; $f(t)$ - вынуждающая сила, заданная уравнением (3) и соответствующая модуляции тока прямоугольными импульсами с амплитудой, определяемой глубиной модуляции тока μ .

Следуя теории [24] опишем отдельно поведение частицы в окрестности резонансной частоты ω_0 и на частотах $2\omega_0$ и $\omega_0/2$, рис. 11.

Рассмотрим характер колебательного движения вблизи основного резонанса на ω_0 . Для количественного описания ангармонических эффектов исследуем АЧХ в окрестности $\varepsilon = \omega - \omega_0$ при $|\varepsilon| \ll \omega_0$. Значения собственной частоты и коэффициента затухания были экспериментально получены в главе 4 в таких же экспериментальных условиях, $\nu_0 = 21.8$ Гц и $\gamma = 15 \text{ с}^{-1}$.

Обозначим амплитуду вынуждающей силы $\frac{f_{max} - f_{min}}{2M_d} = F_0 = \frac{l\mu}{2} i_{max}$, где l - коэффициент пропорциональности между амплитудой

вынуждающей силы и изменением разрядного тока при модуляции, который l будет использован далее для вычисления пороговых и критических значений глубин модуляции μ_{th} и μ_{cr} . Амплитуда нелинейных колебаний A описывается уравнением [24]

$$A^2 \left[(\varepsilon - \kappa A^2)^2 + \gamma^2 \right] = \frac{F_0^2}{4\omega_0^2}. \quad (5)$$

Здесь $\kappa = \frac{3\beta}{8\omega_0} - \frac{5\alpha^2}{12\omega_0^2}$ характеризует нелинейный сдвиг частоты основного резонанса.

На рис. 11b изображена аппроксимация АЧХ, измеренных при давлении $p=0.16$ торр (рис. 9b), с помощью функции заданной уравнением (5). Из рисунка видно, что экспериментальные точки хорошо укладываются на теоретические кривые, удается описать смещение резонансного максимума на величину $\Delta\nu=2$ Гц при увеличении глубины модуляции от 0.15 до 0.3.

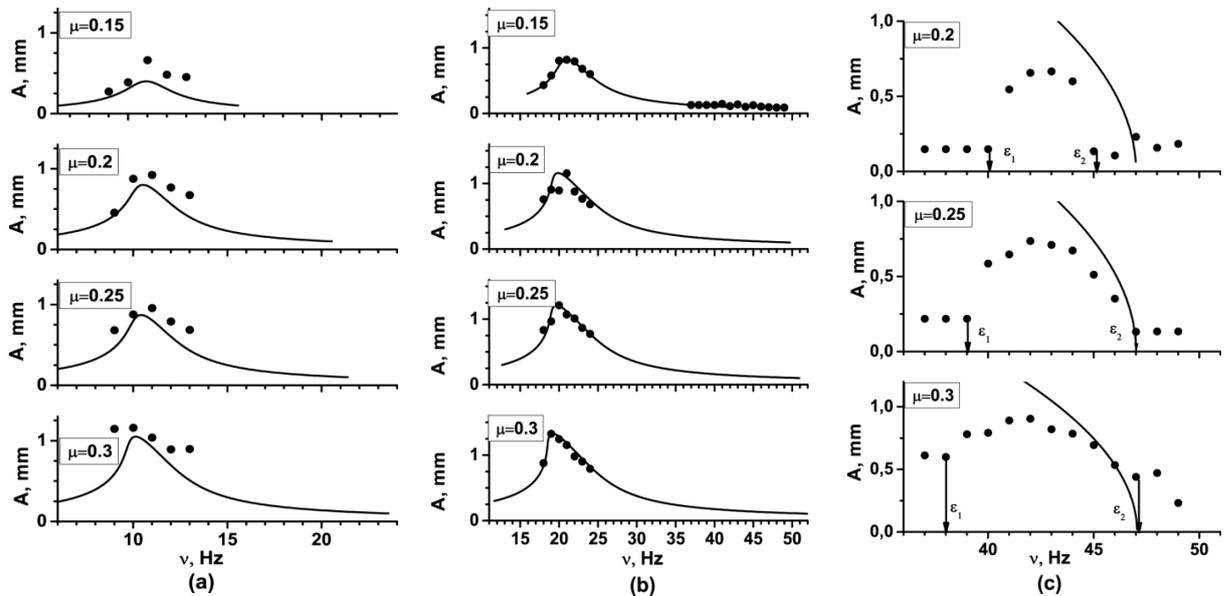


Рис. 11 - АЧХ вынужденных колебаний пылевой частицы, измеренные для четырех различных глубин модуляции разрядного тока при давлении $p=0.16$ торр. Точки - экспериментальные данные, сплошная кривая - аппроксимация вблизи (а) частоты $\nu_{res}/2$ функцией, заданной уравнением (7); (б) частоты ν_{res} функцией, заданной уравнением (5); (в) частоты $2\nu_{res}$ функцией, заданной уравнением (6). Стрелками показаны границы $\varepsilon_1, \varepsilon_2$ максимума на удвоенной частоте $2\nu_{res}$

Рассмотрим максимум на удвоенной частоте $2\omega_0$ в окрестности $\varepsilon = \omega - 2\omega_0$. В этом случае зависимость A от F_0 и ε задается уравнением:

$$A^2 \left[\left(\frac{\varepsilon}{2} - \kappa A^2 \right)^2 + \gamma^2 \right] = \frac{\alpha^2 A^2 F_0^2}{36\omega_0^6}. \quad (6)$$

Резонанс на частоте $2\omega_0$ обусловлен параметрической нестабильностью [24] и возникает только при достижении амплитудой вынуждающей силы порогового значения $F_{th} = \frac{6\gamma\omega_0}{\alpha}$. При $F_0 > F_{th}$ амплитуда колебаний имеет отличные от минимальных значения в интервале частот $\varepsilon_1 < \varepsilon < \varepsilon_2$, где

$$\varepsilon_{1,2} = \pm \sqrt{\left(\frac{\alpha F_0}{3\omega_0^3}\right)^2 - 4\gamma^2}. \quad \text{АЧХ колебаний пылинки, измеренные вблизи}$$

резонанса на удвоенной частоте $2\nu_{res}$, рис. 9с, позволили определить границы резонансного максимума для трех различных глубин модуляции и найти коэффициент ангармоничности α . Тогда пороговое значение амплитуды вынуждающей силы и соответствующая ей глубина модуляции равны $F_{th} = 4\frac{M}{c^2}$ и $\mu_{th} = 0.27$. Резонансные кривые, измеренные вблизи резонанса на $2\nu_{res}$, а также их аппроксимация функцией, заданной уравнением (6), представлены на рис. 11с.

Рассмотрим максимумы на частоте $\frac{\omega_0}{2}$ в окрестности $\varepsilon = \omega - \frac{\omega_0}{2}$. Амплитуда колебаний пылинки в этом случае определяется с помощью уравнения [24]:

$$A^2 \left[\left(2\varepsilon - \kappa A^2 \right)^2 + \gamma^2 \right] = \frac{16\alpha^2 F_0^4}{81\omega_0^{10}}. \quad (7)$$

На рис. 11а показаны экспериментальные значения амплитуды колебаний пылинки, аппроксимированные функцией, заданной уравнением (7).

Явление гистерезиса, рис. 10, также описывается на основе теории ангармонических колебаний [24]. Гистерезисная резонансная кривая вблизи основного максимума, рис. 10а, была аппроксимирована функцией, заданной уравнением (5). Критическое значение амплитуды вынуждающей силы F_{cr} , начиная с которого появляется область частот, допускающая две

различные амплитуды колебаний, задается формулой: $F_{cr}^2 = \frac{32\omega_0^2\gamma^3}{3\sqrt{3}|\kappa|}$ [24].

Рассчитанное для наших условий критическое значение силы $F_{cr} = 6\frac{M}{c^2}$ соответствует глубине модуляции $\mu_{cr} = 0.41$. Аппроксимация гистерезисной кривой, полученной вблизи $2\nu_{res}$, проведенная с помощью уравнения (6), представлена на рис. 10б.

Найденные из обработки экспериментальных данных коэффициенты ангармоничности позволили рассчитать электрическое поле страты в точке устойчивого равновесия и восстановить потенциальное поле, в котором колеблется частица.

В **заключении** сформулированы основные результаты, полученные в работе:

1. Получено значение заряда уединенной пылевой частицы $Z_d = 1.47 \cdot 10^4$ с учетом нелокальной кинетики электронов в стратифицированном разряде низкого давления в неоне. Вычислены потоки ионов и электронов на поверхность пылевой частицы. Проведено сравнение распределений потенциала и зарядового числа пылинки вдоль страты, полученных с учетом нелокальной функции распределения и Максвелловской ФРЭ. Показано, к каким ошибкам может привести использование равновесной ФРЭ при расчете заряда пылевой частицы.
2. Разработан и реализован метод определения заряда уединенной пылевой частицы на основе релаксационных колебаний. Значение зарядового числа $Z_d = 1.9 \cdot 10^4$ было получено с помощью экспериментально определенных значений собственной частоты и коэффициента затухания.
3. Получены амплитудно-частотные характеристики вынужденных колебаний уединенной пылевой частицы в диапазоне давлений $p = 0.06 - 0.66$ торр. Исследована зависимость вида АЧХ от формы модулирующего сигнала. Значение собственной частоты плазменно-пылевой системы было определено двумя независимыми экспериментальными методами. Первый основан на исследовании резонанса скорости, второй на измерении фазового сдвига между колебаниями пылевой частицы и вынуждающей силы. Получено значение добротности плазменно-пылевой системы составило величину порядка нескольких единиц.
4. Измерены нелинейные эффекты колебаний пылинки: незохронность, резонанс на удвоенной частоте, гистерезис. Количественное описание измеренных АЧХ проведено на основе теории ангармонического осциллятора. С помощью полученных значений коэффициентов ангармоничности вычислена потенциальная энергия уединенной пылевой частицы в стратифицированном разряде

Основные публикации по теме диссертации в рецензируемых изданиях, рекомендованных ВАК

1. Golubovskii Y., Karasev V., Kartasheva A. // Plasma Sources Sci. Technol. 2017. Vol. 26. P. 115003.
2. Kartasheva A., Golubovskii Y., Karasev V. // IEEE Trans. Plasma Sci. 2018. Vol. 46. P. 723–726.
3. Golubovskii Y., Karasev V., Kartasheva A. // Plasma Sources Sci. Technol. 2018. Vol. 27. P. 065006.

Список цитированной литературы

1. *Chu J., Lin I.* // Phys. Rev. Lett. 1994. Vol. 72. P. 4009.
2. *Thomas H., Morfill G., Demmel V. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1994. Vol. 73. P. 652.
3. *Vladimirov S. V., Ostrikov K., Samarian A. A.* // London: Imperial College Press, 2005. P. 439.
4. *Tsytoich V. N., Morfill G., Vladimirov S. V. et al.* // Berlin; New York: Springer, 2008. — P. 384.
5. *Нефедов А. П., Петров О. Ф. и Фортвов В. Е.* // УФН. 1997. Т. 167. С. 1215–1226.
6. *Фортвов В. Е., Храпак А. Г., Храпак С. А. et al.* // УФН. 2004. Т. 174. С. 495–544.
7. *Ваулина О.С., Петров О.Ф., Фортвов В. Е., et al.* // М.: Физматлит, 2009. С. 315.
8. *Fortov V., Nefedov A., Torchinskii V et al.* // JETP 1996. Vol. 64. P. 92–98.
9. *Lipaev A., Molotkov V., Nefedov A. et al.* // JETP 1997. Vol. 85. P. 1110–1118.
10. *Fortov V., Morfill G.* // New York: Taylor & Francis Group, New York, 2010, P. 418.
11. *Sukhinin G., Fedoseev A., Antipov S. et al.* // Contr. Plasma Phys. 2009. Vol. 49. P. 781–785.
12. *Zobnin A., Usachev A., Petrov O. et al.* // Phys. of Plasmas. 2018. Vol. 25. P. 033702.
13. *Norman G., Stegailov V., Timofeev A.* // JETP. 2011. Vol. 113. P. 887–900.
14. *Ivlev A., Sutterlin R., Steinberg V. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2000. Vol. 85. P. 4060.
15. *Zafiu C., Melzer A., Piel A.* // Phys. Rev. E. 2001. Vol. 63. P. 066403.
16. *Fortov V., Nefedov A., Molotkov V. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2001. Vol. 87. P. 205002.
17. *Khrapak S., Ratynskaia S. V., Zobnin A. et al.* // Phys. Rev. E. 2005. Vol. 72. P. 016406.
18. *Homann A., Melzer A., Piel A.* // Phys. Rev. E. 1999. Vol. 59. P. R3835.
19. *Tsendin L.* // Plasma Sources Sci. Technol. 1995. Vol. 4. P. 200.
20. *Голубовский Ю.Б., Кудрявцев А.А., Некучаев О.В., et al.* // СПб.: Издательство Санкт-Петербургского университета, 2004. С. 284.
21. *Golubovskii Y. B., Maiorov V., Porokhova I. et al.* // Journal of Physics D: Applied Physics. 1999. Vol. 32. P. 1391.
22. *Karasev V. Y., Dzlieva E., Eikhval'd A. et al.* // Phys. Rev. E. 2009. Vol. 79. 026406.
23. *Epstein P. S.* // Phys. Rev. 1924. Vol. 23. P. 710.
24. *Landau L. D., Lifshitz E. M.* // Oxford: Elsevier, 1978. P. 170.

Карташева Александра Александровна
КОЛЕБАТЕЛЬНЫЕ СВОЙСТВА ПЛАЗМЕННО-ПЫЛЕВОЙ СИСТЕМЫ В
СТРАТИФИЦИРОВАННОМ РАЗРЯДЕ

Автореферат

Подписано в печать 22.01.19		Формат 60x84/16
Печать офсетная	Уч.-изд.л. 1,0	Усл.-печ.л. 1,35
Тираж 100 экз.	Заказ N	Бесплатно

ОИВТ РАН. 125412, Москва, Ижорская ул., 13, стр. 2