

На правах рукописи

ТРУХАЧЁВ Фёдор Михайлович

**ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ СОЛИТОНОВ АКУСТИЧЕСКОГО ТИПА С
ЗАРЯЖЕННЫМИ ЧАСТИЦАМИ В ПЛАЗМЕ**

1.3.9 - физика плазмы

Автореферат

диссертации на соискание ученой степени

доктора физико-математических наук

Москва 2023

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Диссертация посвящена теоретическому исследованию процессов взаимодействия нелинейных волн и солитонов акустического типа с заряженными частицами плазмы. Основное внимание уделено анализу электрических токов, индуцируемых солитонами в плазме, а также анализу процессов переноса вещества солитонами акустического типа.

Актуальность работы

Несмотря на огромное количество научных работ и многолетнюю историю исследований, теория плазменных волн и неустойчивостей еще далека до своего завершения.

Одной из актуальных проблем в этой области является задача о влиянии волн на функции распределения фоновой плазмы. С одной стороны, эта тема развивает теорию плазменных волн, а с другой, она имеет множество приложений в астрофизике, физике термоядерного синтеза и т. д. Указанная задача решалась ранее как для линейных (затухание Ландау) так для нелинейных случаев (нелинейное затухание Ландау, нагрев плазмы, ускорение заряженных частиц). В рамках представляемой диссертационной работы данная задача решалась в отношении плазменных солитонов акустического типа (ионно-звуковых, электронно- и пыле-акустических) для простейшего случая холодной плазмы.

Ещё одной важной задачей является установление взаимосвязи между плазменными токами и уединенными волнами. Указанная задача актуальна для космической плазмы. Анализ широкополосного электростатического шума, регистрируемого спутниками в магнитосфере Земли показал, что регистрируемый шум связан с движением каскада уединенных волн (солитонов). Зачастую каскады солитонов регистрировались в присутствии электронных и ионных пучков. В частности, известно, что авроральная магнитосфера Земли содержит области восходящих токов с большой населенностью солитонами различных типов. Однако роль солитонов в генерации плазменных токов ранее не изучалась. Основная причина этого – низкое временное разрешение приборов, используемых для измерения токов в космической плазме. Кроме того, для интерпретации экспериментальных

данных использовались теоретические модели, традиционно оперирующие электрическими полями, потенциалами и концентрациями заряженных частиц в качестве неизвестных величин. В представляемой работе развиты модели для анализа электрических токов, индуцируемых плазменными солитонами акустического типа.

Также актуальными являются исследования диссипативных структур. В последнее время интерес к диссипативным солитонам возрос в связи с задачами из области нелинейной оптики, лазеров, биологии и т.д. В то же время, физика плазменных диссипативных солитонов только начинает развиваться. Существующие гидродинамические модели описывают солитоны разных типов, однако, все они обладают общей особенностью: в случае слабой диссипации диссипативный солитон имеет профиль, близкий к классическому, а волновая эволюция соответствует медленному затуханию. Следует отметить, что ни одна из существующих моделей не рассматривает концепцию диссипативных солитонов с точки зрения самоорганизации из-за отсутствия учета сил, компенсирующих диссипацию. В экспериментальных работах изучались только диссипативные солитоны с внешним импульсным возбуждением. С другой стороны, при наличии свободной энергии и слабой диссипации легко возбуждаются различные волны, в том числе уединенные. Удобным инструментом для изучения свойств диссипативных солитонов является пыле-акустическая мода. Действительно, характерные частоты пыле-акустических волн лежат в доступном для измерений диапазоне 1–100 Гц. Кроме того, плазму разряда можно с уверенностью считать термодинамически открытой системой, в которой диссипация определяется, в частности, столкновениями, процессами зарядки частиц, а электрические поля и токи являются источниками энергии.

Цель диссертационной работы заключалась в теоретическом исследовании процесса взаимодействия заряженных частиц с солитонами акустического типа в плазме.

Для реализации указанной цели были решены следующие **задачи**:

- Построены новые методы и модели для анализа плазменных волновых процессов следующих типов: ионно-звуковых, электронно-акустических, пыле-акустических;
- Исследованы закономерности движения и потоки заряженных частиц в окрестности *консервативных* (классических) солитонов акустического типа;
- Исследованы закономерности движения и потоки заряженных частиц в окрестности *диссипативных* солитонов акустического типа;
- На основе полученных теоретических результатов проведена интерпретация экспериментальных данных по исследованию волновых процессов.

Научная новизна работы

В результате проведенных исследований были получены следующие новые результаты: Построена теоретическая модель для анализа пыле-акустических волн и солитонов, учитывающая самосогласованность заряда пылевых частиц, содержащая только элементарные функции; На основе гидродинамической модели пыле-акустических солитонов предложен бесконтактный метод оценки радиуса Дебая в пылевой плазме; Исследованы электрические токи, индуцируемые солитонами акустического типа в плазме, определена их пространственно-временная структура; Показано, что перенос (односторонний сдвиг) заряженных частиц и, соответственно, возбуждение электрических токов является важными свойствами солитонов акустического типа, которым нельзя пренебрегать при любых амплитудах нелинейной волны; Разработана методика расчета возмущенных солитонами функций распределения заряженных частиц для случая холодной плазмы, получены соответствующие аналитические формулы; Рассчитаны параметры движения заряженных частиц в окрестности диссипативного пыле-акустического солитона, также проанализированы процессы тепловыделения при движении указанной нелинейной волны; Исследован процесс рассеяния заряженных частиц солитонами, выявлены существенные отличия характера рассеяния для консервативного и диссипативного случаев; Открыт новый тип колебательного процесса в плазме, индуцируемый диссипативными пыле-акустическими солитонами, в линейном

приближении получено его аналитическое описание.

Научная и практическая значимость работы

Научная значимость работы заключается в развитии физики плазменных волн и диссипативных структур. Как известно, солитоны являются волнами. Принято считать, что материальные волны (механические и электромагнитные) переносят импульс, энергию и информацию, но не переносят вещество. Однако, это утверждение справедливо только для линейных волн (с бесконечно малой амплитудой). В то же время, для волн конечной амплитуды (даже гармонических) начинают проявляться нелинейные эффекты, приводящие к возникновению ненулевого дрейфа вещества среды, названного дрейфом Стокса. Уменьшение амплитуды волн влечет линеаризацию волнового процесса и последующее быстрое (квадратичное) уменьшение дрейфовой составляющей. Таким образом, для периодических волн малых амплитуд нелинейностью и дрейфом можно пренебречь. В рамках представленной диссертационной работы детально исследовано свойство плазменных солитонов акустического типа, которое заключается в одностороннем переносе (смещении) заряженных частиц, причем этим свойством нельзя пренебрегать при малых амплитудах волн (в отличие от описанных выше дрейфовых явлений). Раскрыт механизм нового явления. Установленный факт одностороннего переноса вещества солитонами автоматически приводит к следующим выводам: во-первых, солитоны должны возмущать функции распределения заряженных частиц (которые становятся несимметричными в областях плазмы, населенных солитонами), во-вторых, солитоны должны возбуждать электрические токи в плазме с ненулевой постоянной составляющей (*солитонные токи*). Таким образом, полученные результаты расширяют существующие представления о волновых плазменных явлениях.

В термодинамически открытых системах плазменные волны и солитоны можно рассматривать как продукт самоорганизации. Диссипативный солитон отличается от классического (консервативного) дополнительными условиями существования, а именно, к требованию баланса дисперсии и нелинейности добавляется требование баланса диссипации и энергии накачки. В рамках диссертации представлены исследования, развивающие эту идею. В частности,

приведены методики расчета величины тепловыделения, динамики заряженных частиц внутри профиля волны. Рассмотрен процесс рассеяния заряженных частиц диссипативным солитоном. Открыт новый тип колебательного процесса, индуцируемого диссипативными солитонами. Указанные результаты подтверждают научную значимость работы.

Практическая значимость работы заключается в развитии плазменных диагностик и в интерпретации экспериментальных данных. В частности, в рамках представленных исследований был разработан новый подход для оценки радиуса Дебая в пылевой плазме, проведена интерпретация экспериментальных данных на основе созданных теоретических моделей. Кроме того, полученные результаты могут быть полезны при интерпретации экспериментальных данных, полученных с космических аппаратов из областей активной космической плазмы, в которой возбуждаются коллективные процессы за счет энергии внешних источников.

Научные положения, выносимые на защиту:

1. Теоретическая модель, описывающая односторонний перенос (на расстояние до 5 радиусов Дебая) заряженных частиц солитонами акустического типа в плазме и результаты интерпретации соответствующих экспериментальных данных.

2. Свойство солитонов акустического типа индуцировать пульсирующие электрические токи с постоянной составляющей в плазме.

3. Результаты моделирования и анализа распределения по скоростям заряженных частиц, возмущенных солитонами акустического типа.

4. Микродинамические (на уровне отдельных пылевых частиц) и термодинамические свойства диссипативных пыле-акустических солитонов.

5. Аналитический метод исследования нелинейных пыле-акустических волн в коллоидной плазме, учитывающий самосогласованный заряд пыли.

6. Теоретическая модель формирования ультрамедленных пыле-акустических солитонов в коллоидной плазме.

7. Новый колебательный процесс, индуцированный диссипативными солитонами в коллоидной плазме. Теоретическое описание взаимодействия

заряженных макрочастиц с солитоном в коллоидной плазме в рамках концепции упругого и неупругого рассеяния.

8. Бесконтактный метод диагностики коллоидной плазмы с нелинейными волнами, в том числе таких параметров как радиус Дебая и температура ионов.

Степень достоверности и апробация результатов работы

Представленные в диссертации теоретические результаты получены с использованием проверенных аналитических методов и численных алгоритмов. Кроме того, результаты расчетов согласуются с известными экспериментальными результатами.

По материалам диссертации были сделаны доклады на следующих российских и международных конференциях: International Symposium "Interball" (Kyiv, Ukraine, 2000); International Conference on Problems of Geocosmos (St. Petersburg, Russia, 2000); International Conference "Acceleration and Heating in the Magnetosphere" (Warsaw, Poland, 2001); International Conference "Plasma Processes in the Near-Earth Space: Interball and Beyond" (Sofia, Bulgaria, 2002); International Conference "Auroral Phenomena and Solar-Terrestrial Relations" (Moscow, Russia, 2003); Международные конференции "Молодежь в науке", (Минск, Беларусь, 2004, 2005, 2007); V Symposium of Belarus and Serbia and Montenegro on Physics and Diagnostics of Laboratory and Astrophysical Plasmas (Minsk, Belarus, 2004); 11th International Conference and School on Plasma Physics and Control Fusion (Alushta, Ukraine, 2006); V International Conference "Plasma Physics and Plasma Technology" (Minsk, Belarus, 2006); VII Symposium of Belarus and Serbia on Physics and Diagnostics of Laboratory and Astrophysical Plasmas (Minsk, Belarus, 2008); XXXII, XXXIV, XXXV Международные Звенигородские конференции по физике плазмы и УТС (Звенигород, Россия, 2005, 2007, 2008); XXIV EPS Conferences on Plasma Physics (Warsaw, Poland, 2007); Международная научно-практическая конференция, посвященная 100-летию МГУ имени А.А. Кулешова (Могилёв, Беларусь, 2013); IV Международная научно-практическая конференция " Оптика неоднородных структур" (Могилёв, Беларусь, 2015); VI, VII Конгресс физиков Беларуси (Минск, Беларусь, 2017, 2023); 12, 13, 14, 16, 18 ежегодная конференция "Физика плазмы в солнечной системе" ИКИ (Москва, Россия, 2017, 2018, 2019,

2021, 2023); 17, 18, 19 International Workshop on Complex Systems of Charged Particles and Their Interactions with Electromagnetic Radiation (Moscow, Russia, 2019, 2022, 2023); XXXIV, XXXV International Conference on Equations of State for Matter, (Elbrus, Kabardino-Balkaria, Russia, 2019, 2020); 62-я, 63-я Всероссийская научная конференция МФТИ, (Долгопрудный, Россия, 2019 2020); 9-th international conference on the physics of dusty plasmas, (Moscow, Russia, 2022); X International Conference Plasma physics and plasma technology, PPPT-10 (Minsk, Belarus, 2022); 3-ая международная конференция "Газоразрядная плазма и синтез наноструктур", (Казань, Россия 2022).

Публикации

Автором совместно с соавторами опубликовано более 40 статей в российских и международных научных журналах, 25 из которых легли в основу настоящей диссертационной работы, в том числе 23 из перечня ВАК (список приведен в конце автореферата).

Личный вклад автора работы

Диссертация обобщает результаты, представленные в научных публикациях автора. Все аналитические расчёты, представленные в диссертации, были выполнены автором лично или совместно при определяющей роли автора. Анализ экспериментальных данных выполнен автором самостоятельно или под непосредственным научным руководством автора.

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, 4 глав, заключения и списка литературы. Текст диссертации составляет 240 страниц, включая 66 рисунков и 4 таблицы. Список цитируемой литературы содержит 311 наименований.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во **введении** приведен краткий обзор по теме диссертации [1-12], обосновывается актуальность, научная новизна, научная и практическая значимость проблем и задач, решение которых изложено в диссертации. Сформулированы цели и задачи работы, а также положения, выносимые на защиту.

Первая глава посвящена описанию теоретических моделей и методов,

используемых в представленной диссертации. Описаны как стандартные теоретические методы и модели [13,14], так новые, созданных автором в ходе проводимых исследований. Для решения задач, связанных с расчетом плазменных электрических токов, индуцируемых солитонами использовались гидродинамические модели плазмы и одночастичное приближение.

В разделе 1.1 подробно рассмотрены методы анализа ионно-звуковых волн и солитонов. Базовая система гидродинамических уравнений, описывающая ионно-звуковые волны, содержит уравнения движения и непрерывности для ионов, а также уравнение (распределение) Больцмана для электронов и уравнение Пуассона, связывающее концентрации частиц с электрическим потенциалом:

$$\frac{\partial v_i}{\partial t} + v_i \frac{\partial v_i}{\partial X} = -\frac{\partial \Phi}{\partial X}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial N_i}{\partial t} + \frac{\partial N_i v_i}{\partial X} = 0, \quad (2)$$

$$N_e = \exp(\Phi), \quad (3)$$

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial X^2} = N_e - N_i \quad (4)$$

здесь N_e , N_i – электронная и ионная концентрации, нормированные на невозмущенную концентрацию $n_0 = n_{0i} = n_{0e}$; v_i – ионная скорость, нормированная на ионно-звуковую скорость $C_i = \sqrt{T_e/m_i}$, T_e – температура электронной популяции с размерностью энергии. В случае "холодных" ионов полагалось $T_i=0$, следовательно, условие существования ионно-звуковых солитонов $T_e \gg T_i$ выполнялось автоматически; m_i – масса иона; $\Phi = e\varphi/T_e$ нормированный потенциал электростатического поля волны, φ – размерный потенциал, связанный с электрическим полем волны выражением $E = -\nabla\varphi$, e – элементарный заряд. Время t нормировано на величину ω_i^{-1} , где $\omega_i = \sqrt{4\pi n_0 e^2/m_i}$ – ионная плазменная частота, пространственная координата X нормирована на радиус Дебая $\lambda_D = \sqrt{T_e/4\pi e^2 n_0}$.

На основе системы (1)-(4) описан анализ солитонов в рамках уравнения Кортевега – Де Вриза (КдВ), а также в рамках метода псевдопотенциала Сагдеева. Уравнение КдВ позволяет анализировать эволюцию солитонов, однако, строго говоря, оно справедливо для волн малой амплитуды. Уравнение

КдВ можно представить в виде:

$$\frac{\partial \Phi}{\partial \eta} + \Phi \frac{\partial \Phi}{\partial \zeta} + \frac{1}{2} \frac{\partial^3 \Phi}{\partial \zeta^3} = 0 \quad (5)$$

где $\eta = \epsilon^{3/2} X$, $\zeta = \epsilon^{1/2} (X - t)$. Классическое решение для ионно-звукового солитона имеет вид:

$$\Phi(x, t) = \Phi_0 \operatorname{sech}^2 \left(\frac{X - M_i t}{\Delta} \right) \quad (6)$$

где $\Phi_0 = 3(M_i - 1)$, $\Delta = \sqrt{6/\Phi_0}$ – амплитуда и ширина солитона.

В свою очередь, псевдопотенциальный метод справедлив для любых амплитуд, однако он описывает только стационарные солитоны, прошедшие все стадии эволюции. Указанный метод основан на переходе в новую систему координат, которая движется вместе с солитоном, что достигается путем замены переменных $S = (X - M_i t)$, где $M_i = V/C_i$ – число Маха, V – размерная скорость солитона. В новой системе координат $\partial/\partial X \rightarrow \partial/\partial S$, $\partial/\partial t \rightarrow -M_i \cdot \partial/\partial S$, а система (1) – (4) сводится к единственному уравнению Пуассона:

$$d^2 \Phi / dS^2 = \exp(\Phi) - M_i / \sqrt{M_i^2 - 2\Phi} \quad (7)$$

Солитонные решения уравнения (7) могут быть найдены с помощью численного интегрирования (например, с помощью метода Рунге-Кутты). Для солитонов малой амплитуды уравнение (7) имеет аналитические решения сходные с выражением (6).

В результате проведенного в разделе 1.1 сравнительного анализа показано, что КдВ уравнение удовлетворительно описывает ионно-звуковые солитоны с амплитудами $\Phi \approx 0.5$ и меньше. Основные параметры ионно-звуковых солитонов представлены на рисунке 1. Как видно из рисунка 1(а), ионно-звуковому солитону соответствует однополярный положительный импульс потенциала (такие солитоны называют *солитонами сжатия* – *compressive solitons*) и двухполярный импульс электрического поля. Также, ионно-звуковому солитону сжатия соответствует повышение концентраций электронов и ионов, на рисунке 1(б) представлены соответствующие профили $N_e(X)$, $N_i(X)$. На рисунках 1(в,г) отображены зависимости амплитуды и ширины солитонов от числа Маха. Как видно, в рассматриваемом случае, солитоны являются сверхзвуковыми, причем их амплитуда растет, а ширина уменьшается с ростом скорости.

Также, в первом разделе подробно описано одночастичное приближение, которое используется для описания взаимодействия отдельных заряженных частиц с электрическим полем солитонов. В диссертации одночастичное приближение было использовано для анализа параметров движения как одной частицы, так и ансамбля частиц. В частности, на основе анализа движения ансамбля частиц были рассчитаны профили $N_i(X)$. Такой профиль при $M_i=1.45$, отображен на вставке к рисунку 1(б). Красными кружками отображен график $N_i(X)$, полученные в рамках одночастичного приближения для ансамбля ионов, содержащего 10^3 частиц, в то время как черной сплошной кривой отображен соответствующий профиль, полученный из классической гидродинамической формулы $N_i(\Phi) = M_i/\sqrt{M_i - 2\Phi}$. Как видно, результаты обоих методов хорошо согласуются. Рассмотренный метод определения профиля концентрации будет полезен для анализа параметров диссипативных солитонов.

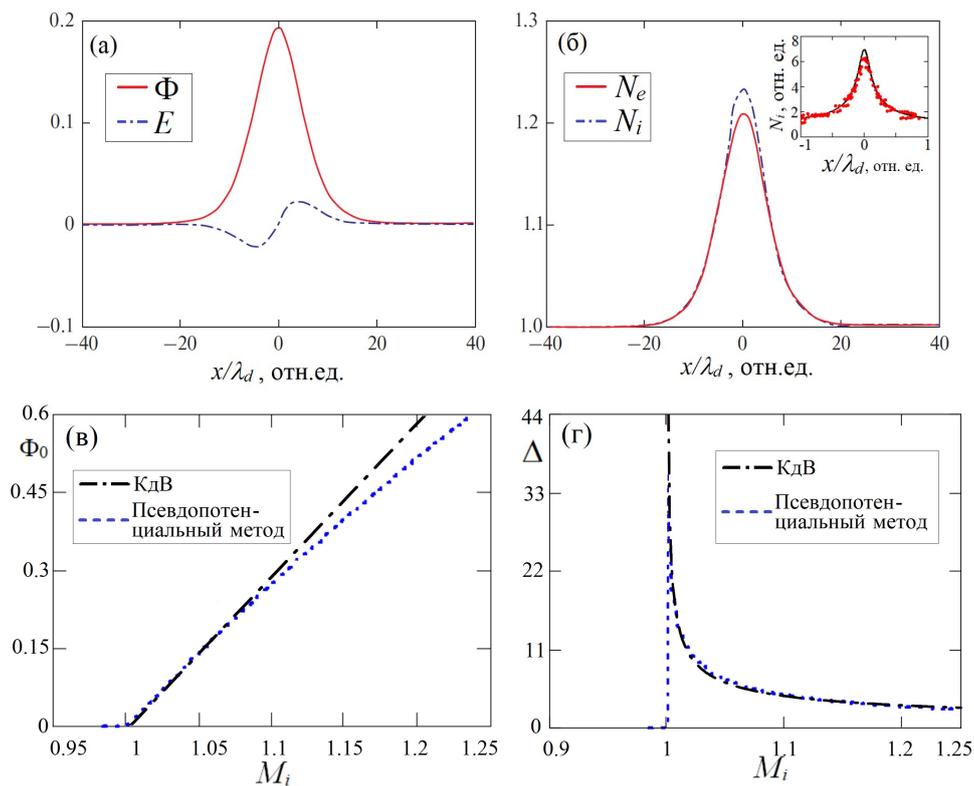


Рис. 1. (а) Профили потенциала и электрического поля ионно-звукового солитона при $M_i=1.05$. (б) Профили электронной и ионной концентрации $N_e(X)$, $N_i(X)$ при $M_i=1.05$. На вставке представлены профили $N_i(X)$, рассчитанные аналитически (сплошная кривая) и путем моделирования в рамках одночастичного приближения ("•") при $M_i=1.45$. (в) Зависимость амплитуды солитонов от числа Маха M_i . (г) Зависимость ширины солитонов от числа Маха M_i . Результаты получены численно в рамках псевдопотенциального метода (пунктирная кривая); из уравнения КдВ (штрихпунктирная кривая) [14].

Как известно, в линейном приближении материальные волны не переносят вещество. С увеличением амплитуды появляются нелинейные эффекты, которые проявляются в возбуждении высших гармоник и дрейфа частиц. Дрейф, индуцированный гармонической волной конечной амплитуды был впервые описан Джорджем Стоксом в 1847 году [15], указанное явление впоследствии получило название "*дрейф Стокса*". Величина дрейфа Стокса квадратично уменьшается с уменьшением амплитуды периодических волн, и для волн малых амплитуд ею можно пренебречь. Некоторые методы анализа дрейфовых волновых процессов изложены в разделе 1.1, они в дальнейшем будут использованы для описания переноса вещества солитонами (в Главе 2).

В разделе 1.2 представлены методы и гидродинамические модели для описания электронно-акустических солитонов в трехкомпонентной плазме. Электронно-акустическая плазменная мода во многих аспектах подобна ионно-звуковой моде. Главными отличиями являются высокие характерные частоты и фазовые скорости, которые определяются низкой инертностью электронов. Существование электронно-акустических солитонов требует наличия в плазме как минимум двух электронных фракций с существенно разными температурами [16]. При этом одну фракцию принято называть "горячими" электронами (нормированную концентрацию обозначим N_{eh}), а другую – "холодными" (N_{ec}) или "теплыми". Для анализа свойств электронно-акустических солитонов использовалась система гидродинамических уравнений аналогичная системе (1)-(4). Отличия заключались в том, что концентрация ионов полагалась постоянной $N_i(\Phi)=1$, концентрация холодных электронов описывалась уравнениями движения и непрерывности, и наконец, концентрация горячих электронов – распределением Больцмана. В разделе 1.2 представлены профили потенциала, электрического поля, а также профили концентраций плазменных популяций. В отличие от ионно-звуковых, электронно-звуковые солитоны сжатия имеют отрицательную полярность потенциала.

Раздел 1.3 посвящен описанию методов анализа пыле-акустических волн и солитонов. Как известно, пылевая (коллоидная) плазма наряду с электронной и ионной компонентами содержит также фракцию заряженных маркочастиц с

характерными размерами от десятков нанометров до сотен микрон. Относительно тяжелая пылевая фракция значительно обогащает общие свойства плазмы и, в частности, разнообразие волновых явлений. Действительно, появляется новая пыле-акустическая мода, свойства которой определяются массой (инерцией) пылевой фракции [17]. Характерные частоты пыле-акустической моды находятся в удобном для наблюдений и измерений диапазоне от единиц до сотен Герц. Таким образом, для изучения пыле-акустических процессов можно использовать относительно доступное видео оборудование. Это обстоятельство делает пылевую плазму весьма привлекательным объектом фундаментальных исследований в области плазменных волн и других коллективных явлений. Теоретически пыле-акустические солитоны были впервые описаны в 1998 году в работе [18], и впоследствии изучались большим количеством авторов. Классические пыле-акустические солитоны сжатия во многом подобны рассмотренным выше типам солитонов. При отрицательном заряде пылевых частиц они имеют профиль потенциала отрицательной полярности. Существует ряд особенностей пыле-акустической моды. Одной из них является переменный заряд частиц пылевой фракции Z . Заряд пылевых частиц, участвующих в волновом процессе, может флуктуировать вместе с другими параметрами плазмы, среди которых в первую очередь можно выделить электронные и ионные концентрации. Актуальные методы учета самосогласованного заряд пыли имеют ряд ограничений, связанных либо с приближением малых амплитуд, либо с использованием неэлементарных функций. В разделе 1.3.2 представлен новый теоретический метод анализа пыле-акустических волн и солитонов, учитывающий самосогласованный заряд пыли и содержащий только элементарные функции. Суть его заключается в том, система гидродинамических уравнений сводится к единственному уравнению $d^2 Z(\Phi)/d\xi^2 = f(Z)$. Указанное обычное дифференциальное уравнение допускает численное интегрирование с использованием большинства традиционных методов (например, Рунге-Кутты). Профили $Z(X)$ представлены на рисунке 2(а), для разных значений числа Маха. Использование только элементарных функций значительно сокращает время расчетов по сравнению с другими

методами анализа. В рамках разработанного метода были проанализированы свойства пыле-акустических солитонов для большой области параметров. Были найдены области существования ультрамедленных (существенно дозвуковых) солитонов, свойства которых описаны в **разделе 1.3.3**. Графически этот результат отображен на рисунке 2(б), где введены следующие обозначения: Φ_0 – амплитуда потенциала солитонов, Z_0 – амплитуда величины заряда пыли,

$$M^* = \sqrt{\frac{\delta + \sigma_i}{\delta - 1}} M, \quad M - \text{число Маха}, \quad \delta = n_{i0} / n_{e0}, \quad \sigma_i = T_i / T_e.$$

Кривые "4" на рисунке 2(б) описывают свойства дозвуковых пыле-акустических солитонов в гелиевой пылевой плазме. В водородной плазме при $\delta \approx 100$, $\sigma_i \approx 0.25-1$, согласно полученной модели скорость солитонов уменьшается почти до нуля. В этом случае должны формироваться стоячие пыле-акустические солитоны.

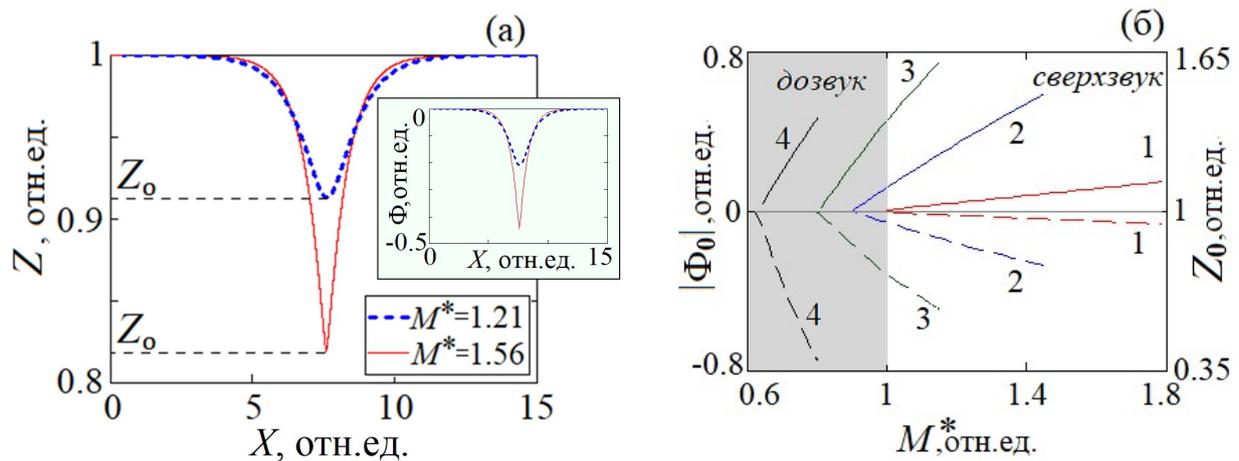


Рис. 2. (а) Профили $Z(X)$ при разных значениях M^* , на вставке отображены соответствующие профили $\Phi(X)$. (б) Зависимости $|\Phi_0(M^*)|$ (сплошные кривые) и $Z_0(M^*)$ (штриховые кривые) для гелиевой плазмы при $\sigma_i = 0.1$ и $\delta = 1.1$ (кривые 1), $\delta = 2$ (кривые 2), $\delta = 10$ (кривые 3), $\delta = 100$ (кривые 4). Заштрихованная область соответствует дозвуковым солитонам [19,20].

Стоит отметить, что, несмотря на большое количество работ по исследованию пылевой плазмы, вопрос точного определения ее параметров остается открытым. Он становится особенно актуальным в экспериментах по криогенному разряду, проводимых в громоздких термостатах, в условиях дефицита измерительных приборов и доступных методик измерений. В этих и других случаях необходимы новые методы плазменной диагностики. В **разделе 1.3.4** диссертационной работе описан метод диагностики пылевой плазмы,

основанный на анализе свойств пыле-акустических солитонов. Разработанный метод предназначен для определения дебаевского радиуса без необходимости использования зондов, внешних электромагнитных полей и других возмущающих факторов. В рамках гидродинамической модели показано, что ширина профиля пылевой концентрации пыле-акустических солитонов Δ_{Nd} в подавляющем большинстве случаев удовлетворяет неравенству:

$$3 \cdot \lambda_D > \Delta_{Nd} > 1 \cdot \lambda_D \quad (8)$$

В свою очередь, ширину профиля пылевой концентрации легко определить из анализа фото и видеоизображений пылевого облака. Следует помнить, что в областях разряда со сверхзвуковым потоком ионов дебаевский радиус определяется электронной популяцией. Легко показать, что и в этом случае предложенный метод будет применим. Близкие результаты получаются при учете самосогласованного заряда пылевых частиц (п. 1.3.2, 1.3.3). В рамках проведенных исследований показано, что солитоны и сильно нелинейные волны в некотором смысле можно рассматривать как "универсальные свечи" для оценки дебаевского радиуса.

Глава 2 посвящена исследованию электрических токов, индуцированных классическими (консервативными) солитонами акустического типа в однородной плазме без магнитного поля.

В **разделе 2.1** теоретически описано свойство плазменных солитонов акустического типа, которое заключается в одностороннем переносе заряженных частиц электрическим полем уединенной волны. Детально рассмотрен случай плоских ионно-звуковых солитонов в однородной двухкомпонентной бесстолкновительной плазме без магнитного поля. Под переносом вещества в случае ионно-звуковых солитонов понимался перенос ионов, при этом электроны рассматривались как равновесный фон (согласно распределению Больцмана (2)). Механизм солитонного переноса ионов был детально рассмотрен в [14,21,22] и представлен схематично на рисунке 3(а). Очевидно, что ион сначала ускоряется передним фронтом (область положительного электрического поля) солитона, а затем тормозится задним его фронтом (область отрицательного электрического поля). Таким образом, ион совершает

сдвиговое движение на конечное расстояние в положительном направлении. Этот процесс представлен в видеосимуляции в работе [23].

Проведено сравнение параметров солитонного переноса вещества с дрейфом Стокса. Как указано в разделе 1.1.1 диссертации, величина переноса вещества гармоническими волнами конечной амплитуды (называемого Стоксовым дрейфом), квадратично уменьшается с уменьшением амплитуды. На рисунке 3(б) величина дрейфа Стокса за один период гармонической волны как функция амплитуды отображена с помощью символов "■". Квадратичная асимптотика для дрейфа Стокса означает, что для волн малой амплитуды переносом вещества можно пренебречь.

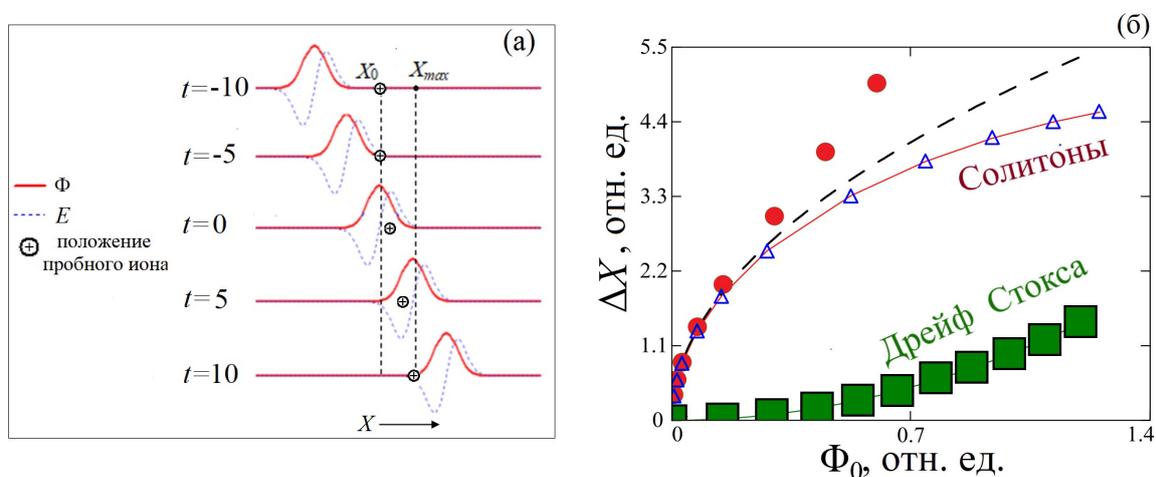


Рис. 3. (а) Механизм переноса ионов электрическим полем ионно-звуковых солитонов. Сплошной кривой обозначен профиль нормированного потенциала, пунктирной – профиль электрического поля. Начальное положение пробного иона обозначено символом X_0 , конечное положение иона, после прохождения солитона обозначено символом X_{max} [14]. (б) Зависимость дистанции переноса фоновых ионов ионно-звуковым солитоном от амплитуды солитонов, полученная разными методами: из анализа динамики пробного иона (символы "Δ"); из численного анализа ионных токов, индуцированных солитоном (сплошная кривая); формула (9) (штриховая кривая); из связи Эйлера и Лагранжева описания движения (символы "●"). Классический дрейф Стокса показан квадратиками для сравнения [24].

Напротив, перенос ионов ионно-звуковым солитоном необходимо учитывать при любых амплитудах. На это указывает вид зависимости дистанции переноса ионов солитоном от его амплитуды, $\Delta X(\Phi_0)$, отображенной на рисунке 3(б) сплошной и штриховой кривыми, а также символами "●", "Δ". Указанная зависимость была найдена разными методами, подробно описанными в разделах 2.1.1 – 2.1.3. Как видно, все указанные зависимости

имеют одинаковую асимптотику для малых амплитуд ($\Phi_0 \rightarrow 0$). С использованием уравнения КдВ эту асимптотику можно выразить явно:

$$\Delta X(\Phi_0) = 2\sqrt{6\Phi_0} \quad (9)$$

Очевидно, что аппроксимация зависимости $\Delta X(\Phi_0)$ для малых амплитуд имеет порядок менее 1, а именно $\Delta X(\Phi_0) \sim \Phi_0^{1/2}$. Другими словами, она менее крутая, чем линейная. Следовательно, переносом ионов нельзя пренебрегать для солитонов любой, даже сколь угодно малой амплитуды. Более того, для малых амплитуд, массоперенос будет доминировать и проявляться сильнее, чем возмущения среды $\Delta\Phi$, ΔN_i .

В разделе 2.1.4 проведено обобщение полученных результатов на электронно- и пыле-акустических моды, теоретические модели которых подобны моделям ионно-звуковых волн. Действительно, в всех случаях проблема может быть описана в рамках КдВ уравнения. Причем солитонные решения для электронно- и пыле- акустических мод с точностью до постоянных совпадают с уравнением (6) [25,26]. Следуя логике описанной в разделе 2.1.2. можно показать, что электронно- и пыле-акустические солитоны сжатия переносят заряженные частицы в направлении своего движения, причем дистанцию переноса также можно описать полученным ранее соотношением $\Delta X(\Phi_0) \sim \sqrt{\Phi_0}$. Роль ионов в ситуации с электронно- и пыле-акустическими солитонами играют холодные электроны и пылевые частицы, соответственно.

Раздел 2.2 посвящен ответу на вопрос – могут ли ионно-звуковые солитоны генерировать плазменные электрические токи, и каковы свойства этих токов. В рамках гидродинамической теории ответ на этот вопрос обсуждался в статьях [14,22,27]. Рассматриваемая задача сводилась к исследованию динамики заряженных частиц, из которых формируются солитоны. Проблема анализа токов, индуцируемых солитонами, становится еще более актуальной в контексте результатов по исследованию одностороннего переноса заряженных частиц представленных в разделе 2.1. Стоит отметить, что поскольку свойства плазменных компонент существенно различны, то необходимо отдельно рассмотреть ионные и электронные токи, индуцируемые ионно-звуковым солитоном.

Плотность ионного тока, индуцированного ионно-звуковым солитоном определяется известной формулой $j_i = e \cdot n_i \cdot v_i$. В электрическом поле ионно-звукового солитона ионы приобретают скорость, которую в лабораторной (неподвижной) системе координат можно выразить следующим образом (согласно выражению (2)):

$$v_i = V(1 - N_i^{-1}). \quad (10)$$

Теперь плотность ионного тока можно записать следующим образом: $j_i = en_i V(1 - N_i^{-1})$, или с учетом нормировки на $en_0 C_i$:

$$J_i = M_i(N_i - 1) \quad (11)$$

Профили нормированной ионной скорости и профили плотности ионного тока (зависимости $J_i(X)$) в разные моменты времени t , отображены на рисунке 4.

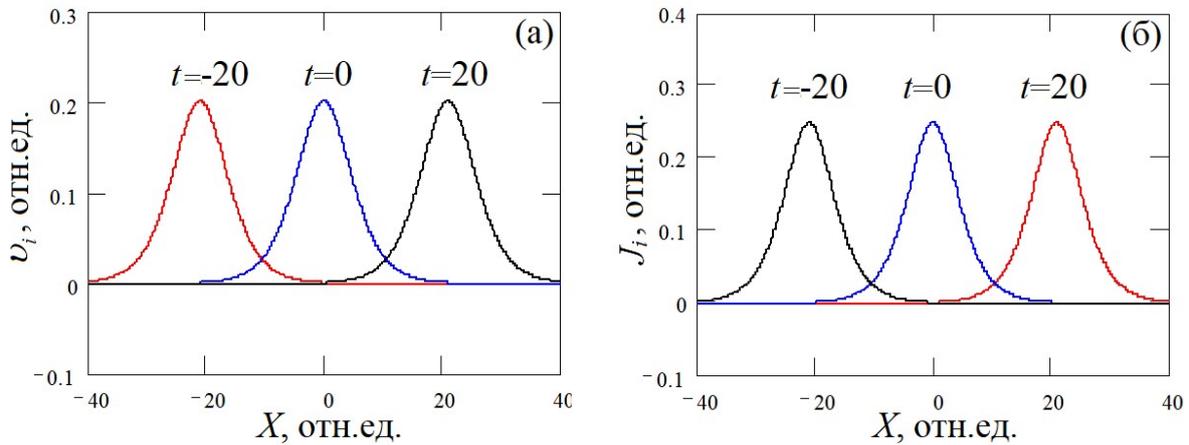


Рис.4. (а) Профили нормированной ионной скорости. (б) Профили плотности ионного тока, индуцированного ионно-звуковым солитоном при $M=1.05$ в разные моменты времени. Результаты относятся к неподвижной системе координат [14,27].

Как видно из рисунка 1(б), ионная концентрация внутри ионно-звукового солитона сжатия всегда больше начальной концентрации (т.е. $N_i(X) > 1$). Следовательно, в соответствии с (10), нормированная ионная скорость v_i внутри солитона будет положительной. Это значит, что v_i будет совпадать по направлению с направлением движения солитона, а значит, будет

справедливым неравенство $v_i \geq 0$ (рис. 4(а)) (см. также [28]). Таким образом, в поле ионно-звукового солитона положительной полярности ионы будут перемещаться только вперед (в направлении движения солитона). Следствием такого переноса должен являться импульс плотности ионного тока J_i , который должен иметь направление, совпадающее с направлением ионной скорости v_i (рис.4(б)). Следовательно, ионно-звуковые солитоны сжатия будут генерировать в плазме положительные импульсы ионного тока. В гидродинамической модели, содержащей две электронные фракции различной температуры [29], могут существовать ионно-звуковые солитоны отрицательной полярности потенциала $\Phi < 0$. Указанной ситуации соответствует уменьшение ионной концентрации (т.е. $0 < N_i < 1$) и, в соответствии с формулами (10), (11), противоположная направленность индуцированного ионного тока. Генерация плазменных токов является важным свойством солитонов. Термин «*Солитонные токи*» был впервые предложен в работе [30] для описания таких токов. Анализ ионных токов, индуцированных ионно-звуковыми солитонами показал, что для их экспериментальной регистрации необходимы приборы с временным разрешением на уровне периода ионной плазменной частоты или лучше. Важно отметить, что уединенные волны в космических плазменных экспериментах зачастую регистрируются большими группами, состоящими из десятков последовательно движущихся солитонов [31,32]. В такой ситуации средний ионный ток может иметь значительную величину, и, что важно, может быть зарегистрирован даже инструментами с относительно низким разрешением по времени. Рассмотрим такую ситуацию подробнее. Численное решение уравнения (7), соответствующее десяти ионно-звуковым солитонам, представлено на рисунке 5. Среднее значение ионного тока, индуцируемого солитонами, в рассматриваемом случае можно выразить следующей формулой:

$$\bar{J}_i = \frac{1}{t_{max}} \cdot \int_0^{t_{max}} J_i dt = 0.26, \quad (12)$$

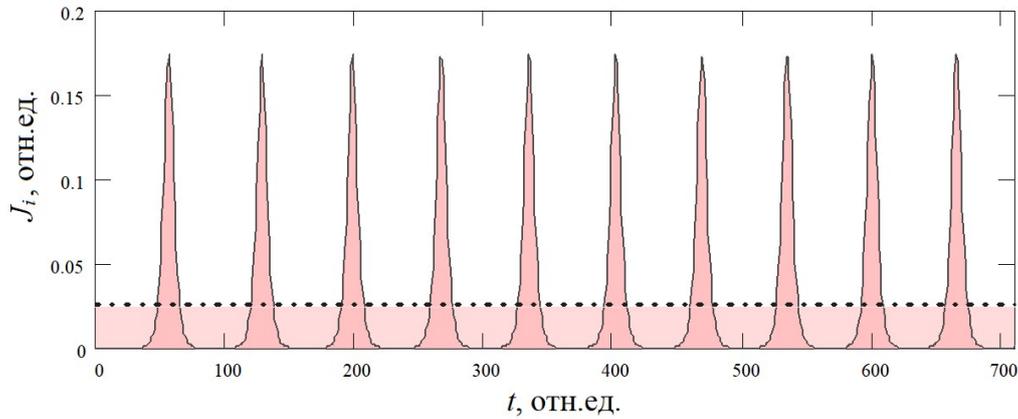


Рис.5. Импульсы плотности ионного тока, индуцированные группой солитонов (согласно (11)) – сплошная кривая; среднее значение плотности ионного тока (согласно (12)) обозначено пунктирной кривой [14,27].

Гидродинамическая модель (1)-(4) с холодными ионами и горячими безинерционными электронами, состояние которых описывается распределением Больцмана не подходит для анализа электронных токов, индуцируемых ионно-звуковыми солитонами. Для решения этой задачи можно использовать модель учитывающую захват электронов в потенциальной яме ионно-звукового солитона положительной полярности [22]. Соответствующий анализ подробно описан в **разделе 2.2.2**. В соответствии с расчетами, представленными в [33], ионно-звуковой солитон сжатия (положительной полярности) представляет собой потенциальную яму для электронов. В ней одна часть электронов совершает колебательное (финитное) движение. Эту часть принято называть захваченными электронами, они движутся всегда внутри с солитоном. Вторую часть электронов, находящихся в яме конечное время, принято называть пролетными. Обе части электронной фракции формируются из невозмущенного равновесного электронного фона. Захват электронов положительным потенциалом ионно-звукового солитона происходит в результате относительного медленного роста амплитуды уединенной волны в процессе ее эволюции. При переходе к стационарному движению захват электронов останавливается. Электроны, которые к этому моменту не были захвачены волной остаются свободными. Электронное распределение в рассматриваемой ситуации существенно отличается от распределения Больцмана (3). В соответствии с [22,33] для описания концентрации электронной фракции можно записать следующее выражение:

$$N_e = \exp(\Phi) \left[1 - \operatorname{erf}(\sqrt{\Phi}) \right] + 2\sqrt{\frac{\Phi}{\pi}}, \quad (13)$$

где оператор "erf" описывает функцию ошибок. Остальные гидродинамические уравнения совпадают с записанными ранее уравнениями (1), (2), (4). Теперь, с учетом (13), нормированное уравнение Пуассона можно записать в следующем виде:

$$\frac{d^2\Phi}{dX^2} = \exp(\Phi) \left[1 - \operatorname{erf}(\sqrt{\Phi}) \right] + 2\sqrt{\Phi/\pi} - M_i / \sqrt{M_i^2 - 2\Phi}. \quad (14)$$

Профили ионно-звукового солитона, полученные в результате численного решения (14), отображены на рисунке 6 для $M_i=1.5$. Из рисунка видно, что внутри ионно-звукового солитона наблюдается увеличение ионной и электронной концентраций N_i, N_e (рис. 6(б)). При этом профили концентрации не совпадают. Скорость ионов $v_i(X)$ определяется в соответствии с формулой (10). Соответствующий профиль отображен на рисунке 6(а). Как видно, внутри солитона выполняется равенство $v_i(X) > 0$. Этот результата находится в хорошем согласии с результатами простой гидродинамической модели, рассмотренной ранее (см. рис. 4(а)). Для описания плотности ионного тока J_i , также подходит выведенная ранее формула (11).

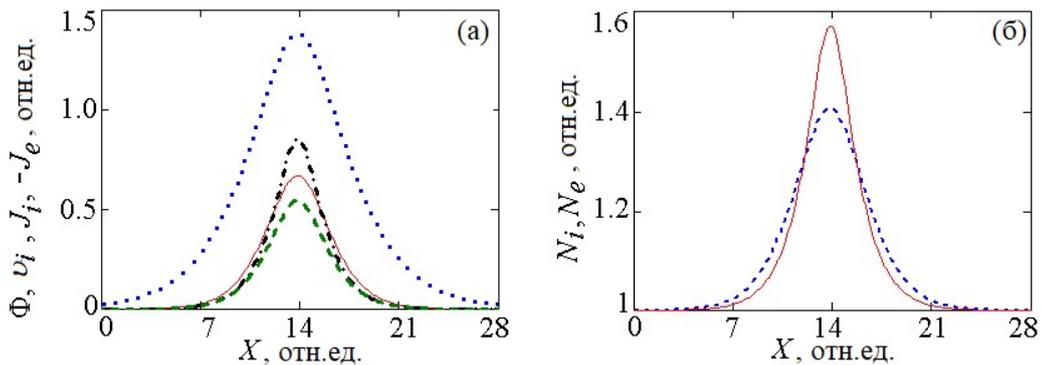


Рис.6. Ионно-звуковой солитон при $M_i = 1.5$. (а) Профили $\Phi(X)$ – красная сплошная кривая; $v_i(X)$ – зеленая штриховая кривая; $J_i(X)$ – черная штрихпунктирная кривая; $-J_e(X)$ – синяя пунктирная кривая. (б) Профили $N_i(X)$ – красная сплошная кривая, $N_e(X)$ – синяя пунктирная кривая [22].

Рассматриваемая модель позволяет рассчитать параметры переноса электронной фракции и соответствующие электронные токи, индуцируемые

ионно-звуковым солитоном. В рамках рассматриваемой модели, пролетные электроны прибывают из бесконечности, полагается, что эти потоки пролетных электронов из областей $-\infty$ и $+\infty$ равны, а их полный суммарный ток равен нулю. Отличный от нуля электронный ток в неподвижной системе координат определяется исключительно захваченными электронами. В силу того, что захваченные частицы перемещаются в пространстве вместе с ионно-звуковым солитоном, плотность электронного солитонного тока можно рассчитать, умножив концентрацию захваченных частиц (которая описывается вторым слагаемым в правой части выражения (13)) на заряд электрона и на скорость движения волны. В этом случае имеем $j_e = 2n_0 e V \sqrt{e\phi / \pi T_e}$, или, в нормированном на $en_0 C_i$ виде:

$$-J_e = 2M_i \sqrt{\Phi / \pi} \quad (15)$$

Профиль плотности электронного тока $-J_e(X)$ представлен на рисунке 6(а). Очевидно, что электронный ток имеет форму однополярного импульса. В силу отрицательности заряда электрона импульс электронного тока $J_e(X)$ также имеет отрицательную полярность. В работе [34] приводятся формулы для плотности электрических токов, полученные на основе уравнений Власова. Отметим, что представленная здесь формула (15) содержит меньшее число параметров, что может быть важно с прикладной точки зрения. В диссертации также рассмотрен случай движения группы солитонов.

Раздел 2.3 посвящен анализу плазменных токов, индуцированных электронно-акустическими солитонами. Как указано выше, свойства электронно-акустических солитонов можно проанализировать в рамках гидродинамической модели многокомпонентной плазмы, содержащей как минимум две электронные популяции наряду с ионным фоном. Температуры электронных популяций должны существенно отличаться. Электронно-акустическая мода во многих аспектах подобна ионно-звуковой моде. Популяция холодных электронов в ней играет такую же образующую роль, как популяция холодных ионов в образовании ионно-звуковых волн. Принципиальными отличиями являются более высокие характерные частоты и фазовые скорости электронно-акустических волн в сравнении с ионно-звуковыми, что обусловлено разницей масс электронов и ионов. Профили

нормированной скорости холодной электронной популяции и профили плотности электронного тока (зависимости $J_e(X)$) отображены на рисунке 7 для разных моментов времени t , нормированного на обратную электронную плазменную частоту ω_{ec}^{-1} .

Из рисунка 7 видно, что электронно-акустические солитоны индуцируют импульсы тока отрицательной полярностью, что обусловлено отрицательным зарядом электронов. Длительность токовых импульсов составляет единицы-десятки ω_{ec}^{-1} , что накладывает соответствующие требования к временному разрешению приборов.

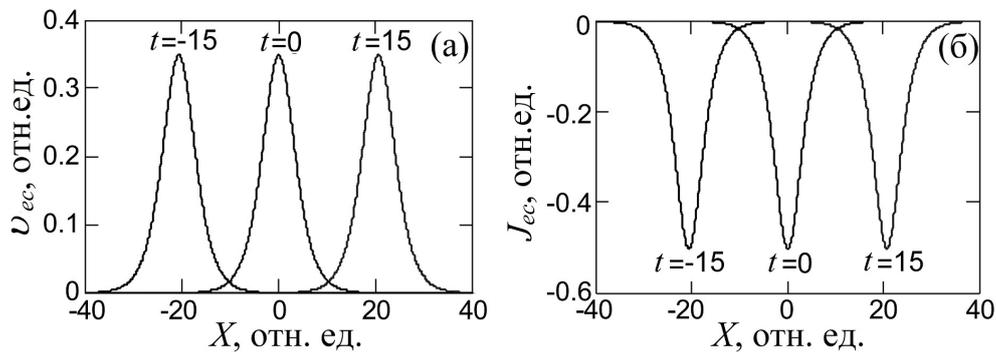


Рис.7. (а) Профили нормированной электронной скорости. (б) Профили плотности электронного тока для числа Маха $M_{ec}=1.15$ при $n_{0eh}/n_{0i}=0.7$ в разные моменты времени. Результаты относятся к неподвижной системе координат [14,27].

Раздел 2.4 работы посвящен исследованию проблемы, связанной с возмущением функций распределения фоновой плазмы ионно-звуковыми солитонами. Детально рассмотрены функции распределения по скоростям для холодных ионов, поскольку распределение легких, горячих электронов можно с большой точностью считать Максвелловским. Полагалось, что ионы в невозмущенном состоянии распределены равномерно, в соответствии с распределением Максвелла. Для случая холодных ионов Максвелловское распределение можно описать дельта функцией Дирака. В такой постановке задачу можно считать детерминированной. В окрестности солитона скорость ионов оказывается отличной от нуля, более того она принимает только положительные значения $v_i > 0$ (рис. 4(a)). Следовательно, первоначальное равновесное распределение должно быть возмущено наличием солитонных токов, а функция распределения должна потерять симметричность относительно нуля [23,35,36]. Выражение для функции распределения по проекциям скоростей можно записать в стандартном виде:

$$f_N(v_i) = \Delta N / N \Delta v_i, \quad (16)$$

где v_i – скорость ионов вдоль оси x , ΔN – количество частиц со скоростями в промежутке от v_i до $v_i + \Delta v_i$, N – количество ионов в рассматриваемой области (в ансамбле). **Раздел 2.4.1** раскрывает методику расчета возмущенной ионной функции распределения усреднением по ансамблю частиц. В ее основе лежит моделирование движения большого количества ионов в электрическом поле солитона в рамках одночастичного приближения. На рисунке 8(а) показаны ионные функции распределения в окрестности ионно-звукового солитона рассчитанные для ансамбля из $N=10^3$ ионов для разных чисел Маха, и, соответственно, разных амплитуд солитонов.

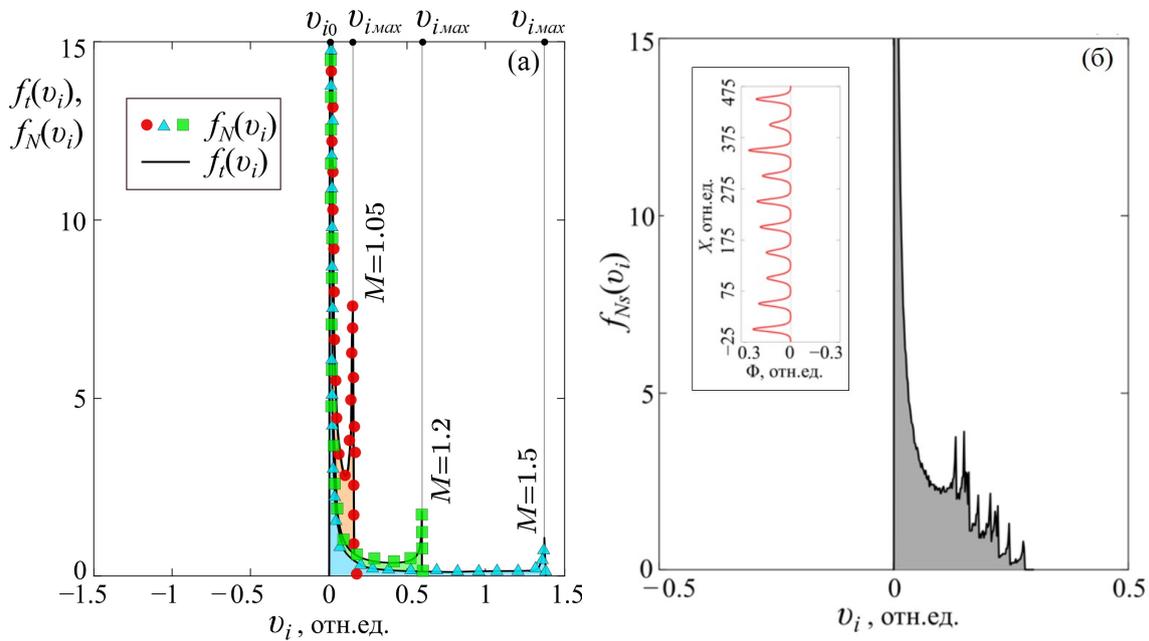


Рис. 8. (а) Сравнение результатов расчета функций распределения, полученных усреднением по ансамблю (●▲■) и усреднением по времени (сплошная кривая) по формуле (17). (б) Возмущенная функция распределения по проекциям ионных скоростей для группы солитонов разной амплитуды, отображенной на вставке к рисунку (см. [23]).

Как видно из рисунка 8, для любых разрешенных значений параметра M_i (и, следовательно, амплитуд ионно-звукового солитона), возмущенная функции распределения по скоростям для ионов сходна с функцией распределения для плазмы с ионным пучком. Функция $f(v_i)$ имеет два локальных максимума, обозначенных v_{i0} и $v_{i,max}$, соответственно. Первый максимум находится в окрестности нуля (т.е. при $v_{i0} = 0$) для любых M_i . Этот максимум определяется ионами ансамбля, которые либо еще не участвовали во взаимодействии с

волной, либо уже релаксировали после взаимодействия. В работе [23] этот максимум получил название "*фундаментальный максимум*", поскольку он определяется невозмущенными ионами плазмы. Второй максимум находится в области положительных скоростей, он совпадает с максимальной скоростью, которую ионы успевают набрать в процессе взаимодействия с солитоном. Второй максимум сдвигается вправо в сверхзвуковую область с увеличением скорости (и амплитуды) солитона.

Разработанная методика позволяет анализировать случай "теплых" ионов, а также влияние группы солитонов на функцию распределения. Функция распределения, возмущенная группой из десяти солитонов ($N_s=10$) разной амплитуды показана на рисунке 8(б) (см. [23]).

Формальное выражение для возмущенной ионной функции распределения представлено в пункте 2.4.2. Представленные выше результаты, полученные путем моделирования, трудно использовать в формальных расчетах. В рамках эргодической гипотезы удалось получить явные формулы для возмущенной ионной функции распределения по скоростям для холодных ионов. Как известно, статистические характеристики эргодичных систем можно рассчитывать либо по ансамблю частиц, либо по длительному наблюдению за одной частицей. В частности, $f_t(v_i) = f_N(v_i)$, где $f_t(v_i)$ - функция распределения, рассчитанная для одного иона за большой промежуток времени. Для расчета функции распределения $f_t(v_i)$ формулу (16) можно заменить альтернативной формулой $f_t(v_i) = \Delta t / (\tau |\Delta v_i|)$, где Δt - время, в течение которого выбранный ион имеет скорость в диапазоне от v_i до $v_i + \Delta v_i$, τ - общее время наблюдения, которое имеет физический смысл временного разрешения приборов. Окончательно, с учетом нормировки получена следующая формула:

$$f_t(v_i) = \frac{2dt}{\tau dv_i} \quad \text{или} \quad f_t(v_i) = \frac{2}{\tau (dv_i/dt)} \quad (17)$$

Построенные по формуле (17) графики $f_t(v_i)$ представлены на рисунке 8(а) сплошными кривыми для разных значений M_i . Как видно, результаты, полученные разными методами, полностью согласуются. На основе (17) была также получена формула для $f_t(v_i)$ с использованием КДВ уравнения, которая оказывается удобнее в применении [36]. Зная функции распределения по

скоростям можно получить функции распределения по энергиям [37], решение этой задачи представлено в разделе 2.4.4.

Глава 3 посвящена анализу процессов взаимодействия диссипативных солитонов с заряженными частицами плазмы. Детально рассмотрены пыле-акустические солитоны, однако результаты могут быть обобщены на более широкий круг задач. Диссипативными солитонами принято считать локализованные структуры, существующие в термодинамически открытых системах. Понятие "*диссипативный солитон*" обобщает понятие "*классический солитон*" для неконсервативных случаев. В термодинамически открытых системах происходит обмен энергией с окружающей средой, а сами системы могут находиться в неравновесном состоянии. Волновые процессы являются одной из форм самоорганизации в таких системах. Прекращение импорта энергии в систему неизбежно приводит к разрушению организованных структур (в том числе и диссипативных солитонов), а сама система рано или поздно становится равновесной.

В разделе 3.1. рассмотрена одномерная задача движения пылевой заряженной частицы в электрическом поле плоского диссипативного пыле-акустического солитона, движущегося с постоянной скоростью. Рассмотрен слабодиссипативный случай, который определяется условием $\Omega = v_{dn}/\omega_d \ll 1$, где v_{dn} – частота пыле-нейтральных столкновений, ω_d – плазменная частота для пылевой фракции. В работе [38] диссипативные солитоны в плазме изучались с использованием техники редутивных возмущений. Показано, что слабая диссипация ($\Omega \ll 1$) приводит к плавному затуханию волны. При этом профиль солитона остается классическим $\sim \text{sech}^2(X)$, поскольку его основные свойства по-прежнему определяются нелинейностью и дисперсией. Указанное приближение хорошо описывает ряд экспериментальных данных. В частности, указанная модель позволила обнаружить важные закономерности процесса взаимодействия волны с частицей. В рамках одночастичного приближения установлены особенности динамики заряженных частиц, взаимодействующих с диссипативным солитоном. В частности, наличие диссипации приводит к появлению разнонаправленного движения частиц. Кроме того, в диссипативном случае наблюдалось упорядочивание траекторий частиц [39].

Производство теплоты диссипативным солитоном анализировалось в

разделе 3.1.1. В рамках одночастичного приближения рассчитана работа диссипативных сил, которая пропорциональна величине производства энтропии при распространении диссипативных солитонов [39]. Рассчитана мощность тепловыделения. Полученные результаты позволяют провести оценки для энергетического баланса самовозбуждаемых волновых процессов.

В **разделе 3.2** рассмотрен процесс рассеяния пылевых заряженных частиц плоским пыле-акустическим солитоном. Рассмотрен докритический случай, когда амплитуда солитона не превышает предел опрокидывания. При этом, небольшая часть заряженных частиц в соответствии с их распределением по скоростям может быть рассеяна передним фронтом солитона. Для решения поставленной задачи использовалась модель "теплой" плазмы, в рамках которой докритические солитоны рассеивают частицы "максвелловского хвоста". Доля таких частиц не превышает нескольких процентов, и мы полагали, что их рассеяние практически не влияет на свойства солитона (как и большинство исследователей). Анализ процесса рассеяния проведен в рамках одночастичного приближения. Траектории рассеянных частиц представлены на рисунке 9(а).

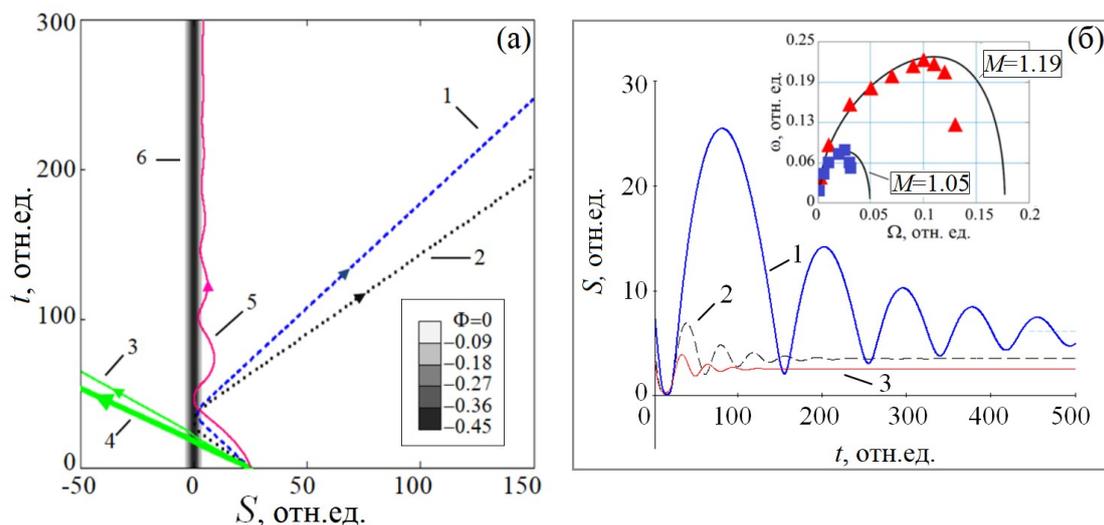


Рис. 9. (а) Траектории движения пылевых частиц $S(t)$ в движущейся системе координат. Кривые наложены на положение солитона, потенциал которого представлен графиком уровней. Начальное положение всех частиц $X(0)=25$. Параметры Δ (отклонение от средней скорости) и Ω отличаются для разных частиц: кривая 1 - $(\Delta, \Omega)=(0.25, 0)$; кривая 2 - $(\Delta, \Omega)=(0.48, 0)$; кривая 3 - $(\Delta, \Omega)=(0, 0)$; кривая 4 - $(\Delta, \Omega)=(-0.24, 0)$; кривая 5 - $(\Delta, \Omega)=(0.96, 0.03)$; кривая 6 – положение солитона. (б) Временные зависимости координат $S(t)$ для пылевых частиц в движущейся системе при разных значениях Ω : кривая 1 - $\Omega=0.01$; кривая 2 - $\Omega=0.04$; кривая 3 - $\Omega=0.07$. На вкладке отображена зависимость частоты колебаний от коэффициента трения (вязкости) [40].

Рассмотрены консервативный ($\Omega=0$) и диссипативный ($\Omega\neq 0$) случаи. Первому случаю соответствуют частицы №1,2,3,4, а второму – частица №5. Показано, что рассеяние является упругим в консервативном (бесстолкновительном) случае и абсолютно неупругим – при наличии диссипации. В первом случае скорость отраженных частиц близка к удвоенной скорости волны, что согласуется с известными экспериментами. Во втором случае скорость отраженных частиц примерно равна скорости волны; частицы как бы "прилипают" к переднему фронту солитона или нелинейной волны. Такой тип рассеяния также наблюдался экспериментально. Во втором случае движение заряженных частиц может быть колебательным.

В разделе 3.3 представлен анализ нового типа колебаний. Рассчитаны спектры, декременты и другие параметры. В частности, установлено, что колебательный процесс является низкочастотным: $\omega \ll \omega_d$. В линейном приближении найдено дисперсионное соотношение для нового типа колебаний:

$$\omega = \sqrt{E'_0 - \Omega^2/4}, \quad \gamma = \Omega/2, \quad (18)$$

где, ω – собственная частота колебаний, E'_0 – константа, зависящая от параметров плазмы, γ – декремент затуханий.

Глава 4 посвящена прикладным аспектам диссертационной работы. В частности, она содержит примеры интерпретации экспериментов по исследованию плазменных волновых явлений на основе теоретических результатов изложенных выше.

В разделе 4.1 представлено детальное исследование эволюции пыле-акустического солитона в ограниченном пылевом облаке в тлеющем разряде низкого давления. Определены пространственные и временные масштабы процесса эволюции, а также параметры потока заряженных пылевых частиц, возникающего в результате появления "многопотокowego". Соответствующий эксперимент [30,41] был проведен в пылевой плазме тлеющего разряда постоянного тока. В качестве буферного газа использовался неон. Разряд имел следующие параметры: $P_{Ne}=0.11$ Торр, $I=0.6$ мА, $U=1.27$ кВ. Трехмерная пылевая структура, состоящая из монодисперсных частиц меламин-формальдегида диаметром $d_p=4.25\pm 0.09$ мкм, формировалась в нижней страте разряда как показано на рисунке 10(а). Профили пылевой концентрации для одного солитона отображены на рисунке 10(б) в различные моменты времени.

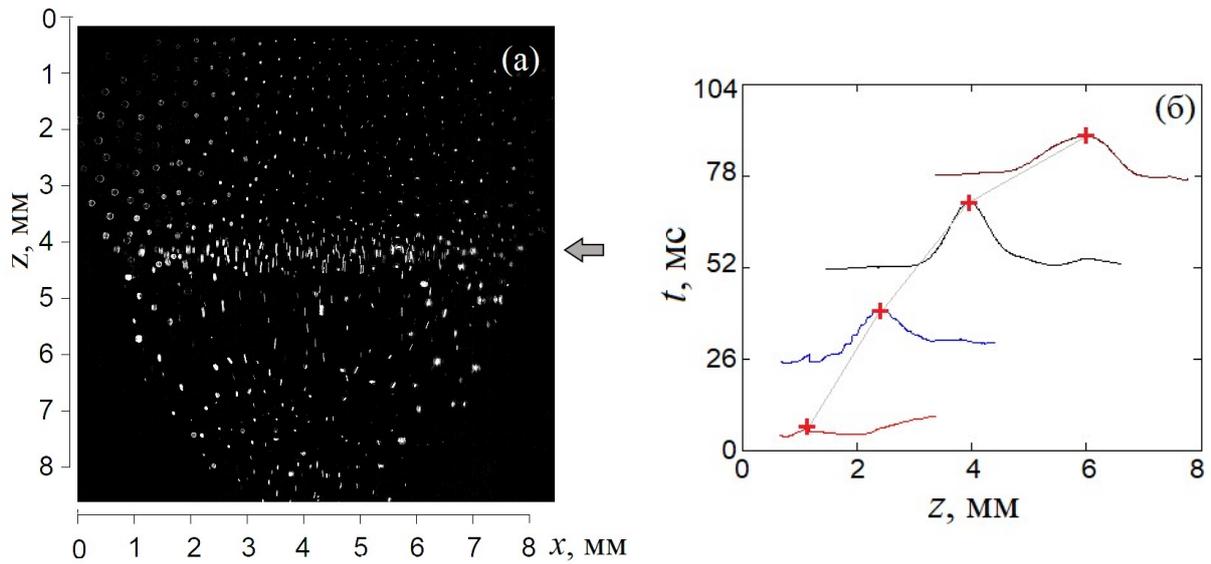


Рис.10. (а) Изображение плазменно-пылевого облака. Положение солитона отмечено стрелкой. (б) Профили концентрации пыли в различные моменты времени [30].

Самовозбуждаемый пыле-акустический солитон (практически плоский) формировался в верхней части облака, усиливался при движении вниз и распадался в нижней его части. Теоретическая интерпретация наблюдаемого волнового движения выполнена в рамках гидродинамической модели и одночастичного приближения. В рамках выбранных теоретических моделей, описанных выше, удалось хорошо описать наблюдаемые явления. В частности, описаны траектории и скорости заряженных пылевых частиц, фазовая скорость и профили солитона. В качестве примера на рисунке 11 представлены профили пылевой концентрации $N_d(z)$ и профили скорости пылевых частиц $V_d(z)$, установленные экспериментально и теоретически.

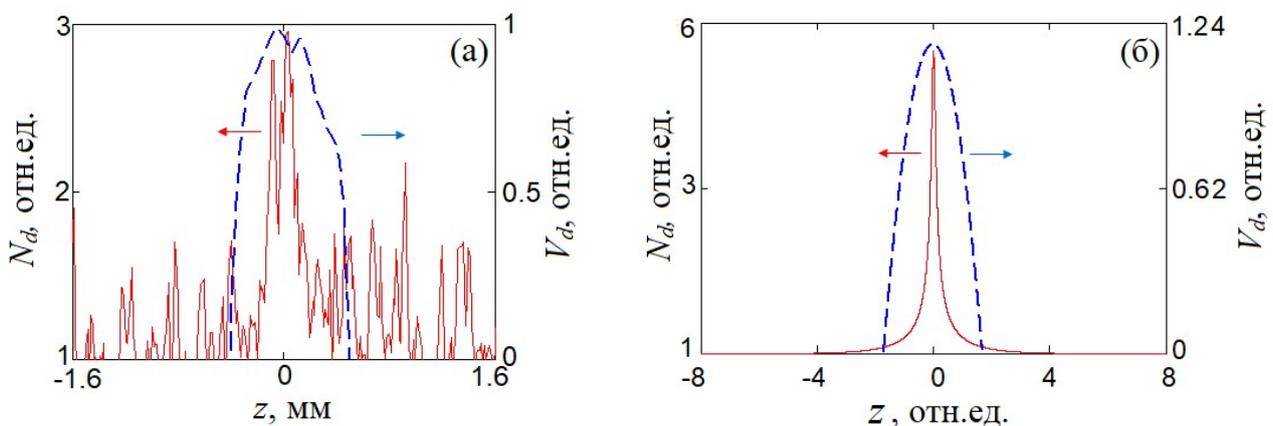


Рис. 11. (а) Профили солитона, полученные в результате анализа экспериментальных данных. (б) Профили солитона, найденные теоретически [30].

Раздел 4.2 посвящен интерпретации экспериментов по исследованию криогенной пылевой плазмы. В данном разделе работы представлено исследование нелинейной пыле-акустической неустойчивости в многокомпонентной плазме при температуре буферного газа ~ 2 К. Плазма состояла из электронов, ионов гелия, инжектированных в разряд частиц микронного размера и конденсированных наночастиц. Свойства такой плазменной конфигурации мало изучены. Удалось найти единственную публикацию [42], в которой описывается плазма ВЧ разряда, содержащая как инжектированную, так и конденсированную пылевые фракции. Ионное распыление поверхности инжектированных пылевых частиц приводило к образованию конденсированной фракции.

Схема и подробное описание экспериментальной установки представлены в работе [43]. Параметры разряда: $P_{He}=5$ Па, $I=35\pm 15$ мкА, $U=3.21$ кВ. Для формирования пылевого облака использовались полидисперсные частицы SeO_2 (0.1–200 мкм). Следует отметить, что для разрядов с ультрахолодным буферным газом ($T\sim 2-10$ К) актуальным является вопрос оценки радиуса Дебая λ_D . Как известно, $\lambda_{Di}\propto\sqrt{T_i}$, следовательно, полагая равенство температур ионов и атомов буферного газа, получаем $\lambda_{Di}\sim 1$ мкм. Однако, данные экспериментов свидетельствуют о том, что λ_{Di} на порядок и более превосходят указанное значение. Использование многих традиционных диагностик затруднительно в криогенных условиях. Для оценки λ_{Di} при интерпретации данных эксперимента использовался новый метод, описанный ранее в разделе 1.3.4 диссертации.

Фотография пылевого облака, содержащего две разные фракции пылевых частиц, представлена на рисунке 12(a). В плазменно-пылевой структуре наблюдалась пыле-акустическая неустойчивость, развивающаяся в нанометровой фракции частиц [44]. Сильная модуляция концентрации пылевой фракции свидетельствует о нелинейности волнового процесса. Полагая наблюдаемые волны группой пыле-акустических солитонов можно предположить, что ширина профиля пылевой концентрации соизмерима с радиусом Дебая [45].

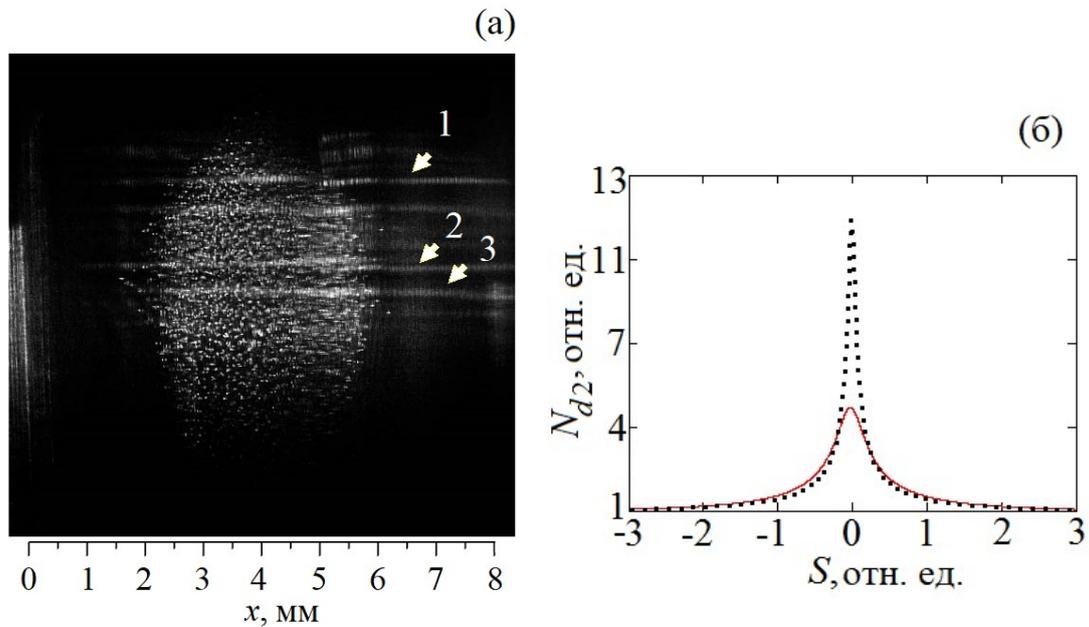


Рис. 12. (а) Фотография плазменно-пылевого облака, состоящего из полидисперсных частиц CeO_2 и конденсированных субмикронных частиц. Положения гребней волн большой амплитуды указаны стрелками. (б) Профили концентрация пылевых частиц наноразмерной пылевой фракции для солитонов при $M=1.55$ (сплошная кривая) и $M=1.7$ (пунктирная кривая) [44].

Результаты соответствующих расчетов представлены на рисунке 12(б). Ширина профиля нелинейной волны, наблюдавшейся в эксперименте, составляла $\Delta_{Nd} \approx 100$ мкм. Тогда, согласно [45] $\lambda_{Di} \approx 30$ или $\lambda_{Di} \gg 1$ мкм. Зная величину λ_{Di} , были рассчитаны и другие параметры плазмы, в частности T_i .

В разделе 4.3 проведен анализ и интерпретация экспериментальных данных по исследованию нелинейных пыле-акустических волн в криогенной пылевой плазме с малым значением параметра неидеальности $\Gamma < 1$ [46,47]. В рамках одночастичного приближения, а также с использованием разработанных методов, описанных в разделе 3.2 показано, что наблюдаемые волны являются сильно нелинейными. При этом волновое возмущение пылевой концентрации было незначительным (едва заметным на фотографиях). Указанная особенность наблюдаемых явлений связана, по-видимому, с высокой кинетической температурой пылевой фракции $T_d \approx 20$ эВ, что значительно превосходило как T_i , так и T_e . На основе методов [40] была получена оценка для амплитуды электрического поля волны $E_W > 4$ В/см.

В **Заключении** перечислены основные результаты диссертационной работы, а именно:

1. Разработан аналитический метод исследования нелинейных пыле-акустических волн в коллоидной плазме, учитывающий самосогласованный заряд пыли. Главное его преимущество заключается в использовании только аналитических функций. Относительно простой математический аппарат нового метода (особенно для случая малых амплитуд) позволяет ускорить расчеты, а также упростить теоретический анализ ряда задач, связанных с исследованием свойств пыле-акустических волн.

2. Построена теоретическая модель формирования ультрамедленных пыле-акустических солитонов в коллоидной плазме. Определены области плазменных параметров при которых могут существовать пыле-акустические солитоны с существенно дозвуковыми скоростями (близкими к нулю). Такие солитоны способны вызывать сильное возмущение пылевой концентрации и представлять интерес с прикладной точки зрения (в частности, в новых методах плазменной диагностики).

3. Разработан простой (бесконтактный) метод оценки радиуса Дебая в коллоидной плазме, населенной нелинейными пыле-акустическими волнами и солитонами, основанный только на анализе изображений пылевых облаков. Для этого установлена взаимосвязь между шириной профиля пылевой концентрации и радиусом Дебая. Преимущество нового метода состоит в отсутствии необходимости использования зондов, спектрометрии и др. Оно особенно актуально в криогенных экспериментах, испытывающих дефицит диагностических методов. Показано, что солитоны и сильно нелинейные волны в некотором смысле можно рассматривать как "универсальные свечи" для оценки дебаевского радиуса.

4. Детально исследовано свойство плазменных солитонов акустического типа, заключающееся в однонаправленном переносе (смещении) заряженных частиц. С использованием КдВ уравнения найдена явная аппроксимация величины (дистанции) переноса вещества как функция амплитуды солитона.

5. Открыт новый механизм возбуждения электрических токов в плазме. Детально исследованы токи, индуцируемые солитонами акустического типа. В

частности, показано, что такие токи имеют импульсный характер с ненулевой постоянной составляющей.

6. Исследовано влияние плазменных солитонов акустического типа на функции распределения по скоростям для заряженных частиц. Разработаны два независимых метода поиска возмущенных функций распределения, один из которых основан на анализе большого ансамбля частиц, а второй – на анализе движения одной частицы за большой промежуток времени. На основе второго метода получена явная аналитическая формула для расчета возмущенных функций распределения. Показано, что возмущенные функции распределения по скоростям имеют форму сходную с функциями распределения, характеризующими плазму, содержащую пучки заряженных частиц.

7. Исследованы возмущенные солитонами функции распределения по энергиям заряженных частиц. Найдена характерная форма таких функций распределения. Полученные результаты будут востребованы при интерпретации экспериментальных данных по определению статистических параметров активной (турбулентной) плазмы.

8. Проанализированы микродинамические и термодинамические свойства диссипативных пыле-акустических солитонов. В частности, исследованы траектории и фазовые траектории заряженных пылевых частиц в окрестности солитонов. Определена роль диссипации в упорядочивании траекторий заряженных частиц. Построена модель для расчета величины тепловыделения, связанного с движением диссипативных пыле-акустических солитонов. Результаты будут полезны при анализе энергетического баланса автоволновых процессов в плазме.

9. Теоретически предсказан новый колебательный процесс, возбуждаемый диссипативными солитонами в пылевой плазме. Механизм колебательного процесса связан с электростатическим взаимодействием пылевых заряженных частиц с передним фронтом диссипативного пыле-акустического солитона. Предложена концепция упругого и неупругого рассеяния заряженных пылевых частиц передним фронтом пыле-акустических солитонов. Результаты будут использованы для развития методов плазменной диагностики.

10. Проведена интерпретация экспериментальных данных по исследованию эволюции нелинейных пыле-акустических волн и солитонов в пылевой разрядной плазме. Особое внимание уделено интерпретации экспериментов по исследованию криогенной пылевой плазмы. С использованием разработанных теоретических моделей и методов получены оценки важных плазменных параметров, таких как радиус Дебая, температура ионов и др.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Russell J. S. 1838 Report of the Committee on Waves Report of the 7th Meeting of British Association for the Advancement of Science (Liverpool: John Murray). – 1838. – 417 p.
2. Арцимович Л.А. Физика плазмы для физиков / Л.А. Арцимович, Р.З. Сагдеев // – М.: Атомиздат. – 1979. – 129 с.
3. Абловиц М. Солитоны и метод обратной задачи / М. Абловиц, Х. Сигур // М.: Мир. – 1987. – 480 с.
4. Stasiewicz K. Stochastic ion heating by orbit chaotization on electrostatic waves and nonlinear structures // K. Stasiewicz, R. Lundin, G. Marklund // Phys. Scr. – 2000. – V. 84. – P. 60.
5. Akhmediev N. Dissipative solitons in the complex ginzburg-landau and swift-hohenberg equations. Lecture Notes in Physics / N. Akhmediev, A. Ankiewicz // Springer, Berlin, Heidelberg. – 2005. – V. 661. – P. 17-34.
6. Singh N. Electrostatic wave generation and transverse ion acceleration by Alfvénic wave components of broadband extremely low frequency turbulence / N. Singh, G. Khazanov, A. Mukhter // J. Geophys. Res. – 2007. – V. 112. – P. A06210.
7. Alberti S. Plasma heating with millimetre waves // Nature Phys. – 2007. – V. 3. – P. 376–377.
8. Arkhipenko V.I. Suppression and feedback control of anomalous induced backscattering by pump–frequency modulation / V.I. Arkhipenko, E.Z. Gusakov, L.V. Simonchik, F.M.Truhachev // Phys. Rev. Letter. – 2008. – Vol. 101. – P. 175004.
9. Arkhipenko V.I. Resonant suppression and feedback control of anomalous induced backscattering by the pump frequency modulation / V.I. Arkhipenko, E.Z. Gusakov, L.V. Simonchik, F.M.Truhachev // Plasma Phys. Control. Fusion. – 2009. – V. 51. – P. 125005.
10. Esarey E. Physics of laser-driven plasma-based electron accelerators / E. Esarey, C.B. Schroeder, W.P. Leemans // Rev. Mod. Phys. – 2009. – V. 81. – P. 1229–1285.

11. Tsintsadze N.L. Nonlinear Landau damping of transverse electromagnetic waves in dusty plasmas / N. L. Tsintsadze, Rozina Chaudhary, H. A. Shah, G. Murtaza // *Phys. Plasmas*. – 2009. – V. 16. – P. 043702.
12. Gerasimenko N.V. One-dimensional nonlinear parametric instability of inhomogeneous plasma: time domain problem / N.V. Gerasimenko, F.M. Trukhachev, E.Z. Gusakov, L.V. Simonchik, A.V. Tomov // *Nonlinear Phenomena in Complex Systems*. – 2021. – V. 24 (3) – P. 272.
13. Volosevich A.V. Theoretical models of localized electrostatic structures in the auroral magnetosphere / A.V. Volosevich, Yu.I Galperin, F.M. Truhachev // *Adv. Space Res.* – 2002. -V. 30(7). – P. 1677-1680.
14. Трухачев Ф.М. Солитонные токи (обзор) / Ф.М. Трухачев, М. М. Васильев, О.Ф. Петров // *ТВТ*. – 2020. – Т. 58 (4). – С. 563–583.
15. Stokes G.G. On the theory of oscillatory waves // *Trans. Camb. Philos. Soc.* – 1847. – 8. – P. 441–455.
16. Gary S.P. The electron-acoustic mode / Gary S.P., Tokar R.L. // *Phys. Fluids*. – 1985. – V. 28. – P. 2439–2441.
17. Rao N. N. Dust-acoustic waves in dusty plasmas / N. N. Rao, P. K. Shukla // *Planet. Space Sci.* – 1990. – V. 38(4). – P. 543.
18. Kotsarenko N.Ya. Electrostatic spatially limited solitons in a magnetised dusty plasma / N.Ya. Kotsarenko, S.V. Koshevaya, G.A. Stewart, D. Maravilla // *Planet. Space Sci.* – 1998. – V. 46(4). – P. 429.
19. Трухачёв Ф.М. Анализ пыле-акустических солитонов с учётом самосогласованного заряда пылевых частиц с использованием рядов Тейлора и функции Ламберта / Ф. М. Трухачёв, М. М. Васильев, О. Ф. Петров, Е. Ю. Севрюгов // *Вестник ОИВТ РАН*. – 2018. – Т. 1. – С. 26.
20. Trukhachev F. M. A new approach to analysis of dust-acoustic solitons with a self-consistent charge of dust particles / F. M. Trukhachev, O. F. Petrov, M. M. Vasiliev, E. Yu. Sevryugov // *J. Phys. A: Math. Theor.* – 2019. – V. 52. – P. 345501.
21. Simonchik L.V. Solitary model of the charge particle transport in the collisionless plasma / L.V. Simonchik, F.M. Truhachev // *Probl. At. Sci. Technol., Ser.: Plasma Phys.* – 2007. – № 1. – P. 49.
22. Трухачев Ф.М. Электрические токи, индуцированные в плазме ионно-звуковыми солитонами: учет захваченных электронов / Ф.М. Трухачев, А.В. Томов, М.М. Могилевский, Д.В. Чугунин // *Письма в ЖТФ*. – 2018. – Вып. 11. – С. 87.
23. Trukhachev F.M. Unidirectional transport of ions and perturbation of plasma distribution functions by ion-acoustic solitons: Numerical simulation and analytical solution / F.M. Trukhachev, N. V. Gerasimenko, M.M. Vasiliev, O.F. Petrov // *Phys. Plasmas*. – 2023. – 30(2). – P. 022113.

24. Trukhachev F.M. Matter transport as fundamental property of acoustic solitons in plasma / F.M. Trukhachev, N.V. Gerasimenko, M.M. Vasiliev, O.F. Petrov // *Phys. Plasmas*. – 2023. – V. 30. – P. 112302.
25. Tagare S. Electron acoustic solitons in the Earth's magnetotail / S. Tagare, S. Singh, R. Reddy, G. Lakhina // *Nonlinear Processes in Geophysics*. – 2004. – V. 11. – P. 215.
26. Mamun A. Arbitrary amplitude dust-acoustic solitary structures in a three-component dusty plasma // *Astrophysics and Space Science*. – 1999. – V. 268. – P. 443–454.
27. Трухачев Ф.М. Электрические токи в плазме, индуцированные солитонами / Ф.М. Трухачев, А.В. Томов // *Космические исследования*. – 2016. – Т. 54(5). – С. 377 – 383.
28. Johnston C.R. On the exact amplitude, speed and shape of ion-acoustic waves / C.R. Johnston, M. Epstein // *Physics of Plasmas*. – 2000. – V. 7. – P. 906.
29. Ghosh S.S. Large mach number ion acoustic rarefactive solitary waves for a two electron temperature warm ion plasma / S.S. Ghosh, K.K.Ghosh, A.N. Sekar Lyender // *Phys. Plasmas*. – 1996. – V. 3. – P. 3939.
30. Trukhachev F.M. Dust-acoustic soliton breaking and the associated acceleration of charged particles / F.M. Trukhachev, M.M. Vasiliev, O.F. Petrov, E.V. Vasilieva // *Phys. Rev. E*. – 2019. – V. 100. – P. 063202.
31. Bounds S. Solitary potential structures associated with ion and electron beams near 1RE altitude / S. Bounds, [et.al.] // *J. Geophys. Res.* – 1999. – V. 104. – P. 28709.
32. Volosevich A.V. Localized nonlinear electrostatic structures in the magnetosphere / A.V. Volosevich, F.M. Trukhachev, Yu.I. Galperin // *International J. Geomagnetism and Aeronomy*. – 2003. – V. 4(3). – P. 195–199.
33. Гуревич А.В. Распределение захваченных частиц в потенциальной яме в отсутствие столкновений // *ЖЭТФ*. – 1967. – Т. 53(3). – С. 953.
34. Алешин И.М. Некоторые новые свойства сильно нелинейного ионного звука / И.М. Алешин, Д.В. Перегудов // *Вестник Московского университета. Серия 3. Физика. Астрономия*. – 2000. – № 1. – С. 8-11.
35. Трухачев Ф.М. Влияние ионно-звуковых солитонов на функции распределения фоновой плазмы / Ф. М. Трухачев, М. М. Васильев, О. Ф. Петров // *Физика плазмы*. – 2022. – Т. 48(10). – С. 967-974.
36. Трухачев Ф.М. Возмущенная ионно-звуковыми солитонами функция распределения по скоростям ионов плазмы: аналитический расчет на базе КдВ-уравнения / Ф.М. Трухачева, Н.В. Герасименко, М.М. Васильев, О.Ф. Петров // *Физика плазмы*. – 2023. – Т. 49(10). – С. 975–981.
37. Трухачёв Ф.М. Особенности функций распределения по скоростям и энергиям для пылевой фракции в присутствии пыле-акустического солитона /

Ф.М. Трухачёв, Н.В. Герасименко, М.М. Васильев, О.Ф. Петров // Вестник ОИВТ РАН. – 2022. – Т. 7. – С.15.

38. Ghosh A. Dissipative solitons in pair-ion plasmas / S. Ghosh, A. Adak, M. Khan // Phys. Plasmas. – 2014. – V. 21. – P. 012303.

39. Trukhachev F.M. Microdynamic and thermodynamic properties of dissipative dust-acoustic solitons / F.M. Trukhachev, M.M. Vasiliev, O.F. Petrov, E.V. Vasilieva // J. Phys. A: Math. Theor. – 2021. – V. 54. – P. 095702.

40. Trukhachev F.M. Elastic and inelastic particles scattering by dust acoustic soliton. A new oscillatory process in dusty plasma / F.M. Trukhachev, N.V. Gerasimenko, M. M. Vasiliev, O.F. Petrov // New J. Phys. – 2021. – V.23. – P. 093016.

41. Петров О.Ф. Крупномасштабный перенос заряженных макрочастиц, индуцированный пыле-акустическими солитонами / О. Ф. Петров, Ф. М. Трухачев, М. М. Васильев, Н. В. Герасименко // ЖЭТФ. – 2018. – Т. 153(6). – С. 1012.

42. Mikikian M. Formation and behaviour of dust particle clouds in a radio-frequency discharge: Results in the laboratory and under micro-gravity conditions / M. Mikikian, [et.al.] // New J. Phys. – 2003. – V. 5. – P. 19.1.

43. Boltnev R.E. Synthesis of nanoclusters and quasy one-dimensional structures in glow discharge at $T \approx 2$ K / R.E. Boltnev, E.A. Kononov, F.M. Trukhachev, M.M. Vasiliev, O.F. Petrov // Plasma Sources Sci. Technol. – 2020. – V. 29. – P. 085004.

44. Trukhachev F.M. Dust-acoustic nonlinear waves in a nanoparticle fraction of ultracold (2K) multicomponent dusty plasma / F.M. Trukhachev, R.E. Boltnev, M.M. Vasiliev, O.F. Petrov // Molecules. – 2022. – V. 27. – P. 227.

45. Trukhachev F.M. Relationship between the dust-acoustic soliton parameters and the Debye radius / F. M. Trukhachev, O. F. Petrov, M. M. Vasiliev, A. V. Tomov // J. Phys.: Conf. Ser. – 2020. – V. 1556. – P. 012073.

46. Trukhachev F.M. Dust-acoustic waves in weakly coupled (gaseous) cryogenic dusty plasma / F.M. Trukhachev, R.E. Boltnev, A. A. Alekseevskaya, M.M. Vasiliev, O.F. Petrov // Phys. Plasmas. – 2021. – V.28. – P.093701.

47. Трухачёв Ф.М. Нелинейные пыле-акустические волны в околоидеальной (газоподобной) криогенной пылевой плазме тлеющего разряда / Ф. М. Трухачёв, Р.Е. Болтнев, А.А. Алексеевская, М.М. Васильев, О.Ф.Петров // Физика плазмы. – 2023. – Т. 49(1). – С. 1.

ПУБЛИКАЦИИ АВТОРА ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

1. Volosevich A.V. Theoretical models of localized electrostatic structures in the auroral magnetosphere / A.V. Volosevich, Yu.I Galperin, F.M. Truhachev // Adv. Space Res. – 2002. -V. 30(7). – P. 1677-1680.

2. Volosevich A.V. Localized nonlinear electrostatic structures in the magnetosphere / A.V. Volosevich, F.M. Trukhachev, Yu.I. Galperin // International J. Geomagnetism and Aeronomy. – 2003. – V. 4(3). – P. 195–199.

3. Simonchik L.V. Solitary model of the charge particle transport in the collisionless plasma / L.V. Simonchik, F.M. Truhachev // *Probl. At. Sci. Technol., Ser.: Plasma Phys.* – 2007. – № 1. – P. 49.

4. Arkhipenko V.I. Suppression and feedback control of anomalous induced backscattering by pump–frequency modulation / V.I. Arkhipenko, E.Z. Gusakov, L.V. Simonchik, F.M. Truhachev // *Phys. Rev. Letter.* – 2008. – Vol. 101. – P. 175004.

5. Arkhipenko V.I. Resonant suppression and feedback control of anomalous induced backscattering by the pump frequency modulation / V.I. Arkhipenko, E.Z. Gusakov, L.V. Simonchik, F.M. Truhachev // *Plasma Phys. Control. Fusion.* – 2009. – V. 51. – P. 125005.

6. Трухачев Ф.М. Электрические токи в плазме, индуцированные солитонами / Ф.М. Трухачев, А.В. Томов // *Космические исследования.* – 2016. – Т. 54(5). – С. 377 – 383.

7. Трухачев Ф.М. Электрические токи, индуцированные в плазме ионно-звуковыми солитонами: учет захваченных электронов / Ф.М. Трухачев, А.В. Томов, М.М. Могилевский, Д.В. Чугунин // *Письма в ЖТФ.* – 2018. – Вып. 11. – С. 87.

8. Трухачёв Ф.М. Анализ пыле-акустических солитонов с учётом самосогласованного заряда пылевых частиц с использованием рядов Тейлора и функции Ламберта / Ф. М. Трухачёв, М. М. Васильев, О. Ф. Петров, Е. Ю. Севрюгов // *Вестник ОИВТ РАН.* – 2018. – Т. 1. – С. 26.

9. Петров О.Ф. Крупномасштабный перенос заряженных макрочастиц, индуцированный пыле-акустическими солитонами / О. Ф. Петров, Ф. М. Трухачев, М. М. Васильев, Н. В. Герасименко // *ЖЭТФ.* – 2018. – Т. 153(6). – С. 1012.

10. Trukhachev F. M. A new approach to analysis of dust-acoustic solitons with a self-consistent charge of dust particles / F. M. Trukhachev, O. F. Petrov, M. M. Vasiliev, E. Yu. Sevryugov // *J. Phys. A: Math. Theor.* – 2019. – V. 52. – P. 345501.

11. Trukhachev F.M. Dust-acoustic soliton breaking and the associated acceleration of charged particles / F.M. Trukhachev, M.M. Vasiliev, O.F. Petrov, E.V. Vasilieva // *Phys. Rev. E.* – 2019. – V. 100. – P. 063202.

12. Трухачев Ф.М. Солитонные токи (обзор) / Ф.М. Трухачев, М. М. Васильев, О.Ф. Петров // *ТВТ.* – 2020. – Т. 58 (4). – С. 563–583.

13. Trukhachev F.M. Relationship between the dust-acoustic soliton parameters and the Debye radius / F.M. Trukhachev, O.F. Petrov, M.M. Vasiliev, A.V. Tomov // *J. Phys.: Conf. Ser.* – 2020. – V. 1556. – P. 012073.

14. Gerasimenko N.V. One-dimensional nonlinear parametric instability of inhomogeneous plasma: time domain problem / N.V. Gerasimenko, F.M. Trukhachev,

- E.Z. Gusakov, L.V. Simonchik, A.V. Tomov // *Nonlinear Phenomena in Complex Systems*. – 2021. – V. 24 (3) – P. 272.
15. Trukhachev F.M. Microdynamic and thermodynamic properties of dissipative dust-acoustic solitons / F.M. Trukhachev, M.M. Vasiliev, O.F. Petrov, E.V. Vasilieva // *J. Phys. A: Math. Theor.* – 2021. – V. 54. – P. 095702.
16. Trukhachev F.M. Elastic and inelastic particles scattering by dust acoustic soliton. A new oscillatory process in dusty plasma / F.M. Trukhachev, N.V. Gerasimenko, M. M. Vasiliev, O.F. Petrov // *New J. Phys.* – 2021. – V.23. – P. 093016.
17. Trukhachev F.M. Dust-acoustic waves in weakly coupled (gaseous) cryogenic dusty plasma / F.M. Trukhachev, R.E. Boltnev, A. A. Alekseevskaya, M.M. Vasiliev, O.F. Petrov // *Phys. Plasmas*. – 2021. – V.28. – P.093701.
18. Трухачев Ф.М. Влияние ионно-звуковых солитонов на функции распределения фоновой плазмы / Ф. М. Трухачев, М. М. Васильев, О. Ф. Петров // *Физика плазмы*. – 2022. – Т. 48(10). – С. 967-974.
19. Trukhachev F.M. Dust-acoustic nonlinear waves in a nanoparticle fraction of ultracold (2K) multicomponent dusty plasma / F.M. Trukhachev, R.E. Boltnev, M.M.Vasiliev, O.F. Petrov // *Molecules*. – 2022. – V. 27. – P. 227.
20. Boltnev R.E. Synthesis of nanoclusters and quasy one-dimensional structures in glow discharge at $T \approx 2 \text{ K}$ / R.E. Boltnev, E.A. Kononov, F.M. Trukhachev, M.M. Vasiliev, O.F. Petrov // *Plasma Sources Sci. Technol.* – 2020. – V. 29. – P. 085004.
21. Трухачёв Ф.М. Особенности функций распределения по скоростям и энергиям для пылевой фракции в присутствии пыле-акустического солитона / Ф.М. Трухачёв, Н.В. Герасименко, М.М. Васильев, О.Ф. Петров // *Вестник ОИВТ РАН*. – 2022. – Т. 7. – С.15.
22. Трухачёв Ф.М. Нелинейные пыле-акустические волны в околоидеальной (газоподобной) криогенной пылевой плазме тлеющего разряда / Ф. М. Трухачёв, Р.Е. Болтнев, А.А. Алексеевская, М.М. Васильев, О.Ф.Петров // *Физика плазмы*. 2023. – Т. 49(1). – С. 1-7.
23. Trukhachev F.M. Unidirectional transport of ions and perturbation of plasma distribution functions by ion-acoustic solitons: Numerical simulation and analytical solution / F.M. Trukhachev, N. V. Gerasimenko, M.M. Vasiliev, O.F. Petrov // *Phys. Plasmas*., 2023, 30(2), 022113.
24. Трухачев Ф.М. Возмущенная ионно-звуковыми солитонами функция распределения по скоростям ионов плазмы: аналитический расчет на базе КдВ-уравнения / Ф.М. Трухачева, Н.В. Герасименко, М.М. Васильев, О.Ф. Петров // *Физика плазмы*. – 2023. – Т. 49(10). – С. 975–981.
25. Trukhachev F. M. Matter transport as fundamental property of acoustic solitons in plasma / F.M. Trukhachev, N.V. Gerasimenko, M.M. Vasiliev, O.F. Petrov // *Phys. Plasmas*. – 2023. – V. 30. – P. 112302.

ТРУХАЧЁВ Фёдор Михайлович
ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ СОЛИТОНОВ АКУСТИЧЕСКОГО ТИПА С
ЗАРЯЖЕННЫМИ ЧАСТИЦАМИ В ПЛАЗМЕ

Автореферат

Подписано в печать		Формат 60x84/16
Печать офсетная	Уч. – изд.л. 3,0	Усл.-печ.л. 2,5
Тираж 130 экз.	Заказ №	Бесплатно

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