

КРУПНОМАСШТАБНЫЙ ПЕРЕНОС ЗАРЯЖЕННЫХ МАКРОЧАСТИЦ, ИНДУЦИРОВАННЫЙ ПЫЛЕ-АКУСТИЧЕСКИМИ СОЛИТОНАМИ

О. Ф. Петров^{a,b}, Ф. М. Трухачев^{a,c**}, М. М. Васильев^{a,b}, Н. В. Герасименко^c*

^a *Объединенный институт высоких температур Российской академии наук
125412, Москва, Россия*

^b *Московский физико-технический институт
141701, Долгопрудный, Московская обл., Россия*

^c *Белорусско-Российский университет
212000, Могилев, Беларусь*

Поступила в редакцию 14 ноября 2017 г.

Экспериментально исследован колебательный процесс в пылевой плазме в страте тлеющего разряда. Показано, что причиной колебаний является пыле-акустическая неустойчивость, в результате которой возбуждаются пыле-акустические солитоны. Проведен анализ движения пылевых частиц в электрическом поле солитонов. Установлено, что солитон приводит к крупномасштабному одностороннему переносу заряженных частиц в направлении своего движения. Теоретическая интерпретация экспериментальных результатов выполнена в рамках МГД-модели плазмы.

DOI: 10.7868/S0044451018061060

1. ВВЕДЕНИЕ

Пылевой плазмой называют ионизованный газ, содержащий заряженные пылевые частицы микронных размеров. Свойства пылевой плазмы довольно подробно описаны в работах [1, 2]. Наличие в плазме относительно тяжелой заряженной компоненты существенно обогащает разнообразие волновых процессов. В частности, появляется пыле-акустическая мода, свойства которой определяются инерцией пылевой компоненты, за счет чего частоты соответствующих колебаний располагаются в удобном для наблюдений диапазоне 10–100 Гц. С другой стороны, для наблюдения пыле-акустических процессов можно использовать относительно доступное оптическое оборудование, что делает пылевую плазму удобным инструментом для проведения фундаментальных исследований в области коллективных явлений.

В настоящей статье представлены результаты исследования переноса заряженных пылевых частиц электрическим полем пыле-акустического со-

литона в плазме тлеющего разряда. Теория пыле-акустических солитонов впервые описана в работе [3] и развита в [4], где в рамках МГД-модели получены уравнения, описывающие уединенные волны. К настоящему времени свойства солитонов довольно полно описаны, тем не менее в работе [5] теоретически обосновано новое свойство солитонов, состоящее в возбуждении плазменных токов со значительной постоянной составляющей. Показано, что ионно-звуковые солитоны осуществляют односторонний перенос ионов на несколько радиусов Дебая в направлении своего движения.

В описанном нами эксперименте изучена эволюция пыле-акустического солитона от рождения «до опрокидывания» в открытой диссипативной системе, представляющей собой пылевое облако в страте тлеющего разряда, частицы которого совершают колебательные движения большой амплитуды. Экспериментально подтвержден эффект одностороннего переноса частиц электрическим полем солитона. Для описания динамики пылевых частиц модель [5] обобщена на случай пыле-акустической моды.

2. ЭКСПЕРИМЕНТ

Основным элементом экспериментальной установки является вертикально ориентированная стек-

* E-mail: ofpetrov@ihed.ras.ru

** E-mail: ftru@mail.ru



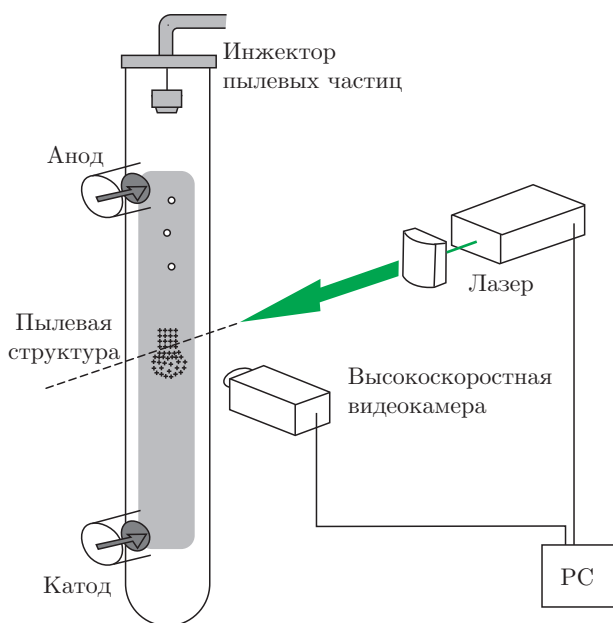


Рис. 1. Схема экспериментальной установки с тлеющим разрядом постоянного тока

лянная газоразрядная трубка с холодными электродами. Откачка трубки осуществляется последовательно соединенными форвакуумным и турбомолекулярными насосами. Для заполнения трубки буферным газом она посредством газового тракта соединена с баллоном. Схема экспериментальной установки приведена на рис. 1.

Для формирования тлеющего разряда постоянного тока вначале из трубки откачивался воздух до остаточного значения давления 10^{-5} – 10^{-6} Торр. Затем осуществлялся напуск буферного газа в газоразрядную трубку до рабочих давлений 0.085–0.125 Торр. В качестве буферного газа в настоящих экспериментах использовался неон. Для обеспечения генерации газового разряда в чистой атмосфере буферного газа в ходе эксперимента осуществлялась постоянная прокачка газоразрядной трубки неоном высокой чистоты с помощью газового расходомера с регулировкой скорости потока буферного газа и блока управления, соединенных с запорным клапаном насоса. Таким образом, в газоразрядной трубке обеспечивались заданный состав плазмообразующего газа и рабочее давление.

Для инъекции в газовый разряд пылевых частиц в верхней части трубки помещался контейнер с сетчатым дном, в результате механической вибрации которого проводился вброс макрочастиц в разряд. Для формирования плазменно-пылевых структур в эксперименте использовались частицы меламин-

формальдегида диаметром $d_p = 4.25 \pm 0.09$ мкм при токе разряда $I = 0.6$ мА и напряжении $U = 1.27$ кВ.

Пылевые частицы заряжаются в плазме и захватываются стратами тлеющего разряда. Для стабилизации разряда и формирования стоячих страт в нижнюю часть газоразрядной трубки помещалась специальная вставка. Один конец вставки, находящийся со стороны анода, имеет сужение в форме усеченного конуса. Первая страта над этой вставкой, как правило, наиболее стабильная и используется для формирования исследуемой плазменно-пылевой структуры. Диаметр пылевого облака, наблюдаемого в ходе эксперимента, составил приблизительно 8 мм с межчастичным расстоянием $L \approx 300$ мкм. В верхней части пылевой структуры наблюдалось цепочечное упорядочивание пылевых частиц, в то время как в центральной части облака формировалось возмущение концентрации пылевых частиц, которое распространялось вниз. Визуализация пылевой структуры в плазме осуществлялась посредством ее подсветки лазерным излучением мощностью $W = 0.1$ мВт, которое вводилось либо аксиально через плоский оптический иллюминатор в верхней части трубки, либо радиально через стенку трубки. Регистрация проводилась видеокамерой с частотой $f_c = 500$ кадров/с (fps). Частота автоколебаний в плазменно-пылевой структуре составила $f \approx 3$ Гц. Более детальные исследования позволили установить, что причиной автоколебаний являлась пыле-акустическая неустойчивость, в процессе которой возбуждалась плоская пыле-акустическая уединенная волна, как показано на рис. 2.

Как видно, в определенный момент в средней части облака формируется узкая область с повышенной концентрацией пылевых частиц $\delta N_d > 0$. Скорость перемещения волны плотности V составляет от $4.5 \cdot 10^{-2}$ до $5 \cdot 10^{-2}$ м/с, что примерно в 1.5–2 раза больше пыле-акустической скорости, выражение для которой приведено ниже. Данное обстоятельство указывает на то, что исследуемая структура является сверхзвуковым пыле-акустическим солитоном сжатия ($\delta N_d > 0$). Величина δN_d возрастает при движении солитона сверху вниз посредством механизма его усиления, который, по нашему мнению, обусловлен действием силы ионного увлечения. Для подтверждения выдвинутой гипотезы был изучен характер движения пылевых частиц внутри пыле-акустической уединенной волны.

В работе [5] теоретически были исследованы электрические токи, индуцированные ионно-звуковыми и электронно-акустическими солитонами. В частности, было показано, что солитоны сжатия пе-

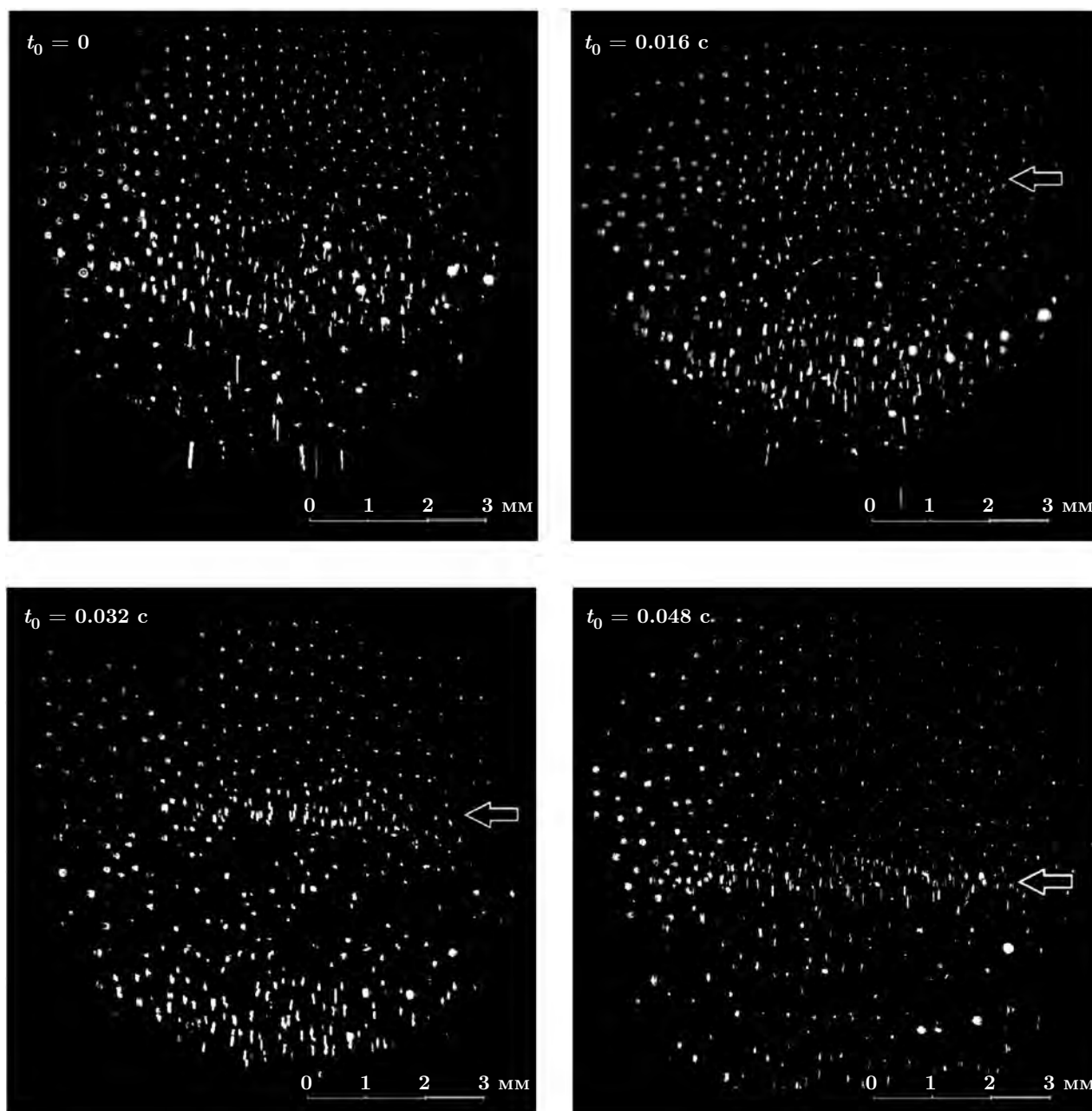


Рис. 2. Последовательность видеок кадров, иллюстрирующих эволюцию плазменно-пылевой структуры и распространение пыле-акустической волны

ремещают заряженные частицы холодных популяций только в направлении перемещения волны на расстояние в несколько радиусов Дебая, индуцируя однополярные импульсы тока. Поскольку солитоны указанных типов имеют много общего с пыле-акустическим солитоном, можно ожидать, что результаты [5] могут быть обобщены на пыле-акустическую моду. Простая теоретическая модель переноса пыли в солитоне будет представлена ниже.

На рис. 3 представлена последовательность видеок кадров с пылевой структурой, на которых отмечено положение отдельных частиц из разных горизонтальных слоев. Анализ динамики заряженных микрочастиц в различных областях пылевой структуры показал наличие трех характерных типов движения. Частицы в верхней части структуры локализованы и формируют пылевые цепочки. Ближе к середине пылевой структуры частицы (рис. 3, час-



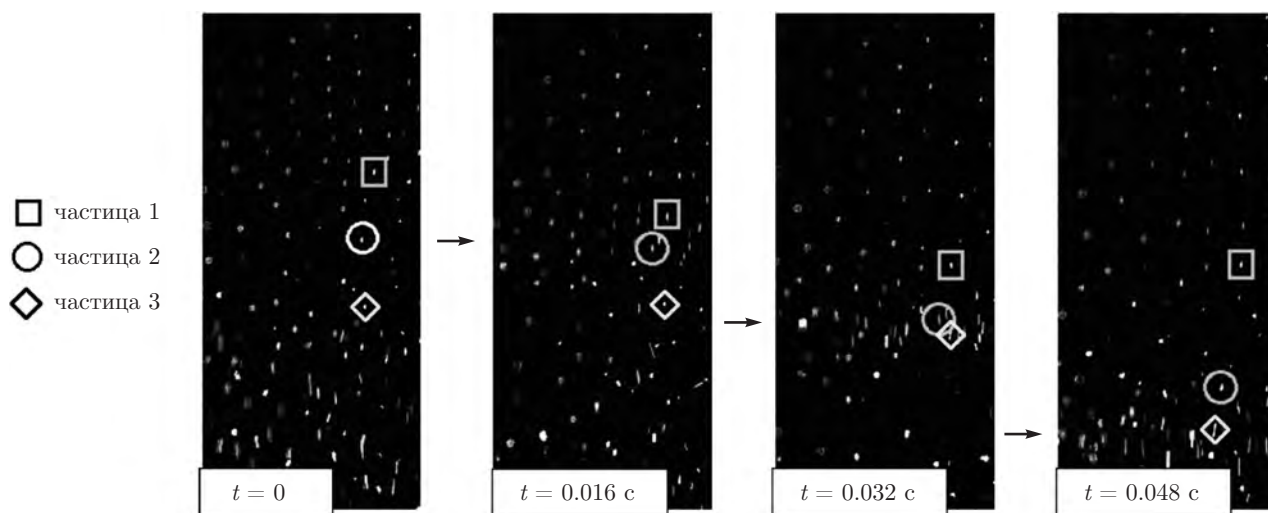


Рис. 3. Анализ движения отдельных пылевых частиц в электрическом поле солитона; положение солитона отмечено стрелкой

тицы 1 и 2) участвуют в зарождении волны плотности и формируют солитон, при этом их характерное смещение относительно положения равновесия составляет лишь несколько межчастичных расстояний. Начиная с определенного момента в структуре наблюдается «опрокидывание» солитона, в этом случае захваченные волной частицы (рис. 3, частица 3) перемещаются до нижней границы пылевой структуры и выбрасываются за ее границы. Отметим, что динамика выбранных частиц характеризует динамику большинства частиц из соответствующих горизонтальных слоев.

На рис. 4 отображены результаты покадрового анализа движения выбранных ранее частиц. На рис. 4а видно, что внутри солитона частицы перемещаются только в направлении движения волны. Причем частицы 1, 2 перемещаются на конечное расстояние $L \approx 10^{-3}$ м или порядка $10\lambda_D$. Частица 3 перемещается вниз вместе с солитоном до нижней границы облака. Скорость выбранных частиц v_d (рис. 4б) была определена по формуле $v_d = \Delta x / \Delta t$. Частицы, расположенные ниже (с большим значением x_0 , где x_0 — начальное положение частицы относительно верхнего края облака), ускоряются до больших скоростей, нежели частицы, расположенные вверху. Другими словами, частицы, которые попадают в поле солитона позже, испытывают большее воздействие со стороны волны, что связано с ростом амплитуды солитона, движущегося сверху вниз.

В пространственно-ограниченном облаке одностороннее перемещение частиц полем нелинейной пыле-акустической волны приводит к значительному перераспределению концентрации пылевых частиц. После «опрокидывания» солитона баланс основных сил, действующих на пылевые частицы, стремится восстановить первоначальную концентрацию и форму облака. Важно, что при движении вниз пылевые частицы движутся единым фронтом, но обратное движение частиц происходит бессистемно. Отсюда следует, что перенос «вниз» индуцируется солитоном, а перенос «вверх» обусловлен балансом основных сил. В результате конкуренции указанных явлений в облаке устанавливается автоколебательный процесс.

Рассмотренная экспериментальная ситуация описывает систему с притоком и диссипацией энергии (открытая диссипативная система). Такую систему также можно назвать активной средой (неустойчивой средой), в которой под действием внешнего источника энергии (накачки) возбуждаются собственные колебания и волны. В качестве собственной волновой моды возбуждается пыле-акустический солитон. Возбуждение пыле-акустической волны и значительный ее инкремент свидетельствует о наличии некоторого эффективного механизма трансформации энергии накачки в энергию волны. Мы считаем, что этим механизмом может быть мелкомасштабный градиент силы ионного увлечения. Сила ионного увлечения создает первоначальное возмущение

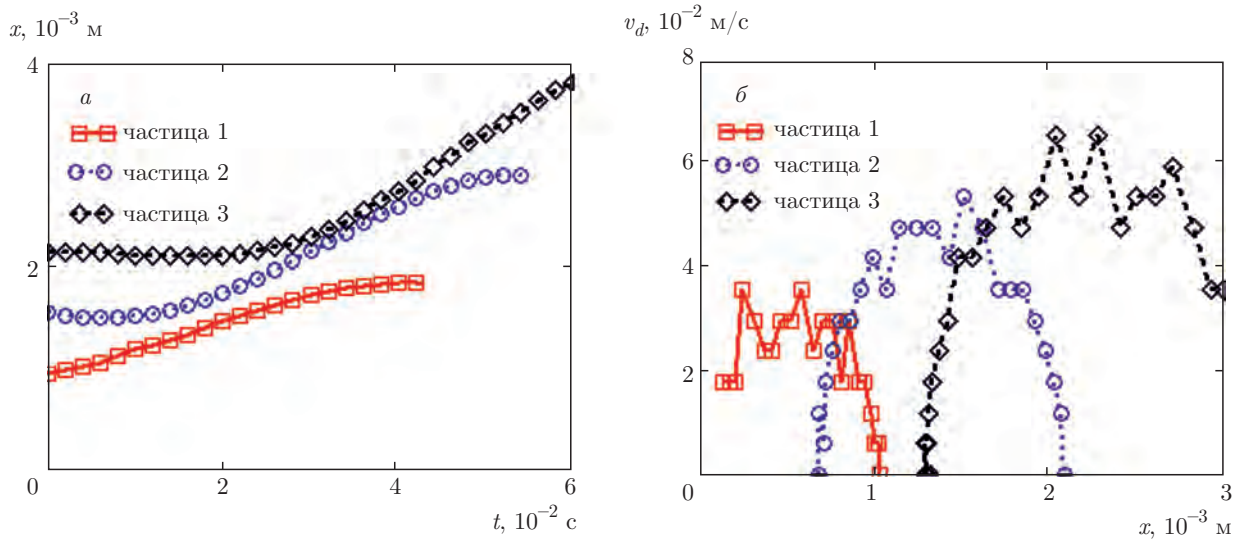


Рис. 4. Параметры движения выбранных частиц в электрическом поле солитона; *a* — зависимости координаты *x* от времени, *b* — зависимости скорости от координаты *x*

плотности пылевой компоненты, которое начинает распространяться вниз вдоль облака в виде солитона, вызывающего значительное перераспределение пылевых частиц.

3. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Исследуемая газоразрядная плазма низкого давления является неоднородной, а процессы, протекающие в ней, — нестационарными. Детальное математическое описание наблюдаемого волнового процесса не является тривиальной задачей. Рассмотрим отдельные направления ее решения. В работах [6, 7] в рамках МГД-теории получены дисперсионные соотношения для пыле-акустических волн с учетом многих параметров плазмы. Представленные в [6, 7] методики анализа волновых явлений весьма продуктивны в отношении определения частотных свойств и инкрементов волн, а также в отношении уточнения плазменных параметров. Применимость результатов, однако, ограничивается линейным случаем с бесконечно малыми возмущениями. Как известно, линейные волны не участвуют в переносе вещества (кинетические эффекты мы учитывать не будем), вызывая лишь колебания частиц около положения равновесия. Тем не менее, МГД-уравнения позволяют описать и нелинейные волны. Решения для пыле-акустических солитонов конечной амплитуды получены в работах [3, 4]. Для описания эксперименталь-

ных результатов воспользуемся МГД-моделью с постоянным зарядом пылевых частиц [4].

Будем считать, что на пылевую частицу в невозмущенном состоянии действует электрическая сила $F_E = ZeE$, которая компенсирует силу тяжести mg и силу ионного увлечения F_i .

Пыле-акустическая скорость определяется выражением

$$C_d = \sqrt{\frac{Z^2 n_{0d} T_e T_i}{m_d (n_{0e} T_i + n_{0i} T_e)}}, \quad (1)$$

где $Z = |q_d/e|$, q_d — заряд пылевой частицы, n_{0e} , n_{0i} , n_{0d} — начальные концентрации электронов, ионов и пылевых частиц, T_e , T_i — электронная и ионная температуры, m_d — масса пылевых частиц. При $Z = 10^4$, $n_{0e} = 10^{14} \text{ м}^{-3}$, $n_{0d} = 5 \cdot 10^{10} \text{ м}^{-3}$, $T_e = 1.3 \cdot 10^5 \text{ К}$, $T_i = 300 \text{ К}$, $m_d = 5 \cdot 10^{-14} \text{ кг}$ получаем $C_d = 2.6 \cdot 10^{-2} \text{ м/с}$. Полученное значение хорошо согласуется с экспериментально полученным ранее значением скорости волны V (при учете сверхзвукового движения солитона). МГД-уравнения запишем в виде [4]

$$N_e = \frac{n_e}{n_{0e}} = \exp\left(\frac{e\varphi}{T_e}\right) \equiv \exp\left(\frac{Z\Phi}{\delta_1 + \beta\delta_2}\right), \quad (2)$$

$$N_i = \frac{n_i}{n_{0i}} = \exp\left(-\frac{e\varphi}{T_i}\right) \equiv \exp\left(-\frac{Z\Phi\beta}{\delta_1 + \beta\delta_2}\right), \quad (3)$$

$$\frac{\partial v_d}{\partial t} + v_d \frac{\partial v_d}{\partial x} = \frac{Ze}{m_d} \frac{\partial \varphi}{\partial x}, \quad (4)$$



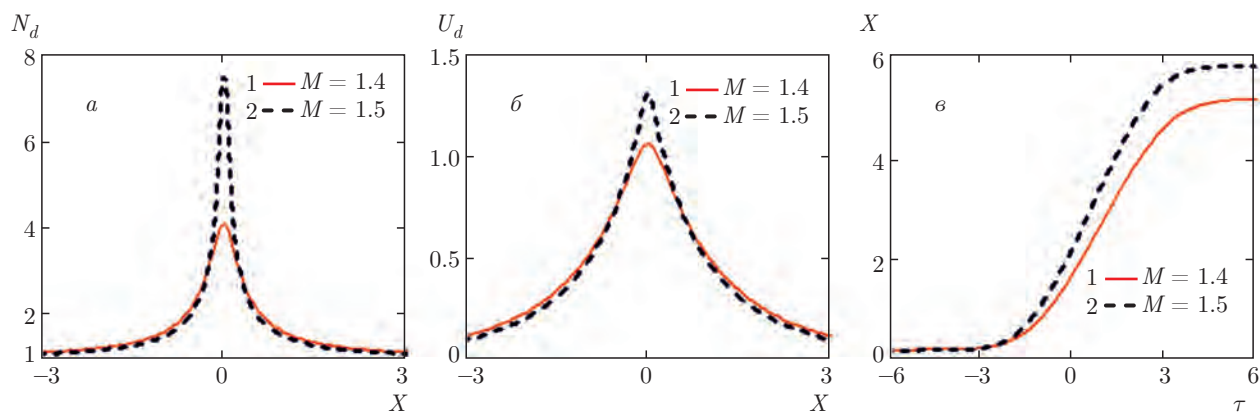


Рис. 5. Основные параметры солитона; а — концентрация N_d , б — скорость U_d , в — перемещение пылевых частиц в поле солитона

$$\frac{\partial n_d}{\partial t} + \frac{\partial n_d v_d}{\partial x} = 0, \tag{5}$$

где $\beta = T_e/T_i$, $\Phi = e\varphi/C_d^2 m_d$ — нормированный потенциал, v_d — скорость пылевых частиц, $\delta_1 = n_{0e}/Zn_{0d}$, $\delta_2 = n_{0i}/Zn_{0d}$. Ограничимся поиском стационарных солитонных решений (2)–(5), не раскрывающих эволюцию неустойчивости, но позволяющих относительно легко рассчитать параметры переноса пылевых частиц, без привлечения сложного математического аппарата дифференциальных уравнений в частных производных. Отметим, что стационарная модель содержит решения для солитонов разной амплитуды, наблюдаемых в эксперименте.

Введем единственную переменную

$$S = \frac{x - Vt}{\lambda_D} = X - M\tau,$$

где X , τ — нормированные координата и время, $\lambda_D = \epsilon_0 T_e T_i / e^2 (n_{0e} T_i + n_{0i} T_e)$ — радиус Дебая, V — скорость солитона, которую будем считать постоянной, $M = V/C_d$ — число Маха. В результате преобразования (4), (5) выражение для концентрации пыли примет вид

$$N_d(\Phi) = \frac{n_d}{n_{0d}} = \frac{M}{\sqrt{M^2 + 2Z\Phi}}. \tag{6}$$

Для связи концентраций частиц введем уравнение Пуассона в безразмерном виде:

$$\frac{d^2 \Phi}{dS^2} = \frac{1}{Z} (\delta_1 N_e + N_d - \delta_2 N_i), \tag{7}$$

где из условия квазинейтральности $\delta_1 - \delta_2 + 1 = 0$.

Для определения скорости частиц внутри солитона воспользуемся формулой (9) из работы [5], по-

лученной для ионно-звуковых солитонов, которую, впрочем, несложно получить из (5):

$$v_d = V \left(1 - \frac{1}{N_d} \right), \tag{8}$$

или после нормировки на C_d :

$$U_d = M \left(1 - \frac{1}{N_d} \right). \tag{9}$$

Основные параметры солитона, которые можно получить из численного решения (7) при $Z = 10^4$, $\beta = 427$, $\delta_1 = 0.2$ и формул (6), (9), представлены на рис. 5 для разных значений M и, соответственно, разных амплитуд.

Как видно, солитону соответствует повышение концентрации пыли, что согласуется с результатами эксперимента. Значения скорости пылевых частиц, полученные экспериментально (рис. 4б) и теоретически (рис. 5б), хорошо согласуются, причем в обоих случаях с ростом амплитуды солитона растет скорость частиц внутри него. Из рис. 5 также следует, что максимум скорости частиц соответствует максимуму концентрации. Другими словами, положение солитона можно устанавливать по положению максимума скорости пробной частицы, что значительно проще, чем по максимуму концентрации пыли. Действительно, для экспериментального определения v_d достаточно изучить движение нескольких пробных частиц, в то время как для определения n_d необходим анализ всего массива пыли. Данное обстоятельство может иметь методическую значимость при исследовании волновых явлений. Хорошее согласие теории и эксперимента имеется и при анализе перемещения пыли в поле солитона (рис. 4а и рис. 5в).



Линейный механизм возбуждения пыле-акустических волн посредством силы ионного увлечения описан в работах [6, 7]. Нелинейный механизм усиления солитона, на наш взгляд, обусловлен двумя факторами: во-первых, солитону соответствует повышенное значение N_i (согласно (3)), во-вторых, солитон имеет ненулевую скорость. Таким образом, внутри солитона изменяется ионный поток, который определяет силу ионного увлечения. Сила ионного увлечения, в свою очередь, будет оказывать влияние на эволюцию пыле-акустических волн.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментально исследована активная среда, представляющая собой пылевое облако в страте тлеющего разряда, частицы которого совершают колебательные движения большой амплитуды. Теоретическая интерпретация эксперимента выполнена в рамках простой МГД-модели трехкомпонентной плазмы. Теоретически обосновано, что ключевую роль в колебательном процессе играет пыле-акустическая неустойчивость, заключающаяся в возбуждении и развитии пыле-акустического солитона. Источником энергии (накачкой) для колебательного процесса, по нашему мнению, является сила ионного увлечения, которая приводит к развитию

пыле-акустических нелинейных волн на базе мелких флуктуаций плотности пыли.

Экспериментально показано, что солитоны могут приводить к крупномасштабному одностороннему перемещению заряженных частиц. Результаты работы вносят вклад в развитие физики нелинейных волн, а также могут быть полезны при анализе процессов переноса в плазме.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Е. Фортов, А. Г. Храпак, С. А. Храпак и др., УФН **174**, 495 (2004).
2. P. K. Shukla and A. A. Mamun, *Introduction to Dusty Plasma Physics*, CRC Press (2015).
3. N. N. Rao, P. K. Shukla, and M. Y. Yu. *Planet, Space Sci.* **38**, 543 (1990).
4. N. Ya. Kotsarenko, S. V. Koshevaya, G. A. Stewart et al., *J. Planet Space Sci.* **46**, 429 (1998).
5. Ф. М. Трухачев, А. В. Томов, *Космические исследования* **54**, 377 (2016).
6. N. D'Angelo and R. L. Merlino, *Planet Space Sci.* **44**, 1593 (1996).
7. S. A. Khrapak and V. V. Yaroshenko, *Phys. Plasmas* **10**, 4616 (2003).

