

НЕЛИНЕЙНЫЕ ПЫЛЕ-АКУСТИЧЕСКИЕ ВОЛНЫ В ОКОЛОИДЕАЛЬНОЙ (ГАЗОПОДОБНОЙ) КРИОГЕННОЙ ПЫЛЕВОЙ ПЛАЗМЕ ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА

© 2023 г. Ф. М. Трухачёв^{a, b, c, *}, Р. Е. Болтнев^{a, b}, А. А. Алексеевская^a,
М. М. Васильев^{a, b}, О. Ф. Петров^{a, b}

^a Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия

^b Московский физико-технический институт, Долгопрудный, Россия

^c Белорусско-Российский университет, Могилев, Беларусь

*e-mail: ftru@mail.ru

Поступила в редакцию 27.07.2022 г.

После доработки 26.10.2022 г.

Принята к публикации 30.10.2022 г.

Экспериментально исследована пыле-акустическая неустойчивость в криогенной пылевой плазме тлеющего разряда при температуре буферного газа 83 К. Представлены оценки для основных плазменных параметров. Показано, что пылевая плазма близка к идеальной ($\Gamma \ll 1$). Проведено исследование взаимодействия волна–частица, показано, что волна является сильно нелинейной. Выполнена оценка электрического поля волны, которая также указывает на ее сильную нелинейность. Важная особенность описываемого эксперимента: при сильной нелинейности волна слабо возмущала пылевую концентрацию, что по-видимому, связано с высокой кинетической температурой пылевой фракции и газообразным фазовым состоянием пылевого облака.

Ключевые слова: идеальная пылевая плазма, криогенная плазма, пыле-акустические волны, взаимодействие волна–частица

DOI: 10.31857/S0367292122600923, **EDN:** BHYNKE

1. ВВЕДЕНИЕ

Пылевой (коллоидной) плазмой называют плазму, содержащую кроме ионов и электронов также фракцию заряженных микрочастиц с размерами от единиц нанометров до сотен микрометров [1–3]. Такая плазма распространена как в космосе, так и в земных условиях. Исследованию свойств пылевой плазмы посвящено большое количество работ, причем исследования продолжают до сих пор. Среди характерных особенностей пылевой плазмы можно выделить переменность заряда пылевых частиц, который определяется параметрами среды, а также большую величину заряда пылинок, которая может достигать 10^5 элементарных зарядов. Первая особенность определяет новые механизмы развития и диссипации коллективных явлений [4, 5], вторая — определяет значительное межчастичное взаимодействие, которое описывается потенциальной энергией W_p . Сильное межчастичное взаимодействие — причина *сильной неидеальности* пылевой плазмы в лабораторных условиях [6, 7]. Полезно напомнить, что идеальной плазмой считают плазму, в которой средняя кинетическая

энергия частиц W_k значительно превышает потенциальную энергию их взаимодействия, т.е. выполняется условие $W_k \gg W_p$. Степень идеальности плазмы количественно описывается *параметром неидеальности* Γ , равным отношению потенциальной энергии взаимодействия соседних частиц к средней кинетической энергии пылинок. Степень неидеальности пылевой плазмы определяет агрегатное состояние, в котором находится пылевая фракция. Согласно [3], газообразное состояние характеризуется условием $\Gamma \leq 1$ ($\Gamma \ll 1$ для идеального газа), для жидкого состояния $1 < \Gamma < 100$, неравенство $100 < \Gamma < 170$ описывает промежуточное состояние, и наконец, кристаллическому состоянию соответствует условие $\Gamma > 170$. В подавляющем большинстве наблюдений пылевая плазма была сильно неидеальной и находилась в состоянии “кристалл” или “жидкость”, вследствие большого заряда пылевых частиц и, следовательно, большой потенциальной энергии взаимодействия между частицами [6, 7]. Таким образом, экспериментальное исследование слабо неидеальной пылевой плазмы — актуальная физическая задача.

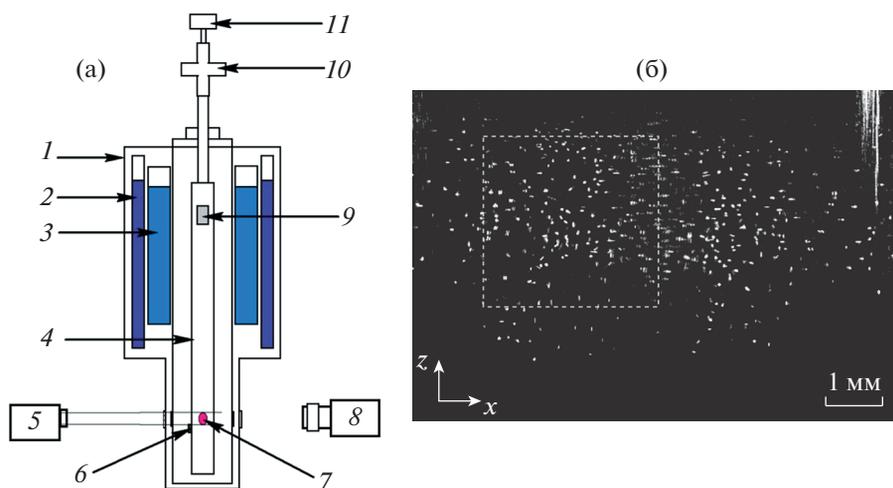


Рис. 1. Схема экспериментальной установки (а): 1 – термостат; 2 – ванна с жидким азотом; 3 – ванна с жидким гелием; 4 – газоразрядная трубка; 5 – лазерная подсветка; 6 – датчик температуры; 7 – пылевое облако; 8 – видеокамера; 9 – инжектор пылевых частиц; 10 – коннектор; (б) 11 – датчик давления; фотография пылевого облака.

В работе [8] исследовалась пылевая плазма в пламени горелки (термическая пылевая плазма). Анализ парных корреляционных функций выявил режимы, при которых пылевая плазма была близка к фазовому состоянию “газ” с параметром неидеальности близким к единице ($\Gamma \approx 1$).

Околоидеальная (газоподобная) пылевая плазма, формируемая в тлеющем разряде рассмотрена в [9]. Проанализируем последнюю работу подробнее. Соответствующий эксперимент был проведен в криогенных условиях при температуре буферного газа 83 К. Анализ парной корреляционной функции, траекторий движения пылинок и функций распределения показал, что пылевая фракция в данном эксперименте являлась околоидеальной и находилась в газоподобном состоянии с параметром неидеальности $\Gamma \approx 0.4 < 1$. В пылевом облаке наблюдался волновой процесс, который был классифицирован как пыле-акустический. Стоит отметить, что волна слабо возмущала концентрацию пылевой фракции, и была практически не различимой визуально на статических кадрах (но удовлетворительно различалась на видео). Предполагалось, что линейность волнового процесса была причиной указанной особенности. При этом в большинстве известных экспериментальных работ самовозбуждаемые пыле-акустические волны вызывали заметное возмущение концентрации пыли (см., например, [10–13]), что указывает на нелинейность волновых процессов.

Данная работа является продолжением [9]. В частности, будет продолжено исследование идеальности пылевой плазмы, а также будет проведен анализ траекторий отдельных заряженных пылевых частиц, оценка электрического поля

пыле-акустической волны и анализ линейности волнового процесса.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Схема экспериментальной установки представлена на рис. 1а. Разрядная трубка была помещена в оптический гелиевый криостат. Эксперимент проводился в тлеющем разряде низкого давления при температуре буферного газа 83 К. Стеклоянная, вертикально ориентированная трубка имела внутренний диаметр 2 см, а расстояние между электродами составляло 60 см. Полидисперсный порошок CeO_2 , содержащий частицы размером от 0.5 до 10 мкм инжектировался в область разряда, где пылинки приобретали отрицательный заряд и начинали левитировать в стратах. Подробно исследовалась нижняя страта, где напряженность поля составляла ~ 10 В/см. Съемка эксперимента производилась высокоскоростной цифровой камерой MotionPro Y3. Разрешение составляло 1128×1504 пикселей, а скорость видеосъемки 500 кадров/с. Реальное разрешение с учетом применяемой оптики составляло 78 пикселей/мм (13 мкм/пк). Для подсветки пыли использовался лазерный пучок круглого сечения с диаметром ~ 10 мм, длиной волны 532 нм и мощностью 85 мВт.

Параметры пылевой плазмы приведены в табл. 1. Непосредственно измеренные параметры выделены жирным шрифтом, в то время как рассчитанные – обычным.

Для расчета параметров λ_D , ω_d , C_d использовались следующие формулы [15]:

$$\lambda_D = \sqrt{T_i / 4\pi e^2 n_i}, \quad (1)$$

Таблица 1. Параметры плазмы

T_e – температура электронов, эВ	1
T_i – температура ионов, эВ (см. [14])	0.2
T_d – кинетическая температура пыли, эВ	20
T_{He} – температура буферного газа, эВ	0.0083
p_{He} – давление буферного газа, Па	75
Δ – межчастичное расстояние, мкм	250
n_e – электронная концентрация, см ⁻³	10 ⁸
n_i – ионная концентрация, см ⁻³	3 × 10 ⁸
$n_d \approx \Delta^{-3}$ – концентрация пылевой фракции, см ⁻³	10 ⁵
I – разрядный ток, мА	1.35
U – напряжение разряда, В	1820
Напряженность электрического поля в страте, В/см	10
ρ_{CeO_2} – плотность пылевых частиц CeO ₂ , г/см ³	7.65
r_d – эффективный радиус пылевых частиц, мкм	1
m_d – масса пылевых частиц, г	3.2 × 10 ⁻¹¹
λ_D – радиус Дебая, мкм (формула (1))	130
ω_d – плазменная частота пылевой фракции, рад/с (формула (2))	190
C_d – пыле-акустическая скорость, см/с (формула (3))	2.4
Z – заряд пылевых частиц	2000
Γ – параметр неидеальности (формула (4))	0.2

$$\omega_d = \sqrt{4\pi Z^2 e^2 n_d / m_d}, \quad (2)$$

$$C_d = \sqrt{Z^2 n_d T_i / m_d n_i}. \quad (3)$$

Коэффициент неидеальности рассчитывался по формуле [3]

$$\Gamma = \frac{(eZ)^2}{k_B T_d \Delta} \exp(-\Delta / \lambda_D). \quad (4)$$

Другие параметры выбирались исходя из соображений разумности, с опорой на накопленный опыт в исследовании пылевой разрядной плазмы. При этом набор параметров должен согласовываться с параметрами наблюдаемого волнового процесса, а также удовлетворять балансу сил: $m_d g = ZeE$ (в соответствии с [16, 17] силой ионного увлечения можно пренебречь). Аналогичный подход в оценке плазменных параметров применялся в работе [9], где указывалось на невозможность использования многих традиционных диагностик по причине наличия громоздкого криостата. Представленный в таблице набор данных был предложен в работе [9] как один из возможных. Однако подробно анализировался другой паттерн данных, предполагающий более низкую температуру ионов ($T_i = 0.02$ эВ), а также на два порядка более легкие частицы ($m_d = 8.7 \times 10^{-13}$ г),

втрое меньшие по размерам. Однако, проведенные дополнительные исследования свидетельствуют, что средние линейные размеры частиц, левитирующих в страте, составляют примерно 2 мкм, как показано на рис. 2. Поэтому мы рассмотрим здесь набор параметров, соответствующий относительно крупным пылевым частицам. Частицы CeO₂ имели неправильную форму, однако в наших оценках мы считали их сферами с эффективным радиусом r_d . Следует отметить, что при всех предлагаемых в работе [9] наборах данных основные выводы принципиально не меняются. Рассматриваемый набор параметров предполагает, что в условиях тлеющего разряда при $E/N \gg 1$, выполняется условие для ионной температуры $T_i \gg T_{He}$. Как следует из расчетов, приведенных в работе [14], $T_i \sim 10^3$ К при $E/N \approx 40$, что по порядку величины согласуется с выбранным нами набором параметров. Следует отметить, что ряд авторов [18, 19] предполагает равенство температур T_i и T_{He} (по причине равенства масс ионов и нейтральных атомов), другие авторы (в том числе и мы) [15, 20] придерживаются мнения, что электрическое поле может значительно перегревать ионную компоненту.

Как показали исследования, проведенные в работе [9] рассматриваемая криогенная пылевая

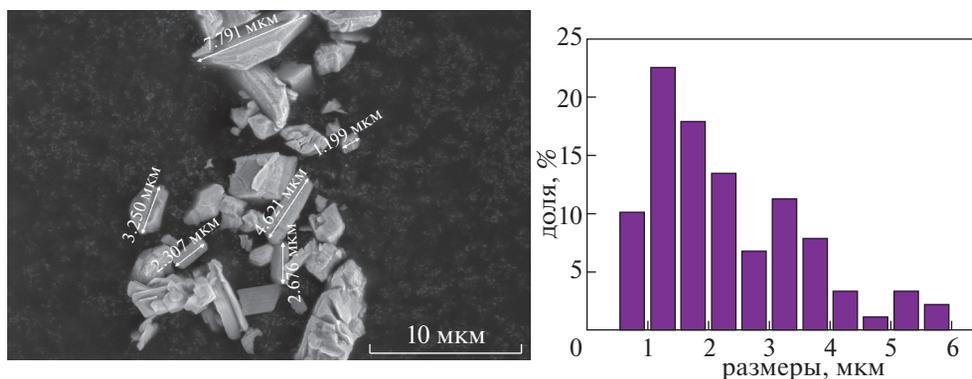


Рис. 2. Фотоизображение пылевых частиц CeO_2 , собранных со стенок разрядной камеры в области нижней страты разряда (а); распределение частиц по линейным размерам (б).

плазма находится в фазовом состоянии близком к газообразному. Основные выводы были сделаны на основе анализа движения отдельных пылевых частиц. В частности, анализ треков частиц за промежуток времени $\Delta t = 0.1$ и $\Delta t = 0.2$ с продемонстрировал хаотичность движения частиц, без каких-либо точек равновесия, наличие которых характерно для жидкого и кристаллического состояния. Причем указанный характер движения наблюдался во всех областях облака. Само облако не имело четких границ (видеоизображение исследуемого пылевого облака доступно по ссылке [21]). Парная корреляционная функция не имела локальных максимумов, что свидетельствует об отсутствии порядка в расположении частиц и, следовательно, о малом значении параметра неидеальности $\Gamma \leq 1$. И наконец, анализ функций распределения по скоростям позволил установить среднюю квадратичную скорость пылевых частиц, которая оказалась равной $v_{rms} = 1.6$ см/с. Соответственно, кинетическая температура пыли, рассчитанная по формуле $T_d = m_d v_{rms}^2 / 3k_B$, где k_B – постоянная Больцмана, составила $T_d \approx 0.5$ эВ ($T_d > T_i$). Поскольку средняя квадратичная скорость пылевых частиц в наших условиях не изменилась, а массу частиц мы положили большей, то и значение кинетической температуры пыли также выросло до значения $T_d \approx 20$ эВ (см. табл. 1). Для нашего предположения о более тяжелых пылевых частицах параметр неидеальности (4) примет значение $\Gamma = 0.2 \ll 1$. Таким образом, в предположении более крупных частиц рассматриваемая разрядная пылевая плазма становится еще ближе к идеальной по сравнению с [9]. Околоидеальная пылевая плазма сама по себе представляет научный интерес, поскольку крайне редко наблюдается в экспериментах. Не меньший интерес представляют собой коллективные процессы, наблюдаемые в такой плазме. Как упоминалось в [9] в исследуемой плазме

развивалась пыле-акустическая неустойчивость, исследованию которой посвящен следующий раздел нашей работы.

3. ПЫЛЕ-АКУСТИЧЕСКИЕ ВОЛНЫ

Как упоминалось выше, уникальность проведенного эксперимента заключается в том, что наблюдаемая пыле-акустическая волна вызывала слабое (едва заметное) возмущение плотности пыли. В работе [9] для повышения наглядности изображения пылевого облака сжимались вдоль вертикальной оси и дополнялись профилями концентрации пыли. В нашей работе мы провели инверсию изображений пылевого облака. На рис. 3 отображена последовательность таких изображений в разные моменты времени с интервалом в $\Delta t = 8$ мс. Анализируемая область обозначена прямоугольником на рис. 1б. Стрелками указаны области сжатия пылевой фракции, индуцируемые волной. Мы выбрали для анализа левую часть пылевого облака, поскольку центральная область изображений получилась более размытой. При этом волна наблюдалась по всей ширине пылевого облака. Волновой процесс легче наблюдать на видеозаписи [21].

Анализ изображений показал, что самовозбуждаемая пыле-акустическая волна распространялась сверху вниз со скоростью $v \approx 4-5$ см/с. Частота процесса составляла $\nu \approx 30$ Гц, а длина волны $\lambda \approx 0.05$ см. Драйвером неустойчивости, на наш взгляд, является ионный поток, а именно, сила ионного увлечения. Данная гипотеза основана на наблюдаемом росте амплитуды волны при движении сверху вниз (в верхней части облака волна визуально не наблюдается). В работе [9] слабую модуляцию пылевой концентрации связывали с линейностью процесса. Для проверки этой гипотезы нами проведено исследование взаимодействия пылевых частиц с фронтом волны. Относительно большие размеры частиц, позволя-

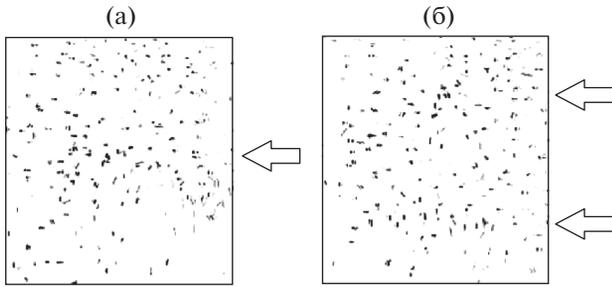


Рис. 3. Последовательность инвертированных фотоизображений левой части пылевого облака (отмеченной прямоугольником на рис. 1б) в разные моменты времени: $t = 0$ (а); 8 мс (б).

ют проводить подобные исследования путем анализа видеоизображения пылевого облака (см., например, [10–13]). Фиксировались траектории отдельных частиц и их скорости. Высокая интенсивность движения частиц приводила к тому, что они часто покидали область, подсвеченную лазерным лучом. Лишь часть частиц в процессе своего хаотического движения оставалась в поле зрения камеры достаточное для анализа время. Далее представлены исследования именно таких частиц, полагая, что они характеризуют динамику всех остальных частиц. Положение четырех таких частиц в разные моменты времени отображено на рис. 4.

Из рис. 4 видно, что движение частиц расположенных в верхней части облака (на примере частицы 1) почти не возмущается волновым процессом. Это свидетельствует о том, что в верхней части плазменно-пылевой структуры амплитуда волны мала, а саму волну, по-видимому, можно считать линейной. При этом значительная часть частиц, расположенных ближе к центральной по вертикали области облака (на примере частиц 2, 3 и 4) захватывается передним фронтом волны и перемещается вместе с ним до нижней границы облака, а после этого выбрасываются за его пре-

делы. Следовательно, по мере распространения, волна усиливается и становится сильно нелинейной, хоть при этом и не вызывает сильного возмущения концентрации. Аналогичный процесс был рассмотрен в работах [11–13] в неидеальной пылевой плазме. В указанных работах пыле-акустическая волна вызывала заметную модуляцию плотности пылевой компоненты, которая отчетливо наблюдалась как в динамике, так и на стационарных кадрах.

Количественный анализ динамики пылевых частиц отображен на рис. 5, который содержит графики зависимости z -координаты анализируемых пылевых частиц от времени. Частицы на рис. 4 и 5 не совпадают. Для рис. 4 выбраны частицы, движущиеся в разных областях пылевого облака в один и тот же момент времени. В то время как на рис. 5 представлены данные для различных моментов времени, что позволяет определить период пыле-акустических волн. Отметим, все рассмотренные частицы примерно одинаково характеризуют движение в выбранных областях плазменно-пылевой структуры.

Как указывалось ранее, движение частиц (частица 1) в верхней части облака является суперпозицией хаотического движения и колебаний малой амплитуды. Для нас интерес представляет динамика частиц (частицы 2–5), расположенных в средней и нижней областях пылевого облака. Указанные частицы имеют фазу движения, соответствующую перемещению вниз, на расстояния, соизмеримые с размерами облака (десятки радиусов Дебая) со скоростью $v_d \approx 5$ см/с. Такую же скорость имеет пыле-акустическая волна. Согласно [11–13, 22], описанная ситуация соответствует движению сильно нелинейной волны, с амплитудой электрического поля достаточной для того чтобы заряженные частицы отражались от ее переднего фронта. Частицы 2, 3 движутся в одном и том же фронте волны. Небольшое отклонение их траекторий может быть связано с отличиями по размеру, соответственно по заряду. Ча-

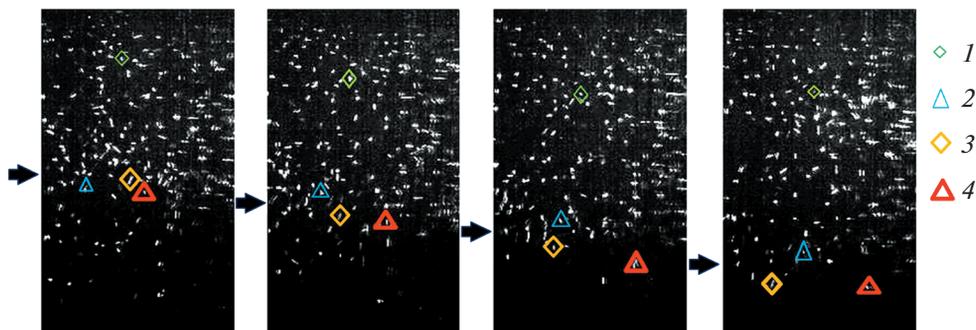


Рис. 4. Изображения левой части пылевого облака в разные моменты времени. Положение анализируемых частиц в электрическом поле волны отмечены символами “◇”, “△”. Стрелки указывают положение фронта волны.

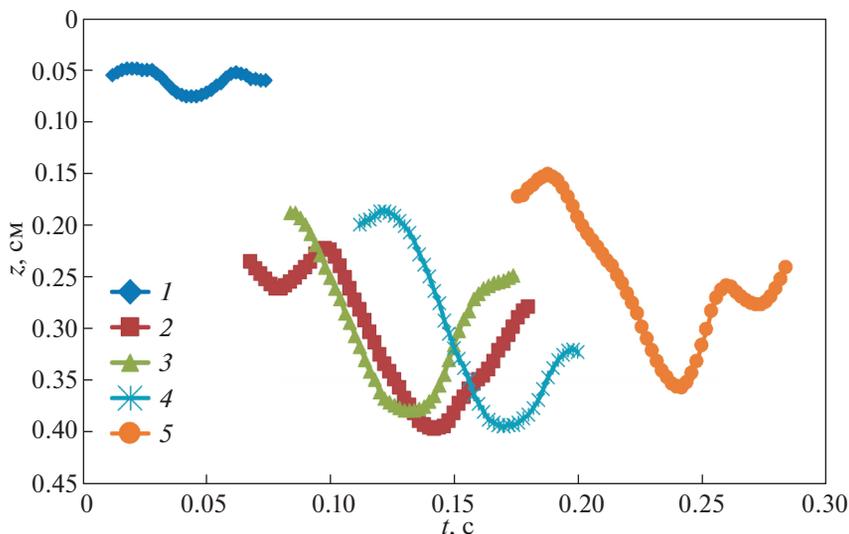


Рис. 5. График зависимости z -координаты пылевых частиц от времени. Ось z направлена сверху вниз, в направлении распространения волны.

стица 4 отделена от них на один период волны, а частица 5 — еще на два периода. При наличии диссипативных сил отражение частиц имеет характер неупругого рассеяния [13, 22]. Конкуренция электростатического воздействия на частицу со стороны волны и диссипативных сил приводила к тому, что рассеянные частицы “прилипают” к переднему фронту волны и движутся вместе с ним. В работе [12] это явление получило название “*непотенциального захвата (no-trough trapping)*” частиц. Захваченные таким образом частицы перемещаются волновым фронтом вниз, со скоростью, примерно равной скорости волны. Для оценки электрического поля волны в такой ситуации можно воспользоваться формулой (18) из [22], которая, по сути, выражает равенство движущей и диссипативной сил, действующих на частицу, увлекаемую фронтом волны. Для нашего случая, указанную формулу можно переписать в виде

$$eZE_W = \frac{8}{3} \sqrt{2\pi r_d^2 m_{\text{He}} n_{\text{He}} \gamma v_{\text{THe}} v_d}, \quad (5)$$

где E_W — электрическое поле волны, m_{He} , $n_{\text{He}} = p/kT_{\text{He}}$, $v_{\text{THe}} = \sqrt{T_{\text{He}}/m_{\text{He}}}$ — масса, концентрация и тепловая скорость атомов буферного газа соответственно, $\gamma \approx 1$ — параметр аккомодации [2], v_d — скорость пылевой частицы относительно нейтрального газа. Левая часть формулы (5) описывает кулоновскую силу, действующую на заряженную частицу со стороны электростатического поля волны, в то время как правая часть выражает силу нейтрального увлечения. Используя данные табл. 1, можно из формулы (5) получить $E_W = 4$ В/см. Согласно модели [22] амплитудное зна-

чение электрического поля волны может даже превышать полученное значение. Как видно, электрическое поле волны соизмеримо с электрическим полем разряда, что также является свидетельством нелинейности волнового процесса.

Газовое состояние пылевой плазмы, и, соответственно, высокая кинетическая температура пылевой фракции могут объяснить малую амплитуду возмущения концентрации пыли при сильной нелинейности волнового процесса. В соответствии с моделью, представленной в [1, 23], ширина профиля пыле-акустического солитона сжатия увеличивается, а его амплитуда уменьшается с ростом кинетической температуры пыли (рис. 7.5 из [1]). Главной причиной этого явления является высокое давление пылевой фракции ($p_d = n_d k T_d$), которое заставляет “расползаться” профиль сжатия нелинейной волны. Визуально сходное явление наблюдалось в эксперименте [11, 12]. Указанный эксперимент проводился в плазме ВЧ-разряда при нормальной температуре. Объектом исследования была пыле-акустическая волна, которая по мере распространения достигала критической амплитуды, что приводило к захвату пылевых частиц фронтом сжатия волны. Движение волны приводило к сильному разогреву пылевой фракции, что в свою очередь, вело к уширению профиля волны в области пылевого облака с высокой кинетической температурой пыли. В частности, из рис. 1,б, в статье [11] видно, что сначала амплитуда волны растет, а ширина профиля сжатия уменьшается, достигая минимума при $z = 0$ (волна приобретает солитонно-подобный профиль). Однако по мере дальнейшего распространения профиль сжатия сильно расши-

ряется, а его амплитуда уменьшается. По мнению авторов, уширение волнового профиля связано с волновым разогревом пылевой фракции. Отметим, что в верхней, невозмущенной части облака пылевая фракция находилась в фазовом состоянии “жидкость”, а в нижней — в состоянии “газ”. В нашем же случае все облако находится в газообразном состоянии, и волна формируется в изначально газовом состоянии плазмы. Таким образом, механизмы разогрева плазмы также существенно отличаются.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе представлены результаты исследования криогенной пылевой плазмы тлеющего разряда находящейся в газоподобном (околоидеальном) состоянии. Проведены оценки параметра неидеальности который оказался равным $\Gamma \approx 0.2 \ll 1$. Кроме того, в пылевом облаке наблюдалась пыле-акустическая неустойчивость с необычными свойствами. Главной особенностью волнового процесса являлась слабая модуляция пылевой концентрации (т.е. малая амплитуда Δn_d), на первый взгляд, обусловленная линейностью процесса. Однако детальные исследования показали, что это не так. Анализ динамики отдельных пылевых частиц показал, что электрическое поле волны соизмеримо с электрическим полем разряда, что характерно для сильно нелинейных волн. Малая амплитуда возмущения пылевой концентрации при сильной нелинейности волны, по-видимому, обусловлена высокой кинетической температурой пылевой фракции и, соответственно, газообразным фазовым состоянием пылевого облака.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 19-12-00354 П.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Shukla P.K., Mamun A.A.* Introduction to Dusty Plasma Physics. UK, Bristol: Institute of Physics Publishing, 2002.
2. *Фортвов В.Е., Храпак А.Г., Храпак С.А., Молотков В.И., Петров О.Ф.* // УФН. 2004. V. 174. P. 495.
3. *Thomas H.M., Morfill G.E.* // Nature. 1996. V. 379. P. 806.
4. *Fortov V.E., Khrapak A.G., Khrapak S.A., Molotkov V.I., Nefedov A.P., Petrov O.F., Torchinsky V.M.* // Phys. Plasmas. 2000. V. 7. P. 1374.
5. *Jana M.R., Sen A., Kaw P.K.* // Phys. Rev. E. 1993. V. 48. P. 3930.
6. *Fortov V.E., Ivlev A.V., Khrapak S.A., Khrapak A.G., Morfill G.E.* // Physics Reports. 2005. V. 421 (1–2). P. 1.
7. *Fortov V.E., Morfill G.E.* Complex and Dusty Plasmas: From Laboratory to Space. CRC Press, 2009.
8. *Нефедов А.П., Петров О.Ф., Фортвов В.Е.* // УФН. 1997. Т. 167. С. 1215.
9. *Trukhachev F.M., Boltnev R.E., Alekseevskaya A.A., Vasiliev M.M., Petrov O.F.* // Phys. Plasmas. 2021. V. 28. P. 093701.
10. *Schwabe M., Rubin-Zuzic M., Zhdanov S., Thomas H.M., Morfill G.E.* // Phys. Rev. Lett. 2007. V. 99. P. 095002.
11. *Teng L.-W., Chang M.-C., Tseng Y.-P., Lin I.* // Phys. Rev. Lett. 2009. V. 103. P. 245005.
12. *Chang M.-C., Teng L.-W., Lin I.* // Phys. Rev. E. 2012. V. 85. P. 046410.
13. *Trukhachev F.M., Vasiliev M.M., Petrov O.F., Vasilieva E.V.* // Phys. Rev. E. 2019. V. 100. P. 063202.
14. *Храпак А.Г., Голятина Р.И., Майоров С.А., Храпак С.А.* // ТВТ. 2020. Т. 58. С. 590.
15. *Trukhachev F.M., Boltnev R.E., Vasiliev M.M., Petrov O.F.* // Molecules. 2022. V. 27(1). P. 227.
16. *Khrapak S.A., Ivlev A.V., Morfill G.E., Thomas H.M.* // Phys. Rev. E. 2002. V. 66. P. 046414.
17. *Ivlev A.V., Khrapak S.A., Zhdanov S.K., Morfill G.E.* // Phys. Rev. Lett. 2004. V. 92. P. 205007.
18. *Ishihara O.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 2012. V. 5. P. 124020.
19. *Samoilov I.S., Baev V.P., Timofeev A.V., Amirov R.K., Kirillin A.V., Nikolaev V.S., Bedran Z.V.* // J. Exp. Theor. Phys. 2017. V. 124. P. 496.
20. *Viehland L.A., Mason E.A.* // Atomic Data and Nuclear Data Tables. 1995 V. 60 (1). P. 37.
21. Видеоизображение пылевого облака https://aip.scitation.org/doi/suppl/10.1063/5.0058560/suppl_file/video_material.mp4.
22. *Trukhachev F.M., Gerasimenko N.V., Vasiliev M.M., Petrov O.F.* // New J. Phys. 2021. V. 23. P. 093016.
23. *Mendoza-Briceño C.A., Russel S.M., Mamun A.A.* // Planet. Space Sci. 2000. V. 48. P. 599.