

# Пылевые ионно-звуковые ударно-волновые структуры: теория и лабораторные эксперименты

С. И. Попель<sup>1</sup>), А. П. Голубь, Т. В. Лосева

Институт динамики геосфер РАН, 117334 Москва, Россия

Поступила в редакцию 22 августа 2001 г.

Для описания пылевых ионно-звуковых ударных волн в пылевой плазме развита эволюционная теоретическая модель, включающая в себя гидродинамические ионы, больцмановские электроны, пылевые частицы с переменным зарядом и учитывающая влияние процессов ионизации, поглощения и потери импульса электронов и ионов на пылевых частицах, газокINETическое давление, а также влияние специфических, свойственных лабораторным экспериментам, процессов. Показано, что в рамках данной модели удается описать все основные экспериментальные результаты [Q.-Z.Luo et al., Phys. Plasmas **6**, 3455 (1999); Y.Nakamura et al., Phys. Rev. Lett. **83**, 1602 (1999)] по пылевым ионно-звуковым ударным волнам.

PACS: 52.27.Lw; 52.35.Tc

В настоящее время существенное место в исследованиях физики пылевой плазмы занимает проблема ударных волн. Ударные волны в пылевой плазме имеют свои специфические особенности по сравнению с обычными столкновительными и бесстолкновительными ударными волнами. В частности, это вызвано наличием аномальной диссипации в пылевой плазме, природа которой вытекает из процесса зарядки пылевых частиц. Аномальная диссипация приводит к возможности существования нового вида ударных волн. Они являются бесстолкновительными в том смысле, что в них пренебрежимо малы электронно-ионные соударения. Однако в отличие от классических бесстолкновительных ударных волн диссипация за счет зарядки пылевых частиц включает взаимодействие с ними электронов и ионов в форме микроскопических токов на пылевые частицы. Возможность существования пылевых ионно-звуковых ударных волн, связанных с аномальной диссипацией, показана аналитически в [1]. Пылевая ионно-звуковая мода в пылевой плазме аналогична ионно-звуковой моде в обычной двухкомпонентной плазме, состоящей из электронов и ионов. Различие в их дисперсионных соотношениях объясняется появлением добавочных эффектов (процессов на поверхности пылевых частиц, флуктуаций их заряда, рекомбинации электронов и ионов и т.д.). Наблюдения пылевых ионно-звуковых ударных волн были проведены в лабораторных экспериментах в Университете штата Айова (США)<sup>2</sup>) [2] и в Инсти-

туте по наукам о космосе и космонавтике (Япония)<sup>3</sup>) [3]. Подготовка к лабораторным экспериментам по ударным волнам в пылевой плазме проводится в ряде ведущих лабораторий мира. Планируются экспериментальные исследования ударных волн в пылевой плазме на Международной космической станции. В этой связи весьма своевременной является разработка теоретических моделей, адекватно описывающих эксперименты. В настоящей работе представлена теоретическая модель для описания пылевых ионно-звуковых ударных волн и приведено сравнение выводов, полученных на основе этой модели, с выводами экспериментов.

Сформулируем кратко основные выводы экспериментов. Эксперимент [2], проведенный на Q-машине, показал:

I. Пылевые ионно-звуковые ударные волны формируются лишь при достаточно больших значениях концентрации пыли (для данных [2] при  $\epsilon Z_{d0} \equiv n_{d0} Z_{d0} / n_{i0} \geq 0.75$ , где  $q_d = -Z_d e$  – заряд пылевых частиц,  $-e$  – заряд электрона,  $n_d$  – концентрация пыли,  $n_i$  – концентрация ионов, индекс “0” обозначает значения параметров плазмы в отсутствие возмущения). При этом вывод о формировании ударной волны основывается на укрупнении со временем фронта возмущения. В случае достаточно малых концентраций пыли укрупнения не происходит. Наоборот, фронт уширяется.

II. В случае формирования ударно-волновой структуры ширина фронта  $\Delta \xi$  соответствует теоретической оценке, основанной на модели [1]:

<sup>1</sup>) e-mail: s\_i\_popel@mtu-net.ru; popel@horus.tp1.ruhr-unibochum.de

<sup>2</sup>) The University of Iowa.

<sup>3</sup>) Institute of Space and Astronautical Science.

$$\Delta \xi \sim M c_s / \nu_q, \quad (1)$$

где  $M c_s$  – скорость ударно-волновой структуры,  $M$  – число Маха,  $c_s = \sqrt{T_e/m_i}$  – скорость ионного звука,  $\nu_q = \omega_{pi}^2 a (1 + z_0 + T_i/T_e) / \sqrt{2\pi v_{Ti}}$  – частота зарядки пылевых частиц,  $\omega_{pi} = \sqrt{4\pi n_{i0} e^2/m_i}$  – ионная плазменная частота,  $m_i$  – масса иона,  $a$  – радиус пылевой частицы,  $z = Z_d e^2 / a T_e$ ,  $T_{e(i)}$  – температура электронов (ионов),  $v_{Ti} = \sqrt{T_i/m_i}$  – ионная тепловая скорость.

III. Имеется существенный рост скорости пылевых ионно-звуковых волн с ростом  $\epsilon Z_{d0}$ .

В эксперименте [3], проведенном на двойном плазменном приборе, в качестве основной выделялась следующая особенность ионно-звуковых волн в пылевой плазме.

IV. В окрестности фронта на профиле ударных волн в отсутствие пыли имеются осцилляции, обусловленные разделением зарядов (электронов и ионов). Наличие пыли подавляет эти осцилляции.

Таким образом, теоретическая модель, претендующая на адекватное описание ударно-волновых структур в пылевой плазме, должна объяснять приведенные выше свойства ударных волн для данных соответствующих экспериментов. С этой целью в данной работе используется модификация так называемой модели ионизирующего источника (ionization source model), разработанной в [4, 5]. Модификация состоит в том, что в [4, 5] вид ионизирующего источника соответствовал обычной ионизации нейтралов электронным ударом (что принято при обычном описании пылевой плазмы) и, соответственно, был пропорционален концентрации электронов, тогда как в лабораторной плазме эксперимента [2] ионы цезия возникают в результате облучения пучком атомов цезия горячей пластины ( $\sim 2000$ – $2500$  К) в торцевой части установки и поверхностной ионизации атомов цезия на ней. В эксперименте [3] длины свободного пробега электронов настолько высоки, что, по-видимому, ионизация осуществляется при соударениях нейтралов со стенками. Так, для параметров эксперимента [3] (парциальное давление газа нейтралов (аргон)  $(3-6) \cdot 10^{-4}$  торр,  $T_e = 0.1$  эВ) длина свободного пробега электронов при соударениях с нейтралами порядка  $10^4$  см, тогда как продольный размер установки 90 см, а ее диаметр 40 см [6]. Следовательно, в условиях экспериментов [2, 3] вид ионизирующего источника в эволюционном уравнении для концентрации ионов не должен зависеть от концентрации электронов. Кроме того, в отличие от модели [4, 5], в настоящем рассмотрении учитывается влия-

ние ионного газокинетического давления на эволюцию системы.

В плоской геометрии эволюция возмущения и его трансформация в нелинейную волновую структуру, таким образом, описываются с помощью следующей системы нелинейных уравнений, несколько отличающихся от приведенных в [4, 5]:

а) эволюционные уравнения для ионов и распределение Больцмана для электронов:

$$\partial_t n_i + \partial_x (n_i v_i) = -\nu_{ch} n_i + S_i, \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \partial_t (n_i v_i) + \partial_x (n_i v_i^2) = \\ = -\frac{e n_i}{m_i} \partial_x \varphi - \frac{T_i}{m_i} \partial_x n_i - \bar{\nu} n_{0i} v_i, \end{aligned} \quad (3)$$

$$n_e = n_{e0} \exp\left(\frac{e\varphi}{T_e}\right), \quad (4)$$

здесь  $v_i$  – скорость ионов,  $n_e$  – концентрация электронов,  $S_i$  – источник, описывающий ионизацию (его величина выбирается так, чтобы в отсутствие возмущений в плазме он компенсировал поглощение ионов пылевыми частицами),  $\varphi$  – электростатический потенциал,  $\nu_{ch}$  – частота, характеризующая процесс поглощения ионов пылевыми частицами:

$$\nu_{ch} = \nu_q \frac{Z_{d0} d}{1 + Z_{d0} d z_0} \frac{(T_i/T_e + z_0)}{(1 + T_i/T_e + z_0)}, \quad (5)$$

$d = n_{d0}/n_{e0}$ ,  $\bar{\nu}$  – частота, характеризующая потерю импульса ионов как в результате их поглощения пылевыми частицами, так и в процессе кулоновских столкновений между ионами и пылевыми частицами,

$$\begin{aligned} \bar{\nu} = \nu_q \frac{Z_{d0} d}{(1 + Z_{d0} d) z_0 (1 + T_i/T_e + z_0)} \times \\ \times \left( z_0 + \frac{4T_i}{3T_e} + \frac{2z_0^2 T_e}{3T_i} \Lambda \right), \end{aligned} \quad (6)$$

$\Lambda = \ln(\lambda_{Di}/\max\{a, b\})$  – кулоновский логарифм,  $\lambda_{Di}$  – ионный дебаевский радиус,  $b = Z_{d0} e^2 / T_i$  (выражения (5), (6) справедливы для значений  $v_i/c_s < 1$ );

б) уравнение Пуассона для электростатического потенциала:

$$\partial_{xx}^2 \varphi = 4\pi e (n_e + Z_d n_d - n_i); \quad (7)$$

в) уравнение, описывающее изменение заряда пылевых частиц:

$$\partial_t q_d = I_e(q_d) + I_i(q_d), \quad (8)$$

здесь  $I_e(q_d)$ ,  $I_i(q_d)$  – микроскопические электронный и ионный токи на пылевую частицу, имеющие вид

$$I_e \approx -\pi a^2 e \left( \frac{8T_e}{\pi m_e} \right)^{1/2} n_e \exp\left( \frac{eq_d}{aT_e} \right), \quad (9)$$

$$I_i = \sqrt{\frac{\pi}{2}} a^2 v_{Ti} e n_i \left[ 2 \exp\left( -\frac{v_i^2}{2v_{Ti}^2} \right) + \sqrt{2\pi} \frac{v_{Ti}}{v_i} \left( 1 + \frac{v_i^2}{v_{Ti}^2} - \frac{2eq_d}{am_i v_{Ti}^2} \right) \operatorname{erf}\left( \frac{v_i}{\sqrt{2}v_{Ti}} \right) \right], \quad (10)$$

$m_e$  – масса электрона,  $\operatorname{erf}(x)$  – функция ошибок.

Ниже на основе сопоставления теоретических данных, полученных в рамках системы уравнений (2)–(10), с данными экспериментов [2, 3] проверяется соответствие результатов развиваемой теории основным выводам (I–IV) экспериментов. Следует отметить, что попытка описать эксперимент [3] предпринималась на основе уравнения Кортевега–де Вриза–Бюргера (КдВБ) с диссипативным коэффициентом (вязкость), пропорциональным частоте столкновений между ионами и пылевыми частицами (см. [3, 7]). Следует, однако, отметить, что в классическом описании пылевой плазмы (см., например, [8]) с использованием уравнения (8) для зарядки пылевых частиц не удается в общем виде получить гидродинамическое уравнение, описывающее изменение импульса ионов, с вязким членом, имеющим обычный для гидродинамики вид (а именно такое уравнение является исходным при выводе уравнения КдВБ, которое использовалось в [3, 7]).

Проверка выводов I–III требует сопоставления данных теории и эксперимента [2]. Рассмотрим в рамках системы уравнений (2)–(10) эволюцию начальной “ступеньки” ионной плотности для данных, соответствующих этому эксперименту.

Эксперимент [2] проводился на Q-машине, модифицированной для того, чтобы обеспечить присутствие пыли в установке. Параметры плазмы принимали следующие значения:  $T_e \approx T_i \approx 0.2$  эВ,  $n_{i0} \sim 10^6 - 10^7$  см<sup>-3</sup>,  $a \sim 0.1 - 1$  мкм. Параметр  $\varepsilon Z_{d0} = n_{d0} Z_{d0} / n_{i0}$  менялся в пределах от 0 до 0.95. Исследовалась эволюция начального возмущения – “ступеньки” ионной концентрации, создаваемой в установке с помощью сетки, на которой поддерживался электростатический потенциал порядка –6 В по отношению к потенциалу горячей пластины. Ширина начального возмущения приблизительно равнялась<sup>4)</sup> 25 см.

Как уже отмечалось, плазма паров цезия (ионы Cs<sup>+</sup>) в этом эксперименте создавалась методом поверхностной ионизации. Это подразумевает, что при столкновении атома цезия с горячей пластиной происходит его ионизация. Атом отлетает от пластины в виде иона, имеющего направленную скорость. Таким образом, следует ожидать, что в непосредственной близости от пластины образуется поток ионов со скоростью и концентрацией, на которые существенное влияние оказывает температура пластины. В вычислениях этот факт учитывался использованием граничного условия на горячей пластине (аналогичного соответствующему граничному условию в задаче о поверхностном испарении [9]), которое было получено в следующих предположениях:

а) на поверхности пластины наряду с ионизацией имеет место и обратный процесс – процесс поверхностной рекомбинации попадающего на пластину иона;

б) все ионы, сталкивающиеся с пластиной, рекомбинируют;

в) в начальный момент времени (то есть непосредственно перед тем, как начинается эволюция возмущения) имеет место динамическое равновесие между процессами ионизации и рекомбинации, то есть температура ионного газа равна температуре поверхности пластины, и поток сталкивающихся с поверхностью и рекомбинирующих на ней ионов равен потоку испускаемых с поверхности ионов;

г) функция распределения испускаемых с поверхности ионов – максвелловская с температурой  $T_i$ , равной температуре поверхности пластины, направленная скорость ионов равна нулю, концентрация ионов соответствует начальной концентрации ионного газа.

По мере эволюции возмущения ионы в окрестности пластины приобретают направленную скорость  $v_i$ , при этом изменяется их концентрация  $n_i$ . Значения этих величин вычисляются из условий сохранения потока испускаемых с поверхности ионов и потока их импульса. Их функция распределения предполагается (как и в начальный момент) максвелловской, но уже с направленной скоростью и отличающейся от начальной величины концентрации ионов у поверхности пластины.

Вычисления проводились на основе вычислительного метода, разработанного [5] для исследования эволюции начального возмущения в пылевой плазме с переменным зарядом пылевых частиц. Использовались следующие параметры плазмы:  $T_e = T_i = 0.2$  эВ, фоновая концентрация ионов  $n_{i0} = 1.024 \cdot 10^7$  см<sup>-3</sup> бралась одинаковой для всех расче-

<sup>4)</sup> R.L. Merlino, private communication (2001).

тов,  $a = 0.1$  мкм, ширина “ступеньки”  $\Delta x = 25$  см, начальное превышение ионной концентрации в “ступеньке” над фоновой (в остальной части установки)  $\Delta n_i/n_{i0} = 2$  (см. рис.2 из [2]). Вычисления проводились при разных значениях параметра  $\varepsilon Z_{d0}$ .

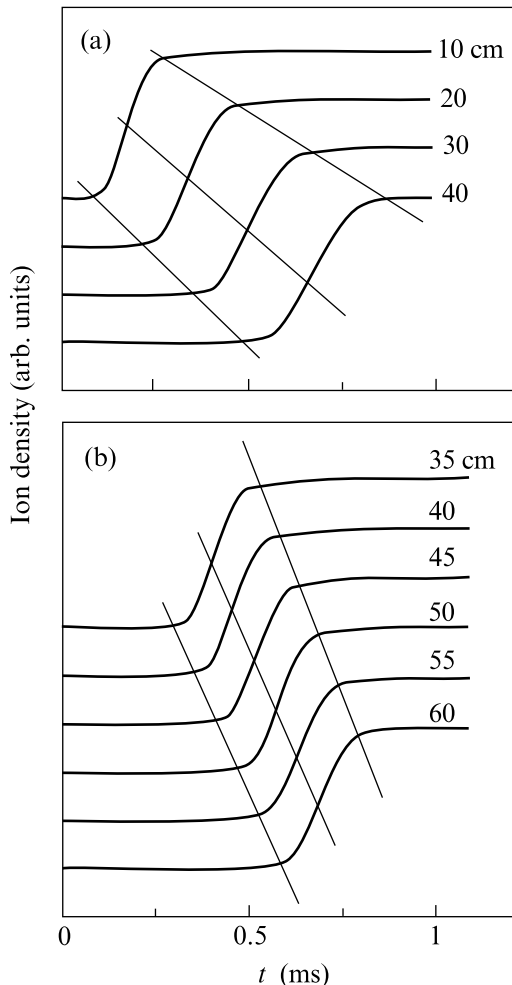


Рис.1. Зависимость от времени концентрации ионов на разных расстояниях от сетки для значений  $\varepsilon Z_{d0} = 0$  (a) и  $\varepsilon Z_{d0} = 0.75$  (b). Другие параметры плазмы и возмущения:  $T_e = T_i = 0.2$  эВ,  $n_{i0} = 1.024 \cdot 10^7$  см $^{-3}$ ,  $a = 0.1$  мкм,  $\Delta x = 25$  см,  $\Delta n_i/n_{i0} = 2$ . Жирные линии – профили плотности ионов. Тонкие линии показывают уширение волнового фронта при  $\varepsilon Z_{d0} = 0$  и укручение при  $\varepsilon Z_{d0} = 0.75$ , что находится в соответствии с экспериментальными данными [2]

На рис.1, построенном по аналогии с рис.2 из [2], представлена зависимость от времени концентрации ионов на разных расстояниях от сетки для значений  $\varepsilon Z_{d0} = 0$  (a) и  $\varepsilon Z_{d0} = 0.75$  (b). Жирными линиями показаны профили плотности ионов. Тонкие линии показывают уширение волнового фронта при

$\varepsilon Z_{d0} = 0$  и укручение при  $\varepsilon Z_{d0} = 0.75$ , что находится в соответствии с экспериментальными данными [2]. Отметим, что эффект уширения волнового фронта в отсутствие пыли удалось получить в вычислениях при использовании отмеченного выше граничного условия.

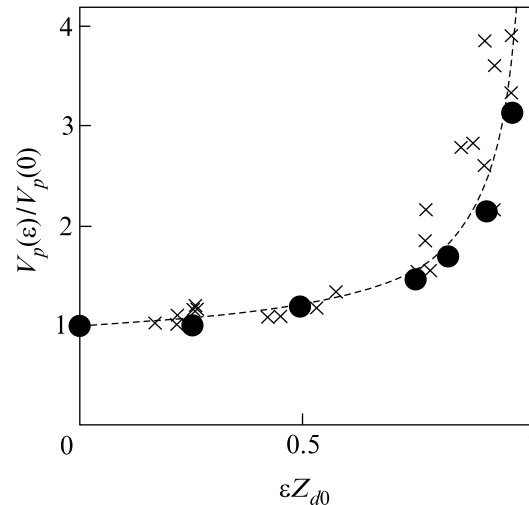


Рис.2. Зависимость скорости возмущения, нормированной к ее значению в отсутствие пыли, от  $\varepsilon Z_{d0}$ . Рисунок построен с использованием экспериментальных точек [2], которые показаны крестиками. Данные вычислений показаны кружками

Численное значение ширины ударного фронта  $\Delta \xi / M c_s \sim 0.3$  мс (см. рис.1b) соответствует экспериментальному (см. рис.2b из [2]) и полученному аналитически (1) в рамках теоретической модели [1].

Эволюция возмущения происходит таким образом, что приблизительно через 1 мс после начала распространения возмущения по фоновой плазме скорость (фронта) возмущения  $V_p$  становится близкой к постоянной. На рис.2 приведена зависимость скорости возмущения, нормированной к ее значению в отсутствие пыли ( $\varepsilon = 0$ ), от  $\varepsilon Z_{d0}$ . Рисунок построен с использованием экспериментальных точек [2] (см. рис.5 из [2]), которые показаны крестиками. Данные вычислений изображены кружками. Видно хорошее соответствие теории и эксперимента.

Проверка вывода IV требует сопоставления данных теории и эксперимента [3], который проводился на двойном плазменном приборе, модифицированном для обеспечения присутствия пыли в установке. Параметры плазмы принимали следующие значения:  $T_e \approx 1 - 1.5$  эВ,  $T_i < 0.1$  эВ,  $n_{e0} \sim 10^8 - 10^9$  см $^{-3}$ ,  $a \approx 4.4$  мкм, значение  $n_{d0}$  изменялось в пределах от 0 до  $\sim 10^5$  см $^{-3}$ . Для возбуждения ионно-звуковой ударной волны к управляющему аноду (driver anode)

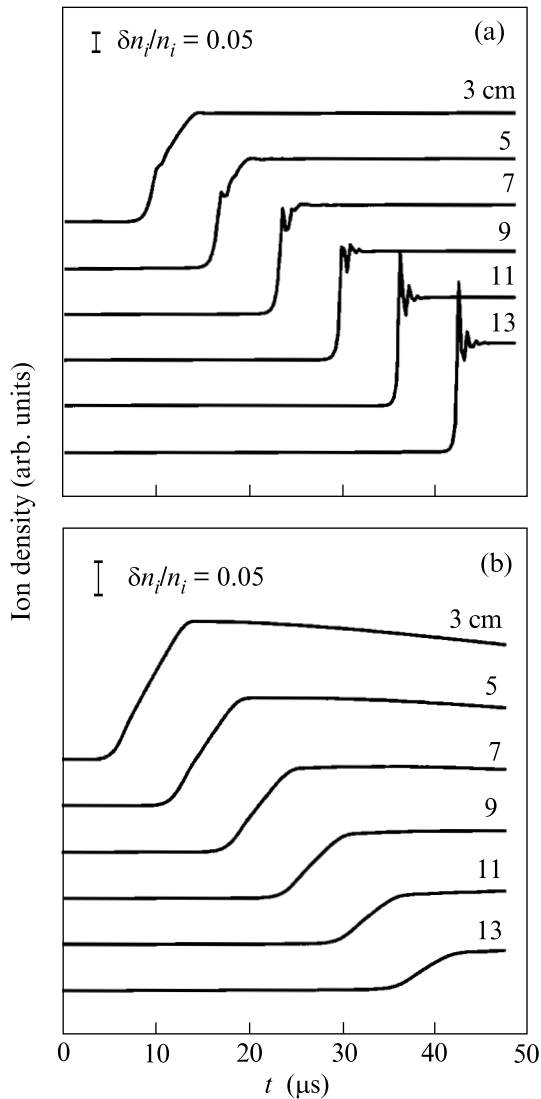


Рис.3. Зависимость от времени концентрации ионов на разных расстояниях от сетки для значений  $n_{d0} = 0$  (а) и  $n_{d0} = 1.46 \cdot 10^4 \text{ см}^{-3}$  (б). Другие параметры плазмы:  $T_e = T_i = 1.5 \text{ эВ}$ ,  $n_{i0} = 2.3 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$ ,  $a = 4.4 \text{ мкм}$ . Так же как и в эксперименте [3], присутствие пыли подавляет осцилляции в профиле ударной волны, вызванные разделением зарядов (электронов и ионов)

прилагался треугольный импульс напряжения с амплитудой 2.0 В и длительностью  $\approx 10 \text{ мкс}$ .

Вычисления проводились для разных значений концентрации пыли в ситуации, когда  $T_e = T_i = 1.5 \text{ эВ}$ ,  $n_{i0} = 2.3 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$  (фоновая концентрация ионов бралась фиксированной для всех расчетов),  $a = 4.4 \text{ мкм}$ . Ширина "ступеньки" ( $\Delta x \approx 20 \text{ см}$ ) и ее форма были получены самосогласованно, с использованием способа возбуждения ударной волны. Следует отметить, что в [6] проводилось сравнение теорети-

ческих и экспериментальных значений разности потенциалов между пылевой частицей и плазмой в зависимости от параметров плазмы в той же установке и практически в тех же экспериментальных условиях, в которых проводился эксперимент [3]. Оказалось, что (хотя и имеет место соотношение  $T_i \ll T_e$ ) лучшее соответствие получалось для теоретической кривой, вычисленной при  $T_i = T_e$ . Это связывалось с возможностью ускорения ионов и приобретения ими энергии, сравнимой с энергией электронов. Поэтому в вычислениях использовались равные значения  $T_i$  и  $T_e$ .

На рис.3, построенном по аналогии с рис.3 из [3], представлена зависимость от времени концентрации ионов на разных расстояниях от сетки для значений  $n_{d0} = 0$  (концентрация электронов при этом  $n_{e0} = 2.3 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$ ) (а) и  $n_{d0} = 1.46 \cdot 10^4 \text{ см}^{-3}$  (концентрация электронов при этом  $n_{e0} = 4.6 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$ ) (б). В расчетах, как и в эксперименте, присутствие пыли подавляет осцилляции в профиле ударной волны, вызванные разделением зарядов (электронов и ионов). Теоретическое значение ширины фронта ударной волны (во временных единицах)  $\sim 5 \text{ мкс}$  соответствует экспериментальным результатам.

Таким образом, развитая в данной работе теоретическая модель позволяет описать все основные экспериментальные результаты по пылевым ионно-звуковым ударным волнам. Дальнейшее развитие модели и уточнение результатов связаны с учетом неоднородности распределения пыли в экспериментальных установках. Кроме того, предполагается провести сопоставление теоретических результатов, полученных на основе данной модели, с экспериментальными в применении к лабораторным экспериментам по ионно-звуковым солитонам в пылевой плазме, проведенным в Институте по наукам о космосе и космонавтике (Япония) [10].

Авторы благодарны Мерлино (R. L. Merlino) и Накамуре (Y. Nakamura) за полезные обсуждения данной работы. Работа поддержана грантами ИНТАС (# 97-2149) и ИНТАС-РФФИ (# IR-97-775). Один из авторов (С.И.П.) благодарен Фонду Александра фон Гумбольдта (Alexander von Humboldt-Foundation) за предоставленную стипендию.

1. S. I. Popel, M. Y. Yu, and V. N. Tsytovich, *Phys. Plasmas* **3**, 4313 (1996).
2. Q.-Z. Luo, N. D'Angelo, and R. L. Merlino, *Phys. Plasmas* **6**, 3455 (1999).
3. Y. Nakamura, H. Bailung, and P. K. Shukla, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 1602 (1999).

4. S. I. Popel, A. P. Golub', T. V. Losseva, and R. Bingham, *Письма в ЖЭТФ* **73**, 258 (2001).
5. S. I. Popel, A. P. Golub', T. V. Losseva et al., *Phys. Plasmas* **8**, 1497 (2001).
6. Y. Nakamura and H. Bailung, *Rev. of Sci. Instrum.* **70**, 2345 (1999).
7. P. K. Shukla, *Phys. Plasmas* **7**, 1044 (2000).
8. В. Н. Цытович, *УФН* **167**, 57 (1997).
9. С. Кнаке, И. Н. Странский, *УФН* **68**, 261 (1959).
10. Y. Nakamura and A. Sarma, *Experiments on Dust Ion-Acoustic Solitary Waves*, 9th Workshop on the Physics of Dusty Plasmas, University of Iowa, Iowa City, Iowa, USA, 2001.