

ИОННЫЕ ФУНКЦИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПО СКОРОСТЯМ И ПО ЭНЕРГИЯМ, ВОЗМУЩЕННЫЕ ИОННО-ЗВУКОВЫМИ СОЛИТОНАМИ: АНАЛИТИЧЕСКИЙ РАСЧЕТ ДЛЯ ПРОИЗВОЛЬНЫХ АМПЛИТУД

© 2025 г. Ф. М. Трухачев^{a,*}, М. М. Васильев^a, О. Ф. Петров^a

^aОбъединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия

*e-mail: ftru@mail.ru

Поступила в редакцию 16.11.2024 г.

После доработки 13.12.2024 г.

Принята к публикации 18.12.2024 г.

С использованием метода псевдопотенциала Сагдеева выполнен расчет функций распределения фоновых ионов, возмущенных ионно-звуковыми солитонами для случая холодных ионов. Анализировались функции распределения по скоростям и по кинетическим энергиям. Получены явные формулы, справедливые для солитонов произвольной амплитуды. Показано, что солитоны формируют в своей окрестности сильно неравновесную плазму. Проведено сравнение результатов с ранее полученными аналитическими расчетами и результатами моделирования.

Ключевые слова: ионно-звуковой солитон, функции распределения, солитонные токи

DOI: 10.31857/S0367292125010087, EDN: DXCDHR

1. ВВЕДЕНИЕ

Анализ влияния плазменных волн на функции распределения ее заряженных частиц важен как с фундаментальной, так и с прикладной точек зрения [1–4]. Для плазменных солитонов акустического типа данная проблема обсуждалась в работах [5–10]. Как известно, ионно-звуковыми солитонами называют устойчивые уединенные волны сжатия или разрежения ионной плотности, распространяющиеся в пространстве без изменений формы [11–15]. В работе [5] задача решалась в рамках уравнений Власова (что является наиболее общим подходом), результаты были получены в приближении малых амплитуд, функции распределения по скоростям для заряженных частиц использовались в качестве промежуточных расчетов и их свойства не анализировались специально. В работах [6, 8–10] возмущенные солитонами функции распределения по скоростям и энергиям исследовались целенаправленно для плазмы с холодными ионами. Начальная (невозмущенная) скорость всех ионов в данном случае была равна нулю. Солитоны возмущают ионную скорость в своей окрестности. Зная профиль солитона, все параметры движения любого иона можно рассчитать в любой момент времени, что делает исследуемую задачу детерминированной (в отличие от стохастической задачи теплых ионов). Для случая хо-

лодных ионов вместо уравнений Власова можно использовать уравнения гидродинамики и одночастичное приближение. В расчетах [6–10] использовалось как усреднение по ансамблю частиц (путем численного моделирования), так и усреднение по времени для одной частицы с использованием эргодической гипотезы. Во втором случае были получены явные формулы для описания возмущенных функций распределения. Тем не менее полученные выражения требовали либо применения численных методов, либо были справедливы для солитонов малых амплитуд. Полученные результаты показали, что ионная функция распределения по компонентам (проекциям) скорости (изначально равновесная), возмущенная солитонами сжатия, имеет несимметричную неравновесную форму в окрестности волны. Как оказалось, форма возмущенной функции распределения подобна функции распределения плазмы с пучком ионов. Интеграл функции распределения по компонентам скоростей оказался отличным от нуля, что указывает на односторонний перенос ионов ионно-звуковыми солитонами. Последнее следствие полностью согласуется с результатами [16–20]. В указанных работах различными способами показано, что консервативные плазменные солитоны сжатия осуществляют односторонний перенос заряженных частиц на конечное расстояние в направлении своего движения.

В предлагаемой работе, с использованием усреднения по времени (на основе эргодической гипотезы), получены аналитические формулы для описания возмущенных солитонами функций распределения по скоростям и по энергиям, которые справедливы для произвольных амплитуд. Построены графики рассчитанных функций для солитонов разной амплитуды. Проведено сравнение полученных аналитических выражений с приближенными выражениями, справедливыми для малых амплитуд, а также с результатами численного моделирования. Рассмотрены только ионные функции распределения, в то время как электроны полагались равновесными (Больцмановскими).

2. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Для проверки наших результатов будем пользоваться сравнением с уже известными результатами [6, 8, 9]. Рассмотрим классическую одномерную гидродинамическую модель бесстолкновительной плазмы, содержащей холодные ионы $T_i = 0$ и горячие равновесные электроны с температурой T_e . Будем полагать, что магнитное поле отсутствует или параллельно направлению движения волн. Систему гидродинамических уравнений запишем в виде

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

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

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

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

Здесь N_i , N_e — обозначают ионную и электронную концентрации с нормировкой на невозмущенную ионную (электронную) концентрацию $n_0 = n_{0i} = n_{0e}$; v_i — гидродинамическая ионная скорость с нормировкой на ионно-звуковую скорость $C_s = \sqrt{T_e/m_i}$, m_i — масса иона; $\Phi = e\varphi/T_e$ — нормированный электростатический потенциал волны, e — абсолютный заряд электрона, φ — размерный потенциал, который можно описать известным выражением $E = -\partial\varphi/\partial x$ для электрического поля. Временная и пространственная координаты t , X нормированы соответственно на ω_i^{-1} (где $\omega_i = \sqrt{4\pi n_0 e^2/m_i}$ — ионная плазменная частота) и на λ_D , где $\lambda_D = \sqrt{T_e/4\pi e^2 n_0}$ — радиус Дебая.

Система уравнений (1)–(4) содержит солитонные решения, которые можно найти различными способами. Для малых амплитуд ее можно описать уравнением КdВ [21, 22], при этом профиль ионно-звукового солитона выражается следующим образом:

$$\Phi(x, t) = \Phi_0 \operatorname{sech}^2 \left(\frac{X - Mt}{\Delta} \right), \quad (5)$$

где $\Phi_0 = 3(M - 1)$ — амплитуда солитона, а $\Delta = \sqrt{6/\Phi_0}$ — его ширина, $M = V/Cs$ — число Maxa, V — скорость солитона в неподвижной системе координат. В работе [9] с использованием уравнения (5) была получена явная формула для описания ионной функции распределения по скоростям в окрестности ионно-звукового солитона сжатия, которая имеет следующий вид:

$$f(v_i) = \frac{4\sqrt{3}}{Tv_i(2M - v_i)\sqrt{6(M - 1)} - v_i(2M - v_i)}. \quad (6)$$

Здесь T — это длительность времени усреднения. Формула (6) справедлива для солитонов малой амплитуды $\Phi_0 \leq 0.5$ [9].

Нас интересуют решения произвольной амплитуды. Для поставленных целей воспользуемся методом псевдопотенциала Сагдеева, который подходит для описания стационарной задачи. Будем считать, что солитон прошел все стадии эволюции и движется с постоянной скоростью. Вводя новую переменную $\xi = X - Mt$, которая соответствует переходу в движущуюся с волной систему координат, систему (1)–(4) можно свести к единственному уравнению Пуассона [23]

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial \xi^2} = e^\Phi - N_i(\Phi), \quad (7)$$

где $N_i(\Phi) = M/\sqrt{M^2 - 2\Phi}$ — нормированная ионная концентрация для стационарного случая [16, 23]. Однократное интегрирование (7) по Φ с учетом граничных условий $d\Phi/d\xi = 0$ при $\Phi = 0$ дает формулу для описания псевдопотенциала Сагдеева, $U(\Phi)$ [23]:

$$-U(\Phi) = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial \xi} \right)^2, \quad (8)$$

или

$$U(\Phi) = (1 - e^\Phi) - M \left(\sqrt{M^2 - 2\Phi} - M \right). \quad (9)$$

Профили ионно-звуковых солитонов произвольной амплитуды могут быть найдены путем численного интегрирования уравнений (7) или (8) с использованием, например, метода Рунге–Кутты 4 порядка. На рис. 1 представлены профили потенциала солитонов, найденные с использованием уравнения КdВ и численно методом Рунге–Кутты (РК) для разных чисел Maxa.

Рисунок 1 демонстрирует классические свойства солитонов. А именно, с ростом скорости солитона (числа Maxa) растет его амплитуда Φ_0 и уменьшается ширина Δ . В рассмотренной двухкомпонентной модели ионно-звуковые солитоны могут существовать в диапазоне чисел Maxa от 1 до 1.6 [6, 8, 23] с амплитудой до $\Phi_0 \approx 1.6$. При этом уравнение КdВ хорошо описывает солитоны с амплитудой

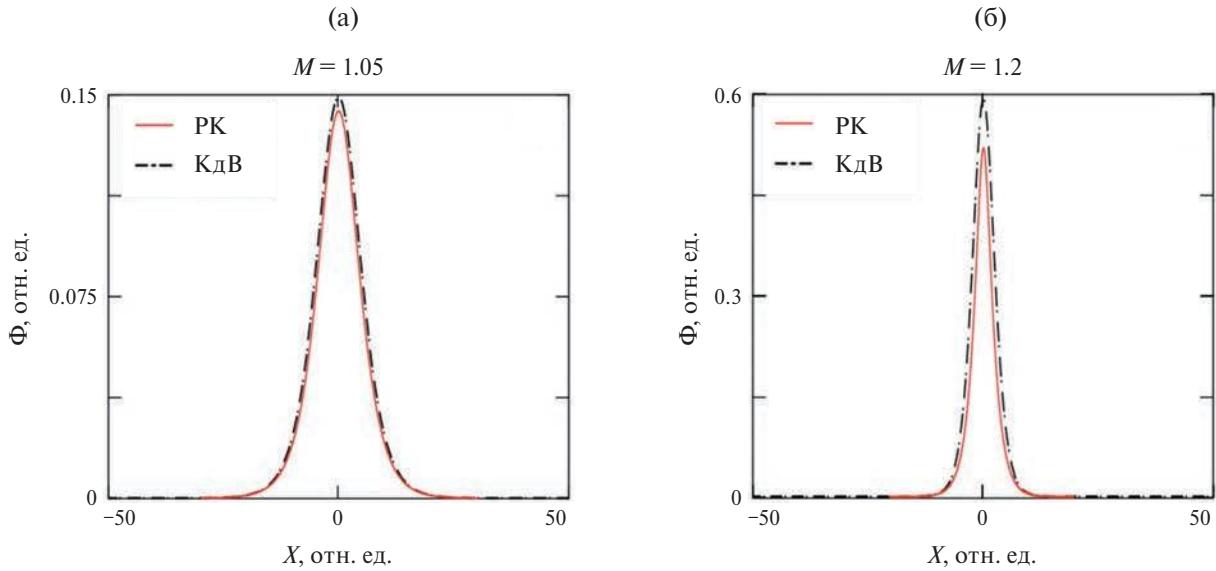


Рис. 1. Профили потенциала солитона при разных значениях числа Маха: “PK” — численное моделирование методом Рунге–Кутты; “КдВ” — анализ с использованием уравнения Кортевега–Де Вриза по формуле 5.

$\Phi \leq 0.5$. Имея профили солитонов $\Phi(X)$, мы можем перейти к расчету возмущенных функций распределения.

3. ВОЗМУЩЕННЫЕ ФУНКЦИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПО СКОРОСТЯМ И ПО КИНЕТИЧЕСКИМ ЭНЕРГИЯМ ДЛЯ ФОНОВЫХ ИОНОВ

Слева и справа от консервативного (классического) солитона состояния среды (плазмы) идентичны. При удалении от центра солитона плазма быстро (экспоненциально) возвращается к невозмущенному состоянию. Это означает, что везде, кроме некоторой окрестности уединенной волны (десятка–сотни λ_D), плазму можно считать равновесной. Стоит отметить, что для случая холодных ионов их максвелловское распределение по компонентам скоростей и по энергиям превращается в дельта-функцию Дирака. Следуя рассуждениям [8–10], будем анализировать возмущение функций распределения в области плазмы, в центре которой расположен солитон. Как отмечалось в [9], на практике достаточно, чтобы солитон полностью попадал в исследуемую область плазмы, однако теоретический анализ проще выполнить для случая центральной симметрии.

Введем обозначения $f_v(v_i)$ — ионная функция распределения по компонентам скоростей, $f_W(v_i)$ — ионная функция распределения по кинетическим энергиям. Рассмотрим сначала $f_v(v_i)$. Искомую функцию можно найти по известным формулам

$$f_v(v_i) = \frac{\Delta N}{N \Delta v_i}, \quad (10)$$

или

$$f_v(v_i) = \frac{\Delta t}{T \Delta v_i}. \quad (11)$$

Формула (10) справедлива при усреднении по ансамблю ионов, формула (11) — при усреднении по времени для одного иона (при условии эргодичности плазмы). Здесь 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), Δt — время, в течение которого выбранный ион имеет скорость в диапазоне от v_i до $v_i + \Delta v_i$, T — время, за которое проводится усреднение. На практике T соответствует временному разрешению измерительных приборов. Анализ $f_v(v_i)$ по формулам (10) и (11) полностью согласуется, что показано в работах [6–10].

В нашей работе сосредоточимся на поиске точной формулы для $f_v(v_i)$ с использованием усреднения по времени для движения одного пробного иона (по формуле (11)), взаимодействующего с ионно-звуковым солитоном. Схематично поставленная задача отображена на рис. 2.

Из рис. 2 видно, что при движении солитона слева направо он взаимодействует с произвольно выбранным ионом фона в течение некоторого времени и возмущает его динамические параметры. Ион смещается вперед на несколько радиусов Де-Бая после прохождения солитона, при этом начальная и конечная его скорости остаются равными нулю [18]. Параметры движения выбранного иона будут использованы для усреднения по времени. Для применения формулы (11) нам понадобится зависимость $v_i(t)$, найдем ее из второго закона Ньютона, записанного для пробного иона в электрическом поле солитона $m_i \mathbf{a}_i = e \mathbf{E}$. В нормированном виде имеем

$$\xi = -\frac{\partial \Phi(\xi)}{\partial \xi} \quad (12)$$

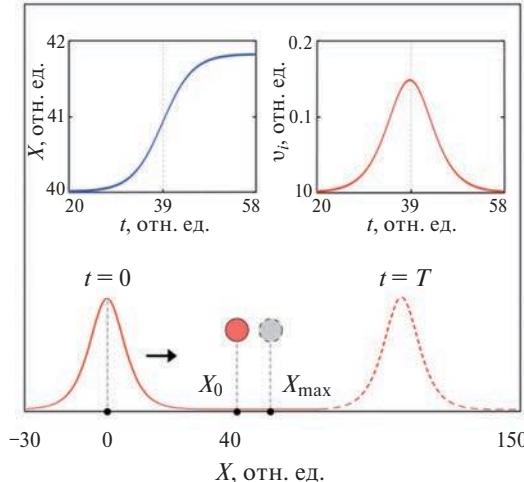


Рис. 2. Схема взаимодействия пробного иона с ионно-звуковым солитоном; на вкладках показаны зависимости $X(t)$ и $v_i(t)$ для пробного иона. Кружки отображают начальное и конечное положение пробного иона.

или с учетом $\xi = X - Mt$; $\partial/\partial X = \partial/\partial\xi$ для неподвижной системы координат

$$\ddot{X} = -\frac{\partial\Phi(X, t)}{\partial X}. \quad (13)$$

Для анализа солитонов произвольной амплитуды необходимо использование численного решения для потенциала $\Phi(X, t)$ в (13). Соответствующие решения представлены на вкладках к рис. 2 в виде зависимостей $X(t)$ и $v_i(t)$ при $M = 1.05$. Решалась задача со следующими начальными условиями: $X(0) = 40$, $v_i(0) = 0$. В рассматриваемом случае, ион достигает максимальной скорости при $t = 39$. Параметры численного интегрирования соответствуют тем, что представлены на рис. 4 в работе [8]. Хоть численные решения и являются точными, они не позволяют получить искомые аналитические выражения. Далее будет описана методика получения нужных формул без использования численных методов.

В пределе $\Delta t \rightarrow 0$ формулу (11) можно записать в дифференциальном виде

$$f_v(v_i) = \frac{2dt}{Tdv_i}. \quad (14)$$

Множитель “2” соответствует случаю центральной симметрии. Детальный вывод формулы (14) можно найти в работе [8]. Формула (14) исчерпывающим образом описывает возмущенную функцию распределения для солитонов произвольной амплитуды, однако в общем случае требует привлечения численных методов, поскольку зависимость $v_i(t)$, определяется численно (рис. 2). Для солитонов малой амплитуды искомая функция $f_v(v_i)$ была найдена в [8, 9] с использованием метода разложения псевдопотенциала Сагдеева и уравнения КdВ. Переходим к описанию общей методики получения нужных формул без использования численных методов.

Будем придерживаться логики рассуждений [8, 9]. Для решения уравнения (14) нам нужна зависимость производной dt/dv_i от параметра v_i . По закону сложения скоростей имеем $v'_i = v_i - M$, где v'_i — скорость иона в движущейся системе координат. Консервативность поля влечет сохранение механической энергии

$$\frac{v'^2_i}{2} = \frac{M^2}{2} - \Phi \quad (15)$$

или

$$v'_i = -\sqrt{M^2 - 2\Phi}. \quad (16)$$

В работе [8] формула (16) была получена путем интегрирования (13). Дифференцирование (15) по ξ дает

$$v'_i \frac{dv'_i}{d\xi} = -\frac{d\Phi}{d\xi}. \quad (17)$$

Теперь учитывая (8), а также $\frac{dt}{dv'_i} = \frac{dt}{d\xi} \frac{d\xi}{dv'_i} = \frac{1}{v'_i} \frac{d\xi}{dv'_i}$ можно получить

$$\frac{dt}{dv'_i} = \frac{1}{\sqrt{-2U(\Phi)}}.$$

С учетом (9) имеем

$$\frac{dt}{dv'_i} = \frac{1}{\sqrt{-2[(1 - e^\Phi) - M(\sqrt{M^2 - 2\Phi} - M)]}}. \quad (18)$$

Далее, учитывая закон сложения скоростей $v'_i = v_i - M$ и выражая Φ из (15), а $\sqrt{M^2 - 2\Phi}$ из (16), получаем

$$\frac{dt}{dv_i} = \frac{1}{\sqrt{-2(1 - e^{Mv_i - v_i^2/2} + Mv_i)}} \quad (19)$$

или с учетом (14) окончательно

$$f_v(v_i) = \frac{2}{T\sqrt{-2(1 - e^{Mv_i - v_i^2/2} + Mv_i)}}. \quad (20)$$

Формулу (20) можно переписать в виде $f_v(v_i) = 2/\left(T\sqrt{-2U(\Phi)}\right)$, где $\Phi(v_i)$ определяется уравнением (15). На рис. 3 представлены графики функции $f_v(v_i)$, полученные с использованием трех методов: по приближенной формуле (6) (впервые получена в [9]); по точной формуле (20); моделированием по ансамблю частиц по методике [6, 8]. График функции $f_v(v_i)$, полученный из выражения (20), справедливый для произвольных амплитуд, выполнен с заливкой, поскольку он является эталонным. При этом приближенные зависимости представлены штриховыми кривыми.

Как видно из рис. 3, результаты, полученные по формуле (20), полностью совпадают с результатами моделирования [8]. Приближенная формула (6) остается справедливой для малых амплитуд.

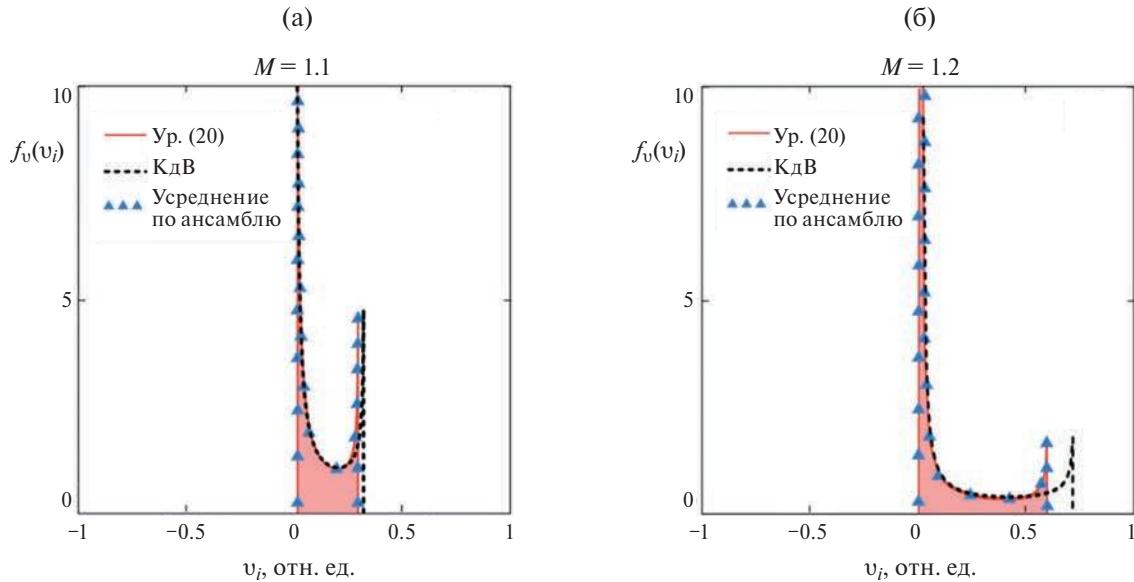


Рис. 3. Возмущенные функции распределения $f_v(v_i)$ при $T = 38$ и при разных значениях числа Маха, рассчитанные с использованием различных методов: по приближенной формуле (6) — штриховая кривая; по точной формуле (20) — сплошная кривая с заливкой; моделированием по ансамблю частиц по методике [6, 8] — треугольники.

Параметрами функции $f_v(v_i)$ являются число Маха M и время усреднения T . Область определения $f_v(v_i)$ находится в диапазоне $0 < v_i < M$. Действительно, в работах [6, 16, 18] показано, что в электрическом поле классического ионно-звукового солитона сжатия ионы могут двигаться только с положительной скоростью $v_i > 0$. С другой стороны, верхняя граница $v_i < M$ определяется докритичностью рассматриваемых солитонов. При $v_i \geq M$ происходит опрокидывание волны и формирование многопоточного движения.

Используя (20), можно найти среднее значение плотности ионного тока, индуцируемого солитонами, J_i . В нормированном виде имеем $J_i = \int_0^M v_i f_v(v_i) dv_i$. При $M = 1.05$, $T = 71$ получим $J_i = 0.26$, что полностью согласуется с результатами работы [6], где рассчитана величина J_i для группы одинаковых солитонов с периодом следования $T = 71$ при $M = 1.05$. Также наблюдается согласие с результатами работы [16], где величина J_i была получена с использованием уравнений гидродинамики. В свою очередь, зная J_i , легко рассчитать полный электрический ионный заряд, перемещаемый солитоном через единичную площадку, $Q = J_i T$. Несложно убедиться, что полученная зависимость $Q_i(M) \sim Q_i(\Phi_0)$ согласуется с зависимостью $\Delta X(\Phi_0) = Q_i(\Phi_0)$, рассчитанной в [18] разными способами (здесь ΔX — дистанция переноса ионов солитоном).

Найдем выражение для функции распределения по кинетическим энергиям. Зная функцию $f_v(v_i)$, можно найти функцию $f_W(W_i)$, воспользовавшись известной взаимосвязью [7, 10]

$$f_t(v_i) dv_i = f_t(W_i) dW_i. \quad (21)$$

Учитывая, что $W_i = v_i^2/2$, имеем

$$f_W(W_i) = \frac{\sqrt{3}}{T \sqrt{W_i} \left(e^{(\sqrt{2W_i}M-W)} - \sqrt{2W_i}M - 1 \right)^{1/2}}. \quad (22)$$

Область определения функции $f_W(W_i)$ определяется неравенством $0 < W_i < M^2/2$.

На рис. 4 представлены графики $f_W(W_i)$ для разных чисел Маха. Для сравнения на графиках представлены результаты [10], полученные путем моделирования по ансамблю и по приближенной формуле, полученной с использованием уравнения КдВ.

Из рис. 4 видно, что результаты, полученные по формуле (22), полностью согласуются с результатами моделирования [10]. Приближенная формула (14) из [10] остается справедливой для малых амплитуд.

Как видно из рис. 3 и 4, функции распределения фоновых ионов становятся сильно неравновесными в окрестности солитонов. Они соответствуют переносу ионов солитоном (возбуждению солитонных токов) и имеют “beam-like” форму. Наличие потока заряженных частиц в окрестности солитона может стать причиной развития потоковых неустойчивостей [24]. В частности, дрейф электронов со скоростью $v_e > C_s$ может быть причиной дрейфовой ионно-звуковой неустойчивости. При увеличении скорости дрейфа может развиваться бунemanовская неустойчивость. Однако в нашей модели электроны полагались равновесными, а их потоки полагались равными нулю. Солитонные токи, рассмотренные нами, могут быть причиной потоковых пыле-акустических неустойчивостей [25]. Данная ситуация возможна в пылевой плазме в присутствии ионно-звуковых солитонов.

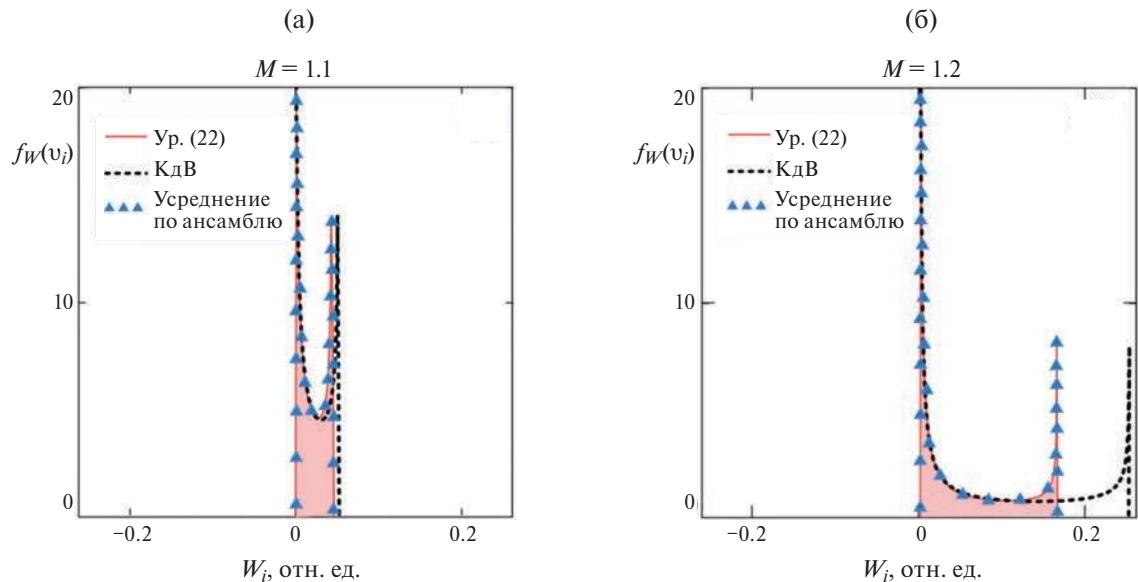


Рис. 4. Возмущенные функции распределения $f_W(W_i)$ при $T = 38$ и при разных значениях числа Маха, рассчитанные с использованием различных методов: по приближенной формуле (14) из [10] — штриховая кривая; по точной формуле (22) — сплошная кривая с заливкой; моделированием по ансамблю частиц по методике [10] — треугольники.

нов [13]. Ионные потоки также могут влиять на заряд пылевых частиц в пылевой плазме, что является одной из причин неустойчивостей [26]. Детальный анализ подобных задач является темой будущих работ.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе метода псевдопотенциала Сагдеева получено аналитическое выражение, описывающее возмущенные ионно-звуковым солитоном функции распределения фоновых ионов по компонентам скорости $f_v(v_i)$ и по кинетическим энергиям $f_W(W_i)$. Ранее было показано [5–10], что ионно-звуковые солитоны сильно возмущают изначально равновесную функцию распределения ионов. В области, занятой солитонами, такая функция имеет “beam-like” форму [6–10]. Полученные результаты справедливы только для холодных плазменных фракций. Для случая теплых ионов их можно использовать только в качестве оценок. Ожидается, что учет теплового движения ионов приведет к уширению максимумов функций распределения. Аналитические формулы (20), (22) просты в применении, они могут использоваться для интерпретации экспериментальных данных, а также для развития новых методов плазменной диагностики. Стоит отметить, что использованный нами подход является довольно универсальным и может применяться для описания свойств электронно- и пылевоакустических солитонов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ландау Л.Д. // ЖЭТФ. 1946. Т. 16. С. 574.
2. Stasiewicz K., Lundin R., Marklund G. // Physica Scripta. 2000. V. 84. P. 60.
3. Alberti S. // Nature Phys. 2007. V. 3. P. 376.

4. Esarey E., Schroeder C.B., Leemans W.P. // Rev. Modern Phys. 2009. V. 81. 3. P. 1229.
5. Аleshин И.М., Перегудов Д.В. // Вестн. Московского ун-та. Сер. 3. Физика. Астрономия. 2000. № 1. С. 8. (Aleshin I.M., Peregudov D.V. // Moscow University Physics Bulletin. 2000. V. 55 (1). P. 9).
6. Трухачев Ф.М., Васильев М.М., Петров О.Ф. // Физика плазмы. 2022. Т. 48. С. 967.
7. Трухачев Ф.М., Герасименко Н.В., Васильев М.М., Петров О.Ф. // Вестник ОИВТ РАН. 2022. Т. 7. С. 15.
8. Trukhachev F.M., Gerasimenko N.V., Vasiliev M.M., Petrov O.F. // Phys. Plasmas. 2023. V. 30 (2). P. 022113.
9. Трухачев Ф.М., Герасименко Н.В., Васильев М.М., Петров О.Ф. // Физика плазмы. 2023. Т. 49. С. 975.
10. Трухачев Ф.М., Васильев М.М., Петров О.Ф., Могилевский М.М., Чугунин Д.В. // ТВТ. 2024. (в печати).
11. Tran M.Q. // Physica Scripta. 1979. V. 20. P. 317.
12. Медведев Ю.В. // Физика плазмы. 2009. Т. 35. С. 70.
13. Лосева Т.В., Попель С.И., Голубь А.П. // Физика плазмы. 2012. Т. 38. С. 792
14. Manesh M., Anu V., Neethu T.W., Sijo S., Sreekala G., Venugopal C. // Физика плазмы. 2020. Т. 46. С. 633.
15. Медведев Ю.В. // Физика плазмы. 2022. Т. 48. С. 410.
16. Трухачев Ф.М., Васильев М.М., Петров О.Ф. // ТВТ. 2020. Т. 58. С. 563.
17. Dubinov A.E., Lebedeva X.I. // Chaos, Solitons and Fractals. 2021. V. 152. P. 111391.
18. Trukhachev F.M., Gerasimenko N.V., Vasiliev M.M., Petrov O.F. // Phys. Plasmas. 2023. V. 30. P. 112302.

19. Дубинов А.Е., Китаев И.Н. // ТВТ. 2023. Т. 61 (1). С. 11.
20. Кузнецов С.В. // Вестник ОИВТ РАН. 2024. Т. 13. Р. 4.
21. Washimi H., Taniuti T. // Phys. Rev. Lett. 1966. V. 17. P. 996.
22. Tran M.Q. // Physica Scripta. 1979. V. 20. P. 317.
23. Сагдеев Р.З. // Вопросы теории плазмы. Вып. 4 / Ред. М.А. Леонтьевича. М.: Атомиздат, 1967. 342 с. (Sagdeev R.Z., in *Reviews of Plasma Physics*, M.A. Leontovich, Ed. (Consultants Bureau Enterprises, Inc., New York, Vol. IV, 1966)).
24. Арцимович Л.А., Сагдеев Р.З. Физика плазмы для физиков. М.: Атомиздат. 1979. 129 с.
25. Shukla P.K., Mamun A.A. Introduction to Dusty Plasma Physics. CRC Press. 2015. 450 p.
26. 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.

ION VELOCITY AND ENERGY DISTRIBUTION FUNCTIONS PERTURBED BY THE ION-ACOUSTIC SOLITONS: ANALYTICAL CALCULATION FOR ARBITRARY AMPLITUDES

F. M. Trukhachev^{a,*}, M. M. Vasiliev^a, and O. F. Petrov^a

^aJoint Institute for High Temperatures, Russian Academy of Sciences, Moscow, 125412 Russia

*e-mail: ftru@mail.ru

Distribution functions of background ions perturbed by the ion-acoustic solitons are calculated using the Sagdeev pseudopotential approach for the case of cold ions. Velocity and kinetic-energy distribution functions are analyzed. Explicit expressions valid for the solitons of arbitrary amplitude are obtained. It is demonstrated that the solitons form a strongly nonequilibrium plasma in their vicinity. The results are compared with previous analytical calculations and results of simulations.

Keywords: ion-acoustic soliton, distribution functions, soliton currents