

НЕЛИНЕЙНЫЕ ЯВЛЕНИЯ

УДК 533.95

УСКОРЕНИЕ И ЗАХВАТ ИОНОВ ПРИ СТОЛКНОВЕНИИ УЕДИНЕННЫХ ИОННО-ЗВУКОВЫХ ВОЛН В ПЛАЗМЕ С ОТРИЦАТЕЛЬНЫМИ ИОНАМИ

© 2019 г. Ю. В. Медведев*

Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия

* e-mail: medve@mail.ru

Поступила в редакцию 19.07.2018 г.

После доработки 29.09.2018 г.

Принята в печать 29.09.2018 г.

Рассмотрены явления, возникающие при встречном столкновении уединенных ионно-звуковых волн в бесстолкновительной плазме, состоящей из положительных и отрицательных ионов и электронов, подчиняющихся бoльцмановскому распределению. С помощью численного моделирования методом частиц показано, что уединенные ионно-звуковые волны сжатия большой амплитуды не сохраняют свою идентичность после столкновения. Их амплитуды уменьшаются и формы изменяются. Установлено, что в процессе столкновения волн образуются ускоренные положительные ионы, скорость которых может более чем в три раза превышать скорость звука. Кроме того, при столкновении происходит захват отрицательных ионов полем образующихся после столкновения уединенных ионно-звуковых волн.

DOI: 10.1134/S0367292119020070

1. ВВЕДЕНИЕ

Трехкомпонентная плазма, состоящая из электронов и положительных и отрицательных ионов, представляет значительный интерес как физический объект с необычными волновыми свойствами. В бесстолкновительной плазме с отрицательными ионами могут существовать различные нелинейные структуры, такие, например, как уединенные ионно-звуковые волны, ионно-звуковые солитоны или бесстолкновительные ударные волны, причем не только сжатия, но и разрежения [1–6]. При исследовании нелинейных явлений в такой плазме особое внимание привлекают процессы взаимодействия нелинейных структур между собой. Так, в работе [3] экспериментально изучалось столкновение распространяющихся навстречу друг другу уединенной ионно-звуковой волны сжатия и уединенной ионно-звуковой волны разрежения. Волны распространялись в плазме, в составе которой основными ионными компонентами были положительные ионы аргона Ar^+ и отрицательные ионы фтора F^- . Уединенные волны проходили друг через друга и после столкновения восстанавливали свою форму. В соответствии с общепринятой терминологией [7] такие волны могут быть названы солитонами.

В работе [8] исследовались столкновения двух уединенных ионно-звуковых волн разрежения в

плазме, состоящей из электронов и ионов Ar^+ и F^- . Рассматривались как случай распространения волн в одном направлении, так и случай распространения волн навстречу друг другу. В обоих случаях волны проходили друг через друга без существенного изменения формы, т.е. представляли собой солитоны разрежения. Исследование обгона уединенной ионно-звуковой волной сжатия уединенной ионно-звуковой волны разрежения, а также встречного столкновения таких волн было проведено как численно, так и экспериментально в работе [9]. Столкновение уединенных ионно-звуковых волн при обгоне волны меньшей амплитуды волной большей амплитуды рассматривалось в работах [10, 11]. В последней работе была предложена простая модель для оценки фазового сдвига, а также размера области взаимодействия при столкновении волн. В упомянутых выше работах волны при столкновении сохраняли свою идентичность.

В последнее время наблюдается повышенный интерес к изучению столкновения уединенных волн в многокомпонентных плазмах, в том числе и в плазмах, содержащих отрицательные ионы. Так, например, в [12] рассмотрен случай плазмы, состоящей из нескольких сортов холодных (положительных и отрицательных) ионов и бoльцмановских электронов. В ряде работ изучаются столкновения уединенных волн в плазме, состоя-

шей из ионов, электронов и позитронов [13–18]. Продолжаются исследования распространения и взаимодействия уединенных волн в пылевой плазме [19–23]. В теоретических исследованиях, как правило, рассматриваются уединенные волны небольших амплитуд и весьма часто используется метод возмущений Пуанкаре–Лайтхилла–Куо. Если амплитуды сталкивающихся уединенных волн велики, то такой подход может привести к ошибочным результатам. В этом случае для изучения столкновения уединенных волн следует воспользоваться численными методами. Одним из наиболее эффективных подходов является численное моделирование процесса с помощью метода частиц в ячейке. Сравнение аналитических результатов с результатами численного моделирования можно видеть, например, в статье [23].

В упомянутых работах столкновение уединенных волн исследовалось при не очень больших амплитудах. Рассматривались основные особенности столкновений уединенных волн, распространяющихся либо в одном направлении, либо навстречу друг другу, и находились траектории волн после столкновения, а также фазовый сдвиг. При этом каждая уединенная волна не теряла своей идентичности. Волны восстанавливали свои формы и амплитуды спустя некоторое время после столкновения, т.е. эти уединенные волны являлись солитонами. Однако при больших амплитудах сталкивающихся уединенных волн вопрос о сохранении их идентичности после столкновения требует отдельного изучения. Такой вопрос возникает, в частности, в связи с результатами исследования столкновения уединенных ионно-звуковых волн в обычной электрон-ионной плазме. В недавно опубликованных работах [24, 25] было показано, что в такой плазме столкновение уединенных ионно-звуковых волн большой амплитуды может привести к образованию сгустков ускоренных ионов, отделяющихся от волн и движущихся независимо от них. Ускорение ионов происходит за счет энергии той или иной волны, что приводит к уменьшению ее амплитуды, и форма волны не сохраняется после столкновения.

В этой статье показано, что подобные явления могут происходить при столкновении уединенных ионно-звуковых волн и в плазме с отрицательными ионами. Более того, одновременно с ускорением положительных ионов при столкновении волн возникает еще и захват отрицательных ионов образовавшимися после столкновения волнами.

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Задача о столкновении уединенных ионно-звуковых волн в плазме с отрицательными иона-

ми рассматривается в одномерном кинетическом приближении. Предполагается, что волны распространяются по невозмущенной однородно распределенной плазме, состоящей из электронов с массой m_e и зарядом $-e$, положительных ионов с массой m_i и зарядом $Z_i e$ и отрицательных ионов с массой m_j и зарядом $Z_j e$. Используя нижний индекс 0 для величин в невозмущенной области, обозначим через n_{e0} , n_{i0} и n_{j0} невозмущенные значения плотностей электронов, положительных и отрицательных ионов, соответственно. Очевидно, что в невозмущенной области выполняется условие квазинейтральности $Z_i n_{i0} + Z_j n_{j0} = n_{e0}$.

Предположим, что в начальный момент времени $t = 0$ в плазме образованы две уединенные ионно-звуковые волны с одинаковыми амплитудами. Для краткости будем их называть волной 1 и волной 2, опуская слова “уединенная ионно-звуковая”. Амплитуда волны 1 находится в точке $x = -a$ (координата волны 1), а амплитуда волны 2 – в точке $x = a$ (координата волны 2). Волны распространяются навстречу друг другу со скоростями $D > 0$ (волна 1) и $-D$ (волна 2) и имеют достаточно большую начальную амплитуду потенциала. В некоторый момент времени $t > 0$ они сталкиваются друг с другом и затем расходятся. Задача состоит в изучении процесса столкновения волн и его последствий.

Мы рассматриваем задачу в предположении, что плазма бесстолкновительная, и ее движение может быть описано системой уравнений Власова. Полагая, что электроны подчиняются больцмановскому распределению, запишем исходную систему уравнений в виде

$$\begin{aligned} \frac{\partial f_i}{\partial t} + v \frac{\partial f_i}{\partial x} - \frac{\partial \phi}{\partial x} \frac{\partial f_i}{\partial v} &= 0, \\ \frac{\partial f_j}{\partial t} + v \frac{\partial f_j}{\partial x} - \mu \frac{\partial \phi}{\partial x} \frac{\partial f_j}{\partial v} &= 0, \\ \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} &= -(Z_i n_i + Z_j n_j - n_{e0} \exp \phi), \end{aligned} \quad (1)$$

где f_i и f_j – функции распределения, а n_i и n_j – плотности положительных и отрицательных ионов соответственно, ϕ – потенциал, x – координата, v – скорость, а параметр $\mu = Z_j m_i / Z_i m_j$ характеризует ионный состав плазмы. В представленных уравнениях и везде ниже все величины нормированы с использованием следующих величин:

$$\begin{aligned} n_{i0}, (m_i / 4\pi Z_i e^2 n_{i0})^{1/2}, (T_{e0} / 4\pi e^2 n_{i0})^{1/2}, \\ (Z_i T_{e0} / m_i)^{1/2}, T_{e0} / e, n_{i0} (m_i / Z_i T_{e0})^{1/2}, \end{aligned}$$

которые служат единицами плотности, времени, длины, скорости, потенциала и функции распре-

деления соответственно. Здесь T_{e0} – температура электронов в невозмущенной области (в энергетических единицах).

Одним из наиболее эффективных методов решения системы уравнений (1) является численное моделирование методом частиц в ячейке. В данной работе мы используем этот метод. Расчет проводился в области $[-L, L]$, на границах которой ставились условия зеркального отражения частиц и полагались равными нулю значения электрического поля. Электрический потенциал $\phi(x, t)$, определяемый из решения уравнения Пуассона, отсчитывался от нулевого значения в невозмущенной области. Начальные пространственные распределения плотностей частиц и ионных скоростей в каждой уединенной волне находились по методике, описанной в [26, 27]. Полученные точные распределения величин воплощались в численной модели соответствующим выбором координат и скоростей модельных частиц. Образованные таким образом уединенные волны при любых амплитудах распространялись без каких-либо изменений вплоть до их взаимного столкновения. При моделировании столкновения волн оказалось удобным различать ионы, первоначально расположенные в области $-L < x < 0$ (назовем их l -ионами), от ионов, первоначально расположенных в области $0 < x < L$ (назовем их r -ионами). Такое разделение ионов относится как к положительным, так и к отрицательным ионам. Поэтому в численной модели мы имеем дело с четырьмя ионными компонентами.

Расчеты проводились для случая плазмы, состоящей из электронов, положительных ионов Ar^+ и отрицательных ионов F^- ($Z_i = 1$, $Z_j = -1$, $\mu = -2.102$) при $n_{i0} = 1$, $n_{j0} = 0.1$, $L = 100$. Температуры положительных и отрицательных ионов полагались равными нулю. В отличие от общего случая плазмы с отрицательными ионами с произвольными температурами ионов и двумя модами ионно-звуковых волн, быстрой и медленной, в рассматриваемой здесь плазме с холодными ионами, как хорошо известно (см., например, [3, 9, 28]), могут существовать только быстрые ионно-звуковые волны. В этом случае скорость звука определяется по формуле, которую в наших единицах можно записать в виде

$$c = \left(\frac{1 + \mu\rho}{1 + \rho} \right)^{1/2}, \quad (2)$$

где $\rho = Z_j n_{j0} / Z_i n_{i0}$. В нашем случае $c = 1.1596$. Заметим, что столкновение ионно-звуковых волн не приводит к изменению их моды, поскольку и после столкновения волны распространяются по плазме с холодными ионами.

Здесь мы рассматриваем случай, когда начальные амплитуды потенциала в волнах 1 и 2 обе рав-

ны $\phi_m^0 = 1.2$. При таких амплитудах волны распространяются со сверхзвуковыми скоростями $D = \pm 1.558$. Волны имели начальные координаты $x = \pm a = \pm 77.88$. При этом область невозмущенной плазмы между волнами в начальный момент времени довольно большая, и волны при свободном распространении должны встретиться друг с другом в точке $x = 0$ при $t = 50$.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Рассмотрим результаты численного моделирования. Мы изучали столкновение уединенных ионно-звуковых волн сжатия. В этом случае каждая волна представляет собой “горб” потенциала, которому соответствует распределение электрического поля, имеющее минимум и максимум. При встречном столкновении волн происходит сближение двух “горбов” потенциала, которые затем сливаются в один общий “горб” большой амплитуды (рис. 1а). При этом распределение электрического поля, имеющее до столкновения два минимума и два максимума (рис. 1б, $t = 49$), трансформируется в распределение с близко расположенными друг к другу одним минимумом и одним максимумом ($t = 50.5$). Начиная с момента времени $t = 50.5$, момента наибольшего сближения волн, происходит сначала снижение амплитуды одиночного “горба” потенциала. При этом минимум и максимум электрического поля удаляются друг от друга. Переходная область между ними увеличивается ($t = 51$). В дальнейшем в этой области образуются новые минимум и максимум электрического поля ($t = 51.5$), то есть происходит постепенный распад одиночного “горба” на две волны, движущиеся в противоположных направлениях. Как мы увидим ниже, такой характер изменения распределения электрического поля в процессе столкновения волн способствует возникновению особенностей в движении ионов плазмы.

В самом деле, распространяющиеся по плазме волны приводят в движение ионы плазмы. Ионное движение заметно меняется при столкновении волн. Это можно видеть на рис. 2, где представлены фазовые плоскости положительных и отрицательных l -ионов в близкой окрестности точки $x = 0$ в те моменты времени, когда происходит столкновение волн. Мы не показываем на рисунке фазовые кривые r -ионов, они симметричны показанным кривым относительно точки $x = 0$, $v = 0$. Видно, что в самом начале столкновения при $t = 49.5$ положительные l -ионы имеют положительные скорости, а отрицательные l -ионы – отрицательные, и волна 1 распространяется в положительном направлении. Но уже при $t = 51$ скорости положительных l -ионов становятся от-

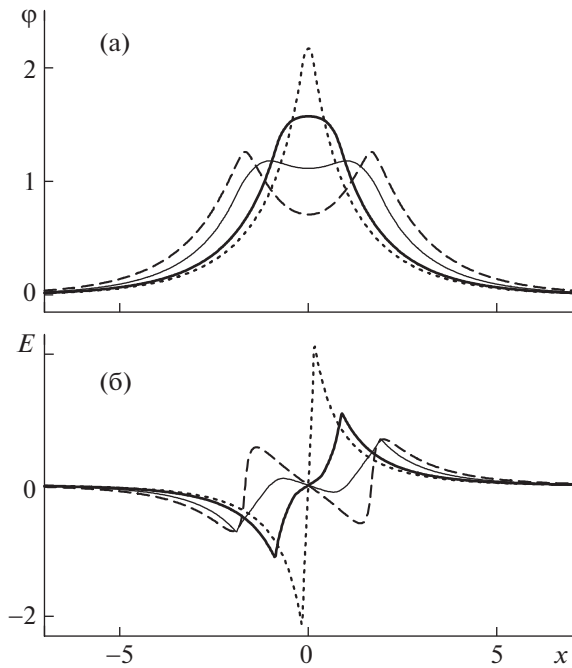


Рис. 1. Распределение потенциала $\varphi(x)$ (а) и электрического поля $E(x)$ (б) в разные моменты времени: $t = 49$ (штриховая кривая), 50.5 (пунктирная кривая), 51 (толстая сплошная кривая) и 51.5 (тонкая сплошная кривая).

рицательными в области $x < 0$, а скорости отрицательных l -ионов в той же области — положительными. В результате после столкновения по области $x < 0$ распространяется волна в отрицательном направлении. Ее можно рассматривать как отраженную при столкновении волну 1, либо как прошедшую через волну 1 волну 2.

Кроме проходящих друг через друга волн, на рис. 2 можно также видеть, что при столкновении часть l -ионов, положительных и отрицательных, покидают свою первоначальную область $x < 0$ и переходят в область $x > 0$. Это можно объяснить тем, что при столкновении волны замедляются, они практически не влияют на ионы, находящиеся вблизи точки столкновения $x \sim 0$. Скорость этих ионов близка к нулю, они практически не смещаются. Но к моменту столкновения к точке $x = 0$ приблизятся положительные ионы, ускоренные волнами ранее. В результате фронты волн укрупняются и при достаточно больших амплитудах профили скоростей положительных ионов обеих волн могут “опрокинуться”. В то же время скорость отрицательных ионов меняет знак, и некоторые из них могут быть захвачены: l -ионы в поле возрождающейся после столкновения волны, движущейся в положительном направлении, а r -ионы — в поле аналогичной волны, движущейся в отрицательном направлении.

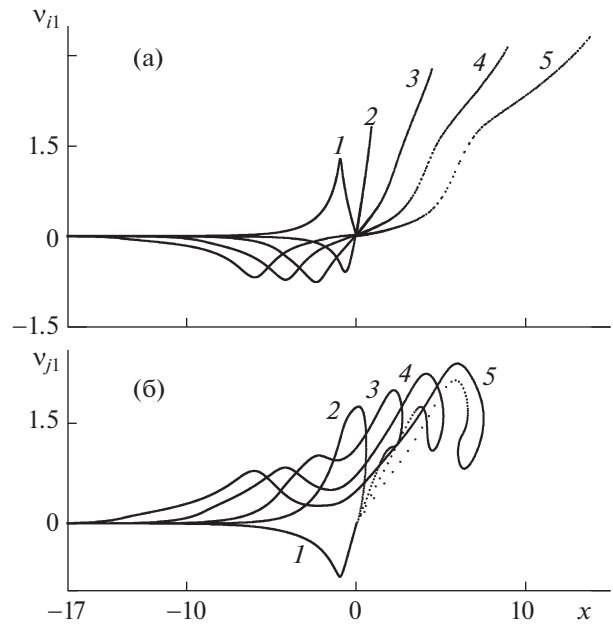


Рис. 2. Фазовые плоскости l -ионов: положительных (а) и отрицательных (б) при столкновении волн. Кривые 1–5 соответствуют моментам времени $t = 49.5, 51.0, 52.5, 54.0, 55.5$.

Детали возникающего течения в окрестности точки $x = 0$ при $t = 51$ можно видеть на рис. 3. На фазовой плоскости положительные l -ионы в области $x > 0$ представляются двумя близкими линиями, образовавшимися в результате “опрокидывания” профиля скорости. Их скорости растут с ростом x . А скорости отрицательных l -ионов, попавших в область $x > 0$, под действием положительного электрического поля начинают выстраиваться на фазовой плоскости в петлеобразную кривую. Именно тот факт, что электрическое поле в области $x > 0$, куда попадают l -ионы, остается в течение некоторого времени положительным, т.е. “одногоорбая” структура распадается на две волны не достаточно быстро, и определяет характер возникающих течений при больших амплитудах волн. Как видно из рис. 2, положительные l -ионы за короткий промежуток времени ускоряются в поле до скоростей $v_{il} \sim 3$. Захваченные отрицательные ионы движутся вместе с волной, скорость распространения которой сначала возрастает, а затем устанавливается на некотором постоянном значении.

В последующие моменты времени распределение потенциала принимает “двугорбый” вид, т.е. происходит возрождение двух отдельных волн, движущихся в противоположных направлениях. С появлением “горба” потенциала в области $x > 0$ появляется и область отрицательного электрического поля (рис. 1б, $t = 51.5$), которое тор-

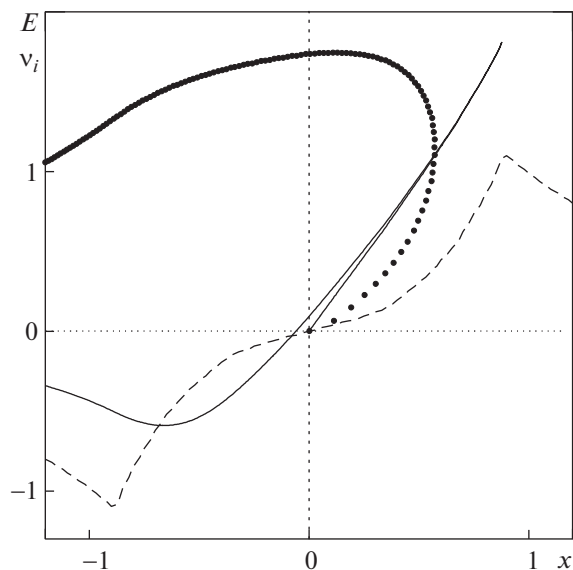


Рис. 3. Распределение электрического поля $E(x)$ (штриховая кривая) и фазовые плоскости положительных I -ионов (x, v_{il}) (тонкая сплошная кривая) и отрицательных I -ионов (x, v_{jl}) (кружки) при $t = 51$. Пунктиром показаны прямые $x = 0$ и $E = 0$.

мозит положительные I -ионы, попавшие в область его действия. Но наиболее далеко ушедшие положительные I -ионы остаются в области положительного электрического поля и продолжают ускоряться. К моменту времени $t = 55.5$ все положительные I -ионы разделяются на две группы (рис. 2а). Одна группа ионов тормозится электрическим полем волны, и, в конечном счете, все ионы этой группы останавливаются. Другая группа ионов продолжает ускоряться, и через некоторое время эти ионы выходят из области волны и продолжают свободное движение по невозмущенной плазме. Их скорости достигают значений $\sim 3-4$, что в несколько раз выше скорости звука в плазме рассматриваемого состава $c = 1.1596$. Аналогичные процессы происходят и с положительными r -ионами. Что касается отрицательных I -ионов, то на их фазовой плоскости образуется петля (рис. 2б, $t = 54$ и $t = 55.5$). Средняя скорость наиболее далеко ушедших вперед отрицательных I -ионов, очевидно, равна скорости распространения волны. В поле этой волны захваченные отрицательные I -ионы попадают то в область ускорения, то в область торможения, что приводит к петлеобразной кривой на фазовой плоскости. С течением времени петля постепенно трансформируется в спираль.

Окончательный результат взаимодействия волн, когда волны полностью отделены друг от друга и распространяются стационарно, можно видеть на рис. 4, где представлено распределение

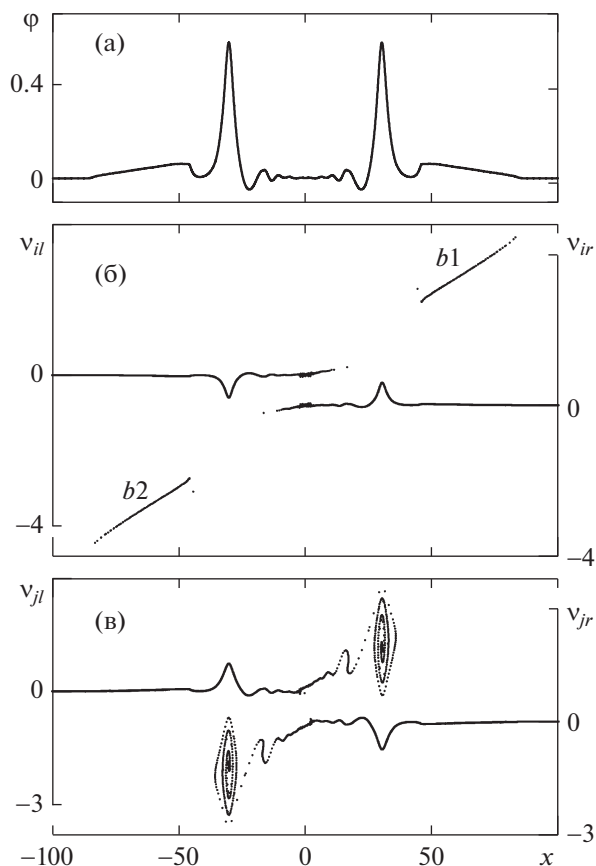


Рис. 4. Распределения потенциала и ионных скоростей после столкновения волн при $t = 75$: потенциал $\phi(x)$ (а); фазовые плоскости положительных I -ионов (x, v_{il}) (верхняя кривая) и положительных r -ионов (x, v_{ir}) (нижняя кривая, правая ось ординат) (б), фазовые плоскости отрицательных I -ионов (x, v_{jl}) (верхняя кривая) и отрицательных r -ионов (x, v_{jr}) (нижняя кривая, правая ось ординат) (в). Ступки ускоренных положительных I -ионов и ускоренных положительных r -ионов обозначены как $b1$ и $b2$ соответственно.

потенциала и фазовые плоскости ионов при $t = 75$. Прежде всего, мы видим, что после столкновения амплитуды волн значительно уменьшились от начального значения $\phi_m = 1.2$ до значения $\phi_m \approx 0.578$ (рис. 4а). Падение амплитуд волн после столкновения легко объясняется. Как мы видели, некоторая часть положительных ионов, находившихся до столкновения волн в неподвижном состоянии, оказалась заметно ускоренной. Захваченные волнами отрицательные ионы также приобрели скорости, в среднем близкие к скорости распространения соответствующей волны. Увеличение скоростей ионов происходит за счет энергий волн, амплитуды которых при этом падают.

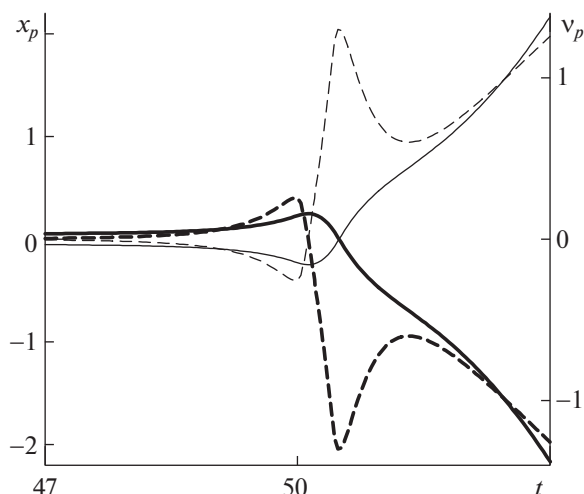


Рис. 5. Координаты x_p и скорости v_p двух частиц с начальными координатами $x_{p0} = -0.049$ (тонкие кривые) и $x_{p0} = 0.049$ (толстые кривые) в зависимости от времени. Координаты представлены сплошными кривыми, скорости – штриховыми кривыми.

За прошедшими волнами наблюдаются небольшие осцилляции, которые медленно затухают. Более сильные возмущения потенциала возникают перед фронтами волн. Причиной этого являются сгустки положительных ионов $b1$ и $b2$ (рис. 4б). Это как раз те сгустки, образование одного из которых мы видели на рис. 2а ($t = 55.5$) при разделении положительных l -ионов, попавших в область $x > 0$, на две группы. Из группы ускоренных положительных l -ионов формируется сгусток $b1$. Аналогичным образом сгусток $b2$ формируется из группы ускоренных положительных r -ионов. Из рис. 4б хорошо видно, что все положительные ионы из группы неускоренных l -ионов и из группы неускоренных r -ионов полностью останавливаются к рассматриваемому моменту времени. В результате происходит своеобразный обмен ионами. Часть положительных l -ионов попадает в область $x > 0$, где разделяется на сгусток быстрых ионов $b1$ и группу неподвижных ионов в окрестности точки $x = 0$. Точно такая же часть положительных r -ионов попадает в область $x < 0$, где точно так же разделяется на сгусток быстрых ионов $b2$ и группу неподвижных ионов в окрестности точки $x = 0$.

Обмен отрицательными ионами между областями $x < 0$ и $x > 0$ также происходит. Из рис. 4в видно, что волна, распространяющаяся в отрицательном направлении по l -ионам, захватила часть отрицательных r -ионов. Точно так же волна, распространяющаяся в положительном направлении по r -ионам, захватила часть отрицательных l -ионов. На фазовых плоскостях захваченные ио-

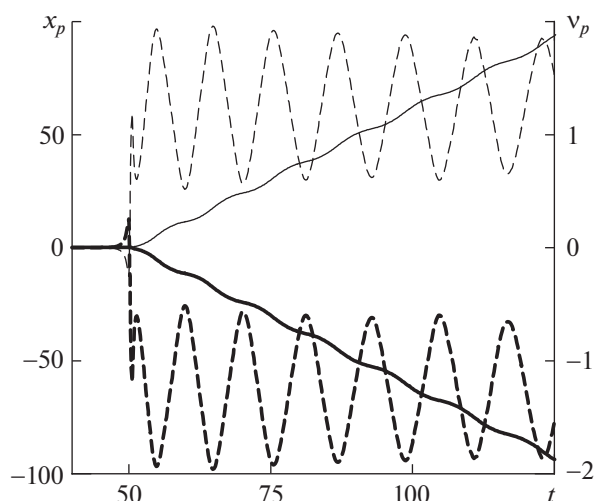


Рис. 6. Координаты x_p и скорости v_p двух частиц с начальными координатами $x_{p0} = -0.049$ (тонкие кривые) и $x_{p0} = 0.049$ (толстые кривые) в зависимости от времени. Координаты представлены сплошными кривыми, скорости – штриховыми кривыми.

ны образуют спирали. Более подробное представление о том, как происходит захват и удержание отрицательных ионов можно получить из рис. 5 и 6. На этих рисунках показаны временные зависимости координат x_p и скоростей v_p двух отдельных частиц: отрицательных l - и r -ионов с начальными координатами $x_{p0} = -0.049$ и $x_{p0} = 0.049$ соответственно. В уединенной волне в плазме с отрицательными ионами последние приобретают скорость, направленную против направления распространения волны, если волна является волной сжатия ($\phi_m > 0$). Именно это мы видим на рис. 5 при $t < 50$, когда взаимодействие волн только начинается. Частицы удаляются от точки столкновения $x = 0$. При $t > 50$ происходит достаточно быстрое изменение знака скорости ионов. Из-за этого так же быстро l -частица попадает в область $x > 0$, а r -частица – в область $x < 0$. Дальнейшее их движение хорошо видно на рис. 6. Координаты x_p и скорости v_p обеих частиц осциллируют с периодом ~ 12 . Средняя скорость каждого иона совпадает со скоростью распространения волны, в которую ион захвачен, и по величине составляет ~ 1.25 . Заметим, что расчет скорости распространения волны с такой же амплитудой $\phi_m \approx 0.578$, но без учета захваченных ионов дает несколько большую величину: $D \approx 1.28$. Захваченные ионы замедляют движение волны.

Представляет интерес вопрос о том, как захват отрицательных ионов влияет на форму волны. На рис. 7 профиль потенциала, полученный в чис-

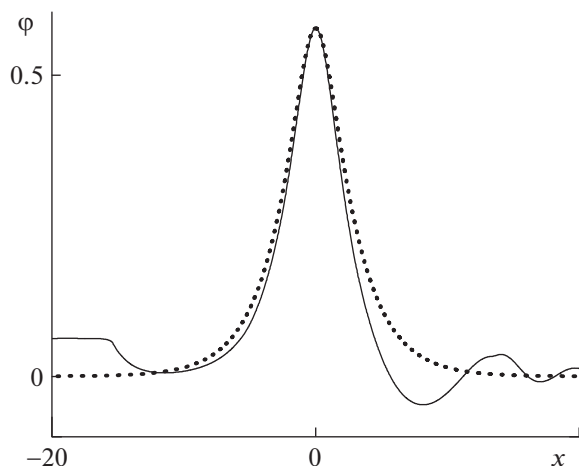


Рис. 7. Распределение потенциала в волне, полученное в численном эксперименте при $t = 75$ (сплошная кривая), в сравнении с расчетным распределением потенциала в волне такой же амплитуды, но без захваченных ионов (пунктирная кривая).

ленном эксперименте в момент времени $t = 75$, сравнивается с соответствующим расчетным профилем потенциала для уединенной волны той же амплитуды, но без учета захваченных ионов. Расчет проводился по методике, изложенной в [26, 27]. Профиль потенциала из численного эксперимента уже обсуждался выше (см. рис. 4а). Он описывает волну, движущуюся в отрицательном направлении в области $x < 0$, и смещен на рис. 7 по координате так, чтобы максимум потенциала находился в точке $x = 0$. Несмотря на определенные искажения профиля распространяющимися за волной осцилляциями, видно, что форма волны с захваченными ионами слегка сужается по сравнению с формой волны без захваченных ионов. Но, в целом, влияние захваченных ионов на форму волны не велико.

Отметим, что на возможность захвата частиц полем солитона указывалось, например, в работах [8, 29–31]. В [29] был предложен вид функции распределения захваченных частиц, который использовался в других работах. В статьях [8] и [30] обсуждался захват положительных ионов в поле солитона разрежения в плазме с отрицательными ионами. Столкновение солитонов сжатия с захваченными электронами, при котором солитон большей амплитуды догоняет солитон меньшей амплитуды, рассматривался в [31] в случае двухкомпонентной электрон-ионной плазмы. При этом везде функция распределения захваченных частиц считалась заранее заданной, и оценивалось влияние описывающих ее параметров на распространение солитонов. В нашем случае мы видим сам процесс захвата отрицательных ионов в поле уединенной волны сжатия в результате

встречного столкновения двух уединенных волн и дальнейшую эволюцию захваченных ионов. Здесь столкновение обычных уединенных волн большой амплитуды в плазме с отрицательными ионами приводит к возникновению, по сути дела, несколько иных уединенных волн, волн с захваченными ионами. Эти волны переносят не только энергию, но и массу. При этом на образование таких волн тратится энергия волн без захваченных ионов, имеющих большие амплитуды до столкновения.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе с помощью численного моделирования по методу частиц в ячейке изучено встречное столкновение уединенных ионно-звуковых волн большой амплитуды в плазме с отрицательными ионами. Рассматривался случай плазмы, состоящей из электронов, положительных ионов Ar^+ и отрицательных ионов F^- , причем невозмущенная плотность отрицательных ионов была в 10 раз меньше невозмущенной плотности положительных ионов. Сталкивающиеся волны имели одинаковые начальные амплитуды, равные (в наших безразмерных единицах) $\phi_m^0 = 1.2$.

Проведенные численные эксперименты показали, что после столкновения амплитуды и формы обеих волн не сохраняются. Падение амплитуд волн обусловлено тем, что в процессе столкновения распространение каждой волны замедляется и наступает “опрокидывание” профиля скорости положительных ионов, вовлеченных в движение при прохождении волны. В результате появляются положительные ионы, которые обгоняют пик волны и попадают в ускоряющее электрическое поле. Образуется сгусток ускоренных положительных ионов, скорости которых в несколько раз превышают скорость звука. Кроме того, в поле каждой возрождающейся после столкновения волны происходит захват отрицательных ионов, которые осциллируют в области волны и в среднем движутся со скоростью волны. Увеличение скоростей положительных и отрицательных ионов происходит за счет энергии волн, и амплитуды последних падают.

Таким образом, эффект ускорения положительных ионов при встречном столкновении уединенных ионно-звуковых волн большой амплитуды, наблюдавшийся при численном моделировании процесса в двухкомпонентной электрон-ионной плазме [24, 25], имеет место и в плазме с отрицательными ионами. В дополнение к этому, в такой плазме при столкновении волн большой амплитуды возникает захват отрицательных ионов каждой уединенной волной сжатия. Иными словами, столкновение волн приводит к появлению в некотором смысле особых

волн, уединенных ионно-звуковых волн с захваченными ионами, которые при своем движении переносят не только энергию, но и массу.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Das G.C., Tagare S.G.* // Plasma Phys. 1975. V. 17. P. 1025.
2. *Ludwig G.O., Ferreira J.L., Nakamura Y.* // Phys. Rev. Lett. 1984. V. 52. P. 275.
3. *Nakamura Y., Tsukabayashi I.* // Phys. Rev. Lett. 1984. V. 52. P. 2356.
4. *Cooney J.L., Aossey D.W., Williams J.E., Lonngren K.E.* // Phys. Rev. E. 1993. V. 47. P. 564.
5. *Takeuchi T., Iizuka S., Sato N.* // Phys. Rev. Lett. 1998. V. 80. P. 77.
6. *McKenzie J.F., Verheest F., Doyle T.B., Hellberg M.A.* // Phys. Plasmas. 2004. V. 11. P. 1762.
7. *Zabusky N.J., Kruskal M.D.* // Phys. Rev. Lett. 1965. V. 15. P. 240.
8. *Nakamura Y., Ferreira J.L., Ludwig G.O.* // J. Plasma Phys. 1985. V. 33. P. 237.
9. *Nakamura Y., Tsukabayashi I.* // J. Plasma Phys. 1985. V. 34. P. 401.
10. *Cooney J.L., Gavin M.T., Williams J.E., Aossey D.W., Lonngren K.E.* // Phys. Fluids B. 1991. V. 3. P. 3277.
11. *Aossey D.W., Skinner S.R., Cooney J.L., Williams J.E., Gavin M.T., Andersen D.R., Lonngren K.E.* // Phys. Rev. A. 1992. V. 45. P. 2606.
12. *Verheest F., Hellberg M.A., Hereman W.A.* // Phys. Plasmas. 2012. V. 19. 092302.
13. *Chatterjee P., Ghosh U.N., Roy K., Muniandy S.V., Wong C.S., Sahu B.* // Phys. Plasmas. 2010. V. 17. 122314.
14. *El-Tantawy S.A., Moslem W.M.* // Phys. Plasmas. 2014. V. 21. 052112.
15. *Ruan S.-S., Jin W.-Y., Wu S., Cheng Z.* // Astrophys. Space Sci. 2014. V. 350. P. 523.
16. *Roy K., Maji T.K., Ghorui M.K., Chatterjee P., Roychoudhury R.* // Astrophys. Space Sci. 2014. V. 352. P. 151.
17. *Roy K., Chatterjee P., Roychoudhury R.* // Phys. Plasmas. 2014. V. 21. 104509.
18. *Khaled M.A.* // Astrophys. Space Sci. 2014. V. 350. P. 607.
19. *Ghosh U.N., Roy K., Chatterjee P.* // Phys. Plasmas. 2011. V. 18. 103703.
20. *Chatterjee P., Ghorui M., Wong C.S.* // Phys. Plasmas. 2011. V. 18. 103710.
21. *Ghorui M.K., Samanta U.K., Maji T.K., Chatterjee P.* // Astrophys. Space Sci. 2014. V. 352. P. 159.
22. *Parveen S., Mahmood S., Adnan M., Qamar A.* // Phys. Plasmas. 2016. V. 23. 092122.
23. *Zhang J., Yang Y., Xu Y.-X., Yang L., Qi X., Duan W.-S.* // Phys. Plasmas. 2014. V. 21. 103706.
24. *Medvedev Yu.V.* // J. Phys. Commun. 2018. V. 2. 045001.
25. *Медведев Ю.В.* // Физика плазмы. 2018. Т. 44. С. 475.
26. *Медведев Ю.В.* // Физика плазмы. 2009. Т. 35. С. 70.
27. *Медведев Ю.В.* Нелинейные явления при распадах разрывов в разреженной плазме. М.: Физматлит, 2012.
28. *Mishra M.K., Chhabra R.S.* // Phys. Plasmas. 1996. V. 3. P. 4446.
29. *Schamel H.* // Plasma Physics. 1972. V. 14. P. 905.
30. *Roberto M., Ludwig G.O., Bittencourt J.A.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 1989. V. 31. P. 895.
31. *Jenab S. M. H., Spanier F.* // Phys. Plasmas. 2017. V. 24. 032305.

Acceleration and Trapping of Ions upon Collision of Ion-Acoustic Solitary Waves in Plasma with Negative Ions

Yu. V. Medvedev^{a*}

^a Joint Institute for High Temperatures, Russian Academy of Sciences, Moscow, 127412 Russia

* e-mail: medve@mail.ru

Abstract—The phenomena occurring under head-on collision of ion-acoustic solitary waves in collisionless plasma consisting of positive and negative ions and electrons obeying the Boltzmann distribution are considered. Using particle-in-cell simulations, it is shown that large-amplitude compressive ion-acoustic solitary waves do not preserve their identity after the collision. Their amplitudes decrease and their shapes change. It is shown that the collision is accompanied by the generation of fast positive ions the velocity of which can exceed more than threefold the speed of sound. In addition, the collision is accompanied by the trapping of negative ions by the field of ion-acoustic solitary waves formed after the collision.