

УДК 533.6.011.72

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ БЕССТОЛКНОВИТЕЛЬНЫХ УДАРНЫХ ВОЛН В ПЛАЗМЕ

С. И. Анисимов, Ю. В. Медведев

Методом численного моделирования изучено взаимодействие бесстолкновительных ударных волн, образующихся в сильно неизотермической плазме при распадах разрывов плотности. Рассмотрено образование плато плотности в области взаимодействия, определены скорости волн, детально проанализирована структура потока отраженных ионов и прослежено образование захваченных ионов.

Введение

Одним из наиболее распространенных явлений как в лабораторной, так и в космической плазме является взаимодействие потоков, имеющих различные скорости, плотности или температуры. Такое взаимодействие в простейшем случае по принятой в газодинамике терминологии сводится к распаду произвольного разрыва. Элементами возникающего в результате течения являются ударные волны, волны разрежения и тангенциальные разрывы. Качественно аналогичная картина сохраняется и при кинетическом описании плазмы.

В настоящее время в кинетическом приближении наиболее полно исследован распад разрыва плотности как в рамках автомодельного подхода (см., например, обзор [1]), так и с помощью численного моделирования [2, 3]. В частности, в работе [3] были детально изучены структура и динамика бесстолкновительных ударных волн, возникающих при расширении плазмы в плазму. Численно моделировалось также взаимодействие потоков плазмы, возникающих при распадах разрывов плотности, например в следе за быстро движущимся телом [4, 5], или при расширении плазмы в фоновую плазму [6].

В данной статье изучается взаимодействие потоков плазмы, порожденных распадами разрывов плотности, в условиях, когда происходит образование бесстолкновительных ударных волн, которые в дальнейшем взаимодействуют между собой. Взаимодействие бесстолкновительных ударных волн, обладающих осцилляторной структурой, приводит к ряду интересных кинетических эффектов, которые могут наблюдаться в экспериментах. Проводимое ниже рассмотрение ограничено одномерным приближением и случаем одинаковых ударных волн.

1. Постановка задачи и метод решения

Задача о взаимодействии двух бесстолкновительных ударных волн рассматривается в настоящей работе в кинетическом приближении и решается численно методом частиц в ячейках.

Для формирования бесстолкновительной ударной волны используется процесс распада начального разрыва плотности в разреженной плазме. Как известно [3], при этом в условиях сильной неизотермичности плазмы могут образовываться осцилляторные ударные волны. Если на пути движения такой ударной волны в некоторой точке разместить жесткую «стенку», от которой

частицы зеркально отражаются и на которой электрическое поле равно нулю, то течение плазмы после отражения волны от «стенки» будет в точности соответствовать течению, возникающему при взаимодействии двух одинаковых бесстолкновительных ударных волн, движущихся навстречу друг другу.

Исходя из такой интерпретации, задача о взаимодействии бесстолкновительных ударных волн изучалась как задача о распаде разрыва плотности плазмы и последующем отражении образующейся ударной волны от жесткой «стенки».

В проведенных расчетах разрыв плотности ионов в начальный момент времени задавался в виде

$$n_i(x, 0) = \begin{cases} n_{i0} & \text{при } -L_i \leq x \leq 0, \\ n_{r0} & \text{при } 0 < x \leq L_r, \end{cases}$$

где n_{i0} и n_{r0} — постоянные ($n_{i0} > n_{r0}$), а L_i и L_r — длины областей, занятых плотной и разреженной плазмой.

Плазма в начальный момент времени предполагается квазинейтральной с равными плотностями ионов n_i и электронов n_e , ионы имеют максвелловское распределение по скоростям с температурой T_i , а электроны характеризуются температурой T_e и полагаются безынерционными с больцмановским распределением

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

где φ — потенциал, $-e$ — заряд электрона, $n_{e0} = n_{i0}$ — начальное значение плотности электронов. Последнее приближение оправдывается тем, что ниже рассматриваются гидродинамические, т. е. происходящие с ионными скоростями, течения плазмы.

При решении задачи движение ионов моделировалось движением некоторого числа макрочастиц, «стенкой» служила правая граница счетной области $x = L_r$, на которой ставилось условие зеркального отражения частиц и задавалось равным нулю электрическое поле. Аналогичные граничные условия для частиц и поля ставились и на левой границе счетной области. Эти условия обеспечивали однородность плазмы вблизи левой границы до тех пор, пока ее не достигнет волна разрежения. Макрочастицы двигались в соответствии с уравнениями движения

$$\frac{dx}{dt} = v, \quad \frac{dv}{dt} = -\frac{e}{M} \frac{d\varphi}{dx},$$

где x , v и M — координата, скорость и масса макрочастицы, а потенциал φ в каждый момент времени t определялся из решения нелинейного уравнения Пуассона

$$d^2\varphi/dx^2 = -4\pi e [n_i - n_{e0} \exp(e\varphi/T_e)]$$

с указанными выше граничными условиями. Решение этого уравнения находилось по методу Ньютона.

Для численного решения удобно использовать безразмерные переменные. В качестве характерных величин выбирались дебаевская длина D , скорость звука c_s и обратная плазменная частота ионов ω_{pi}^{-1}

$$D = \left(\frac{T_e}{4\pi e^2 n_{e0}}\right)^{1/2}, \quad c_s = \left(\frac{T_e}{M}\right)^{1/2}, \quad \omega_{pi}^{-1} = \left(\frac{4\pi e^2 n_{e0}}{M}\right)^{1/2},$$

плотность нормировалась на n_{e0} , а потенциал — на T_e/e .

В расчетах полная длина счетной области составляла (400—600) D , причем 100 D из них в начальный момент времени были заняты плазмой с плотностью n_{e0} , а остальную область занимала плазма с плотностью n_{i0} . Полное число ячеек достигало 2049, временной шаг был равен 0.2 ω_{pi}^{-1} , а число модельных ионов составляло 10^5 . В дальнейшем в настоящей работе везде используются безразмерные величины.

Как показано в [3], характер движения плазмы в рассматриваемом случае определяется параметрами

$$\rho = n_{i0}/n_{r0}, \quad \beta_0 = T_e/T_i,$$

где температуры T_e и T_i берутся в начальный момент времени. В частности, случай образования бесстолкновительной ударной волны, названный в [3] гидродинамическим, соответствует холодным ионам (большие β_0) и умеренным перепадам плотности $\rho \geq 1$. Именно этот случай и рассматривается в настоящей работе ($1.4 < \rho \leq 10$, $\beta_0 = 1000$).

2. Результаты расчетов

а) Общая характеристика процесса. При интерпретации расчетов удобно представлять результаты в виде распределения плотности частиц на фазовой плоскости (x, v) . В отличие от общепринятого способа изображать положение макрочастиц на фазовой плоскости в виде точек в настоящей работе состояние системы изображается набором чисел, каждое из которых обозначает количество макрочастиц, находящихся вблизи соответствующей точки

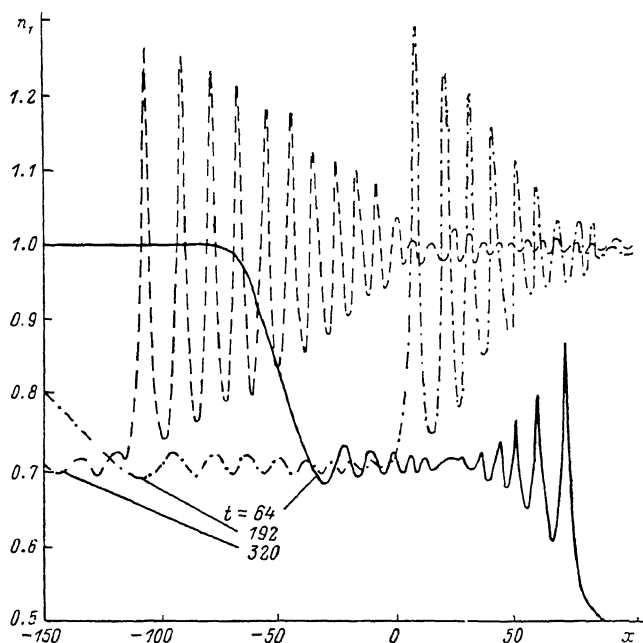


Рис. 1. Зависимость плотности от координаты в разные моменты времени для $\rho = 2$.

фазовой плоскости x, v в элементе размером $\Delta x \cdot \Delta v$. Такое представление фазовой плоскости более информативно и может использоваться для построения функции распределения и ее моментов.

Кроме того, оказалось полезным отдельно выдавать фазовые плоскости для частиц, первоначально находившихся слева ($x < 0$ при $t=0$) от точки разрыва (которые в дальнейшем для краткости назовем l -частицами), и для частиц, первоначально находившихся справа ($x > 0$ при $t=0$) от этой точки (называемых в дальнейшем r -частицами). Это разделение на два «сорта» во всех отношениях одинаковых частиц обусловлено тем, что после образования ударной волны, за исключением небольшого числа частиц вблизи точки $x=0$, l -частицы оказываются за фронтом волны, а r -частицы — впереди фронта, в связи с чем l - и r -частицы ведут себя по-разному.

Обсудим основные результаты расчетов.

При распаде разрыва с относительно малым перепадом плотностей образуется бесстолкновительная ударная волна с хорошо развитой осцилляционной структурой. В области осцилляций происходит переход от плато с плотностью

$$n_p = \sqrt{n_{i0} n_{r0}}$$

к невозмущенной плазме с плотностью n_{r0} [3]. С течением времени ударная волна выходит на правую (отражающую) границу и процесс приобретает характер взаимодействия двух одинаковых ударных волн, движущихся навстречу друг другу. Теперь в расчетной области появляется обратная (отраженная) волна, которая движется по области первоначального плато прямой волны. При этом в области взаимодействия увеличивается плотность и амплитуда осцилляций (рис. 1).

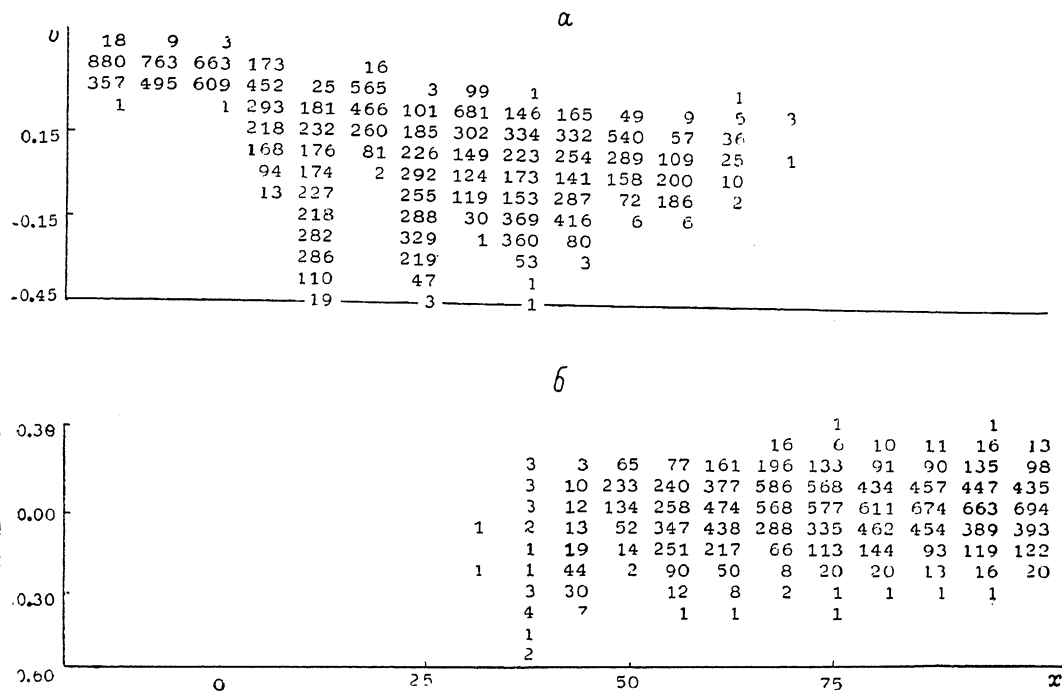


Рис. 2. Фазовые плоскости l -частиц (а) и r -частиц (б) для $\rho=2$ при $t=192$.

Увеличение плотности около правой границы за счет взаимного проникновения потоков ведет к нарастанию потенциального барьера для ионов вблизи этой границы. Это нарастание продолжается только до тех пор, пока потенциал не достигнет в среднем потенциала невозмущенной более плотной плазмы, так как дальнейшее увеличение потенциала означало бы, что ионы из области более низкого потенциала сместились в область более высокого потенциала. В результате вблизи правой границы с течением времени образуется область нового плато с плотностью, в среднем равной 1, и близкой к нулю средней скоростью ионов, которые замедлили свое движение в поле потенциального барьера.

Анализ фазовых плоскостей l - и r -частиц показал, что область нового плато первоначально состоит только из поджатых к границе r -частиц, а затем с продвижением обратной волны влево область нового плато захватывает и l -частицы. В дальнейшем l - и r -частицы перемешиваются из-за теплового движения, которое здесь более интенсивно, чем в невозмущенной плазме (рис. 2).

В работе [3] при учете теплового движения ионов было установлено, что вблизи точки

$$x_p = v_p t,$$

которая движется со скоростью частиц на плато v_p и соответствует вырожденному тангенциальному разрыву, разделяя l -частицы (слева) и r -частицы (справа),

температура ионов T_i падает в ρ раз в области слева от x_p и во столько же раз возрастает в области справа от x_p по сравнению с начальной. В результате этого после прохождения прямой волны l -частицы движутся как слабо размытый по скоростям пучок со средней скоростью v_p , тогда как r -частицы обладают заметным разбросом по скоростям. Поэтому обратная волна движется по определенным образом подготовленной плазме, сначала по области нагретых r -частиц, а затем по области холодных l -частиц. На рис. 2 представлен довольно поздний момент времени, когда фронт обратной волны миновал точку x_p и контактный разрыв размылся в заметную область по пространству из-за теплового движения. Видно также, что после прохождения обратной волны увеличивается тепловой разброс скоростей l -частиц аналогично тому, как прохождение прямой волны вызывало нагревание r -частиц.

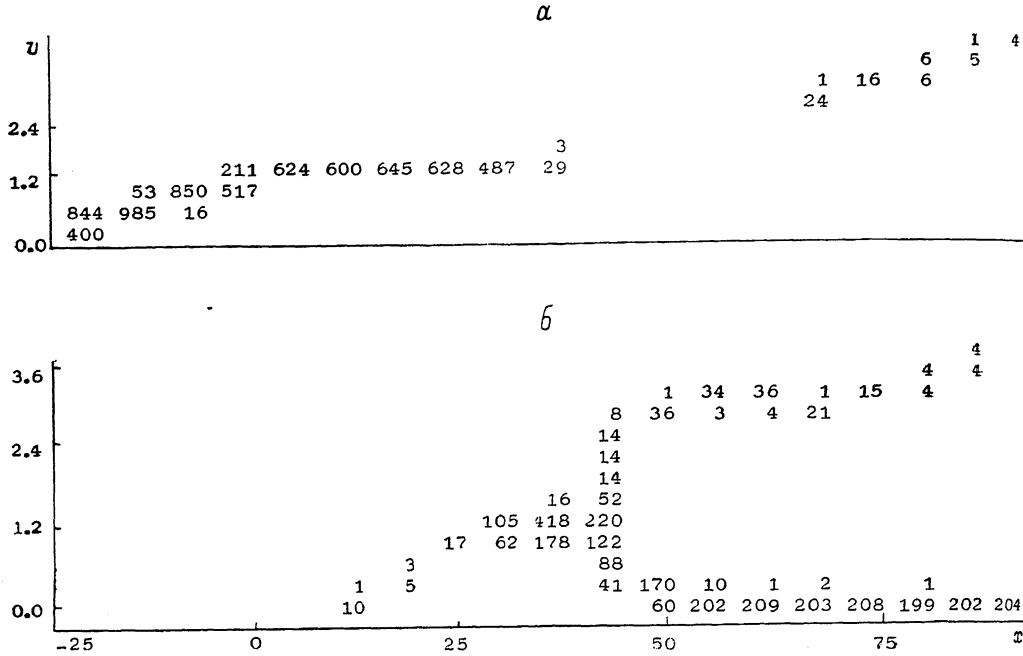


Рис. 3. Фазовые плоскости l -частиц (а) и r -частиц (б) для $\rho=10$ при $t=32$.

Важной характеристикой волны является ее скорость. Обратная волна движется в отрицательном направлении по области первоначального плато, на котором, как известно из [3], все частицы движутся со скоростью

$$v_p = \frac{1}{2} \ln \rho.$$

Поэтому в лабораторной системе координат (ЛСК) абсолютное значение скорости обратной волны будет уменьшено на эту величину. Если перейти в систему координат, связанную с находящейся перед фронтом обратной волны плазмой, то оказывается, что абсолютная величина скорости обратной волны с точностью до нескольких процентов совпадает со скоростью соответствующей прямой волны. В табл. 1 приведены абсолютные значения скоростей прямой и обратной волн, а также скорость на плато v_p и скорость распространения волны разрежения по невозмущенной плазме в зависимости от перепада ρ .

Видно, что модуль скорости каждой из движущихся навстречу друг другу волн относительно находящейся перед волной плазмы существенно не изменяется при взаимодействии, и волны движутся со сверхзвуковой скоростью. Скорость волны разрежения превышает по абсолютной величине скорость обратной волны в лабораторной системе координат, и поэтому область возмущенной

плазмы расширяется со временем. При этом область нового плато с плотностью ~ 1 вблизи правой границы постепенно увеличивается.

б) О т р а ж е н н ы е и о н ы. При $\rho=1.428$ и 2 в численном эксперименте не было обнаружено отраженных от ударной волны частиц и связанных с ними кинетических эффектов.

При значении $\rho=3.333$ и выше наблюдается образование отраженных ионов [7]. В начальные моменты времени на стадии образования фронта ударной волны отражаются не только r -частицы, но и небольшая часть l -частиц, которые вследствие теплового движения «перепутались» с соседними r -частицами и оказались перед фронтом волны. С другой стороны, небольшая часть r -частиц по той же причине оказывается за фронтом волны. Эти частицы имеют близкую к нулю скорость, так как ударная волна не затронула их при своем движении. За исключением этого «перепутывания» сортов частиц вблизи точки $x=0$ в начальные моменты времени, в дальнейшем l - и r -частицы заметно отличаются друг от друга в своей эволюции. В последующие моменты времени прямая волна отражает только r -частицы. Отраженные ионы движутся со скоростью, примерно равной удвоенной скорости ударной волны. На рис. 3 хорошо видно образование отраженных ионов и «перепутывание» l - и r -частиц.

Т а б л и ц а 1

Отношение плотностей ρ	Скорость прямой волны	Скорость обратной волны в ЛСК	Скорость обратной волны относительно плазмы	Скорость частиц на плато v_p	Скорость волны раз-режения
1.428	1.10	0.94	1.12	0.18	0.99
2.0	1.17	0.90	1.24	0.34	0.98
3.333	1.37	0.78	1.38	0.60	0.97
5.0	1.46	0.66	1.47	0.81	0.96
10.0	1.56	0.44	1.59	1.15	0.94

С течением времени отраженные ионы достигают правой границы и возникает поток ионов, движущихся в обратном направлении. В нашей интерпретации эти ионы являются отраженными от встречной ударной волны. Затем эта волна выходит на правую границу и начинает двигаться в рассматриваемой области (здесь мы ее называем обратной волной) по уже возмущенной прямой волной плазме, имеющей потоковую скорость v_p и состоящей из пространственно разделенных нагретых r - и холодных l -частиц. В силу этого от волны вначале отражаются только r -ионы, причем их скорость теперь уменьшена на величину потоковой скорости плазмы v_p по сравнению со скоростью r -частиц, отраженных из невозмущенной плазмы, т. е. в потоке отраженных ионов образуется скачок скорости, разделяющий r -ионы, отраженные встречной волной из невозмущенной плазмы, и r -ионы, отраженные обратной волной из возмущенной плазмы.

Далее обратная волна проходит область размытого контактного разрыва, где находятся как r -, так и l -частицы, но отражаются по-прежнему только r -частицы. Это объясняется тем, что в группе нагретых r -частиц имеется достаточное количество частиц со скоростями, меньшими v_p , для того, чтобы при стационарном движении головной солитон обратной волны, отражая эти частицы, приобрел амплитуду, при которой холодные l -частицы, движущиеся с большей (примерно равной v_p) скоростью, оказались пролетными. При этом упомянутый ранее скачок скорости для отраженных ионов не точно равен v_p , а несколько больше, так как отражение идет для r -ионов со скоростями, меньшими v_p .

Когда же обратная волна пройдет область, занятую r -частицами, то амплитуда головного солитона, не отражающего ионы со скоростями меньшими v_p , подрастет и начнется отражение l -ионов со скоростью, близкой к v_p , т. е. отраженные l -ионы будут иметь большую скорость, чем отраженные r -ионы. Иными словами, образуется второй скачок скорости, разделяющий отраженные r -ионы

и отраженные l -ионы. Процесс замещения отраженных r -ионов отраженными l -ионами показан на рис. 4.

Таким образом, в потоке отраженных ионов имеется два скачка скорости, один из которых разделяет отраженные ионы по месту их образования (невозмущенная или возмущенная плазма), а второй — по их «происхождению» (r - или l -частицы). Первый скачок скорости, хотя и размывается со временем, но не допускает заметного перемешивания частиц, находящихся по разные его стороны. Второй же скачок разделяет идущие впереди более медленные r -ионы и движущиеся сзади более быстрые l -ионы. Это приводит к тому, что даже при небольшой величине скачка скорости вскоре l -ионы перегоняют r -ионы и происходит перемешивание частиц (рис. 4).

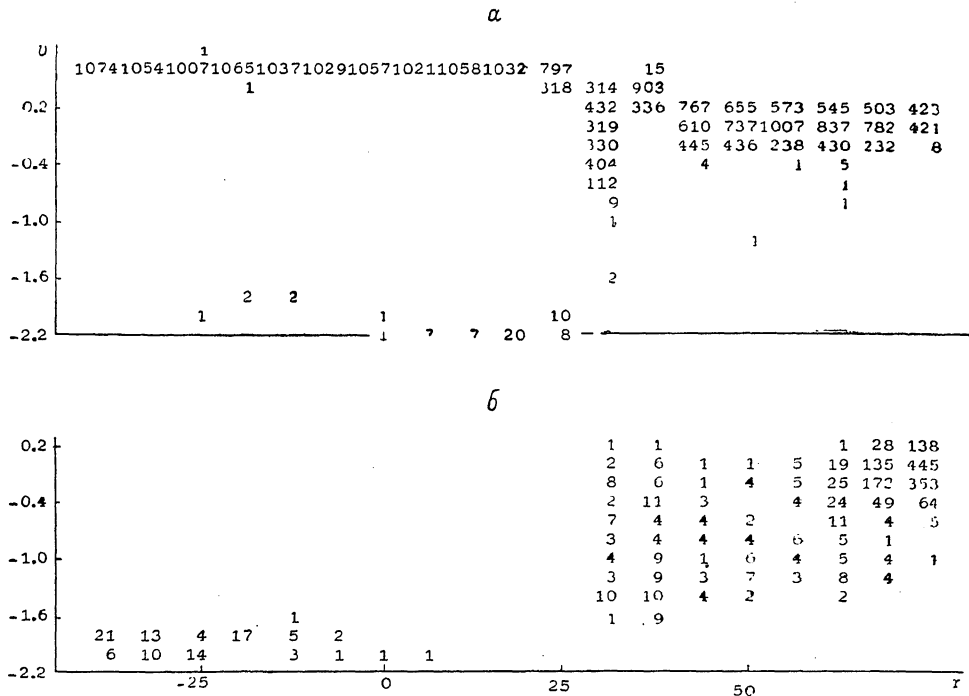


Рис. 4. Фазовые плоскости l -частиц (а) и r -частиц (б) для $\rho = 3.333$ и выше при $t = 176$.

В дальнейшем отраженные ионы проходят область плато и попадают в область волны разрежения, где подвергаются воздействию тормозящего поля. Поскольку при прохождении волны разрежения ионы преодолевают потенциальный барьер от плато до невозмущенной более плотной плазмы, то уменьшение их энергии при этом будет равно той энергии, которую частицы приобретают при движении в обратном направлении, т. е. скорость отраженных ионов уменьшится на величину v_p . Поэтому самая первая группа отраженных ионов будет иметь скорость, примерно равную $2v_\phi + v_p$, а следующие две группы будут двигаться со скоростью, близкой $2v_\phi + 2v_p$, где v_ϕ — скорость фронта прямой волны в лабораторной системе координат.

Плотность отраженных ионов при этом распределена в пространстве неоднородно и имеет заметные максимумы, соответствующие рассмотренным выше трем группам отраженных частиц. Рис. 5 иллюстрирует пространственную группировку отраженных ионов и уменьшение их скорости в области волны разрежения.

Из общего описания процесса и рассмотрения явления отражения ионов можно заключить, что при взаимодействии двух бесстолкновительных ударных волн перемешивание потоков происходит только в ограниченной области (вблизи правой границы) для r -частиц до момента образования нового плато. Затем как r -, так и l -ионы тормозятся потенциальным барьером плато и оста-

ются в области своего потока. В область встречного потока проникают лишь отраженные из невозмущенной плазмы r -ионы. Это происходит на раннем этапе развития процесса, когда еще не произошло столкновение волн.

в) **Захваченные ионы.** Рассмотрим теперь неотраженные r -ионы, которые после прохождения обратной волны оказываются за фронтом этой волны.

Здесь можно выделить основную группу неотраженных r -ионов в области нового плато, которая очень медленно расширяется влево в результате взаимного проникновения r -частиц в область, занятую l -частицами, и наоборот. Это проникновение происходит так, что плотность плазмы в области плато сохраняет значение, близкое к единице.

Кроме этой основной группы частиц, имеется небольшая группа r -частиц (например, в варианте с $\rho=3.333$. . . эта группа составляет 3—4 % от полного числа r -частиц), которая находится в области, занятой осцилляторной струк-

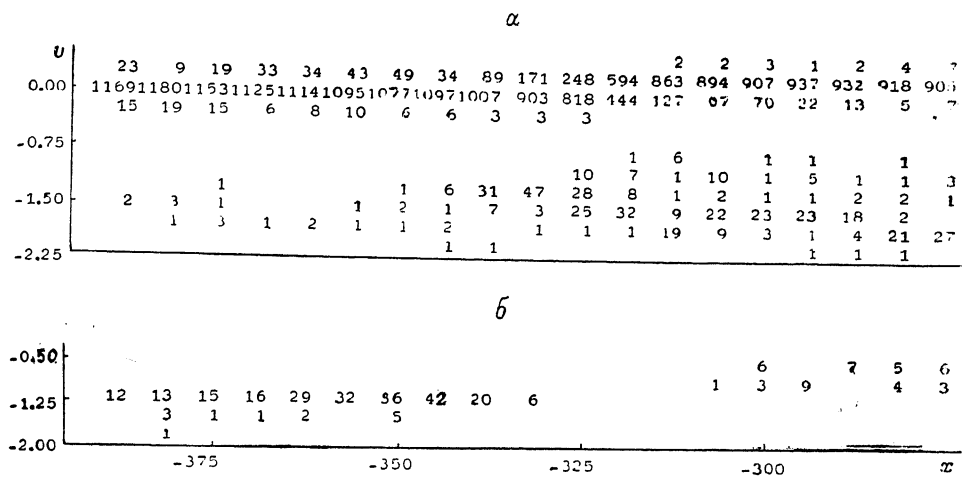


Рис. 5. Фазовые плоскости l -частиц (а) и r -частиц (б) для $\rho=5$ при $t=384$.

турой обратной волны. Эта группа частиц весьма медленно пополняется из основной группы r -частиц и расширяется вплоть до фронта обратной волны. Частицы этой группы приобретают широкий спектр скоростей (отрицательных), причем наибольшее значение скорости, близкое к скорости отраженных ионов, наблюдается в передовом плотном сгустке, а затем по мере удаления от фронта обратной волны максимальные скорости снижаются. Описанное явление хорошо видно уже на ранней стадии расширения r -ионов. Из рис. 4 легко видеть, что наиболее плотный передовой сгусток r -частиц находится между первым и вторым солитонами обратной волны. Эти солитоны четко идентифицируются на фазовой плоскости l -частиц. Для l -частиц нет широкого размазывания спектра скоростей в отрицательном направлении и по всей области осцилляторной структуры, как это имеет место для r -частиц. После прохождения обратной волны l -частицы имеют заметный разброс скоростей лишь около средней скорости, а переход к области первоначального плато с положительной скоростью осуществляется через осцилляторную структуру. Однако по истечении значительного промежутка времени (при $t \sim 300$ для варианта с $\rho=3.333$) большие отрицательные скорости в области осцилляторной структуры появляются также и у l -частиц (рис. 6). Очевидно, что поведение этой группы частиц существенно связано с осцилляторной структурой волны. В поле головного солитона неотраженные, т. е. пролетные, ионы сначала замедляются, а затем после прохождения центра солитона ускоряются. При этом замедление превышает ускорение, так как минимальная плотность (а следовательно, и потенциал) между первым и вторым солитонами выше, чем плотность в области первоначального плато, и пролетные ионы движутся через головной солитон в конечном счете в область более высокого потенциала. В результате этого спектр скоростей ионов, проле-

тевших через головной солитон, смещается в сторону более низких скоростей. Если при этом за время пролета иона между солитонами амплитуда последних увеличится, то часть ионов может оказаться захваченной, а их скорость будет несколько ниже начальной пролетной скорости. Аналогичным образом часть ионов может захватиться между вторым и третьим солитонами т. д.

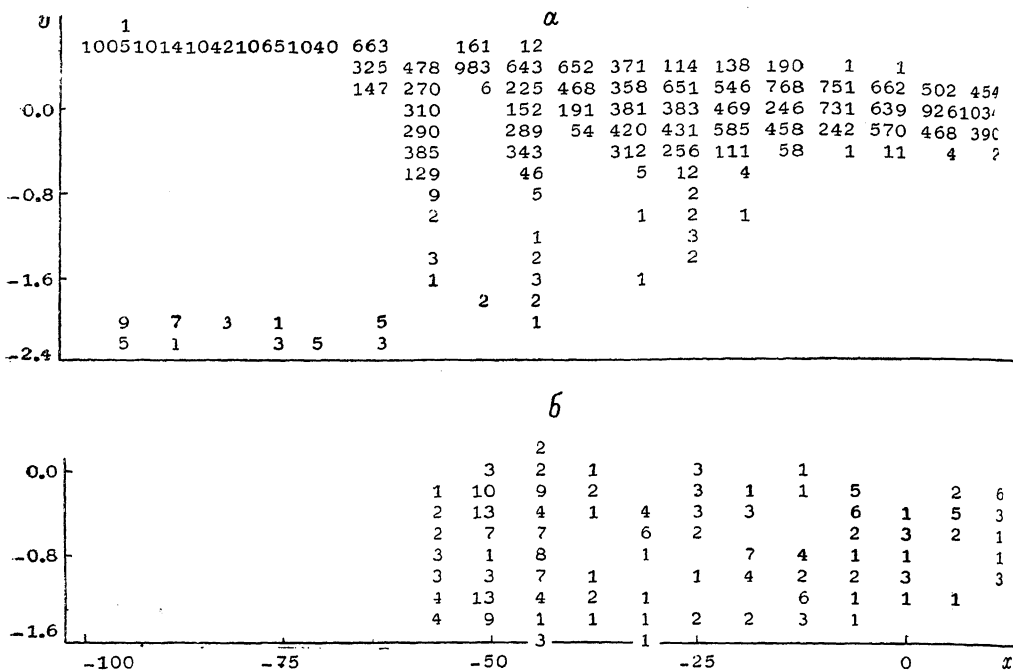


Рис. 6. Фазовые плоскости l -частиц (а) и r -частиц (б) для $\rho=3.333$ и выше при $t=288$.

Основной захват частиц происходит вблизи момента появления обратной (отраженной) волны, так как при этом амплитуда осцилляторной структуры существенно возрастает за сравнительно небольшой промежуток времени (рис. 1). Фронт осцилляторной структуры при этом находится в области r -частиц. Этим и объясняется то, что захватываются именно r -частицы.

Из фазовых плоскостей на рис. 4, 6 можно видеть, что функция распределения захваченных между первыми двумя солитонами r -ионов имеет два максимума вблизи скоростей -0.3 и -1.3 при скорости обратной волны в лабораторной системе координат -0.78 , т. е. модуль скорости основной массы захваченных частиц относительно волны составляет ~ 0.5 .

Таблица 2

Время	Число частиц в области 1-го солитона	Число частиц в области между 1-м и 2-м солитонами	Число частиц в области 2-го солитона	Число частиц в области обоих солитонов
160	33	73	23	129
176	41	69	21	131
192	36	69	29	134
208	33	69	29	131
224	35	61	29	125
240	26	70	31	127
256	28	71	30	129
272	33	58	34	125
288	19	59	47	125
304	34	62	29	125
320	25	65	35	125

В табл. 2 для варианта с $\rho=3.333$. . . в зависимости от времени приведены значения для числа модельных r -частиц, находящихся в разных областях осцилляторной структуры. Табл. 2 дает представление о передовом сгустке частиц, захваченных между первым и вторым солитонами. Здесь имеется небольшая неточность в числе частиц, обусловленная тем, что в области второго солитона нельзя различить, сколько частиц принадлежит передовому сгустку и сколько относится к сгустку частиц, захваченных между вторым и третьим солитонами. Последний сгусток, однако, содержит заметно меньшее число частиц, и поэтому вклад от некоторой его части в приведенные значения должен быть незначительным. Из табл. 2 видно, что в поздние моменты времени суммарное количество частиц передового сгустка вообще не меняется по мере продвижения и составляет 125 частиц, что, видимо, обусловлено тем, что частицы последующего сгустка, обладающие в целом меньшими скоростями, с течением времени локализируются в более узкой области.

Отметим, что в случае малых перепадов плотности, например $\rho=2$, когда в численном эксперименте не наблюдается отраженных ионов, никаких захваченных частиц в области осцилляторной структуры также не обнаруживается (рис. 2).

Заключение

Кратко подвести итоги изложенного можно следующим образом.

1. При взаимодействии бесстолкновительных ударных волн в сильно неизолированной плазме с холодными ионами перемешивание движущихся навстречу друг другу потоков имеет место только в ограниченной области пространства до того момента, пока здесь не образуется плато с плотностью ~ 1 и близкой к нулю скоростью ионов. Образовавшееся плато представляет собой потенциальный барьер, препятствующий дальнейшему проникновению потоков друг в друга. Со временем область этого плато постепенно увеличивается.

2. Абсолютные значения скоростей встречных волн при взаимодействии существенно не изменяются, волны продолжают двигаться со сверхзвуковыми скоростями относительно находящейся перед ними плазмы.

3. При перепадах плотности $\rho=3.333$ и выше в численном эксперименте наблюдаются отраженные ионы, которые на ранних этапах до столкновения волн проникают в область встречной волны. В потоке отраженных ионов имеется два скачка скорости, разделяющие ионы по месту их отражения (невозмущенная или возмущенная плазма) и по их первоначальному положению относительно точки разрыва (r - или l -частицы).

4. При тех же перепадах плотности между солитонами осцилляторной структуры имеются захваченные ионы, принадлежащие в основном группе r -частиц.

Литература

- [1] Гуревич А. В., Пятаевский Л. П. В сб.: Вопросы теории плазмы / Под ред. М. А. Леонтовича. М.: Атомиздат, 1980, № 10, с. 3.
- [2] Анисимов С. И., Медведев Ю. В. ЖЭТФ, 1979, т. 76, с. 121.
- [3] Гуревич А. В., Сагдеев Р. З., Анисимов С. И., Медведев Ю. В. Препринт ИТФ им. Л. Д. Ландау. Черноголовка, 1986.
- [4] Анисимов С. И., Медведев Ю. В., Пятаевский Л. П. ДАН, 1978, т. 241, с. 563.
- [5] Анисимов С. И., Медведев Ю. В., Пятаевский Л. П. ПМИФ, 1979, № 3, с. 87.
- [6] Singh N., Thietmann H., Schunk R. W. Phys. Scripta, 1986, v. 33, p. 355.
- [7] Moiseev S. S., Sagdeev R. Z. Plasma Phys. C, 1963, N 5, p. 43.

Научный совет
по комплексной проблеме «Кибернетика»
АН СССР
Москва

Поступило в Редакцию
1 сентября 1987 г.