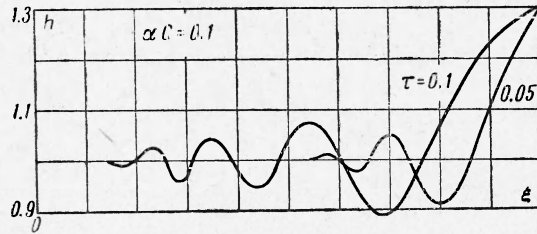


ЦИЛИНДРИЧЕСКИЕ ВОЛНЫ КОНЕЧНОЙ АМПЛИТУДЫ В РАЗРЕЖЕННОЙ ПЛАЗМЕ

Ю. А. Березин (Новосибирск)

Как известно, профиль волн конечной амплитуды в газодинамике определяется нелинейными эффектами и диссипативными процессами. В разреженной плазме, где длина свободного пробега частиц существенно больше характерных размеров, диссипативными процессами часто можно пренебречь, и профиль волн формируется под влиянием нелинейных и дисперсионных эффектов, причем последние связаны с отклонением от линейного закона дисперсии волн, характерного для обычной газодинамики. Учет дисперсионных эффектов приводит к «размазыванию» профиля волн,



Фиг. 1

которое компенсирует укручение вследствие нелинейности; поэтому возникает возможность существования стационарных волн конечной амплитуды, распространяющихся без изменения своей формы (уединенные, периодические и ударные волны с осцилляторной структурой). Стационарные волны изучены достаточно полно [1-6]. В ряде работ изучаются нестационарные волны конечной амплитуды. Например, в [7] исследованы плоские нестационарные волны конечной, но малой амплитуды, распространяющиеся в холодной плазме как поперек, так и под углом к постоянному магнитному полю (такие волны имеют разный закон дисперсии). В [8,9] при помощи численного интегрирования исследованы плоские волны конечной амплитуды в пренебрежении диссипативными процессами.

В настоящей работе проводится расчет нестационарных цилиндрических волн, распространяющихся в разреженной холодной плазме, помещенной в сильное магнитное поле.

Расчеты проводились в предположениях, сформулированных в [7], а именно, плазма является квазинейтральной ($N_i = N_e$), газокINETическим давлением, по сравнению с магнитным, пренебрегается ($p \ll H^2 / 8\pi$), пренебрегается также соударениями между частицами. В момент времени $t = 0$ плазма с плотностью $N = \text{const}$ заполняет цилиндр радиуса a и помещена в однородное магнитное поле H_0 , направленное вдоль оси цилиндра. Затем магнитное поле на границе плазменного цилиндра начинает быстро нарастать по некоторому закону. В результате этого магнитные возмущения распространяются к оси цилиндра, и плазменный столб под действием возрастающего магнитного давления начинает сжиматься. В условиях экспериментов [10] распространение цилиндрических волн характеризуется положительной дисперсией (см. [7]), т. е. гармоники с более короткой длиной волны опережают основной фронт, движущийся примерно с альфвеновской скоростью, другими словами, передний фронт волны имеет осцилляторную структуру. Это связано с тем, что «магнитный поршень» в условиях экспериментов [10] движется не строго перпендикулярно к постоянному магнитному полю. Поэтому в уравнения введем некоторый эффективный угол α между плоскостью «поршня» и магнитным полем H_0 . Поскольку масса плазмы в процессе движения остается постоянной, а также задано магнитное давление на границе плазма — вакуум, то расчет целесообразно проводить в лагранжевых координатах. Кроме того, будем считать, что все величины зависят только от радиуса r и времени t (одномерная задача). Тогда основную систему уравнений в безразмерных переменных можно записать в виде

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial \tau} - \frac{v^2}{x} &= -\frac{1}{2} \frac{x}{\xi} \frac{\partial}{\partial \xi} (h_1^2 + h_2^2) - \frac{V}{x} h_2^2, & V &= \frac{x}{\xi} \frac{\partial x}{\partial \xi} \\ \frac{\partial v}{\partial \tau} + \frac{uv}{x} &= \alpha \left(\frac{V}{x} h_2 + \frac{x}{\xi} \frac{\partial h_2}{\partial \xi} \right), & \frac{\partial w}{\partial \tau} &= \alpha \frac{x}{\xi} \frac{\partial h_1}{\partial \xi}, & \frac{\partial x}{\partial \tau} &= u \\ \frac{\partial}{\partial \tau} (V h_2) - \alpha \frac{x}{\xi} \frac{\partial v}{\partial \xi} - \frac{V}{x} h_2 u &= \alpha C \frac{x}{\xi} \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{x}{\xi} \frac{\partial h_1}{\partial \xi} \right) \\ \frac{\partial}{\partial \tau} (V h_1) - \frac{\alpha}{\xi} \frac{\partial}{\partial \xi} (x w) &= -\frac{\alpha C}{\xi} \frac{\partial}{\partial \xi} \left(V h_2 + \frac{x^2}{\xi} \frac{\partial h_2}{\partial \xi} \right) \end{aligned} \quad (1)$$

$$V = \frac{N_0}{N}, \quad C = \frac{c}{\omega_{0i}}, \quad \omega_{0i} = \frac{\sqrt{4\pi N_0 e^2}}{\sqrt{M}}, \quad V_a = \frac{H_0}{\sqrt{4\pi N_0 M}}$$

Здесь u, v, w — радиальная, азимутальная и продольная компоненты скорости, h_1, h_2 — продольная и азимутальная компоненты магнитного поля, v — удельный объем (N_0 — начальная плотность), x — эйлера координата, ξ — лагранжева координата. Скорости нормированы на альфвеновскую скорость V_a , соответствующую начальным значениям плотности и магнитного поля, длины нормированы на радиус цилиндра a , магнитное поле — на начальное поле H_0 . Начальные условия $x(\xi, 0) = \xi, u(\xi, 0) = v(\xi, 0) = w(\xi, 0) = h_2(\xi, 0) = 0, h_1(\xi, 0) = V(\xi, 0) = 1$

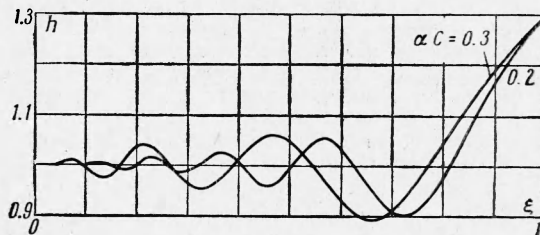
Граничные условия (2)

$$u(0, \tau) = v(0, \tau) = 0, h_2(0, \tau) = 0, \frac{\partial h_1}{\partial \xi}(0, \tau) = 0, h_2(1, \tau) = 0, h_1(1, \tau) = 1 + A f(\tau)$$

$$h_1(1, \tau) = 1 + A f(\tau) \quad (A = \text{const}) \quad (3)$$

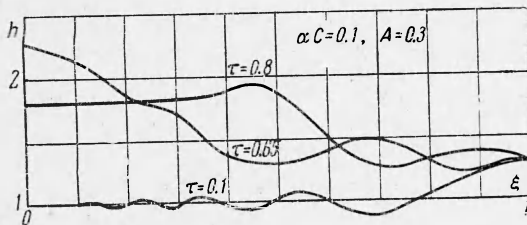
Здесь $f(\tau)$ — заданная функция времени.

Система уравнений (1) с условиями (2) и (3) решалась численно в конечных разностях, причем при решении граничная функция бралась в виде $f(\tau) = 1 - \exp(-\omega\tau)$. Вопросы, связанные с методом расчета, будут рассмотрены отдельно. Здесь только отметим, что счет велся по явной схеме, шаг по времени выбирался из соображений устойчивости разностной схемы, а при больших амплитудах непрерывный переход через скачки осуществлялся при помощи введения искусственной вязкости, предложенной Нейманом и Рихтмайером [11].



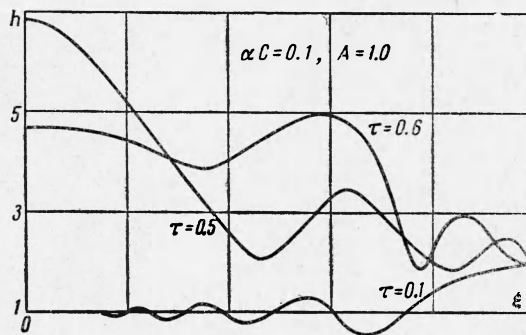
Фиг. 2

На фиг. 1—4 приведены некоторые из полученных результатов. В основном нас интересовала структура магнитного поля при сжатии волны и отражении ее от оси цилиндра. На фиг. 1 показано распространение магнитного возмущения при небольших временах. В соответствии с положительным законом дисперсии, передний фронт волны имеет осцилляционный характер, причем поле в волне в некоторых местах меньше невозмущенного поля (волна «разрежения»). Размер этих осцилляций по порядку величины равен длине дисперсии α / ω_{oi} , и с течением времени их амплитуда возрастает. На фиг. 2 показан профиль волны через небольшой промежуток времени



Фиг. 3

после начала нарастания поля на границе плазменного шнура для двух различных длин дисперсии. Чем больше длина дисперсии, тем выше осцилляции, амплитуда их несколько больше, а также больше и их число. На фиг. 3 и 4 приведен профиль магнитного поля в моменты времени, наиболее удобные для выявления характерных стадий процесса, при двух значениях амплитуды A магнитного поля на границе плазма — вакуум. Основной фронт волны движется примерно с альфвеновской скоростью V_a , которая, естественно, возрастает при увеличении амплитуды магнитного поля на границе. Из фиг. 3 и 4 видно, что при сравнительно небольших временах, когда основной фронт еще не доходит до оси, вперед уходят осцилляции, размер которых порядка длины дисперсии, а амплитуда имеет довольно большую величину. В последующие моменты времени скорость волны возрастает, поскольку возрастает величина



Фиг. 4

поля по мере приближения к оси цилиндра, происходит кумуляция, при которой магнитное поле вблизи оси существенно увеличивается по сравнению с полем на границе плазменного шнура, а затем происходит отражение волны от оси. Движение отраженной волны, сопровождающееся уходящими вперед осцилляциями, прослеживалось почти до момента ее «столкновения» с движущейся границей плазмы.

В настоящее время проводятся расчеты при условиях, по возможности максимально приближенных к тем, которые имеют место в экспериментах.

В заключение автор благодарит Р. З. Сагдеева, В. И. Карпмана, Н. Н. Яненко, Ю. Е. Нестерихина за консультации и обсуждения, а также Г. А. Гроздову — за помощь в численных расчетах.

Поступила 1 II 1965

ЛИТЕРАТУРА

1. Веденов А. А., Велихов Е. П., Сагдеев Р. З. Нелинейные колебания разреженной плазмы. Ядерный синтез, 1961, т. I, вып. 1.
2. Сагдеев Р. З. Коллективные процессы и ударные волны в разреженной плазме. Сб. «Вопросы теории плазмы». вып. 4, Атомиздат, 1964.
3. Adlam J., Allen J. The structure of strong collision — free hydromagnetic waves. Phil. Mag., 1958, vol. 3, No. 29.
4. Карпман В. И. О структуре фронта ударной волны, распространяющейся под углом к магнитному полю в разреженной плазме. Ж. техн. физ., 1963, т. 33, вып. 8.
5. Казанцев А. П. Об установившемся течении плазмы в магнитном поле. Ж. эксперим. и теор. физ., 1963, т. 44, вып. 4.
6. Gardner C. S., Goertzel H., Grad H., Morawatz C. S., Rose M. H., Rubin H. Hydromagnetic shock waves in high — temperature plasmas. Proc. of the 2nd U. N. Intern. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy, 1958, vol. 31.
7. Березин Ю. А., Карпман В. И. К теории нестационарных волн конечной амплитуды в разреженной плазме. Ж. эксперим. и теор. физ., 1964, т. 46, вып. 5.
8. Auer P. L., Hurwitz H., Kilb R. W. Low Mach number magnetic compression waves in a collision — free plasma. Phys. Fluids. 1961, vol. 4, n. 9.
9. Morton R. W. Finite amplitude compression waves in collisionfree plasma. Preprint NYO 10434, 1964, New York University.
10. Искольдский А. М., Куртмуллаев Р. Х., Нестерихин Ю. Е., Пономаренко А. Г. Эксперименты по бесстолкновительной ударной волне в плазме. Ж. эксперим. и теор. физ., 1964, т. 46, вып. 8.
11. Рихтмайер Р. Д. Разностные методы решения краевых задач. Изд. иностр. лит., 1960.

ЗАХВАТ МАГНИТНОГО ПОЛЯ И УДЕРЖАНИЕ ПЛАЗМЫ В ЭКСПЕРИМЕНТАХ С БЕССТОЛКНОВИТЕЛЬНОЙ УДАРНОЙ ВОЛНОЙ

*А. М. Искольдский, Р. Х. Куртмуллаев, Ю. Е. Нестерихин,
В. И. Нильский, А. Г. Пономаренко*

(Новосибирск)

В работах [1,2] было показано, что в разреженной плазме могут быть возбуждены бесстолкновительные ударные волны. При помощи магнитных зондов и скоростной съемки наблюдалось движение волны по радиусу цилиндрического плазменного столба, ее кумуляция на оси системы и последующее сжатие плазмы цилиндрическим токовым слоем. При работе с дейтерием эта стадия процесса сопровождалась нейтронным излучением. Проведенные измерения скорости волны ($3 \cdot 10^7 - 10^8$ см / сек), энергии ионов ($1 - 10$ кэв), интенсивности потока нейтронов ($10^6 - 10^7$ в импульсе) не противоречат предположению о термоядерном механизме нейтронного излучения.

В настоящем сообщении приводятся некоторые результаты исследования последующего развития процесса.

Эксперименты проводились по следующей схеме (подробно см. [2]).

Вакуумная камера (стеклянная труба диаметром 16 см) располагалась на оси ловушки квазистационарного поля ($H_0 \sim 0.5$ кэ, $T = 5$ мсек); в центре системы камеру охватывал ударный вихор шириной 30 см, создающий переменное поле ($H \sim 3-6$ кэ, $T \sim 1.4-2$ мсек).

После заполнения камеры предварительно ионизированной плазмой (начальная концентрация $N_0 \sim 5 \cdot 10^{12} - 3 \cdot 10^{13}$ см⁻³) включалось поле H , полное время затухания которого составляло 3—6 периодов.