

ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ ФРОНТА
СИЛЬНОЙ МАГНИТНО-ЗВУКОВОЙ ВОЛНЫ В
РАЗРЕЖЕННОЙ ПЛАЗМЕ

С.П.Загородников, Л.И.Рудаков, Г.Е.Смолкин,
Г.В.Юдин

Работа посвящена экспериментальному исследованию структуры фронта сильной магнитно-звуковой волны, распространяющейся по разреженной плазме поперек магнитного поля. В лабораторных экспериментах для таких волн существен фактор нестационарности волнового движения.

Теоретическому описанию нестационарных магнитно-звуковых волн конечной амплитуды посвящены работы [1-3]. В [1] Аллен и Аллен численно решали задачу о неустановившемся движении магнитного поршня по разреженной плазме при двух конкретных законах изменения магнитного поля во времени на границе плазмы:

$$H_n(t_n) = 1 + \alpha t_n \quad (I)$$

И

$$H_n(t_n) = 1 + \beta [1 - \exp(-\alpha t_n)]. \quad (2)$$

Здесь $H_n = H/H_0$ - магнитное поле, нормированное по постоянному полю H_0 ; $t_n = t/\tau_{ei}$ - время, нормированное по $\tau_{ei} = \frac{c\sqrt{mM}}{eH_0}$, α и $\beta = H_n(\infty) - 1$ - константы.

При $\alpha = 1$ и $\beta = 1$ авторы нашли профиль магнитного поля в плазме для некоторых значений t_n . Они показали, что в случае (1) линейно нарастающий на границе плазмы фронт магнитного поля переходит в плазме в экспоненциально нарастающий фронт с характерным масштабом c/ω_{pe} . В случае (2) профиль магнитного поля, вычисленный для $t_n = 5, 7$ и 9 , также имеет экспоненциально нарастающий передний участок с тем же масштабом, однако в отличие от случая (1) здесь появляется осцилляторная структура фронта.

Эксперименты проводились в условиях, описанных в предыдущей нашей работе [4]. Волна возбуждалась трапецидальным импульсом магнитного поля \tilde{H} , создаваемым на границе цилиндрического столба плазмы диаметром 6 см и длиной 30 см, находившегося в постоянном магнитном поле H_0 . Время нарастания импульса $\tau_0 = 5,5 \cdot 10^{-8}$ сек. Плотность плазмы n_0 перед фронтом волны изменялась в области от $\sim 0,5 \cdot 10^{12}$ до $\sim 6 \cdot 10^{13}$ см $^{-3}$. На участке малых n_0 в этой области, когда время распространения волны до оси цилиндра $\Delta t < \tau_0$, осуществлялся случай (1) граничных условий. На участке больших n_0 выполнялось условие $\Delta t > \tau_0$ и осуществлялся случай (2). Магнитное число Маха M изменялось в пределах $\sim 1,3 + 4,2$.

Получены следующие результаты. Для всех указанных значений M наблюдался процесс нелинейного укручения фронта волны в плазме по сравнению с фронтом, задаваемым выражением (1) или (2)^I. Профиль магнитного поля в плазме с точностью до эффекта цилиндричности хорошо согласуется с профилем, рассчитанным в [1]. Ширина переходного участка с погрешностью около 50% совпадает (при учете нестационарности) с шириной, вычисленной в [1], а

длительность его, как функция μ , с той же точностью описывается формулой [5]: $\tau = 1,5/\omega_{ei} \sqrt{\mu^2 - 1}$. Интересно, что в области $2 < \mu < 4,2$ аномального увеличения ширины фронта, которое отвечало бы "опрокидыванию" волны [6], не наблюдалось. Это, по-видимому, связано с неустановившимся характером волны в наших экспериментах [3].

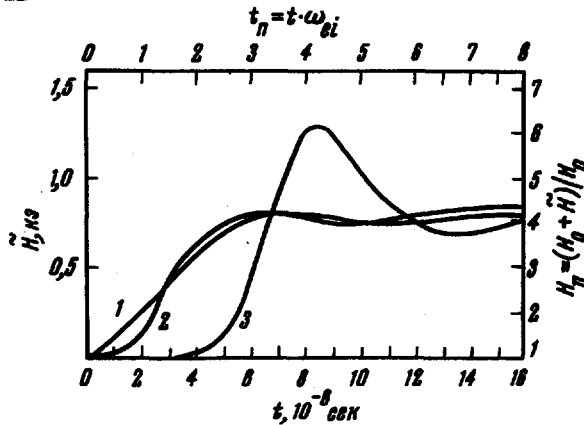


Рис. 2

Для иллюстрации перечисленных выводов на рис. 1 (см. обор. вкл. 1) приводятся осциллограммы сигналов магнитного зонда, полученные при начальном давлении гелия $P_0 = 3 \cdot 10^{-3}$ мм рт.ст., $H_0 = 250$ э, $\tilde{H} = 800$ э, 1) $n_0 = 0$; 2) $n_0 = 0,5 \cdot 10^{12}$ и 3) $n_0 = 10^{13}$ см $^{-3}$. Профили магнитного поля в плазме, полученные путем интегрирования зондовых осциллограмм, представлены на рис. 2 кривыми 1, 2 и 3 соответственно. Видно, что линейно нарастающий на границе плазмы фронт магнитного поля переходит в плазме в экспоненциально нарастающий фронт с постепенным увеличением крутизны. Длительность его составляет около двух периодов колебаний на средней геометрической частоте $(2c\sqrt{mM}/eH_0)$. На кривой 3 появляется первый максимум осцилляторной структуры фронта ($\propto t_n \approx 3,5$). Величина максимума превосходит амплитуду вакуумного импульса, задаваемого выражением (2). Отраженная волна на этой кривой могла сказываться лишь при $t > 12 \cdot 10^{-8}$ сек.

Отметим, что в наших экспериментах наблюдалось поглощение энергии волны на фронте, возрастающее с увеличением n_0 . При

этом в плазме за фронтом волны появлялись электроны, с энергией большей 50 эв. В последнем можно убедиться по приведенной на рис. 3 (см. обор. вкл. I) фотографии скоростной развертки диаметра плазменного столба в свете линии He II 4686 \AA (при $P_0 = 3 \cdot 10^{-3}$ мм рт.ст., $n_0 = 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $N_0 = 375$ э и $N = 800$ э), полученной с помощью электронно-оптического преобразователя.

В качестве механизмов, ответственных за передачу энергии волны электронам плазмы, можно указать на механизм неустойчивости тока [7-9] и механизм, связанный с ионизационными столкновениями электронов [4, 10] на фронте волны.

Авторы признательны Е.К.Завойскому за интерес к работе, А.А. Ведынову и Е.П.Велихову за ценные обсуждения.

Поступило в редакцию
17 июля 1965 г.

Литература

- [1] J.H. Adlam, J.E. Allen. Proc. Phys. Soc. (London), 75, 640, 1960.
- [2] K.W. Morton. J. Fluid Mech., 14, 369, 1962.
- [3] V.J. Rossow. Phys. Fluids, 8, 358, 1965.
- [4] С.П. Загородников, Л.И. Рудаков, Г.Е. Смолкин, Г.В. Шолин. ЭТФ, 47, 1717, 1964.
- [5] L. Davis, R. Lust, A. Schluter. Z. Naturforsch., 13a, 916, 1958.
- [6] Р.З. Сагдеев. "Вопросы теории плазмы", т.4, Атомиздат, 1964.
- [7] E.M. Parker. Phys. Rev., 112, 1429, 1958.
- [8] А.А. Ведынов, Е.П. Велихов, Р.З. Сагдеев, Ядерный синтез, 1, 82, 1961.
- [9] P. Kellog. Phys. Fluids, 7, 1555, 1964.
- [10] С.П. Загородников, Г.Е. Смолкин, Г.В. Шолин. Доклад, представленный на 7-ю Международную конференцию по явлениям в ионизированных газах. Белград, 1965.

1) Эффект укручения профиля магнитного поля в плазме по сравнению с фронтом возмущения, задаваемого на границе плазмы, наблюдался нами ранее в работе [4]. Осциллограмма б на рис. 2, по которой оценивалась длительность фронта волны в этой работе, отвечает случаю (I) граничных условий.