

О ГЕНЕРАЦИИ БЕССТОЛКНОВИТЕЛЬНЫХ УДАРНЫХ ВОЛН,  
РАСПРОСТРАНЯЮЩИХСЯ ВДОЛЬ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Д.Е.Нестерихин, А.Г.Пономаренко, Б.А.Яблочников

Экспериментальное исследование условий возбуждения ударных волн в разреженной плазме, распространяющихся вдоль магнитного поля, имеет в настоящее время принципиальное значение.

Как полагают [1,2], возможность генерации ударных волн в межпланетной плазме при движении потоков заряженных частиц к Земле ("солнечный ветер") лежит в основе таких физических явлений, как внезапное наступление геомагнитных бурь, особенности магнитного поля в области  $I_2 + I_4 R_3$ , измеренные ракетой "Пионер", "Маринер-2", "IMP-1", уединенные импульсы и существование электронов с энергией  $I + 100$  кэв, радиационные пояса, полярные сияния и т.д. [3,4]. В ядерном синтезе возможность генерации подобных волн непосредственно свя-

зана с проблемой трансформации направленной энергии плазменных потоков в хаотическое движение, т.е. в тепло, при инжекции сгустков вдоль магнитного поля [5].

В работе приводятся результаты предварительных экспериментов, посвященных данному вопросу. В квазистационарном магнитном поле  $H_0 = 0 + 3$  кэ разрядом емкости  $C_1$  на виток 2 в стеклянной вакуумной камере (длинной  $\sim 400$  см и диаметром  $2R \approx 20$  см), наполненной водородом ( $p \approx 10^{-3} - 5 \cdot 10^{-4}$  мм рт.ст.), создавался столб предварительной плазмы. Распределение плотности электронов по длине приведено на рис.1. Спустя 50-70 мксек разрядом емкости  $C_2$  на конический виток 3 создавался быстрый плазменный сгусток с плотностью  $n_{\parallel} \approx 5 \cdot 7 \cdot 10^{13}$  см $^{-3}$  и скоростью  $u_{\parallel} > v_{\alpha} = H_0 / \sqrt{4\pi n_0 M}$ . Заметим, что в этом случае мы имеем дело с плазмой с ярко выраженной анизотропией давления  $p_{\parallel} > p_{\perp} + H_0^2 / 4\pi$  (1). В слабом магнитном поле она должна быть неустойчива относительно возбуждения возмущений "альфвеновского типа" (так называемая шланговая неустойчивость [2,5]). Кинетическая энергия плазменного потока за времена  $\tau \approx 1/\omega_{ci} = cM/eH$  должна трансформироваться в энергию переменного магнитного поля  $\tilde{H}_1$  и поперечное движение частиц в плазме. В настоящее время еще нет теории, которая позволила бы детально проследить последовательность и важность физических процессов, протекающих при сверхзвуковом движении плазменных потоков в условиях отсутствия столкновений. Поэтому перейдем к изложению результатов эксперимента, ограничившись в ходе изложения сравнением их с имеющимися теоретическими оценками и экспериментальными данными [2,6-8].

Основные методы диагностики и блок-схема установки представлена на рис.1. Уже в первых опытах было замечено влияние нестационарности процесса, вследствие чего структура как передней части сверхзвукового потока, так и колебания движущегося плазменного шнура в последующей его части существенно зависят от значений величин  $u_{\parallel}/v_{\alpha}$ ,  $H_0$ ,  $n_0$  и распределения их по длине камеры. На рис.2 приводится совокупность экспериментальных данных, полученных с помощью ЭОП, магнитных зондов, измерявших компоненты  $\tilde{H}_R$ ,  $\tilde{H}_{\theta}$ ,

$\tilde{H}_z$  и двойного ленгмюровского зонда. Основные результаты можно свести к следующему: при выполнении (I) действительно наблюдается

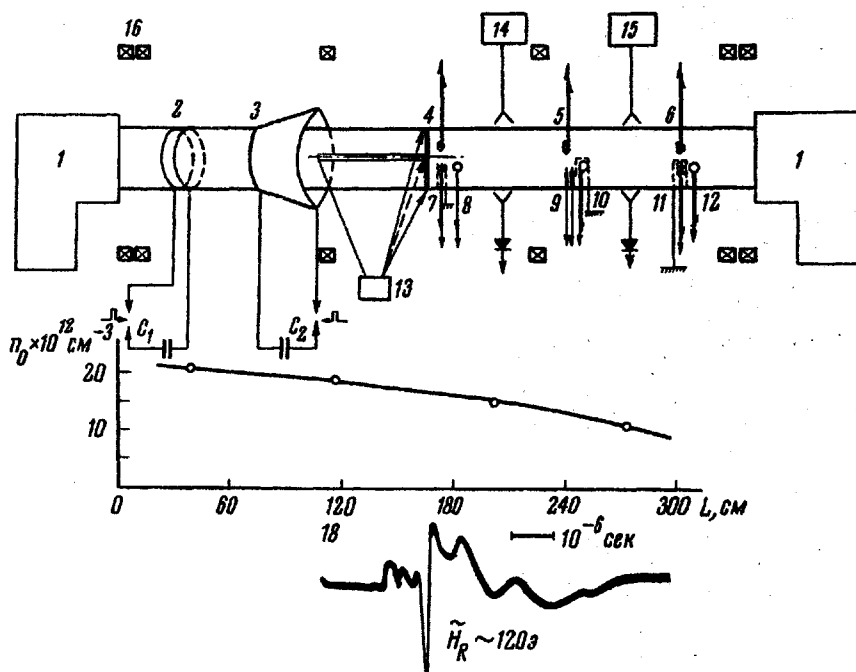


Рис. I Блок схема установки

I - вакуумные насосы; 2 - ударный виток, создающий предварительную плазму.  $C_1 = 1,2$  мкф.  $U_1 = 25$  кв.  $T_1 = 6 \cdot 10^{-6}$  сек; 3 - ударный виток, создающий плазменный поток вдоль магнитного поля.  $C_2 = 1,2$  мкф.  $U_2 = 25-50$  кв.  $T_2 = 3,2 \cdot 10^{-6}$  сек; 4,5,6,7 - магнитные зонды, измеряющие компоненты  $H_R$  и  $H_\theta$ . Расстояние между зондами  $\approx 70$  см; 8,10,12 - магнитные зонды, измеряющие компоненту  $H_z$ ; 9 - двойной ленгмюровский зонд; 13 - ЭОП (съемка производилась через горизонтальную и вертикальную щель); 14,15 - СВЧ-зондирование.  $\lambda = 0,4, 0,8$  и 3 см; 16 - катушки квазистационарного магнитного поля, 17 - распределение плотности электронов в предварительной плазме по длине, 18 - типичная осциллограмма сигнала с магнитного зонда (4)  $RC = 15 \cdot 10^{-6}$  сек  $NS = 5$

возникновение за времена  $\tau \approx \frac{1}{\omega_{ci}}$  магнитного возмущения на фронте движущегося потока (увеличиваются компоненты  $\tilde{H}_R$  и  $H_\theta$ , так как

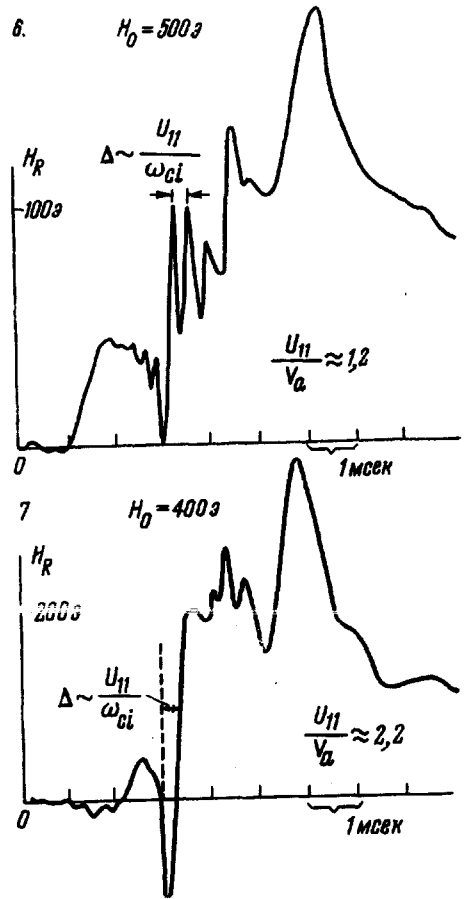
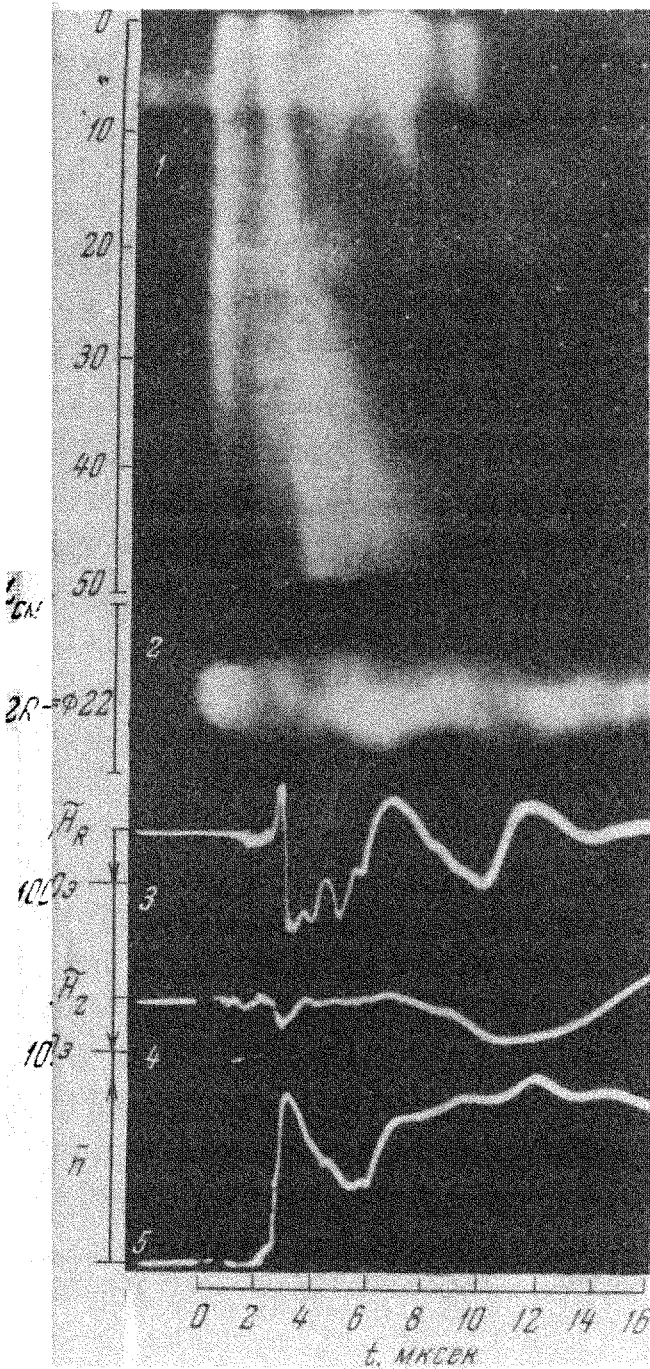


Рис. 2. Экспериментальные результаты, характеризующие процесс формирования фронта магнитного возмущения при сверхзвуковом течении плазмы вдоль магнитного поля.

1 - развертка во времени свечения горизонтальной щели, полученная ЭОП.  $L = 50$  см; 2 - вертикальная щель  $L = 22$  см; 3 - сигнал с магнитного зонда (+).  $RC = 20 \cdot 10^{-6}$  сек; 4 - сигнал с магнитного зонда (8)

$RC = 25 \cdot 10^{-6}$  сек.  $H_0 = 400$  э; 5 - сигнал с двойного лэнгмюровского зонда; 6 и 7 - сигналы с магнитного зонда (4), иллюстрирующие появление осцилляций на переднем фронте возмущения  $\rho = 7 \cdot 10^{-4}$  мм рт.ст

при альфвеновских возмущениях компонента  $\tilde{H}_z$  должна оставаться неизменной (см. рис. 2). Величины  $\tilde{H}_R$  и  $\tilde{H}_\theta$  возрастали в опытах до  $100 + 200$  э, что составляло примерно половину квазистационарного поля  $H_0$ . По мере продвижения потока по предварительной плазме крутизна переднего фронта магнитных сигналов возрастала, достигая характерного размера  $\Delta \lesssim u_{||} / \omega_{ci} \lesssim 15$  см.

При скоростях  $u_{||} \gtrsim v_a$  можно было более детально проследить тонкую структуру возбуждавшихся потоком магнитных полей  $\tilde{H}_R$ . В этом случае передний фронт возмущения не успевал сформироваться к моменту подхода его к измерительному магнитному зонду, однако и здесь мы видим периодический профиль с характерным размером  $\sim \Delta$ . Перекачка энергии направленного движения  $Mn u_{||}^2 / 2$  в энергию магнитного поля  $\tilde{H}$  приводит к тому, что часть ионов теряет свою скорость и сгусток заметно тормозится (см. временную развертку свечения горизонтальной щели  $L = 50$  см, полученной ЭОП, рис. 2).

За фронтом магнитного возмущения наблюдаются крупномасштабные колебания ( $\omega \lesssim \omega_{ci}$ ) альфвеновского типа, распространяющиеся со скоростью  $u \approx v_a$  (альфвеновская скорость в потоке). Возросшая поперечная энергия частиц плазмы приводит к дополнительной ионизации и увеличению диамагнитного сигнала ( $\tilde{H}_z$ ). Передний фронт плотности, измеренный диамагнитным и ленгмюровским зондами, совпадает с фронтом магнитного сигнала  $\tilde{H}_R$ . Следует отметить, что в опытах наблюдался уход быстрой компоненты из создавшегося инжектором плазменного потока, а в формировании передней его части участвовали только частицы, скорость которых удовлетворяла соотношению  $u_{||} \lesssim R \omega_{ci}$ . Сформировавшийся профиль магнитного поля  $\tilde{H}_1$  и плотности по мере продвижения его вдоль камеры и уменьшением величины  $Mn u_{||}^2$  видоизменяется: амплитуда поля падает, колебания за фронтом затухают, а передний фронт магнитного сигнала все ближе по форме напоминает уединенный импульс с характерным размером  $\sim \Delta$  (рис. 3). Аналогично ведет себя профиль плотности частиц в потоке.

Несомненно, что в наблюдавшемся эффекте помимо затухания должны играть роль дисперсионные эффекты и направление возмущения относительно квазистационарного поля  $H_0$ . Далее было установлено, что при отсутствии предварительной плазмы неустойчивость не возникает, а магнитные зонды регистрируют захваченные магнитные поля  $\lesssim 5$  э, с характерным временем порядка периода тока инжектора ( $3 \cdot 10^{-6}$  сек). Увеличение квазистационарного поля приводит к уменьшению отношения  $u_{||} / v_{\alpha}$  и хотя характерные частоты колебаний  $\sim \omega_{ci}$  возрастают, тем не менее начиная с  $H_0 \approx 1$  кэ в наших опытах наблюдалась стабилизация начального возмущения и расплывание переднего профиля потока.

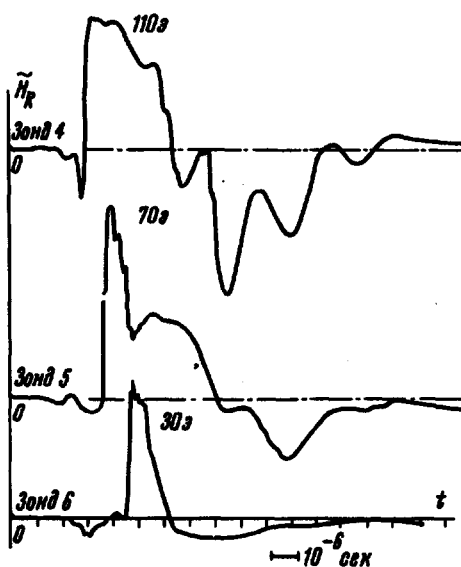


Рис. 3 Трансформация фронта магнитного возмущения по мере продвижения плазменного потока вдоль магнитного поля  $H_0$ .  $RC = 25 \cdot 10^{-6}$  сек.  $NS = 12$ ,  $\rho = 8 \cdot 10^{-4}$  мм рт.ст

В какой мере описанное явление можно отождествить с процессом формирования бесстолкновительной ударной волны, в настоящее время еще не представляется возможным сказать.

Однако заметим, что результаты наших экспериментов качественно близки к картине поля, обнаруженной при исследовании структуры магнитного поля спутниками "Пионер" в магнитосфере.

Измеренная в опытах ширина переднего фронта возмущения, имеющего характер ударной волны, находится в качественном согласии с теоретическими оценками, приведенными в работе [2,6]

$$\Delta \sim \frac{Mc}{eH_0} \quad u_{\parallel} \sim 10 \text{ см} \quad , \quad \frac{u_{\parallel}}{v_{\alpha}} \gtrsim 1 \quad .$$

Авторы благодарны Р.З.Сагдееву за стимулирующие дискуссии и помощь в работе.

Институт ядерной физики  
Сибирское отделение  
Академии наук СССР

Поступило в редакцию  
22 августа 1966 г.

#### Литература

- [1] L.I.Cahill. *Scientific American*, 212 (3), 58, 1965.
- [2] Р.З.Сагдеев. Вопросы теории плазмы. 4, 20, 1964.
- [3] C.P. Sonett, D.S.Colburn, L.Ir.Davis, E.I.Smith, P.I.Coleman. *Phys. Rev. Lett.*, 13, 153, 1964.
- [4] H.P.Ness, C.S.Searge, S.B.Seek, J.Geophys. Res. 69, 3531, 1964.
- [5] А.М.Искольдский, В.И.Лукьянов, Д.Е. Нестерихин, А.Г.Пономаренко. Доклад СМ 21/215 на конференции по ядерному синтезу, Казань, сентябрь 1965.
- [6] Б.П.Тверской. ЖЭТФ, 42, 833, 1962.
- [7] А.П.Казанцев. ЖЭТФ, 44, 1253, 1963.
- [8] М.А.Гинцбург. Космические исследования. 3, 340, 1965.