

## СТРУКТУРА УДАРНЫХ ВОЛН ВКЛЮЧЕНИЯ

Ю. А. Березин, В. А. Вшивков, Г. И. Дудникова

(Новосибирск)

Ударные волны, распространяющиеся вдоль невозмущенного магнитного поля при частотах  $\omega \lesssim \Omega_H \equiv eH_0/m_i c$  (волны включения), изучались экспериментально в ряде работ [1—3], причем в [1] эксперименты проводились в условиях, когда механизм диссипации связан с кулоновскими соударениями, а в [2—3] — с коллективными взаимодействиями. В [4] обсуждена структура МГД ударных волн включения с учетом ионной вязкости  $\mu \propto T^{3/2}$  и конечной проводимости  $\sigma \propto T^{3/2}$ .

В данной работе для изучения нестационарных ударных волн включения используется двухжидкостная газодинамическая модель квазинейтральной плазмы с учетом конечной проводимости и электронной теплопроводности, поскольку именно эти диссипативные процессы определяют структуру бесстолкновительных ударных волн [2]. Исходная система уравнений имеет вид

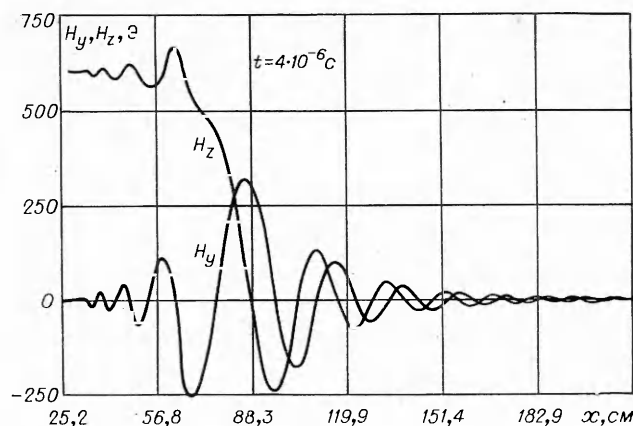
$$\begin{aligned}
 & \partial N / \partial t + \partial(Nu) / \partial x = 0; \\
 (1) \quad & Nm_i(\partial u / \partial t + u \partial u / \partial x) = -\frac{\partial}{\partial x} [p + (H_y^2 + H_z^2) / 8\pi]; \\
 & Nm_i(\partial v / \partial t + u \partial v / \partial x) = (H_0 / 4\pi) \partial H_y / \partial x; \\
 & Nm_i(\partial w / \partial t + u \partial w / \partial x) = (H_0 / 4\pi) \partial H_z / \partial x; \\
 & \frac{\partial H_y}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial x} \left\{ u H_y - v H_0 + \frac{m_e c^2}{4\pi e^2} \left( \frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} \right) \left( \frac{1}{N} \frac{\partial H_y}{\partial x} \right) + \right. \\
 & \quad \left. + \frac{c^2}{4\pi \sigma} \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{c H_0}{4\pi e N} \frac{\partial H_z}{\partial x} \right\}; \\
 & \frac{\partial H_z}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left\{ w H_0 - u H_z + \frac{m_e c^2}{4\pi e^2} \left( \frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} \right) \left( \frac{1}{N} \frac{\partial H_z}{\partial x} \right) + \right. \\
 & \quad \left. + \frac{c^2}{4\pi \sigma} \frac{\partial H_z}{\partial x} - \frac{c H_0}{4\pi e N} \frac{\partial H_y}{\partial x} \right\}; \\
 & \frac{\partial p}{\partial t} + u \frac{\partial p}{\partial x} + \gamma p \frac{\partial u}{\partial x} = (\gamma - i) \left\{ \frac{c^2}{16\pi^2 \sigma} \left[ \left( \frac{\partial H_y}{\partial x} \right)^2 + \right. \right. \\
 & \quad \left. \left. + \left( \frac{\partial H_z}{\partial x} \right)^2 \right] + \frac{\partial}{\partial x} \left( \kappa \frac{\partial T}{\partial x} \right) \right\}; \quad p = NT.
 \end{aligned}$$

Направление распространения волны и невозмущенного магнитного поля  $\mathbf{H}_0$  совпадает с осью  $x$ ;  $\mathbf{U} = \{u, v, w\}$  — макроскопическая скорость плазмы;  $p$  — электронное давление (ионы считаются холодными);  $\sigma = Ne^2/m_e \nu$  — проводимость;  $\nu$  — эффективная частота столкновений частиц плазмы с флуктуациями электромагнитного поля;  $\kappa$  — электронная теплопроводность.

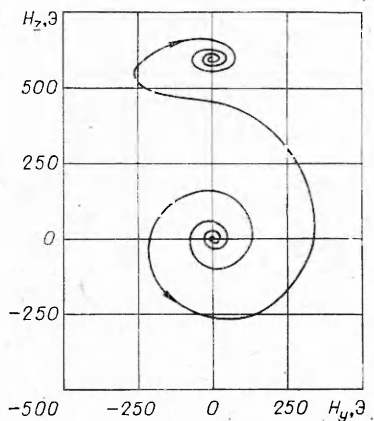
В начальный момент времени однородная покоящаяся плазма с  $p_0 \ll H_0^2 / 8\pi$  занимает область  $x \geq 0$ ; на границе плазма—вакуум задаем  $z$ -компоненту магнитного поля по закону

$$H_z(0, t) = H_z^0 (1 - e^{-\omega t}).$$

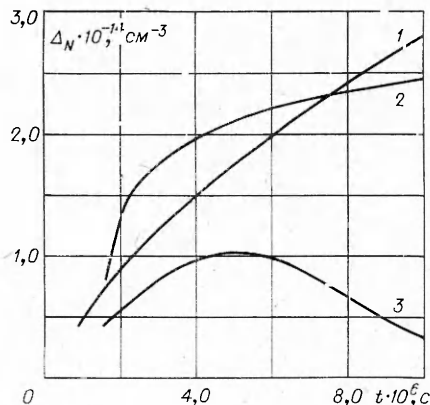
Рассмотрим результаты, полученные с помощью численного решения системы (1). На фиг. 1 представлено пространственное распределение



Фиг. 1



Фиг. 2



Фиг. 3\*

поперечных компонент магнитного поля в ударной волне включения, полученное в результате численного решения системы (1) при  $\nu = 10^{-2}\omega_H$ ,  $\omega = 0,9\Omega_H$ ,

$$H_z^0 = 1,2 H_0, M \approx 1,2, H_0 = 500\text{Э}, N_0 = 10^{14}\text{см}^{-3}.$$

Известно, что вдоль невозмущенного магнитного поля в области частот  $\omega \leq \Omega_H$  могут распространяться две волны, закон дисперсии для которых имеет вид

$$(2) \quad \begin{aligned} \omega/k &\approx V_A \sqrt{1 - kc/\Omega_i} \text{ — обыкновенная волна;} \\ \omega/k &\approx V_A \sqrt{1 + kc/\Omega_i} \text{ — необыкновенная волна.} \end{aligned}$$

В соответствии с законом дисперсии (2) профиль  $z$ -компоненты магнитного поля имеет осцилляционную структуру как впереди основного скачка, так и за ним. Характерный пространственный масштаб осцилляций порядка длины дисперсии  $c/\Omega_i$ . Максимальный размер осцилляций

\* На фиг. 3 вместо  $\Delta_N \cdot 10^{-14}, \text{см}^{-3}$  следует читать  $\Delta_N, \text{см}$ .

за фронтом  $\simeq 4c/\Omega_i$  и впереди фронта  $\simeq 7c/\Omega_i$ . Возникающая во фронте  $y$ -компонента магнитного поля также имеет осцилляторную структуру. Сдвиг фаз между  $H_y$  и  $H_z$  составляет  $90^\circ$ . Направление вращения вектора поперечного магнитного поля  $H_\perp$  перед основным скачком совпадает с направлением вращения электрона в магнитном поле  $H_0$ , а за скачком — с направлением вращения иона (фиг. 2).

Таким образом, при наличии малой диссипации ударная волна имеет «штопорную» структуру; ширина основного скачка плотности и количество осцилляций с течением времени растут (фиг. 3, кривая 1), хотя скорость волны  $V = V_A M$  и ширина скачка магнитного поля в сформировавшейся волне остаются примерно постоянными. Ширина основного скачка плотности и магнитного поля определяется по формулам

$$\Delta_N = (N_{\max} - N_{\min})/|\partial N/\partial x|_{\max}, \quad \Delta_H = (H_{\max} - H_{\min})/|\partial H/\partial x|_{\max}.$$

Увеличение диссипации приводит к исчезновению осцилляций, размер которых меньше диссипативного размера

$$\Delta_d \approx c^2/4\pi\sigma V_A(M - 1).$$

При значении  $v = 0,6 \omega_H$ ,  $M \simeq 1,2$  и амплитуде магнитного поля на границе плазмы  $H_z^0 = 1,2H_0$  ударная волна включения является квазистационарной: скорость, ширина скачка поля и плотности волны с течением времени практически не меняются (фиг. 3, кривая 2). Анализ уравнений структуры стационарных волн включения показывает, что при  $M > M_* = 1,53$ , когда отсутствует теплопроводность, и  $1,63$  с учетом теплопроводности имеет место разрыв газодинамических функций  $N$ ,  $u$  при непрерывном магнитном поле. Решение нестационарных уравнений (1) при больших амплитудах поля на границе позволяет проследить изменение структуры волны включения и приближение к стадии опрокидывания, т. е.  $\Delta_N \rightarrow 0$  (фиг. 3, кривая 3).

Сравнение результатов расчета с экспериментами [2] позволяет говорить о качественном согласии по структуре и скорости ударных волн включения при  $M < M_*$ . Детальное сопоставление провести трудно, так как в экспериментах нет чисто одномерной картины. Кроме того, рассмотренные режимы с  $M \geq M_*$  в экспериментах не изучались.

Поступила 10 X 1975

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Bighel L., Collins A. R., Cross R. C. MHD «switch-on» shock structure.— «Phys. Letters», 1974, vol. A 47, N 4.
2. Куртмуллаев Р. Х., Масалов В. Л., Меклер К. И., Семенов В. Н. Ударные волны, распространяющиеся вдоль магнитного поля в бесстолкновительной плазме.— ЖЭТФ, 1971, т. 60, № 1.
3. Kuriki K., Inutake M. Super-Alfvénic flow and collision free shock wave in a plasma wind tunnel.— «Phys. Fluids», 1974, vol. 17, N 1.
4. Bickerton R. J., Lenamon L., Murphy R. V. W. The structure of hydromagnetic shock waves.— «J. Plasma Phys.», 1971, vol. 5, N 2.