

ИЗОМАГНИТНЫЙ СКАЧОК В БЕССТОЛКНОВИТЕЛЬНОЙ УДАРНОЙ ВОЛНЕ В ПЛАЗМЕ

В.Г.Еселевич, А.Г.Есёков, Р.Х.Куртмуллаев,

А.И.Малютин

Как известно, в физике ударных волн существуют критические числа Маха (M_{c1}, M_{c2}, \dots), при которых происходит качественная перестройка структуры фронта. Примером из области обычной газовой динамики может служить изотермический скачок плотности, который образуется во фронте ударной волны в газе с большой теплопроводностью [1]. В магнитной газовой динамике появляется также *изомагнитный скачок* плотности в ударной волне [2]. Аналогичные явления имеют место и в бесстолкновительных ударных волнах в плазме. Так, если диссипация вызывается аномальным (турбулентным) сопротивлением, то при приближении числа Маха к некоторому критическому значению ($M \rightarrow M_{c1}$) непрерывно возрастает крутизна фронта плотности ($dn/dx \rightarrow \infty$) [3]. В газовой динамике аналогичное возрастание крутизны фронта, в конце концов, ограничивается вязкостью. В бесстолкновительной плазме этот механизм отсутствует, поэтому первоначально возникло предположение, что переход через критическое значение M_{c1} сопровождается образованием взаимопроникающих потоков плазмы. Однако, как показано ниже, при $M \rightarrow M_{c1}$ в условиях возрастающей крутизны профиля плотности принципиальную роль начинают играть эффекты разделения зарядов, которые предотвращают разрушение резистивного фронта. В результате образуется узкая переходная область с шириной $\delta \sim r_D$, в которой сильно меняется плотность при практически постоянном магнитном поле. Фактически, здесь мы имеем дело с нелинейной электростатической волной, "надстроенной" над резистивным ударным фронтом.

Настоящая работа посвящена изучению электростатического скачка в бесстолкновительном ударном фронте в плазме. Впервые такой скачок наблюдался в работе [4] с помощью СВЧ интерферометра. Было установлено, что скачок плотности появляется при $M \gtrsim 3$. (Число Маха $M = u/V_A$, u — скорость волны, V_A — альфвеновская скорость в начальной плазме). Однако, интерферометрический метод из-за недостаточного разрешения не позволил подробно исследовать явление. Мы использовали более простой метод зондового измерения

потенциала $\phi(x)$, распределение которого качественно подобно распределению плотности. Это позволило довести временное разрешение до $(1,5 + 2) \cdot 10^{-9}$ сек (соответствующий пространственный масштаб порядка $2 \cdot 10^{-2}$ см). На рис. 1

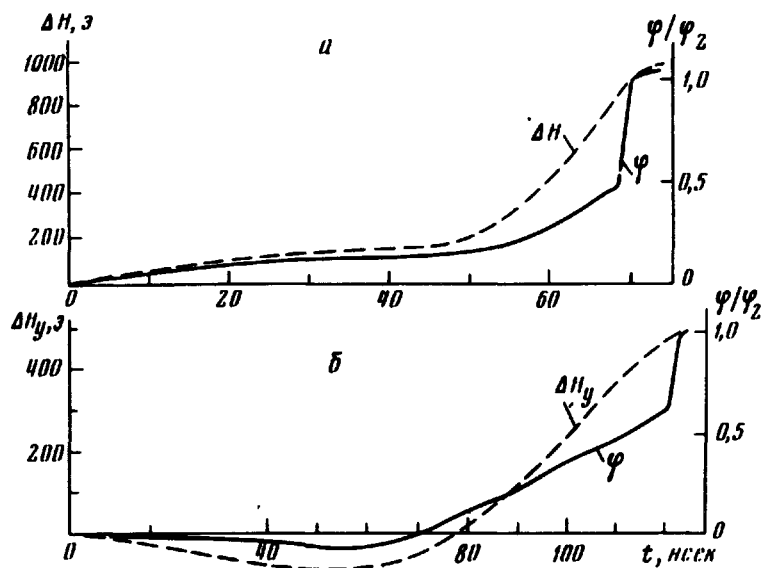


Рис. 1. Изамагнитный скачок потенциала в поперечной *a* и косой *б* ударных волнах: *a* — $M = 4$, $H_0 = 300$ э, $n_0 = 3,4 \cdot 10^{14}$ см $^{-3}$; *б* — $M = 2,5$, $H_0 = 310$ э, $n_0 = 7,5 \cdot 10^{13}$ см $^{-3}$, $\theta = 20^\circ$

приведены распределения магнитного поля H и потенциала ϕ в переходном слое поперечной *a* и косой *б* ударных волн. На профиле ϕ удалось зафиксировать принципиальную особенность: в конце фронта потенциал испытывает скачок при практически постоянном магнитном поле. В настоящей работе наиболее подробно исследовалась поперечная волна, поэтому дальнейшее изложение относится, в основном, именно к этому случаю. Было установлено, что скачок на профиле потенциала формируется в широком диапазоне начальных параметров в плазме различных газов (H_2 , He, Ar) для всех чисел Маха, лежащих в интервале между первым критическим значением $M_{c1} = 2,8 + 3$ и вторым критическим значением $M_{c2} = 4,5 + 5,5$. Внутри диапазона $M_{c1} + M_{c2}$ амплитуда скачка $\Delta\phi$, нормированная на значение потенциала за фронтом волны ϕ_2 , зависит от M . Экспериментальный график этой зависимости приведен на рис. 2.

Измерения временной ширины скачка дали значение τ , лежащее на границе полосы пропускания тракта ($f_0 = 0,8 + 1$ Гц), поэтому эту величину следует рассматривать лишь как верхнюю границу ширины скачка. Однако, в специальных режимах (малые концентрации, тяжелый газ — аргон) удалось установить, что измеренное значение $2 \cdot 10^{-2}$ см одного порядка с дебаевским радиусом.

При малых числах Маха ($M < M_{c1}$) профили магнитного поля и потенциала подобны и хорошо согласуются с МГД моделью резистивного фронта. В области $M > M_{c2}$ распределения H и ϕ имеют монотонный, без особенностей вид с шириной $\Delta \sim c/\Omega_p$ (Ω_p — ионная плазменная частота).

Интересная закономерность обнаруживается в зависимости уровня потенциала ϕ_2 за фронтом волны от числа Маха. При $M < M_{c1}$ значение ϕ_2 близко к $\tilde{\phi} = \frac{m_1 u^2}{2e} \left(1 - \frac{1}{h^2}\right)$ ($h = H_2/H_0$ — относительная амплитуда волны). В интервале $M_{c1} + M_{c2}$ отношение $\phi_2/\tilde{\phi}$ постепенно уменьшается до 0,5 + 0,6, а затем остается примерно на одном уровне.

Изложенные экспериментальные данные согласуются с предложением, что изомагнитный скачок возникает при $M = M_{c1}$ благодаря эффектам разделения зарядов, т. е. имеет электростатический характер. С этой картиной согласуются результаты измерений ширины скачка и качественный вид зависимости $\Delta\phi/\phi_2$ от M . Кроме того, удается объяснить исчезновение изомагнитного скачка при $M = M_{c2}$.

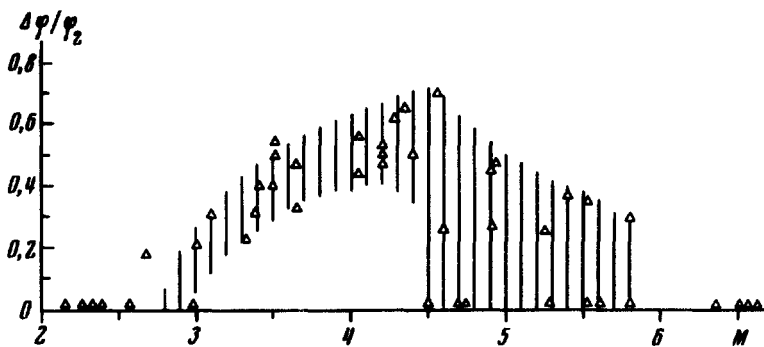


Рис. 2. Зависимость относительной амплитуды изомагнитного скачка от числа Маха (водород)

Известно, что причиной разрушения электростатической волны большой амплитуды является отражение некоторой части ионов от фронта потенциала, происходящее благодаря тепловому разбросу ионов по скоростям. Критическое число Маха, при котором разрушается электростатическая волна, $M_s^* = u_s/c_s$ ($c_s = \sqrt{T_e/m_1}$) сильно зависит от отношения T_1/T_e [5]. Для оценки величины M_{c2} надо связать число Маха электростатической волны M_s с M . В рамках магнитной гидродинамики это можно сделать, используя законы сохранения потоков энергии и импульса на изомагнитном скачке. При этом следует учесть поток тепла q_e , возникающий благодаря хорошей теплопроводности электронов и направленный из изомагнитного (а для электронов и изотермического) скачка в резистивный участок фронта. Легко показать, что тепловой поток

$$q_e = n_0 u T_e \ln(u_s/v_2),$$

где в системе волны u , u_s и v_2 обозначают скорость плазмы перед волной, перед скачком и за фронтом волны. Известно, что при $T_1 = 0$ $M_s^* = 1,6$. Для M_{c2} это дает значение $M_{c2} = 6,2$. Учет конечной ионной температуры приводит к резкому уменьшению M_{c2} . Например, если непосредственно перед скачком $T_1/T_e = 0,1$, то M_s^* уменьшается до 1,3, и получается $M_{c2} = 4,3$. Такая силь-

ная зависимость M_{c2} от T_1 является, по-видимому, причиной заметного разброса точек на рис. 2 в области $M \sim M_{c2}$.

Отраженные от фронта волны ионы (в режиме $M < M_{c2}$) являются причиной появления характерного подножия на профиле магнитного поля. Интересно, что в поперечной волне подножие возникает при числах Маха, близких к M_{c1} . Однако, в косоой волне значение M , при котором разрушается осцилляторная структура и появляется подножие, превосходит M_{c1} . Отражение ионов эквивалентно некоторой их термализации, а появление эффективной ионной температуры и, следовательно, ионного давления p_i уменьшает потенциал ϕ_2 за фронтом волны по сравнению с $\tilde{\phi}$, что и наблюдается в эксперименте.

Институт ядерной физики
Академии наук СССР
Сибирское отделение

Поступила в редакцию
30 ноября 1970 г.

Литература

- [1] Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Механика сплошных сред. М., Гостехиздат, 1953. стр. 421; Я.Ф.Зельдович, Ю.П.Райзер. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., Изд. Наука, 1966, стр. 368.
- [2] W.Marshall. Proc. Roy. Soc., A233, 367, 1956.
- [3] A.A.Galeev, R.Z.Sagdeev. Lectures on the Non-Linear Theory of Plasma. Trieste, September, 1966.
- [4] Р.Х.Куртмуллаев, Б.Л.Масалов, К.И.Меклер, Б.И.Пильский. Письма в ЖЭТФ, 7, 65, 1968.
- [5] С.Г.Алиханов, Б.Г.Белав, Г.Н.Кичигин, П.З.Чеботаев. Исследование ударных волн в бесстолкновительной плазме. ЖЭТФ, 60, вып. 3, 1971 (в печати).