

16

**И Н С Т И Т У Т
ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СОАН СССР**

ИЯФ 27 - 70

Р.Х.Куртмуллаев, В.Л.Масалов, К.И.Меклер,

В.Н.Семёнов

**УДАРНЫЕ ВОЛНЫ, РАСПРОСТРАНЯЮЩИЕСЯ
ВДОЛЬ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В РАЗРЕЖЕННОЙ
ПЛАЗМЕ**

Новосибирск

1970

Р.Х.Куртмуллаев, В.Л.Масалов, К.И.Меклер, В.Н.Семёнов

УДАРНЫЕ ВОЛНЫ, РАСПРОСТРАНЯЮЩИЕСЯ ВДОЛЬ
МАГНИТНОГО ПОЛЯ В РАЗРЕЖЕННОЙ ПЛАЗМЕ

А Н Н О Т А Ц И Я

Исследованы возмущения, возбужденные импульсным магнитным "поршнем", бегущие вдоль магнитного поля. Обнаружено, что в определенных условиях образуются ударные волны типа "волн включения". Исследована внутренняя структура фронта волны.

Введение

Возможность возникновения ударных волн в плазме без столкновений тесно связана с существованием коллективных движений частиц плазмы. Экспериментально доказано существование бесстолкновительных ударных волн, распространяющихся поперёк и под углом к магнитному полю в плазме. Вопрос о существовании ударных волн, распространяющихся вдоль магнитного поля, является в настоящее время дискуссионным. Его решение имеет значение как с точки зрения астрофизических приложений, так и с точки зрения детального изучения коллективных турбулентных процессов в плазме. Гидромагнитные продольные волны без учета диссипативных эффектов теоретически изучались в работах [10, 11]. Показано, что существуют стационарные нелинейные волны, бегущие вдоль поля. Характерные частоты таких волн оказываются порядка ω_{ne} . В реальных условиях, когда начальное возмущение не очень быстрое, и при влиянии диссипативных эффектов, можно, по-видимому, ожидать, что частоты стационарных движений (если они существуют) будут определяться низшей "частотой дисперсии", равной ω_{ni} .

Экспериментально возмущения, распространяющиеся вдоль магнитного поля, исследовались в работах [12, 13]. Однако в условиях этих экспериментов либо не было получено стационарного профиля возмущения, либо была существенна роль парных столкновений. В данной работе приводятся результаты экспериментов по исследованию продольных волн в бесстолкновительной плазме. Обнаружено, что в определенных условиях возникает так называемая "волна включения" с осцилляторной структурой, причём характерные частоты движений оказываются близкими к ω_{ni} .

Описание установки

Эксперименты проводились на установке УН-6 (рис.1). Установка представляет собой стеклянный вакуумный объём диаметром $D = 40$ см, и длиной $L = 400$ см, помещенный в квазистационарное магнитное поле ($H_0 \sim 100 - 1500$ э, $\zeta = 3$ мсек) пробочной конфигурации. Измерения проводились в водородной плазме.

Предварительная ионизация газа (при давлении $P_0 = 10^{-4} - 10^{-3}$ мм Hg) проводилась линейным разрядом между двумя сеточными электродами ($C = 24$ мкф, $U = 10$ кв, $I = 2$ ка). Через 50 мксек с помощью цилиндрического витка производился быстрый разряд типа θ -пинч ($C = 4 \times 1,25$ мкф, $U = 120$ кв, $t = 1,5$ мксек). Таким образом, в объеме создавалась плазма с плотностью $n_0 = 10^{12} - 10^{14}$ см $^{-3}$ и температурой $T \sim 1-10$ эв и степенью ионизации $\alpha \sim 70 - 80\%$. Эффективный радиус плазменного столба составлял примерно половину радиуса трубы, то-есть 10 см.

Для возбуждения волны использовался конический виток типа θ -пинч, расположенный на одном конце плазменного объема. С помощью импульсного магнитного поля, созданного витком, плазме сообщался быстрый толчок в направлении силовых линий начального магнитного поля. Одновременно при этом происходил нагрев плазмы в области ударного витка.

Возникающие возмущения регистрировались в нескольких точках, разнесенных по направлению распространения.

Магнитное поле регистрировалось магнитными зондами, помещенными в изолирующие трубки. Плотность плазмы измерялась с помощью 4 мм радиоинтерферометра. Излучающая и приемная антенны помещались непосредственно в плазму. Начальные параметры невозмущенной плазмы (n_0, T_0, α) измерялись тройным ленточным зондом, аналогичным описанному в / 14 /, который подключался через разделительный трансформатор.

Результаты экспериментов

Наблюдения показали, что после "толчка" магнитного поршня образуется два различных возмущения, бегущих вдоль магнитного поля, которые следуют друг за другом. Такое "расщепление" возмущения на два, особенно отчетливо видно на осциллограммах продольной компоненты магнитного поля. Типичные осциллограммы продольного поля (ΔH_z) вместе с осциллограммами азимутальной компоненты показаны на рис.2. Осциллограммы относятся к точкам, расположенным на расстоянии 40 см (а) и 120 см (б) от поршня и в 5 см от оси трубы. Перед-

ние фронты возмущений, обозначенные соответственно 1 и 2, движутся с разными скоростями, и расстояние между ними увеличивается.

Характерная величина скорости "быстрых" возмущений в условиях эксперимента $u \sim 10^8$ см/сек, а "медленных" - 10^7 см/сек. Амплитуда магнитного поля этих возмущений составляет соответственно (0,1 - 0,2) H_0 и (0,3 - 0,5) H_0 в 40 см от поршня. На расстоянии 120 см амплитуда уменьшается в 3-5 раз.

Нужно отметить следующие особенности сигналов.

Знак регистрируемых сигналов соответствует уменьшению поля в возмущенной области плазмы. Поле вне плазмы (на таком же расстоянии от ударного витка) в то же время увеличивается, то есть происходит "выталкивание" магнитного поля из возмущенной области. Это связано, очевидно, с тем, что в этой области кинетическое давление плазмы увеличивается.

Плотность плазмы при этом ведет себя следующим образом: в области быстрого возмущения она несколько падает, а область медленного - одновременно с диамагнитным уменьшением поля происходит возрастание плотности (см.рис.3). Кроме того, в этой области появляется азимутальная компонента магнитного поля (рис.2, 4).

Таким образом, можно сказать что быстрое возмущение связано с переносом только тепла, без переноса вещества в целом. (Уменьшение плотности здесь вызвано, очевидно, поперечным диамагнитным расширением плазмы).

Эти "быстрые" сигналы имеют, по-видимому, ту же природу, что и возмущения, исследованные в работах /7-9/. Здесь в дальнейшем будут рассматриваться только "медленные" сигналы.

Медленное возмущение связано с переносом вещества, и оно представляет собой бегущий вдоль магнитного поля скачок давления, плотности и азимутальной компоненты магнитного поля.

Наиболее существенной особенностью процесса является то, что при распространении возмущения ширина этого скачка остается неизменной на большом расстоянии (80 см при ширине скачка $\Delta \sim 10$ см). Из этого следует, что появление диамагнитного сигнала не может быть связано, например, со свободным проникнове-

нием в невозмущенную плазму нагретого плазменного сгустка, т.к. при этом происходила бы трансформация профиля возмущения.) Тепловая скорость частиц, найденная по диамагнитному сигналу, сравнима со скоростью распространения).

Значит, медленное возмущение представляет собой стационарное движение типа ударной волны. Установлено, что скорость волны слабо зависит от амплитуды (измерения скорости проводились одновременно на различных расстояниях от поршня) и в довольно широком диапазоне параметров ($N_0 \sim 10^{13} - 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $N_0 \sim 100 - 1000 \text{ э}$) оказывается близкой к альфвеновской.

Обсуждение результатов

Известно, что в магнитной гидродинамике возможны два типа ударных волн, распространяющихся вдоль магнитного поля: это обычные гидродинамические волны, в которых поле, при переходе через фронт не меняется и так называемые "волны включения", в которых поперечная компонента магнитного поля за фронтом отлична от нуля [2-4]. Скорость таких волн лежит в интервале от V_A до $2V_A$.

Наличие в наблюдаемой волне азимутального поля и близость её скорости к V_A говорит о том, что эта волна относится ко второму типу.

Как известно, ударные волны "включения" существуют только в определенном диапазоне интенсивности. Так, число Маха M не может превосходить 2, поперечная компонента поля за фронтом $\frac{H_z}{H_0} \leq 1,5$. Экспериментально измеренные максимальные значения этих параметров оказываются меньше, чем это следует из теории плоской одномерной волны.

Это, по-видимому, можно объяснить следующим геометрическим эффектом: за фронтом волны нагретая плазма стремится расширяться поперёк магнитных силовых линий, и в состоянии за фронтом плазменный шнур имеет большее сечение, и, следовательно, плотность плазмы за фронтом будет ниже, чем в плоском случае. Можно попытаться количественно учесть влияние этого эффекта на параметры волны. Для этого напишем обычные соотношения непрерывности потоков массы, импульса и энергии с учётом из-

менения сечения плазменного столба при переходе через фронт. Для воли без поперечного магнитного поля такие расчёты проделаны в / 6 /

$$\rho_1 V_{1x} S_1 = \rho_2 V_{2x} S_2$$

$$S_1 \left(-\frac{H_{1x}^2}{8\pi} + \rho_1 V_{1x}^2 + P_1 \right) = S_2 \left(\rho_2 V_{2x}^2 + P_2 + \frac{H_{2y}^2}{8\pi} - \frac{H_{2x}^2}{8\pi} \right)$$

$$(1) \quad S_1 \left(\frac{1}{2} \rho_1 V_{1x}^3 + \frac{5}{2} P_1 V_{1x} \right) = S_2 \left(\rho_2 V_{2x} (V_{2y}^2 + V_{2x}^2) + \frac{5}{2} P_2 V_{2x} \right)$$

$$\rho_2 V_{2x} V_{2y} - \frac{H_{2x} H_{2y}}{4\pi} = 0$$

где S, H_x, P, ρ, V_x -

соответственно сечение плазменного столба, продольное магнитное поле, плотность, давление, продольная скорость плазмы, V_y, H_y - некоторые усредненные по сечению величины азимутальных компонент поля и скорости. Индексами 1 и 2 обозначены величины, относящиеся к состояниям, соответственно, до и после фронта волны.

К этим уравнениям нужно добавить уравнения равновесия, вмороженности магнитного поля и условие параллельности скорости и магнитного поля за волной:

$$(II) \quad P_2 - P_1 = \frac{H_{1x}^2 - H_{2x}^2}{8\pi}$$

$$S_1 H_0 = S_2 H_2$$

$$\frac{V_{2y}}{V_{2x}} = \frac{H_{2y}}{H_{2x}}$$

(Здесь учтено, что диаметр плазменного цилиндра много меньше диаметра внешних катушек, создающих магнитное поле, поэтому не учитывается изменение поля вне плазмы).

Величины $R_1, R_2, H_{x1} = H_0, S$ можно считать заданными. Тогда по величине диамагнитного сигнала $\Delta H = H_{x1} - H_0$, непосредственно измеряемого зондом, можно, исходя из этих соотношений, определить все параметры волны.

На рис. 5 приведены экспериментальные зависимости $M, \frac{H_y}{H_0}, \eta = \frac{R_2}{R_1}$ от $\frac{\Delta H}{H_0}$. Сплошными линиями показаны результаты расчёта по соотношениям (1-11), при $\beta = 0$.

Как видно, результаты эксперимента хорошо соответствуют модели волны "включения" с учётом геометрической поправки.

Рассмотрим вопрос о внутренней структуре волны "включения". Здесь будем рассматривать одномерную плоскую задачу. Воспользуемся моделью двухжидкостной гидродинамики, аналогично тому, как это сделано в работе /5/. Поскольку длина пробега в условиях эксперимента велика, то нужно учитывать влияние дисперсионных эффектов на структуры фронта волны. Частоты движений будем считать $\omega \ll \omega_{me}$ в согласии с экспериментальным значением характерной частоты (см. рис. 4) $\omega \approx 5 \times 10^{-8} \text{ сек}^{-1} \ll \omega_{me}$. Плазму предполагается холодной ($\beta \ll 1$), что также соответствует условиям эксперимента. Кроме того, в первом приближении рассмотрим только слабые волны, когда можно пренебречь кинетическим давлением плазмы. Из диссипативных факторов учтем только конечную проводимость. При этом будем считать, что частота столкновений $\nu \ll \omega_{me}$. Тогда система уравнений двухжидкостной гидродинамики совпадает с приведенной в /5/. Эту систему можно привести к системе уравнений магнитной гидродинамики "с ионной дисперсией" /5/.

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \nabla) \vec{v} = \frac{1}{4\pi m n} [\text{rot } \vec{H} \times \vec{H}] \quad (1)$$

$$\frac{\partial \vec{H}}{\partial t} = \text{rot} [\vec{v} \times \vec{H}] + \frac{c^2}{4\pi \sigma} \Delta \vec{H} - \frac{c}{4\pi e} \text{rot} \left[\frac{1}{k} [\text{rot } \vec{H} \times \vec{H}] \right] \quad (2)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \text{div}(n \vec{v}) = 0, \quad \text{div } \vec{H} = 0 \quad (3)$$

где \vec{v} - массовая скорость, m - масса ионов. Переходим в систему координат, движущуюся с волной, направление осей выбираем так, чтобы ось X была направлена вдоль магнитного поля, а ось Y - в направлении поперечной компоненты магнитного поля за фронтом волны.

Тогда граничные условия при $x \rightarrow -\infty$ запишутся в виде $v_x = u_1, v_y = v_z = 0, H_y = H_z = 0$. (Индекс 1 отмечает величины при $x \rightarrow -\infty$).

Уравнения (3) дают:

$$n v_x = j = \text{const}, \quad H_x = H_0 = \text{const} \quad (4)$$

Учитывая граничные условия из уравнений (1), (2) можно получить:

$$v_x = u_1 - \frac{H_y^2 + H_z^2}{8\pi m j}, \quad v_y = \frac{H_0 H_y}{8\pi m j}, \quad v_z = \frac{H_0 H_z}{8\pi m j} \quad (5)$$

$$v_y H_0 - H_z v_x + \frac{c^2}{4\pi \sigma} H_y' + \frac{m c}{e} v_x v_z' = 0 \quad (6)$$

$$v_z H_0 - H_z v_x + \frac{c^2}{4\pi \sigma} H_z' - \frac{m c}{e} v_x v_z' = 0 \quad (7)$$

Подставляя (5) в (6) и (7), получим:

$$\left(\frac{H_y^2 + H_z^2}{8\pi m j} H_y - u_0 \right) + \frac{c^2}{4\pi \sigma} H_y' + \frac{c H_0 v_x}{4\pi j e} H_z' = 0 \quad (8)$$

$$\left(H_z \frac{H_y^2 + H_z^2}{8\pi m_j} - U_0 \right) + \frac{c^2}{4\pi b} H_z' - \frac{c H_0 v_x}{4\pi e j} H_y' = 0 \quad (9)$$

где введено обозначение $U_0 = U - \frac{H_0^2}{4\pi m_j} = \frac{H_z^2 y}{4\pi m_j}$ (индексом 2 обозначены величины за фронтом волны).

Введем величину $h = H_y + i H_z$ и, умножив (9) на i , сложим его с (8),

Получим уравнение для: h :

$$\frac{|h|^2 - H_z^2 y}{8\pi m_j} h - \left(\frac{ic H_0}{4\pi e n} - \frac{c^2}{4\pi b} \right) h' = 0 \quad (10)$$

Напишем теперь комплексно-сопряженное уравнение:

$$\frac{|h|^2 - H_z^2 y}{8\pi m_j} \bar{h} - \left(-\frac{ic H_0}{4\pi e n} - \frac{c^2}{4\pi b} \right) \bar{h}' = 0 \quad (11)$$

из уравнений (10) и (11) получим уравнение для $|h|^2 = H_y^2 + H_z^2$

$$\begin{aligned} |h|^2' &= h' \bar{h} + \bar{h}' h = \frac{(H_z^2 y - |h|^2) 2 \frac{c^2}{4\pi b}}{8\pi m_j \left[\frac{c H_0}{4\pi e n} + \frac{c^2}{4\pi b} \right]} |h|^2 = \\ &= \frac{(H_z^2 y - |h|^2) \frac{v}{\omega_{He}}}{2 H_0 \sqrt{H_0^2 + \frac{H_z^2 y}{2}}} \left(\frac{\Omega_0}{c} \left(1 + \frac{v^2}{\omega_{He}^2} \right) \right) |h|^2, \quad \Omega_0^2 = \frac{4\pi e^2 n}{m} \end{aligned}$$

(здесь учтено, что $v \ll \omega_{He}$). Это уравнение имеет решение:

$$|h|^2 = \frac{H_z^2 y}{2} \left[\text{th} \left(\frac{x}{\Delta} \right) + 1 \right]$$

где $\Delta = \frac{c}{\Omega_0} \frac{\omega_{He}}{v} \frac{2 H_0 \sqrt{H_0^2 + \frac{H_z^2 y}{2}}}{H_z^2}$ - эффективная ширина переходной области.

Рассмотрим теперь структуру волны в передней части, где $|h|^2 \ll H_z^2 y$ уравнение (10) имеет такое решение:

$$h \sim \exp \left(i \frac{x}{\delta} \left(1 + i \frac{v}{\omega_{He}} \right) \right)$$

где $\delta = \frac{c}{\Omega_0} \frac{2 H_0 \sqrt{H_0^2 + \frac{H_z^2 y}{2}}}{H_z^2}$

Таким образом в передней части фронта существуют колебания магнитного поля, причём вектор направления поля в колебаниях поляризован по кругу. Размер колебаний $\sim \frac{c}{\Omega_0}$, их частота

$\sim \omega_{He}$, коэффициент затухания равен $\alpha = \frac{v}{\omega_{He}}$, и эффективная полная ширина переходной области $\Delta \sim \frac{c}{\Omega_0} \frac{\omega_{He}}{v}$

Приведенные на рис.(4-3) осциллограммы хорошо соответствуют такой картине фронта волны.

Заключение

Таким образом, исследованное возмущение, бегущее вдоль магнитного поля, представляет собой "волну включения". Волна имеет колебательную структуру, которая определяется ионной дисперсией вблизи частоты

По измеренному коэффициенту затухания осцилляций в передней части фронта можно определить величину частоты столкновений. Значение $\alpha = \frac{v}{\omega_{He}}$ в условиях эксперимента в тех случаях, когда наблюдается стационарный фронт, лежит в пределах 1/2 - 1/5. Такая высокая частота столкновений не может быть обусловлена парными соударениями, т.к. частота парных соударений в типичных условиях эксперимента

($N_0 \sim 10^{13} \text{ см}^{-3}$ T-1 эв, $H_0 \sim 500$ э) $v_{ei} \sim 10^8 \text{ сек}^{-1}$, а $\omega_{He} \sim 10^{10} \text{ сек}^{-1}$.

Конечная проводимость в этом случае связана, по-видимому, с коллективными механизмами. Вопрос о конкретной причине низкой проводимости требует дополнительного исследования. Пока можно отметить только, что коэффициент затухания осцилляций, т.е. величина ν/ω_{ce} резко уменьшается с увеличением магнитного поля и уменьшением плотности плазмы, и при достаточно малых N_0 ($N_0 \leq 10^{13} \text{ см}^{-3}$) и $H \approx 500$ э уже не наблюдается стационарного профиля волны.

Интересно, что изимутальное поле за фронтом волны возникает "самопроизвольно", т.к. поршень не создаёт азимутального поля. Это, вероятно, может быть связано с неустойчивостью относительно альфвеновских возмущений обычных гидродинамических волн, бегущих вдоль поля, со скоростями $V_A < u <$

$V_A (1 + \frac{2}{\gamma-1} (1 + \beta_1))$ / 4 / . Было бы интересно возбудить в плазме волну со скоростью, значительно большей альфвеновской, когда возникновение волны включения невозможно, и установить, существует ли какой-либо механизм, кроме регулярного магнитного поля, приводящий к установлению фронта волны.

В заключение авторы выражают искреннюю благодарность академику Р.З.Сагдееву за ценные дискуссии и советы и Д.Д.Рютову, А.А.Галееву за обсуждения.

Handwritten notes and equations:

$$|h|^2 = h_1^2 + h_2^2 = \dots$$

$$|h|^2 = \frac{1}{2} [th(\frac{x}{\Delta})^2 + \dots]$$

Л и т е р а т у р а

1. Р.Х.Куртмуллаев, Ю.Е.Нестерихин, В.И.Пильский, Р.З.Сагдеев. Доклад 21/218 на II Международной конференции по физике плазмы. Калэм, 1965.
2. Э.Андерсон. Ударные волны в магнитной гидродинамике. Атомиздат, 1968.
3. К.Лонгмайр. Физика плазмы. Атомиздат, 1966.
4. А.Г.Куликовский, Г.А.Любимов. Магнитная гидродинамика. Государственное издательство физико-математической литературы. Москва, 1962.
5. В.И.Карпман. ЖТФ, 33, 959, 1963.
6. *H.A. Bodin, T.S. Green, G.B.F. Niblett, N.J. Peacock, J.M.P. Quinn, J.A. Reynolds, J.B. Taylor. Nucl. Fus., suppl 1962, p 2, 511.*
7. Д.Д.Рютов, Р.З.Сагдеев, ЖЭТФ 58, 2, 739 (1970).
8. А.А.Иванов, Л.Л.Козоровицкий, В.Д.Русанов. ДАН, 184, 811, 1969.
9. О.А.Золотовский, В.И.Коротеев, Р.Х.Куртмуллаев, В.Н.Семенов, ДАН СССР (в печати). Т. 197, №3, 1971.
10. А.Д.Патарая. ЖТФ, 32, 139, 1962.
11. *P. Zaffman. J. Fluid. Mech. 11, 16, 1961*

12. C.M. Watson - Munro, R.C. Cross and. B.W. James
 Third Conference on Plasma Physics and Controlled
 Nuclear Fusion Research, Novosibirsk, 1968 (CN-24/6-15)

13. Ю.Е.Нестерихин, А.Г.Пономаренко, Б.Яблочников. ЖЭТФ.
 Письма, 4, 10 (1966).

14. Sin-Li Chen, Sekiguchi. J. Appl. Phys.
 36, 8, 1965

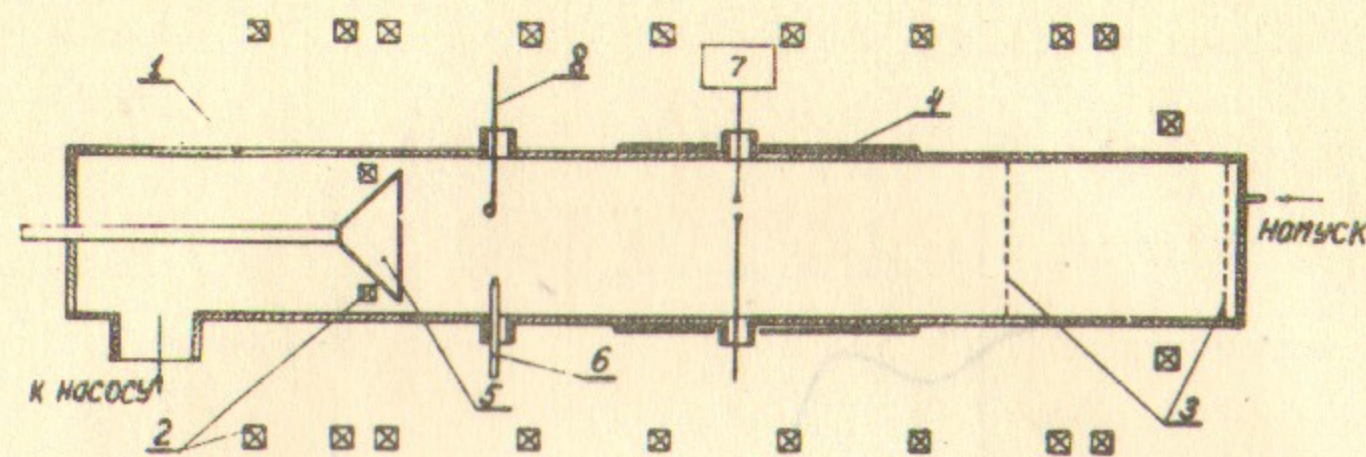


Рис.1. Схема установки: 1 - вакуумный объём, 2 - катушки ква-
 зистационарного поля, 3 - сеточные электроды, 4 - виток предпы-
 лизации типа θ -пинч, 5 - конический ударный виток, 6 - элек-
 трический зонд, 7 - СВЧ-интерферометр, 8 - магнитный зонд.

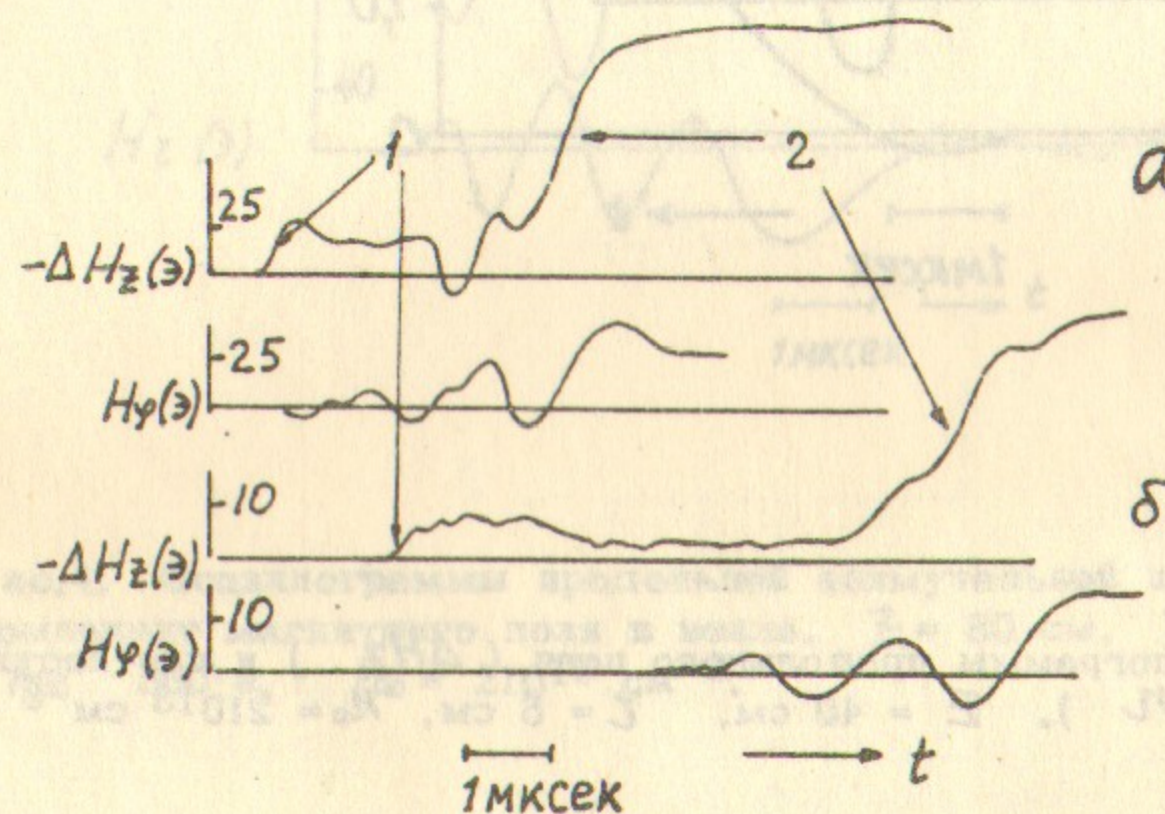


Рис.2. Осциллограммы продольной (ΔH_z) и азимутальной (H_φ)
 компонент магнитного поля на расстояниях $z = 40$ см (а) и
 $z = 120$ см (б) от поршня. Расстояние от оси системы $z = 5$ см,
 $n_0 = 3 \cdot 10^{13}$ см $^{-3}$, $H_0 = 300$ э.

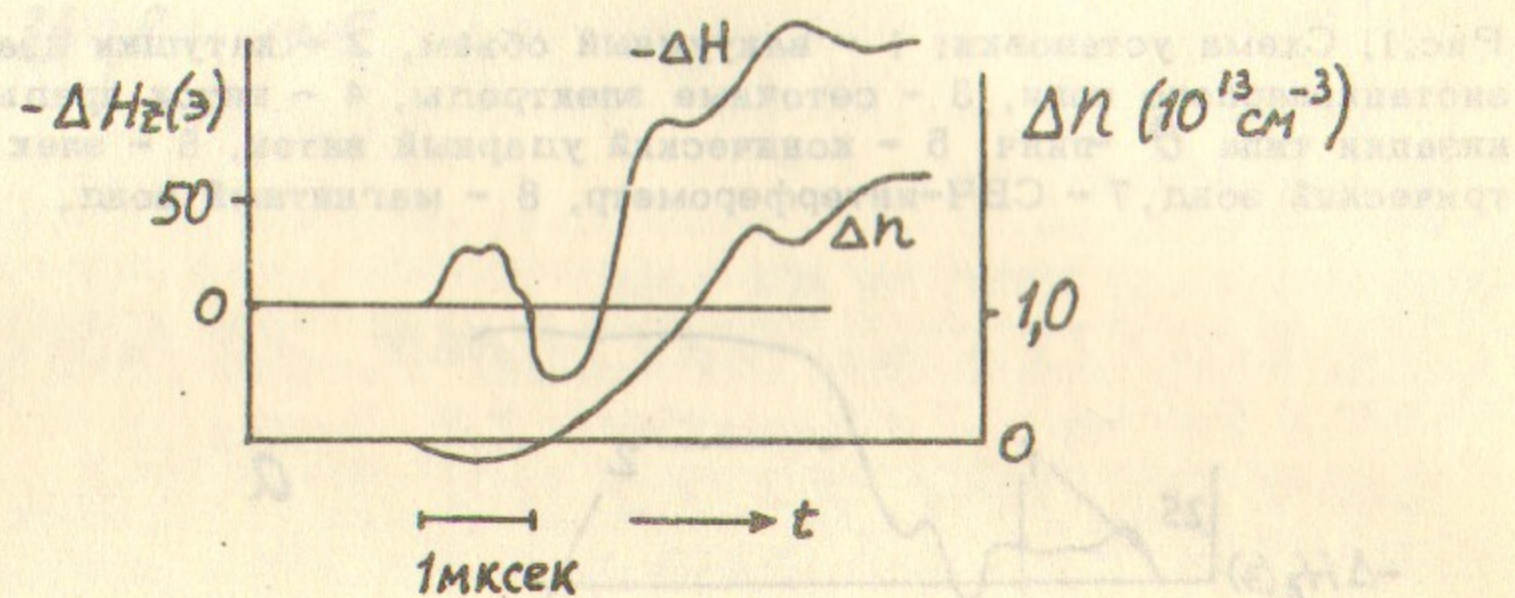


Рис.3. Осциллограммы продольного поля (ΔH_z) и плотности плазмы (Δn). $Z = 40$ см, $\chi = 5$ см, $n_0 = 210^{13}$ см $^{-3}$, $H_0 \approx 420$ э.

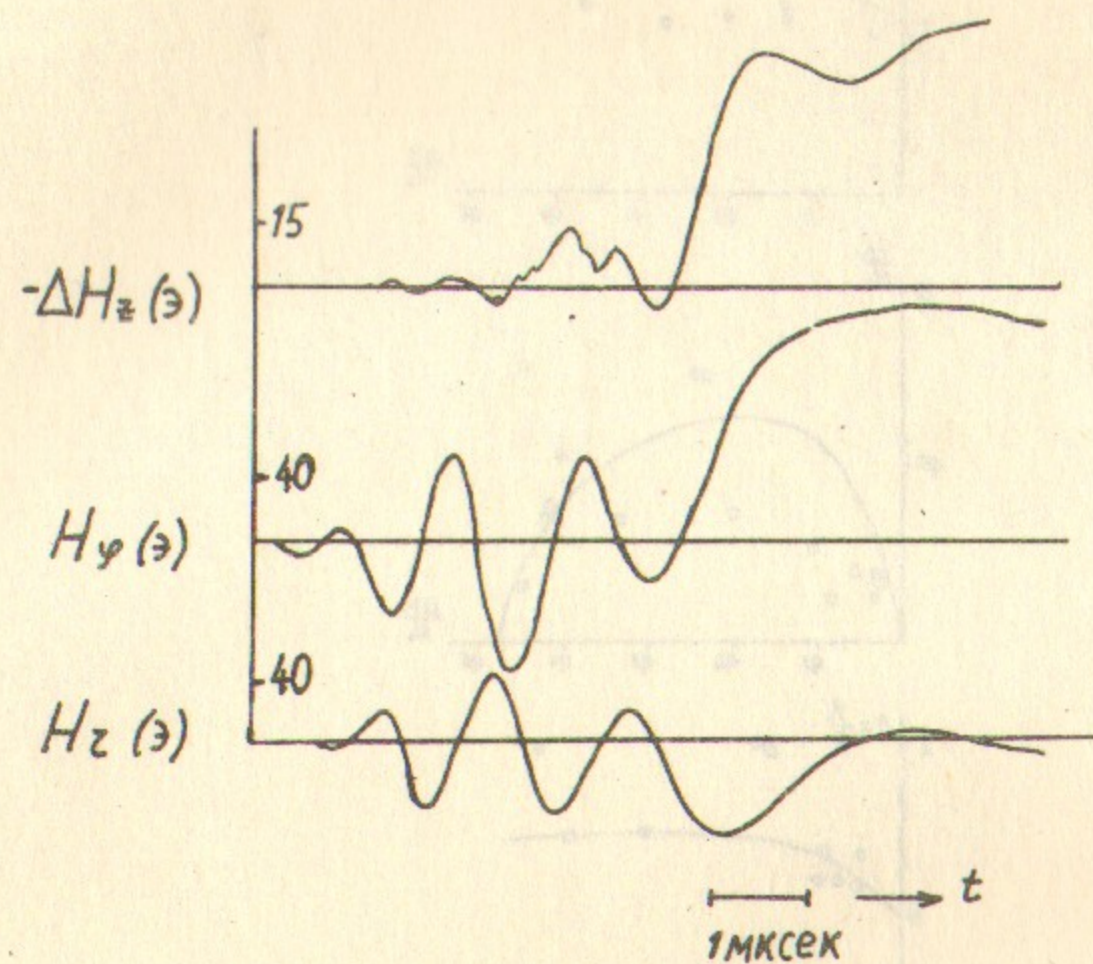


Рис.4. Осциллограммы продольной азимутальной и радиальной компонент магнитного поля в волне. $Z = 80$ см, $\chi = 5$ см, $H_0 = 300$ э, $n_0 = 210^{13}$ см $^{-3}$.

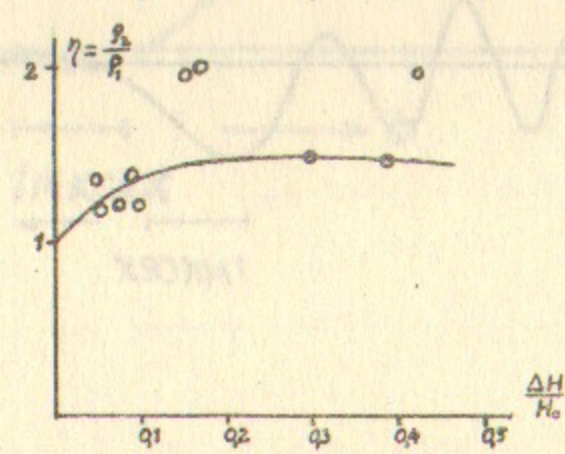
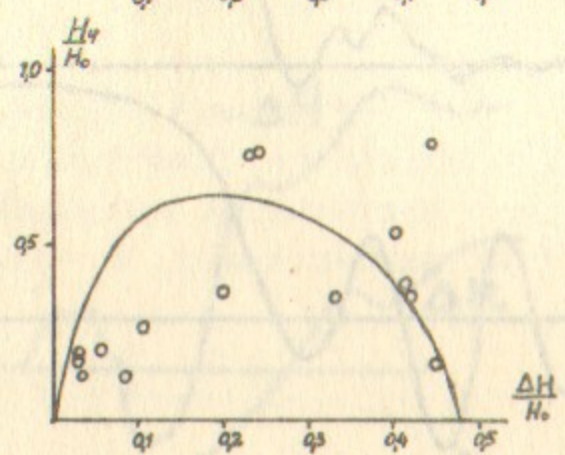
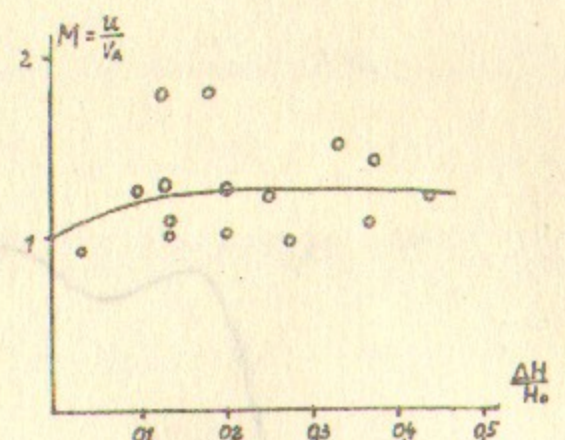


Рис.5. Экспериментальные зависимости числа Маха M , величины азимутального поля за фронтом H_y/H_0 и скачка плотности $\eta = \rho_2/\rho_1$ от интенсивности волны $\Delta H/H_0$.



Рис. 1. Характеристики системы управления частотой вращения электродвигателя при изменении нагрузки.

Ответственный за выпуск В.Н.Семёнов,
Подписано к печати 11.V. 70г
Усл. 0,9 печ.л., тираж 200 экз.
Заказ № 27 , бесплатно. ПРЕПРИНТ

Отпечатано на ротапинтере в ИЯФ СО АН СССР, нв.