

E 87

5

АКАДЕМИЯ НАУК СССР СИБИРСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ

препринт 236

А.Г.Еськов, Р.Х.Куртмуллаев, А.И.Малютин

В.И.Пильский, В.Н.Семёнов

ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРА ТУРБУЛЕНТНЫХ
ПРОЦЕССОВ ВО ФРОНТЕ УДАРНОЙ ВОЛНЫ
В ПЛАЗМЕ

Новосибирск

1968

А.Г.Еськов, Р.Х.Куртмуллаев, А.И.Малютин,
В.И.Пильский, В.Н.Семёнов

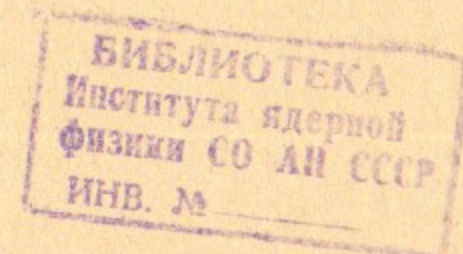
ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРА ТУРБУЛЕНТНЫХ ПРОЦЕССОВ
ВО ФРОНТЕ УДАРНОЙ ВОЛНЫ В ПЛАЗМЕ

А Н Н О Т А Ц И Я

В данной работе излагаются результаты исследования микрофлуктуаций электромагнитного поля и распределения электрического и магнитного полей во фронте ударной волны.

Обнаружено, что при $N > N_c$ внутри фронта появляются осцилляции электрического поля. Значения их частоты и длины волны не противоречат предположению ^{об} ионно-звуковой природе колебаний. Характер распределения электрического и магнитного полей, уровень флуктуаций и величина измеренной проводимости в волне согласуются с предположением о преобладании во фронте резистивной диссипации, вызванной "трением" электронов об ионно-звуковые волны.

Показано, что при $M > M_c$ происходит изменение спектра колебаний и макроскопического распределения электрического поля во фронте волны. Экспериментальные результаты согласуются с гипотезой о появлении при $M > M_c$ механизма вязкостной диссипации, обусловленной раскачкой электромагнитных колебаний во встречных ионных потоках и сопровождающейся нагревом ионов.



1. Введение

В экспериментах по бесстолкновительным ударным волнам в плазме /1/ было обнаружено, что когда начальная концентрация плазмы n_0 становится выше некоторого критического значения

n_c , ширина бесстолкновительного ударного фронта (БУФ) резко увеличивается от значения $\frac{c}{\omega_0}$ до величины примерно в 10 раз большей (в водородной плазме). Такое регулярное уширение БУФ может быть вызвано либо аномально высоким сопротивлением плазмы, либо аномально высокой её вязкостью, т.к. влиянием парных столкновений в типичных условиях эксперимента ($n_0 \sim 10^{12}-10^{14} \text{ см}^{-3}$

$T \sim 100 - 10000 \text{ эв}$) можно пренебречь: $\tau_{ee} \sim \tau_{ie} > 10^{-6} \text{ сек.}$,
 $\tau_{ia} > 10^{-7} \text{ сек.}$, $\tau_{pp} \sim 1 \div 4 \cdot 10^{-8} \text{ сек.}$,

т.е. $\tau_{pp} < \tau_{парн}$ (τ_{pp} - временная ширина БУФ). Теоретический анализ /2,5,4/ показал, что наиболее вероятным процессом, который может вызвать аномальную диссипацию, является неустойчивость движения частиц во фронте относительно раскачки различных колебаний.

Цель настоящей работы - исследование природы турбулентных процессов и обусловленного ими характера диссипативного механизма в БУФ. Изучение рода механизма диссипации имеет и прикладной интерес, т.к. от него зависят особенности нагрева плазмы. Например, если диссипация обусловлена большим сопротивлением плазмы, то происходит в основном нагрев электронной компоненты, а ионная вязкость приводит к нагреву преимущественно ионов.

Исследование процессов, уширяющих БУФ, велось по двум направлениям: 1) изучение спектра микрофлуктуаций электрического и магнитного полей и его зависимости от условий, что даёт возможность установить природу турбулентных процессов; 2) изучение распределения макроскопических электрического и магнитного полей в БУФ. Знание этого распределения само по себе может дать указание на тип диссипативного механизма. Например, если преобладающим механизмом в БУФ является высокое сопротивление плазмы, то ширина фронта $\Delta \approx \frac{c^2}{4\pi\epsilon\omega_0}$, а уравнение для магнитного поля имеет вид /4/:
$$\frac{H}{n} = \frac{H_0}{n_0} + \frac{c^2}{4\pi\epsilon\omega_0 n_0} \frac{dH}{dx} \quad (1)$$

откуда $n(x) \approx H(x - \delta x)$, $\delta x \approx \frac{c^2}{4\pi\epsilon\omega_0} \approx \Delta$, где $n(x)$ и

$H(x)$ - распределения плотности и магнитного поля в волне,

σ - проводимость, u - скорость волны. В другом случае, когда сопротивление мало, но велика вязкость, ширина фронта $\Delta \sim \frac{\eta}{\mu_0}$ (η - коэффициент вязкости), и уравнение (1) имеет вид: $\frac{H}{n} = \frac{H_0}{n_0}$, т.е. $H(x) \sim n(x)$. Аналогичным образом от природы диссипативного механизма должно зависеть распределение потенциала, т.к. оно однозначно связано с распределением скорости плазмы, и, следовательно, её плотности (см. форм.(3)).

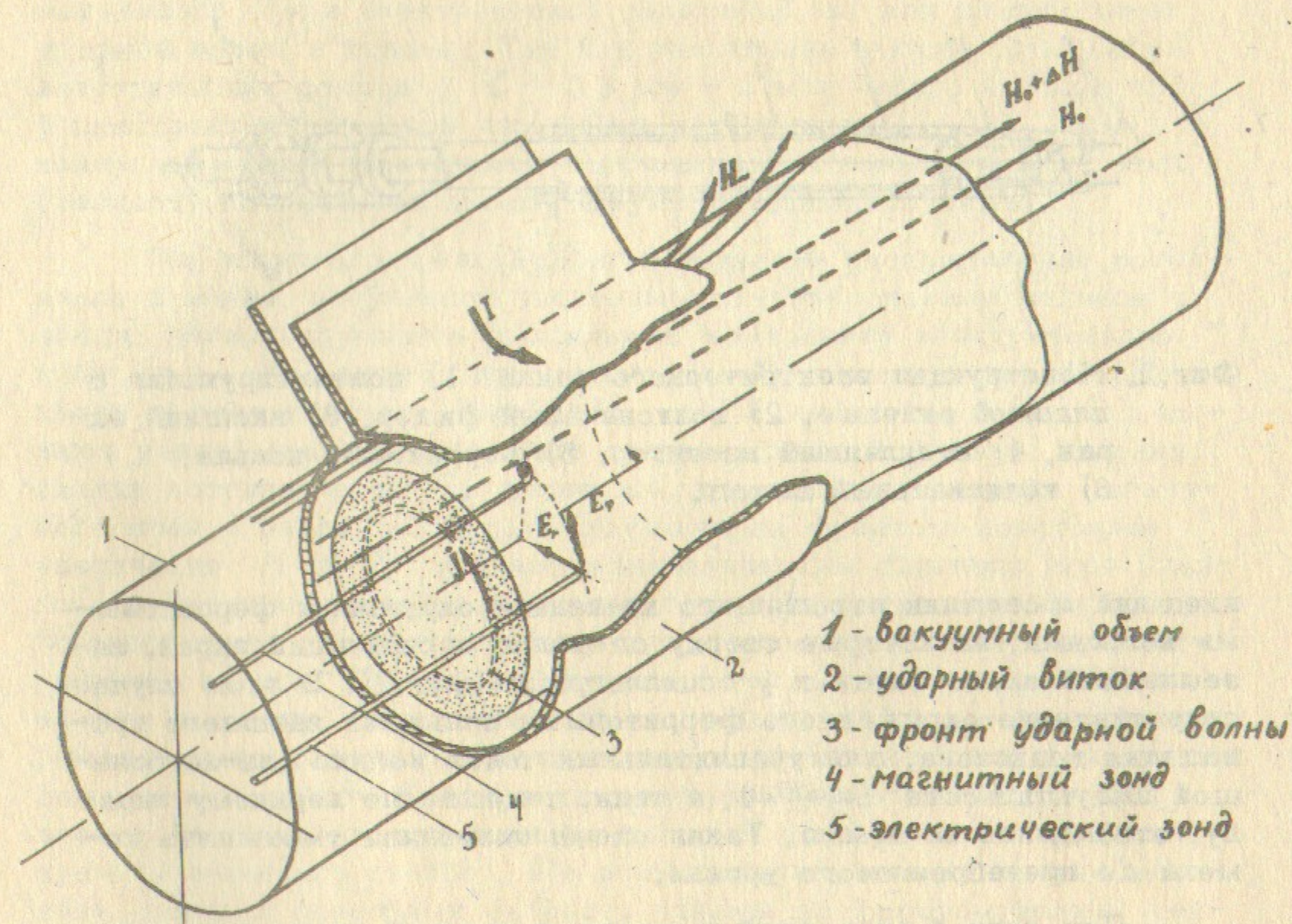
II. Схема установки и методика экспериментов

Описываемые эксперименты проводились на установке УН-4 /1/. Плазма с плотностью $n_0 \sim 10^{12} - 10^{14} \text{ см}^{-3}$, помещенная в квазистационарное магнитное поле $H_0 \sim 100 - 1000 \text{ э}$ в цилиндрическом объеме, подвергалась быстрому сжатию ($\Delta t \sim 50 - 300 \text{ нсек}$) переменным полем $H_1 \sim 2 \cdot 3 \cdot 10^3$, приложенным к границе (фиг.1). Возмущения электрических и магнитных полей, возникающие в цилиндрической ударной волне, регистрировались электрическими и магнитными зондами. Магнитный зонд, применявшийся в измерениях, описан в /1/. Электрический зонд для измерения локальной разности потенциалов, представляет собой два контактирующих с плазмой металлических штырька, возбуждающих коаксиальный фидер малого сечения ($\phi = 1 \text{ мм}$) (фиг.2). Расстояние между контактирующими с плазмой электродами было $5 - 0,5 \text{ мм}$, их диаметр $0,2 \text{ мм}$, длина $1 - 0,5 \text{ мм}$. Вся конструкция зонда, кроме электродов, закрывалась стеклянным изолятором.

Для улучшения частотной характеристики все части коаксиального фидера согласовывались с точностью не хуже 10%. Чтобы избежать больших потерь на высоких частотах, в качестве изолятора в коаксиале использовался кварц.

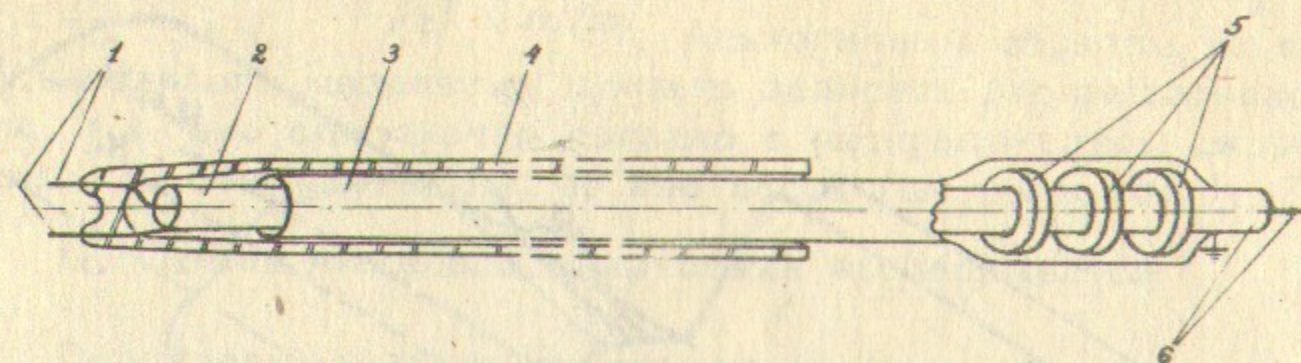
Трудности измерения локальной разности потенциалов вызваны, главным образом, необходимостью выполнения двух требований:

- 1) контактирующий с плазмой зонд не должен закорачивать высокий потенциал, возникающий на ударном скачке, и
- 2) не должно быть отвлечения в плазму токов индукционной природы, текущих по внешнему проводнику коаксиального фидера. Выполнение этих требований достигалось применением симметрирующего трансформатора, который устроен следующим образом:



- 1 - вакуумный объем
- 2 - ударный виток
- 3 - фронт ударной волны
- 4 - магнитный зонд
- 5 - электрический зонд

Фиг.1. Схема установки УН-4.



Фиг.2. Конструкция электрического зонда: 1) контактирующие с плазмой антенны, 2) коаксиальный фидер, 3) внешний экран, 4) стеклянный изолятор, 5) ферритовые кольца, 6) коаксиальный выход.

внешний проводник отводящего коаксиала окружался ферритовыми кольцами, на которые сверху одевался проводящий экран, заземленный около зонда и у осциллографа (фиг.2). В этом случае сопротивление окруженного ферритовыми кольцами внешнего проводника коаксиала, для уравнивающих токов велико (из-за большой индуктивности $L\omega \gg 10k\Omega$), а токи, текущие по верхнему экрану, отводились на землю. Такая схема позволила уменьшить помехи до пренебрежимого уровня.

Для точной временной и пространственной корреляции электрических и магнитных возмущений был использован зонд совмещенной конструкции, в котором выводные коаксиалы электрического и магнитного зондов были помещены в одну стеклянную трубку.

Для измерения корреляций колебаний электрического поля применялся тройной электрический зонд, представляющий собой два зонда описанной выше конструкции, имеющие один общий электрод. Кроме того, для измерения длины волны электрических колебаний использовались зонды с разными расстояниями между электродами (5 мм - 0,5 мм). Зонды ориентировались соответственно направлению измеряемой компоненты электрического поля.

Ш. Экспериментальные результаты

1) Малые числа Маха $M < M_c$

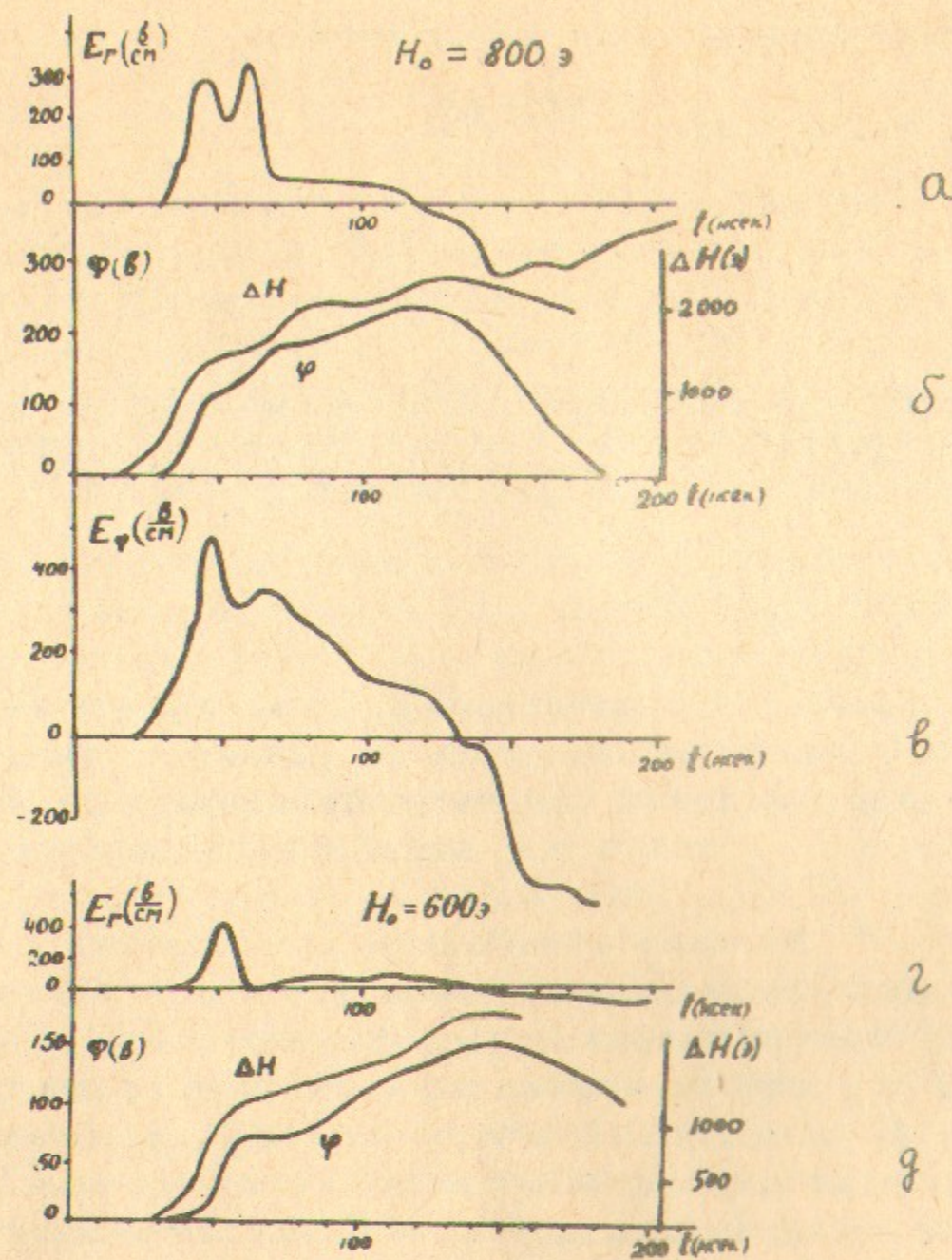
На фиг.3 показаны типичные осциллограммы, полученные с магнитного (δ, ϑ) и электрических зондов (a, β, γ) при возбуждении ударной волны в плазме. Так как расстояние между штырьками электрических зондов ($l \sim 0,5 \text{ мм} - 2 \text{ мм}$) много меньше пространственных размеров изменения потенциалов ($\Delta \sim 1 \text{ см}$), то зонды измеряют практически напряженность электрического поля (разность потенциалов между двумя близкими точками).

На осциллограммах (δ, ϑ) фиг.3 показано распределение потенциала в волне, полученное численным интегрированием сигнала с зонда, регистрирующего радиальную компоненту электрического поля E_r . Мы видим, что потенциал φ и азимутальная компонента электрического поля E_φ , как и магнитное поле, испытывают резкий скачок, связанный с прохождением фронта. Ширина скачка потенциала и E_φ такая же, что и ширина скачка магнитного поля и равна $\sim 10 \frac{c}{\omega_0}$. Следующее за фронтом монотонное увеличение H и φ вызвано адиабатическим сжатием слоя плазмы за фронтом из-за возрастания давления магнитного поршня. Одновременно со сжатием, происходит кумуляция волны и её отражение от оси. Ход электрических полей хорошо показывает динамику процесса. Отрицательный пик радиальной компоненты и перемена знака азимутальной компоненты электрического поля связаны с отражением волны и изменением направления движения частиц (вызванного отражением волны и диффузионным расширением плазменного столба). По этим осциллограммам можно определить разными способами скорость плазмы за фронтом волны: действительно, зная азимутальную компоненту электрического поля за волной, можно найти скорость дрейфа плазмы $v_i = \frac{E_\varphi}{H} c$ (2). Эту же скорость можно определить из уравнения движения ионов в БУФ (считая их немагнитными): $m_i \frac{dv_i}{dt} = e E_r$, откуда

$$v_i = U_0 \left(1 - \sqrt{1 - \frac{2e\varphi}{m_i U_0^2}} \right) \quad (3). \text{ Если считать, что за фронтом}$$

$$H v_i = H_0 U_0 \quad (\text{условие в замороженности}), \text{ где } U_0 - \text{ скорость волны, } H_0, H - \text{ начальное поле и поле в волне, то } v_i = U_0 \left(1 - \frac{1}{h} \right),$$

$$h = \frac{H}{H_0} \quad (4). \text{ Для осциллограмм (фиг.2) значения скорости, вычисленные по формулам (2), (3), (4) равны соответственно:}$$



Фиг.3. Распределение радиальной и азимутальной компонент электрического поля (а, в, г), магнитного поля и потенциала (б, д) во фронте ударной волны. Водород. Для а-в $n_0 \sim 2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$. Для г-д $n_0 \sim 10^{14} \text{ см}^{-3}$.

$$v_{i(2)} = 1,5 \cdot 10^7 \text{ см/сек}, \quad v_{i(3)} = 1,3 \cdot 10^7 \text{ см/сек}, \quad v_{i(4)} = 1,4 \cdot 10^7 \text{ см/сек}$$

Существенной особенностью распределения радиального потенциала является то, что он отстаёт от профиля магнитного поля на величину порядка ширины фронта. Это даёт основание утверждать, что высокое сопротивление плазмы играет существенную роль в диссипации в БУФ в этом случае.

Знание распределения электрического и магнитного полей во фронте позволяет найти ход проводимости. Действительно, в каждой точке фронта $j = \sigma (E_\varphi - \frac{v_i}{c} H)$, где j - плотность тока, E_φ - азимутальная составляющая электрического поля в лабораторной системе, которая измеряется зондом; v_i - скорость плазмы относительно зонда; её мы находим из уравнения движения ионов (3): $v_i = u_0 (1 - \sqrt{1 - \frac{2e\varphi}{m_i u_0^2}})$.

$$\text{Отсюда } \sigma = \frac{j}{E_\varphi - \frac{u_0}{c} H (1 - \sqrt{1 - \frac{2e\varphi}{m_i u_0^2}})} \approx \frac{dH/dt \frac{c}{u_0}}{4\pi (E_\varphi - \frac{u_0}{c} H (1 - \sqrt{1 - \frac{2e\varphi}{m_i u_0^2}}))}$$

Другой способ оценки σ даёт измерение нарушения в замороженности магнитного поля внутри ударного скачка. Действительно, из уравнения (1) $\sigma \approx \frac{dH/dt c^2}{4\pi u_0 (vH - u_0 H_0)}$, (м.к. $nV = n_0 u_0$)

где $v = \sqrt{1 - \frac{2e\varphi}{m_i u_0^2}} u_0$ - скорость плазмы в системе, связанной с волной.

Вообще говоря, ход σ во фронте однозначно определяет профиль магнитного поля H , поэтому, зная распределение H в волне, можно построить распределение проводимости: как показано в [4]

$$\frac{dH}{dx} = \frac{4\pi}{c^2} \sigma f(H)$$

откуда можно найти $\sigma(x) = F(H(x), \frac{dH(x)}{dx})$

Однако, при выводе этой формулы необходимо пользоваться законами сохранения на скачке (соотношениями Гюгонио), которые справедливы только в стационарном случае и могут привести к значительной ошибке, если применять их к нестационарному процессу.

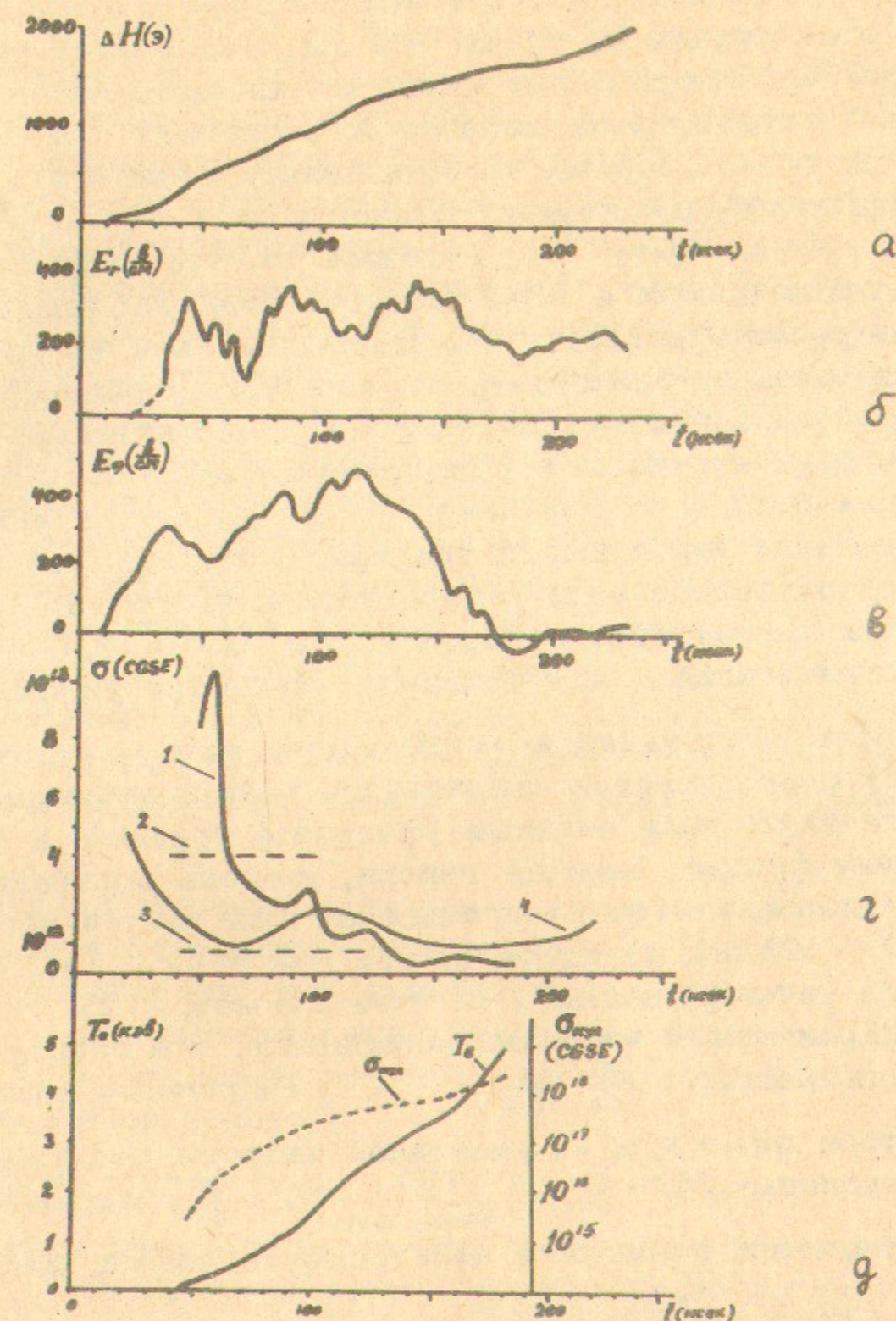
В этом смысле два первых способа оценки δ более предпочтительны.

Из-за относительно малой ширины фронта в водородной плазме ($\Delta \sim 1 \text{ см}$) трудно по распределению электрических полей детально исследовать ход проводимости. Такое исследование было проведено в аргонной плазме, где пространственная и временная ширины фронта при одинаковой скорости волны значительно больше, чем в водородной плазме.

На фиг.4 приведены характерные осциллограммы распределения магнитного и электрического полей в ударном скачке в аргонной плазме (а, б, в) и проводимости, оцененной разными способами (г).

Из фиг.4 видно, что средний уровень сопротивления в БУФ как раз достаточен для объяснения его ширины, поэтому можно заключить, что основной вклад в диссипацию во фронте даёт сопротивление. Что касается его микроскопической причины, то она, по теоретическим предсказаниям [2, 5, 4], скорее всего лежит в неустойчивости тока в БУФ относительно раскачки различных колебаний: либо ленгмюровских (ионный звук), либо сравнительно низкочастотных, электромагнитных волн типа "свистов".

Эксперименты показывают, что наличие колебаний электрического поля внутри фронта, является наиболее характерным для "диссипативного" профиля. Эти колебания хорошо видны на фиг.4 (осц. б, в). Важным признаком, позволяющим установить физическую природу этих колебаний является длина корреляций. Для её оценки эти колебания фиксировались тройным зондом (описанным выше). Оказалось, что между колебаниями, снятыми с такого зонда (его штырьки располагались на расстоянии 2 мм друг от друга) отсутствовали фазовые корреляции. Другим способом установления природы колебаний является измерение длины волны. С помощью электрических зондов точное измерение длины волны невозможно, если она меньше расстояния между антеннами зондов, но можно установить её верхнюю или нижнюю границу по зависимости уровня колебаний, принимаемых одновременно двумя зондами с разными расстояниями между антеннами, от этого расстояния. Эксперименты, проведённые с зондами с расстоянием между антеннами 2 и 0,5 мм показали, что уровень колебаний, принимаемый ими, одинаков. Это значит, что длина волны



Фиг.4. Распределение во фронте волны магнитного поля (а), радиальной и азимутальной компонент электрического поля (б, в), температуры (д) и проводимости (г: $1-\delta = \frac{dH/dx \cdot c^2}{4\pi(\sigma H - \omega_0 H_0)}$
 $4-\delta = \frac{j}{E_y - \frac{v_z}{c} H}$ $2-\delta = \frac{n e^2}{m e \nu_{eff}(\varphi)}$
 $3-\delta = \frac{c^2}{4\pi \omega_0 \Delta}$ - (уровень, необходимый для обеспечения ширины фронта Δ)). Аргон. $N_0 \sim 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$

флуктуаций, по крайней мере меньше, чем 0,5 мм (ширина фронта в этом случае $\Delta \sim 1 \text{ см} - 2 \text{ см}$, дебаевский радиус $\tau_D \sim 10^{-2} - 5 \cdot 10^{-3} \text{ см}$). Такая малая длина волны однозначно исключает "свистовую" природу этих колебаний, поскольку для свистов, согласно /5/ $\lambda \sim \Delta$. Кроме того, в пользу ионно-звукового происхождения колебаний говорит близость их частоты к ионной ленгмювской $f \sim \Omega_0/2\pi$, а также то, что отсутствуют колебания магнитного поля с этой частотой (т.е. наблюдаемые колебания - электростатические). (Слишком высокой частотой колебаний объясняется, по-видимому, то, что они не регистрировались в БУФ на водородной плазме (фиг. 3)). Действительно, в условиях, при которых получены эти осциллограммы ($n_0 \sim 10^{14} \text{ см}^{-3}$), частота должна быть $f > 1000 \text{ МГц}$, что выше граничной частоты пропускания передающих трактов. В водородной плазме флуктуации электрического поля с характерной частотой $f \sim \Omega_0/2\pi$ наблюдались при малой плотности ($n_0 \sim 10^{12}$), т.е. в условиях, близких к критическим, при которых начинается уширение БУФ).

Уровень флуктуаций электрического поля позволяет найти величину сопротивления, вызванного взаимодействием электронов с ионно-звуковыми волнами (фононное трение), а следовательно, и ширину фронта. Вообще говоря, уровень колебаний, принятый зондами, может отличаться от действительного уровня флуктуаций в плазме из-за того, что $l \gg \tau_D$ и $d > \tau_D$ (l - длина антенны зонда, d - её диаметр, τ_D - дебаевский радиус - характерный масштаб колебаний), и в оценку \mathcal{V} должен входить фактор $\frac{l}{\tau_D} \cdot \frac{d}{\tau_D}$. Различные способы учёта этого фактора дают для эффективной частоты столкновений, оцениваемой согласно /4/ - $v_{eff} = \frac{\kappa^3 \mathcal{V}^2}{4\pi m_e v_e n}$, $\kappa \sim \frac{1}{\tau_D}$, значения, лежащие в пределах одного порядка с экспериментальными, найденными из формулы $v_{eff} = \frac{4\pi n e^2 u \Delta}{c^2 m_e}$.

Можно заметить интересную закономерность хода проводимости в БУФ: она резко падает с появлением колебаний электрического поля за время порядка $(10 - 20)\gamma$, где γ - инкремент ионно-звуковой неустойчивости. Это согласуется с гипотезой о раскачке ионно-звуковых волн, приводящей к диссипации в БУФ.

Найденные экспериментально значения j и β внутри скачка позволяют вычислить турбулентный нагрев j^2/c и температуру T_e за фронтом. Ход T_e во фронте показан на фиг. 4д.

Значение T_e согласуется со значением, измеренным по диамагнетизму электронов /6/ и значением, полученным численным решением соответствующей задачи на ЭВМ. Следует подчеркнуть, что установленные закономерности распределения параметров во фронте ударной волны мало чувствительны к способу её возбуждения в согласии с /1/. Изменение характера "поршня" может привести к дополнительным эффектам, протекающим, главным образом, на границе плазмы. Так, при встречной ориентации полей H_0 и H_{\sim} на ранней стадии формирования поршня наблюдались интенсивные колебания электрического поля, локализованные в области переменного знака магнитного поля. Однако, этот эффект связан в основном с развитием турбулентного сопротивления в токовом слое и установлением его эффективной ширины. Большая величина тока в слое и его локализация в течение всего процесса в периферийной области плазмы делают весьма эффективным механизм бесстолкновительной диссипации. Но с точки зрения волновых процессов, этот эффект проявляется, главным образом, в переходных процессах (до отщепления волны от поршня) и в ограничении области начальных параметров плазмы, где возможно формирование волны.

Суммируя изложенные результаты, можно сказать: при $n_0 > n_c$ при достаточно малых амплитудах ($M < M_c$) основной механизм диссипации, уширяющий фронт - высокое сопротивление плазмы. Экспериментальные результаты не противоречат выказанному в /4/ предположению, что причина такого сверхсопротивления - "фононное трение".

2) Большие числа Маха. $M > M_c$.

Рассмотрим результаты, относящиеся к большим числам Маха M . Предыдущие эксперименты /13/ показали, что при $M > M_c$, перед фронтом волны появляется вытянутый пологий участок, "подножье", который расширяется при увеличении M . Важным результатом описываемых экспериментов является установление изменения характера распределения электрических полей внутри скачка при $M \sim M_c$. Так, при приближении амплитуды волны к критической, обнаружено уменьшение запаздывания профиля потенциала по отношению к профилю магнитного поля и появление на нем участка с большой крутизной (большей, чем крутизна профиля магнитного поля). Это явление аналогично изомагнитному скачку плот-

ности, обнаруженному в /7/. Такой результат кажется естественным, т.к. скорость ионов за фронтом волны, а, следовательно их плотность, определяется электрическими полями, и укручение профиля плотности должно быть связано с укручением профиля потенциала.

Оба эти эффекта противоречат предположению, что увеличение ширины скачка при $M \gtrsim M_c$ может быть объяснено чисто резистивной диссипацией.

Характерным для $M > M_c$ является изменение спектра электромагнитных флуктуаций. На фиг.5 изображены осциллограммы распределения производной магнитного (б, г) и радиальной компоненты электрического (а, в) полей, снятые в разных режимах: а, б - при $M < M_c$, в, г - при $M > M_c$.

Профиль магнитного поля при $M > M_c$ (б) имеет типичное для больших M вытянутое вперед "подножье", тогда как при $M < M_c$ фронт волны сравнительно крутой (а). При малых числах Маха (а, в) внутри БУФ существуют характерные для диссипативного фронта колебания электрического поля с частотой

$f \sim \frac{\Omega_0}{2\pi}$, однако при больших M флуктуации с такой частотой не наблюдаются, но появляются более медленные колебания электрического и магнитного полей на "подножье" и во фронте. Методом, описанным выше, показано, что их длина волны $\lambda \sim c/\omega_0$.

Измерения показали, что величина $\frac{e \Delta \varphi}{2 m_i (u_0^2 - v^2)}$ (где $\Delta \varphi$ - скачок потенциала на фронте, u_0 - скорость плазмы за фронтом в системе координат, связанной с волной) близка к 1 при $M < M_c$ в соответствии с результатом /3/. Однако, как было обнаружено, при $M \sim M_c$ эта величина уменьшается и становится $\sim 1/2$ при больших M . Одновременно с этим появляется второй скачок радиальной компоненты электрического поля в области поршня (фиг.6).

Всем этим явлениям можно дать вполне разумную физическую интерпретацию в рамках представлений о турбулентных процессах в БУФ при больших M . Согласно этим представлениям, /2/ при $M > M_c$ возрастающее влияние нелинейности приводит к так называемому "опрокидыванию" фронта волны, которое сопровождается появлением встречных ион-ионных потоков.

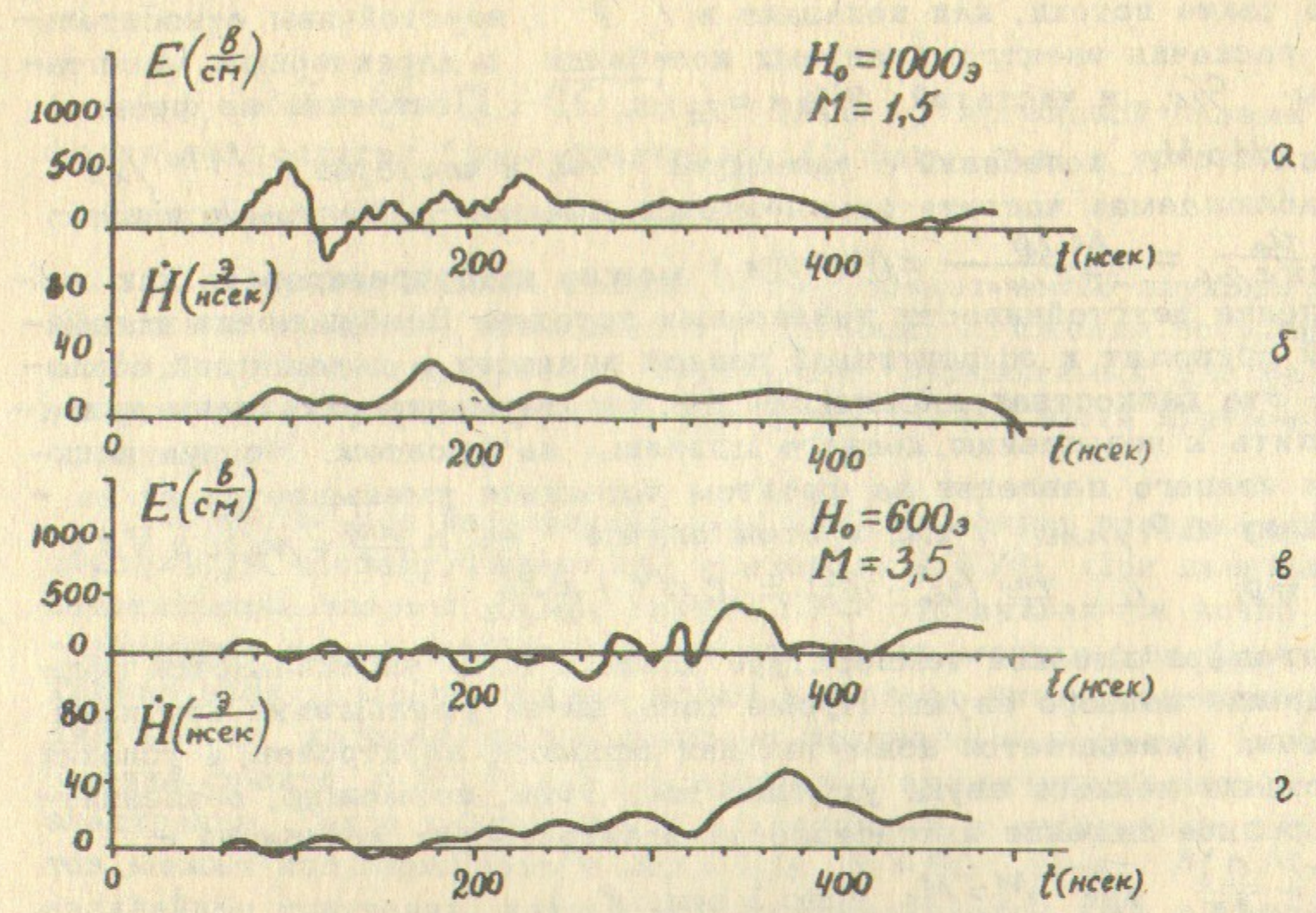


Рис.5. Флуктуации электрического и магнитного полей во фронте при $M > M_c$. Аргон, $n_0 = 3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$

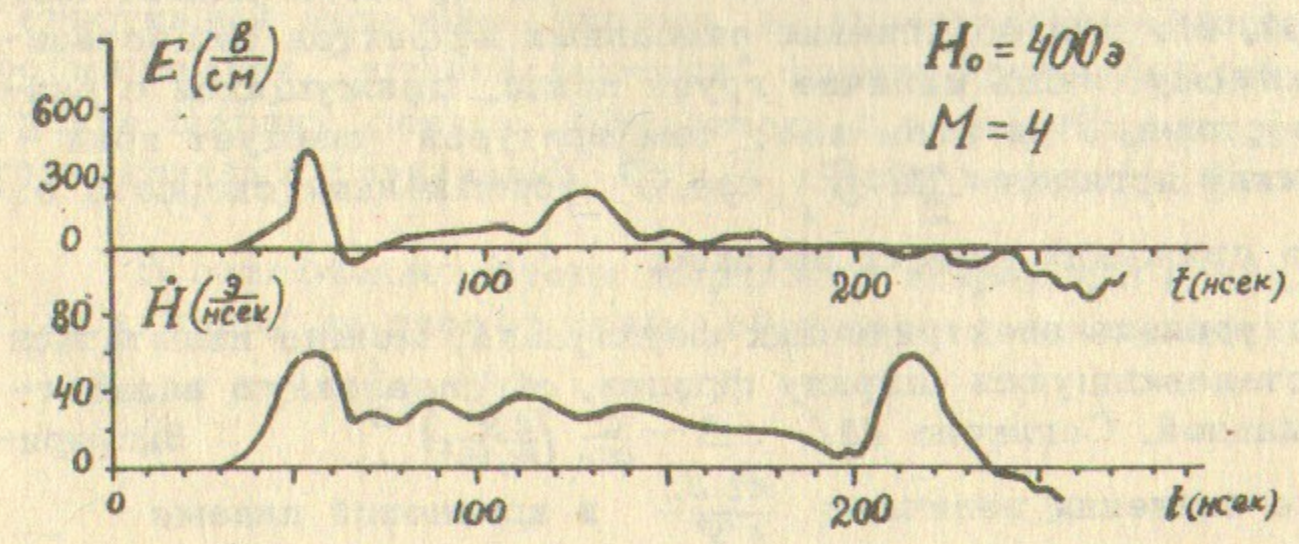


Рис.6. Распределение производной магнитного поля и радиальной компоненты электрического поля вдоль возмущенного слоя плазмы при $M > M_c$. Последовательные пики E_r : во фронте, на поршне, во фронте отраженной волны. Водород, $n_0 \approx 1.5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$

Но такие потоки, как показано в / 9 / неустойчивы относительно раскачки электромагнитных колебаний с характерным масштабом c/ω_0 и частотой $\omega r/2\pi = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\omega_0 \Omega_H}$. Появление во фронте при $M > M_c$ колебаний с размером c/ω_0 и частотой $M \omega r/2\pi$ (наблюдаемая частота определяется доплер-эффектом и равна

$\frac{\omega_0}{2\pi c/\omega_0} = \frac{M \omega_0}{2\pi c/\omega_0} = M \omega r/2\pi$) можно интерпретировать как проявление неустойчивости ион-ионных потоков. Возбуждение колебаний приводит к эффективной ионной вязкости в переходной области. Эта вязкостная диссипация должна термализовать ионы и приводить к повышению ионного давления за фронтом. Но при наличии ионного давления за фронтом потенциал уменьшается на величину $\Delta P_i/n m_i$, т.к. в этом случае $m_i n \frac{dV}{dt} = m_i n e \nabla \psi + \nabla P_i$ и $\frac{m_i}{2} (\omega_0^2 - v^2) = e \Delta \psi + \frac{\Delta P_i}{m_i n}$

Благодаря высокой температуре ионов в БУФ увеличивается поглощение ионного звука. Кроме того, из-за уменьшения крутизны фронта уменьшается азимутальная скорость электронов, и условия раскачки ионного звука ухудшаются. Этим, возможно, объясняется резкое падение интенсивности электрических колебаний с

$$f \sim \frac{\Omega_0}{2\pi} \text{ при } M > M_c \text{ (рис.5 осн. в).}$$

С термализацией ионов связано, по-видимому, и появление второго скачка электрического поля на поршне. Действительно, при большом давлении ионов за фронтом на границе плазмы должно существовать электрическое поле, удерживающее это давление. Вообще говоря, термализация ионов за фронтом может быть и не полной. Но для объяснения описанных эффектов существенно, по-видимому, лишь наличие групп ионов, движущихся с разными скоростями. При этом под "температурой" следует понимать величину порядка $\frac{m_i}{2} \tilde{v}^2$, где \tilde{v} усреднённая скорость относительно движения ионных потоков.

Зная уровень электрических флуктуаций, можно попытаться оценить установившуюся ширину фронта, обусловленную вязкостной диссипацией. Согласно /8/ $\Delta \sim \frac{c}{\omega_0} \left(\frac{e \Phi}{m_i v_A^2} \right)^{-2}$. Экспериментальные значения величины $\frac{m_i v_A^2}{e \Phi}$ в аргоновой плазме

$\sim 10 - 20$, что даёт для Δ значение, близкое к c/Ω_0 . Аналогичный результат получается, если для оценки Δ использовать амплитуду флуктуаций магнитного поля: $\Delta \approx \frac{c}{\omega_0} \left(\frac{H_0}{H} \right)^2$

(считая $k \tilde{H} = \frac{4\pi}{c} \frac{E}{H_0} c n$) Однако, в аргоновой плазме фронт не достигал "квазистационарной" фазы, т.к. в условиях экспериментов $c/\Omega_0 \sim R_{\text{трубы}}$

Сказанное, вообще говоря, не исключает ионно-звукового механизма вязкости, возможного в условиях движения встречных ионных потоков, т.к. уровень флуктуаций, необходимый для обеспечения такой ширины фронта, ниже чувствительности приёмной аппаратуры.

Обобщая все изложенные результаты, можно предложить следующую картину физических процессов в БУФ. При начальной концентрации плазмы $n > n_c$ внутри БУФ раскачиваются ионно-звуковые волны, возбуждаемые электронным током во фронте. Трение электронов об ионные волны вызывает чисто резистивную диссипацию, которая уравнивает нелинейные эффекты (при ширине фронта $\Delta \gg c/\omega_0$) и вызывает эффективный нагрев электронов. Такое равновесие диссипативных и нелинейных эффектов может поддерживаться лишь при $M < M_c$. При $M > M_c$ нелинейное укрупнение, которое не останавливается уже диссипацией, приводит к опрокидыванию фронта волны и появлению встречных потоков, что было установлено прямыми измерениями энергетического спектра ионов /8/. В этих потоках возбуждаются электромагнитные колебания, которые приводят к "ионной вязкости". На динамику волны начинает влиять ионное давление за фронтом. Резистивный механизм, видимо, не играет определяющей роли в формировании "установившегося" фронта после опрокидывания. Оценка ширины фронта, обусловленной вязкостью, по уровню электромагнитных флуктуаций \tilde{E} , \tilde{H} , даёт величину, близкую к c/Ω_0 .

В заключение авторы выражают искреннюю признательность Р.З.Сагдееву за плодотворные обсуждения и помощь в работе.

Л и т е р а т у р а

1. Р.Х.Куртмуллаев, Ю.Е.Нестерихин, В.И.Пильский, Р.З.Сагдеев. Доклад ^{CN} 21/218 на II Международной конференции по физике плазмы, Калем, 1965.
2. Р.З.Сагдеев. Вопросы теории плазмы, т.4, 20, Москва, Атомиздат, 1964.
3. J.W.M. Paul, L.S. Holmes, M.J. Parkinson and J. Sheffield. *Nature* 208, 133 (1965)
4. A.A. Galeev, Sagdeev. *Lectures on the Non-Linear Theory of Plasma*. Trieste. September 1966.
5. Camac M., Kantrowitz AR., Livoac M.M., Patric R.M., Petschec H.E. *Salzburg Conference, Paper CN-10/132(1961)*
- Л.И.Рудаков. Доклад на Международной конференции по физике ударных волн. Новосибирск, 1967.
6. Р.Х.Куртмуллаев, В.И.Пильский, В.Н.Семенов. Исследование электронного нагрева за фронтом ударной волны в плазме зондовым методом. Препринт, Новосибирск, 1968.
7. Р.Х.Куртмуллаев, В.Л.Масалов, К.И.Меклер, В.И.Пильский. Письма в редакцию ЖЭТФ 7, в.2, 85 (1968).
8. С.Г.Алиханов, А.И.Алиновский, Г.Г.Долгов-Савельев, В.Г.Еселевич, Р.Х.Куртмуллаев, В.К.Малиновский, Ю.Е.Нестерихин, В.И.Пильский, Р.З.Сагдеев, В.Н.Семенов. Доклад *CN -24/A-1* на III Международной конференции по физике плазмы, Новосибирск, 1968.
9. Кадомцев Б.Б. В сб. "Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций". Т.4. М., Изд-во АН СССР (1958), стр. 364.

Ответственный за выпуск В.Н.Семенов
Подписано к печати 28.УП-1968 г.
Усл. 1,0 печ.л., тираж 300 экз.
Заказ № 236, бесплатно.

Отпечатано на ротапринтере в ИЯФ СО АН СССР, м.