

21

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

**И Я Ф 82 - 70**

**В.Г.Еселевич, А.Г.Еськов, Р.Х.Куртмуллаев,**

**А.И.Малютин**

**ИЗОМАГНИТНЫЙ СКАЧОК В БЕССТОЛКНОВИ-  
ТЕЛЬНОЙ УДАРНОЙ ВОЛНЕ**

**Новосибирск**

**1970**



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

## ИЗОМАГНИТНЫЙ СКАЧОК В БЕССТОЛКНОВИТЕЛЬНОЙ УДАРНОЙ ВОЛНЕ

### А Н Н О Т А Ц И Я

В работе излагаются результаты исследования микроструктуры бесстолкновительного ударного фронта, проведенного с помощью специальных зондов с высоким пространственным разрешением. Обнаружено, что при числах Маха, больших некоторого критического значения  $M_{c1} \approx 2,8 \div 3$ , в переходном слое формируется узкая область, в которой при практически постоянном магнитном поле происходит резкое изменение потенциала (изомагнитный скачок). Ширина этой области  $\delta$  соответствует, по-видимому, нескольким дебаевским радиусам  $r_D$ . Дальнейшее увеличение числа Маха приводит к исчезновению скачка при  $M = M_{c2} \sim 4,5 \div 5,5$ . Высказано предположение, что возникновение изомагнитного скачка связано с формированием в переходном слое электростатической ионнозвуковой волны; причиной этого явления служит нелинейное укрупнение, которое при

$M > M_{c1}$  не может быть скомпенсировано эффектами диссипативного уширения фронта. Исчезновение скачка при  $M = M_{c2}$  связано, по-видимому, с отражением части ионов от фронта и аналогично явлению разрушения сильной электростатической волны при больших числах Маха. Разрушение изомагнитного скачка, которое сопровождается образованием многоскоростного течения плазмы, естественно интерпретировать как опрокидывание ударной волны.



## В в е д е н и е

Эксперименты по бесстолкновительным ударным волнам в разреженной плазме показывают, что характер течения и турбулентные процессы в ударном переходе чувствительны к числу Маха  $M$  ( $M = u/V_A$ ,  $u$  — скорость волны,

$$V_A = H_0 / \sqrt{4\pi n_0 m_i} \quad - \text{альфвеновская скорость в начальной}$$

плазме). В частности, еще в работах 1965 г./1,2/ было отмечено, что начиная со значений  $M = 3$  и выше, качественно меняется вид профиля магнитного поля (появляется вытянутое вперед "подножие", переходный слой уширяется). Дополнительные сведения были получены после проведения серии экспериментов по одновременному зондированию во фронте волны магнитного поля  $H$  и концентрации плазмы  $n$  /3/. В этих измерениях было установлено, что в определенных режимах ударного течения плазмы характер распределения параметров внутри фронта качественно меняется, а именно, наблюдается тенденция к установлению "разрывного" распределения концентрации при относительно плавном ходе магнитного поля. Это явление, получившее название "изомагнитного скачка", согласуется с высказанной в теории гипотезой о возможности опрокидывания сильных ударных волн в плазме, в процессе которого укручающийся фронт проходит стадию разрывного распределения плотности /4/. Однако, оставался открытым вопрос о том, является ли наблюдаемое скачкообразное распределение концентрации лишь короткой промежуточной фазой перед опрокидыванием или это есть устойчивая структура, сохраняющаяся при движении волны.

Отмеченное явление изомагнитного скачка в бесстолкновительном ударном фронте имеет аналогию в газодинамике. Имеется в виду изотермический скачок, который при определенных условиях может возникнуть в ударной волне в газе /5/. Аналогичное явление предсказано теоретически также для случая столкновительной ударной волны в плотной плазме (см., например, /6/).

К числу экспериментов, указывающих на критическую зависимость состояния плазмы в переходном слое от числа Маха, следует отнести измерения микрополей, которые показали, что воз-



никновение подножия коррелирует с изменением спектра электромагнитных флуктуаций /7/.

В последних работах по определению функции распределения ионов по скоростям /8/ обнаружено, что описанная перестройка магнитной структуры фронта сопровождается возрастающим ионным нагревом, в то время как для электронной компоненты ранее была установлена обратная тенденция /9/.

Совокупность этих и ряда других данных даёт основание утверждать, что при некоторых критических числах Маха характер течения плазмы в ударном переходе, структура фронта, тип и природа диссипации претерпевает качественные изменения. Однако, до настоящего времени нет полной ясности относительно взаимосвязи этих явлений и их физической основы.

Вряд ли можно ожидать решения такой задачи путем дальнейшего накопления усредненных характеристик переходного слоя. С этой точки зрения наиболее актуальным в настоящее время кажется качественное совершенствование измерительной техники, направленное к достижению пространственного и временного разрешения, достаточного для регистрации минимальных характерных масштабов бесстолкновительной плазмы, и установлению временной корреляции процессов внутри переходного слоя.

Такая попытка предпринята в настоящей работе.

#### Установка и диагностика

Эксперименты проводились на установке УН-4 /7; 10/. В различных случаях использовалась водородная, гелиевая или аргоновая плазма, которая создавалась с помощью индукционного разряда в цилиндрическом объеме диаметром 16 см. Концентрация начальной плазмы  $n_0$  устанавливалась в пределах  $10^{13} \div 10^{15} \text{ см}^{-3}$ , напряженность начального квазистационарного магнитного поля  $H_0 = 100 \div 2000 \text{ э}$ . Цилиндрическая ударная волна возбуждалась магнитным поршнем при разряде ёмкости на ударный виток.

Для диагностики были использованы магнитные и электрические зонды, с помощью которых определялось распределение магнитного поля и электрического потенциала во фронте ударной волны.



Для регистрации магнитного поля использовались магнитные зонды с открытой петлей, а также специальные зонды с высоким пространственным разрешением. Принцип действия последних основан на измерении полного магнитного потока, протекающего через сравнительно большой контур определенной конфигурации. Конструктивно зонд выполнен в виде сектора из тонкого изолированного провода, вершина которого помещается на ось вакуумного объема, а дуга параллельна фронту волны. Пространственное разрешение такого зонда ограничивается, по-видимому, диаметром провода и составляет  $0,1 \div 0,2$  мм. Более подробное описание конструкции зонда приведено в работе /10/.

Электрический зонд, схема которого приведена на рис.1, предназначен для измерения потенциала электрического поля в волне. Для достижения максимального пространственного разрешения в радиальном направлении электрод "б" выполнен в виде плоской поверхности, ориентированной параллельно фронту волны и совпадающей с плоскостью среза стеклянного изолятора. Поэтому в направлении радиальной координаты конечные размеры конструкции не ограничивают разрешающую способность зонда. Электрод "а" помещается на ось системы и служит для привязки к потенциалу  $\varphi = 0$  перед фронтом волны. Сопротивление  $R$ , встроенное в зонд, предназначено для ограничения тока, отбираемого из плазмы, и в экспериментах варьировалось в пределах  $0,2 \div 8$  ком в зависимости от назначения зонда. Именно, в тех случаях, когда требовалось хорошее временное разрешение зонда, а также достаточно большой уровень сигнала, который обычно необходим при использовании высокочастотной регистрирующей аппаратуры, использовались сопротивления  $R = 0,2 + 0,3$  ком. При измерениях абсолютной величины потенциала сопротивление  $R$  увеличивалось до  $6 \div 8$  ком. Расстояние  $\mathcal{L}$  между электродами выбиралось в пределах  $2 \div 4$  см, площадь собирающей поверхности электрода "б"  $S = 10^{-3} + 10^{-2}$  см<sup>2</sup>.

Каждый электрод зонда в процессе измерения приобретает потенциал, обусловленный локальным состоянием плазмы и, вообще говоря, отличный от пространственного потенциала плазмы. Поэтому уровень сигнала с зонда отличается от измеряемой разности потенциалов на величину, которую можно рассматривать как ошибку измерения. В конкретной схеме, примененной в данной работе, в течение всей квазистационарной фазы процесса до



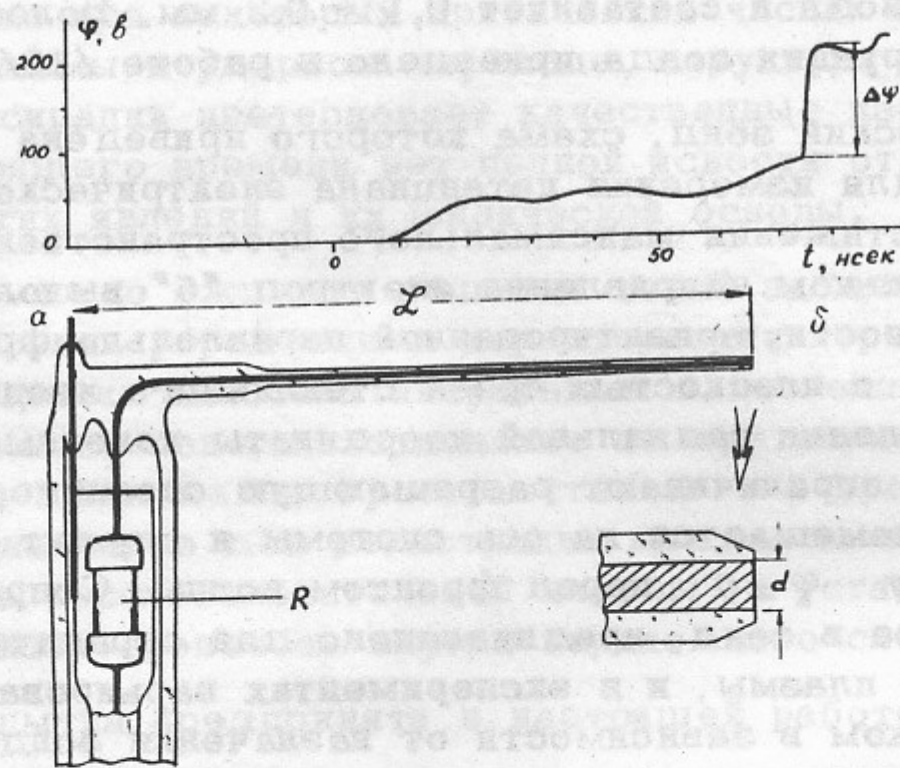


Рис.1. Схема электрического зонда.



момента кумуляции потенциал осевого электрода "а"  $\varphi \approx 0$  вследствие малости электронной температуры начальной плазмы ( $T_{e0} \approx 0,5 \div 2,0$  эв). Поэтому можно ограничиться рассмотрением явлений вблизи электрода "б" при прохождении мимо него ударной волны, когда потенциал за фронтом возрастает до значения  $\varphi = \varphi_2$ .

Пренебрегая краевыми эффектами, ионный ток на плоский электрод можно записать в виде:

$$I_i = S n e v,$$

где  $v$  — скорость плазмы относительно зонда. Здесь не учитывается тепловое движение ионов, т.к. большей частью их тепловая скорость  $v_i \ll v$ . Для электронной компоненты, напротив, тепловое движение является основным эффектом, определяющим электронный ток

$$I_e = -S n e \sqrt{\frac{T_e}{2\pi m_e}} e^{\frac{e\delta\varphi}{T_e}}.$$

Здесь  $\delta\varphi$  — разность между потенциалом плазмы и потенциалом электрода. Полный зондовый ток

$$I = S n e \left[ v - \sqrt{\frac{T_e}{2\pi m_e}} e^{\frac{e\delta\varphi}{T_e}} \right].$$

Предполагая, что этот ток достаточно мал, находим две составные части, из которых складывается ошибка  $\delta\varphi$ : плавающий потенциал

$$(\delta\varphi)_f = -\frac{T_e}{2e} \ln \frac{T_e}{2\pi m_e v^2} \quad (1)$$

и падение напряжения на сопротивлении  $r_p$  переходного слоя плазма-зонд

$$(\delta\varphi)_p = -r_p I = -\frac{T_e}{S n e^2 v} I. \quad (2)$$

Анализ выражения (1) совместно с экспериментальной зависимостью  $T_e = f(M)$  [9] показал, что величина  $(\delta\varphi)_f / \varphi_2$  в большей части исследуемого интервала значений  $M$  остается в пределах  $0,1 \div 0,2$ , достигая максимального значения  $0,3$  вблизи



$M = 2,5$ . На самом деле ошибка может быть существенно меньше, если учесть наличие магнитного поля и вторичной эмиссии электронов с поверхности зонда. Ясно, что величина

$(\delta\varphi)_f/\varphi_2$  определяется состоянием плазмы (т.е. в конечном итоге числом Маха), в то время как падение напряжения  $(\delta\varphi)_p$  может быть сделано пренебрежимо малым путем уменьшения тока, отбираемого из плазмы, и увеличения площади электрода  $S$ . Например, для электрода диаметром 0,3 мм ( $S = 7 \cdot 10^{-4} \text{ см}^2$ ) и сопротивления  $R = 3,5 \text{ ком}$  отношение

$(\delta\varphi)_p/\varphi_2$  в водородной плазме менее 10% для всех чисел Маха и всех используемых концентраций ( $n_0 \geq 5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ ).

Число Маха ударной волны вычислялось по формуле

$$M = \frac{u}{H_0} \sqrt{4\pi n_0 m}$$
 с использованием измеренных значений скорости волны  $u$ , начальной концентрации  $n_0$  и магнитного поля  $H_0$ . Систематическая ошибка в определенном таким образом значении  $M$  не превышала 15%.

### Экспериментальные результаты

Методика исследования сводилась, в основном, к регистрации магнитного и электрического полей одновременно в двух точках  $r_1$  и  $r_2$ , разнесенных по радиусу. Тем самым определялось распределение величин  $H$ ,  $\varphi$  в переходном слое, эволюция фронта на расстоянии  $\Delta r = r_2 - r_1$ , т.е. степень его стационарности, и, наконец, скорость распространения ударной волны. Эти данные были получены при последовательном изменении начального состояния плазмы в указанном выше диапазоне для числа Маха от 1,3 до 6.

На рис.2 представлены характерные распределения магнитного и электрического полей в переходном слое при относительно малом значении  $M = 1,7$ . Фронт здесь имеет аperiodический, монотонный характер, причём распределения потенциала  $\varphi$  и магнитного поля  $\Delta H = H - H_0$  качественно подобны.

Как известно, основным диссипативным механизмом при малых числах Маха ( $M < 2,5 \div 3$ ) является аномальное (турбулентное) сопротивление, возникающее в результате раскачки ионно-звуковой неустойчивости. Особенности возникновения неус-



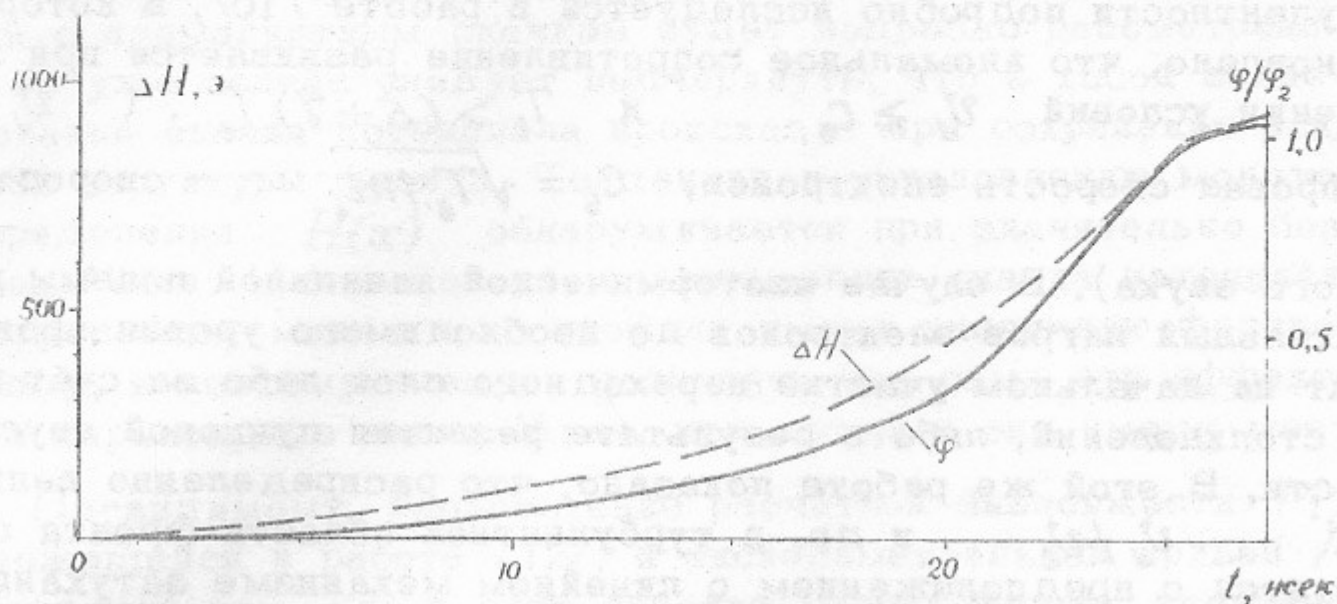


Рис.2. Распределение магнитного поля и потенциала в переходном слое.  $M = 1,7$ ,  $H_0 = 850\text{э}$ ,  $n_0 = 1,8 \cdot 10^{14}\text{см}^{-3}$ . Водород.

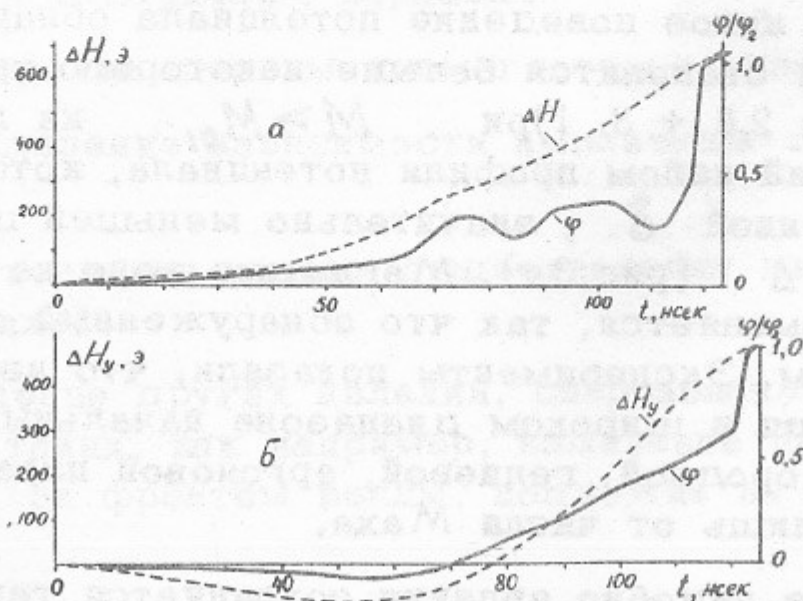


Рис.3. Изомагнитный скачок потенциала в поперечной (а) и косой (б) ударных волнах: а -  $M = 4$ ,  $H_0 = 330\text{э}$ ,  $n_0 = 2 \cdot 10^{14}\text{см}^{-3}$ , гелий; б -  $M = 2,5$ ,  $H_0 = 310\text{э}$ ,  $n_0 = 7,5 \cdot 10^{13}\text{см}^{-3}$ ,  $\theta = 20^\circ$ , водород.



тойчивости в различных режимах, а также механизм насыщения турбулентности подробно исследуется в работе /10/, в которой установлено, что аномальное сопротивление развивается при выполнении условий  $v_d \geq c_s$  и  $T_e > (5 \div 7) T_e$ . ( $v_d$  - дрейфовая скорость электронов,  $c_s = \sqrt{T_e / m_i}$  - скорость

ионного звука). В случае изотермической начальной плазмы предварительный нагрев электронов до необходимого уровня происходит на начальном участке переходного слоя либо за счёт парных столкновений, либо в результате развития пучковой неустойчивости. В этой же работе показано, что распределение величин  $v_{eff}$ ,  $v_d / v_e$  и др. в турбулентной области фронта согласуется с предположением о линейном механизме затухания ионно-звуковых волн на ионах.

С увеличением числа Маха происходит некоторое возрастание крутизны профиля  $\varphi$ , по сравнению с профилем  $H$  (увеличение сдвигки между ними) в соответствии с односкоростной МГД моделью резистивной волны, однако их распределения сохраняют монотонный подобный вид.

Качественно новое поведение потенциала обнаруживается, когда число Маха становится больше некоторого критического значения  $M_{c1} \approx 2,8 \div 3$ . При  $M > M_{c1}$  на гребне волны наблюдается резкий излом профиля потенциала, который имеет вид скачка с шириной  $\delta$ , значительно меньшей ширины магнитного профиля  $\Delta$  (рис.3а). Магнитное поле на ширине  $\delta$  практически не изменяется, так что обнаруженный скачок является изомагнитным. Эксперименты показали, что изомагнитный скачок формируется в широком диапазоне начальных параметров  $n_0$ ,  $H_0$  в водородной, гелиевой, аргонной плазме и его амплитуда зависит лишь от числа Маха.

Качественное подобие явления сохраняется также в ударных волнах, распространяющихся под углом к магнитному полю. На рис.3б приведена осциллограмма, полученная в косоугольной волне при  $\theta = 20^\circ$  и  $M = 2,5$  ( $\theta$  - угол между направлением магнитного поля и плоскостью фронта). Однако с изменением угла появляются определенные отличия от случая  $\theta = 0$ . В поперечной волне вблизи числа Маха  $M_{c1}$ , наблюдается изменение профиля магнитного поля  $H$  (уширение сигнала, появление



подножия). В ранних опытах /11/ именно по этому признаку вводилось понятие критического числа Маха. Взаимосвязь этого явления с изомагнитным скачком будет подробно рассмотрена ниже, но уже сейчас следует подчеркнуть, что в косо́й волне формирование скачка потенциала происходит при сохранении осцилляторной структуры фронта. Тенденция к установлению монотонного распределения  $N(x)$  обнаруживается при значительно больших числах Маха. Иначе говоря, возникновение скачка потенциала и трансформация магнитного профиля имеют различную физическую природу, и поэтому следует различать как сами эти эффекты, так и характерные числа Маха, при которых они имеют место.

По-видимому, расхождение расчётной зависимости  $M_{c1}(\theta)$ , содержащейся в работе /12/, и экспериментальной кривой /11/ объясняется тем, что в этих работах исследовались различные критические числа Маха.

Наиболее детально явление изомагнитного скачка изучалось в поперечной волне, поэтому дальнейшее изложение относится к этому случаю.

Эксперименты по исследованию изомагнитного скачка можно сгруппировать следующим образом.

1. Измерение ширины изомагнитного скачка.
2. Определение зависимости амплитуды скачка  $\Delta\varphi$  от числа Маха.
3. Установление границ существования изомагнитного скачка (по числу Маха).
4. Изучение других явлений, сопровождающих изомагнитный скачок, таких, как например, изменение полного значения потенциала  $\varphi$  за фронтом волны, подножие на профиле магнитного поля.

1. Измерения временной ширины скачков на осциллограммах, полученных с помощью описанных электрических зондов, показали, что при наличии некоторого статистического разброса минимальное значение  $\tau$  составляет  $1 \div 1,5$  нсек, что находится на пределе полосы пропускания передающих трактов ( $f_0 \leq 1$  ГГц). Поэтому результаты наблюдений позволяют судить лишь о верхней границе ширины скачка, которая в нашем случае имеет величину  $u\tau \sim 2 \cdot 10^{-2}$  см ( $u \leq 2 \cdot 10^7$  см/сек).



Для корректного сопоставления ширины скачка и характерных масштабов замагниченной плазмы необходимо, чтобы величины предельного пространственного и временного разрешения были меньше характерных масштабов в плазме (дебаевского радиуса  $r_D$  и величины  $r_D/u$  соответственно). В водороде, в типичных условиях эксперимента ( $n_0 \approx 5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ ) это требование не выполнимо, однако в случае тяжелых газов задача упрощается, т.к.  $r_D/u \sim \sqrt{m_i/n_0}$ . Кроме того, благодаря большой массе ионов удаётся генерировать ударные волны при сравнительно малой концентрации. Ширина наблюдаемого в аргонной плазме изомагнитного скачка  $2 \cdot 10^{-2} \text{ см}$  оказалась одного порядка с дебаевским радиусом. Этот результат свидетельствует о том, что механизм, формирующий изомагнитный скачок, обеспечивает установление равновесной ширины скачка  $\delta$  вплоть до масштабов порядка дебаевского радиуса.

Важно отметить, что рассматриваемая структура ударной волны с изомагнитным скачком воспроизводится в экспериментах с хорошей повторяемостью. Одновременная регистрация потенциала в двух точках, разнесенных по радиусу на расстояние 10–15 мм, показала, что такая структура сохраняется при движении волны. Эти факты свидетельствуют о возможности существования стационарной ударной волны с изомагнитным скачком.

2. Дальнейшее возрастание числа Маха ( $M > M_{c1}$ ) сопровождается ростом относительной величины изомагнитного скачка потенциала  $\Delta\varphi$ . Как видно из графика на рис.4, величина  $\Delta\varphi/\varphi_2$  достигает максимального значения  $(\Delta\varphi/\varphi_2)_{\text{max}} \approx 0,5$  при  $M = 4,5$ . (Для уменьшения влияния фактора нестационарности при построении графика из имеющегося материала отбирались лишь те осциллограммы, для которых с достаточной точностью выполнялось соотношение  $M = h(h+5)/[2(4-h)]$ , справедливое для стационарной ударной волны. Здесь  $h = N_2/N_0$ ).

3. Как видно из рис.4, область существования изомагнитного скачка ограничена по числу Маха не только снизу, но и сверху. Нижняя граница соответствует критическому числу Маха  $M_{c1}$ , а верхняя —  $M_{c2}$ . Заметный разброс точек в области  $4,5 < M < 5,5$  может быть связан с тем, что критическое число  $M_{c2}$  чувствительно к начальным параметрам плазмы (например, к величине  $T_i/T_e$ ), и разброс этих параметров может



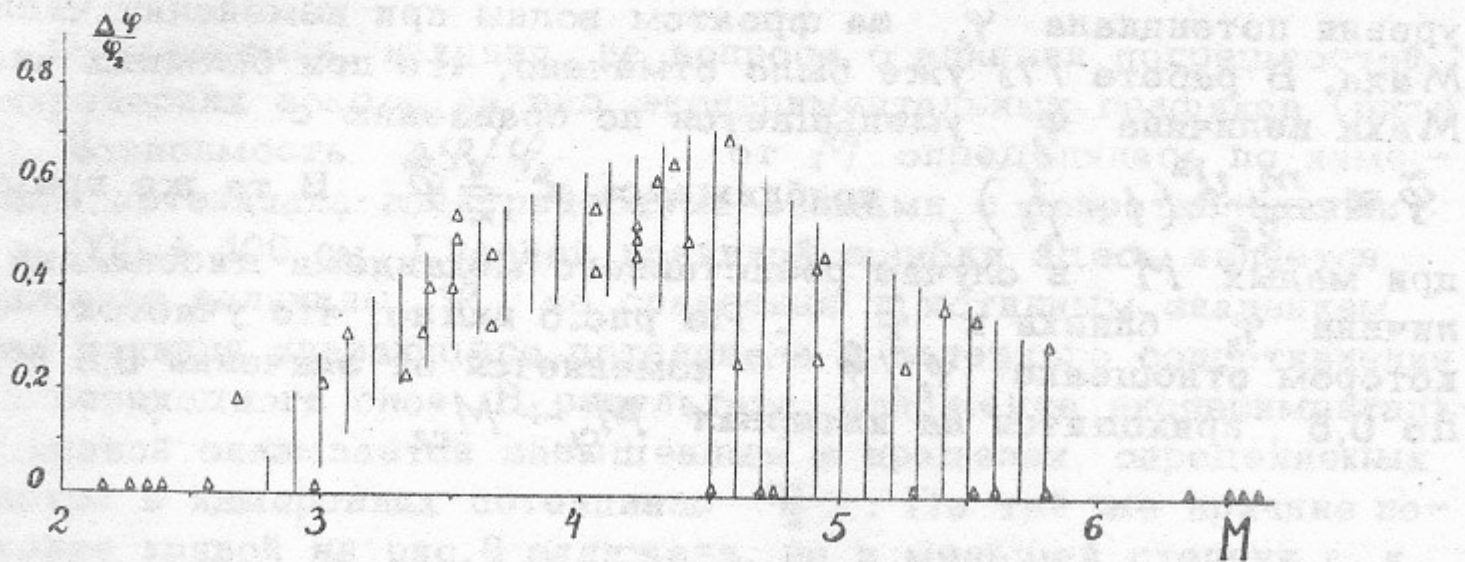


Рис.4. Зависимость относительной амплитуды изомагнитного скачка от числа Маха. Водород.

привести к "замазыванию" верхней границы области существования изомагнитного скачка.

При  $M > M_{c2}$  фронт потенциала снова становится пологим и подобным фронту магнитного поля, однако его ширина примерно на порядок превышает ширину ударного фронта, измеренную при малых числах Маха (рис.5б) 1).

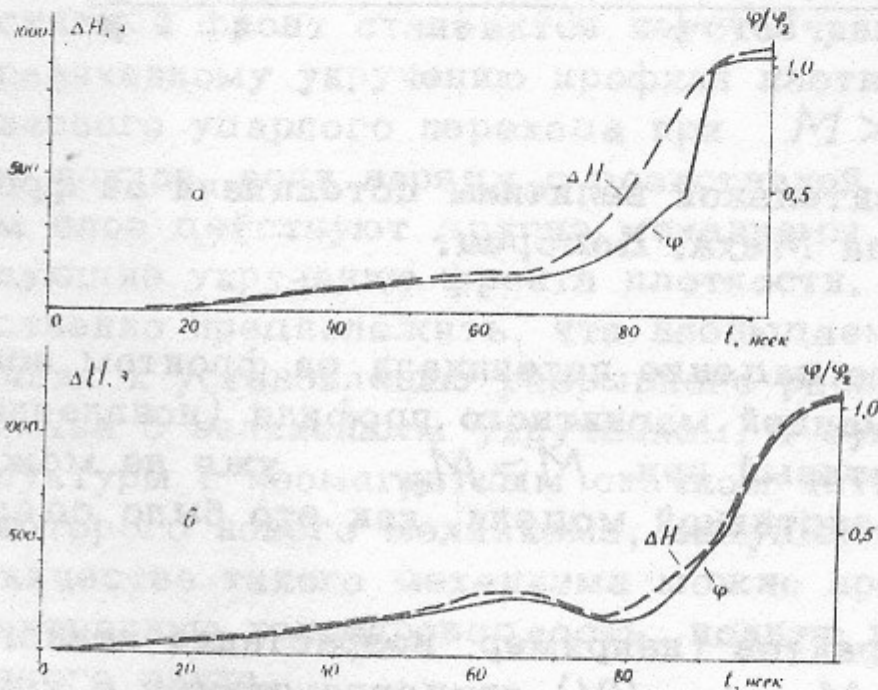


Рис.5. Образование подножия и разрушение изомагнитного скачка:

а -  $M=4$ ,  $H_0 = 300\text{э}$ ,  
 $n_0 = 3,4 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ,  
 водород;

б -  $M=5$ ,  $H_0 = 250\text{э}$ ,  
 $n_0 = 2,1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ,  
 водород.

1) Заметим, что при больших начальных плотностях  $n_0$ , когда волна стационарна на масштабах порядка  $c/\Omega_0$ , при  $M > M_{c2}$  наблюдаются монотонные, "размытые" профили  $H$  и  $\varphi$  с шириной  $\Delta \approx c/\Omega_0$ .



4. Интересная закономерность обнаруживается в поведении уровня потенциала  $\varphi_2$  за фронтом волны при изменении числа Маха. В работе /7/ уже было отмечено, что при больших числах Маха величина  $\varphi_2$  уменьшается по сравнению с

$\tilde{\varphi} \equiv \frac{m_i u^2}{2e} \left(1 - \frac{1}{h^2}\right)$ , приближаясь к  $\frac{1}{2} \tilde{\varphi}$ . В то же время при малых  $M$  в случае резистивного механизма диссипации величина  $\varphi_2$  близка к  $\tilde{\varphi}$ . Из рис.6 видно, что участок, на котором отношение  $\varphi_2 / \tilde{\varphi}$  изменяется от значения  $0,8 \div 1$  до  $0,5$ , приходится на интервал  $M_{c1} \div M_{c2}$ .

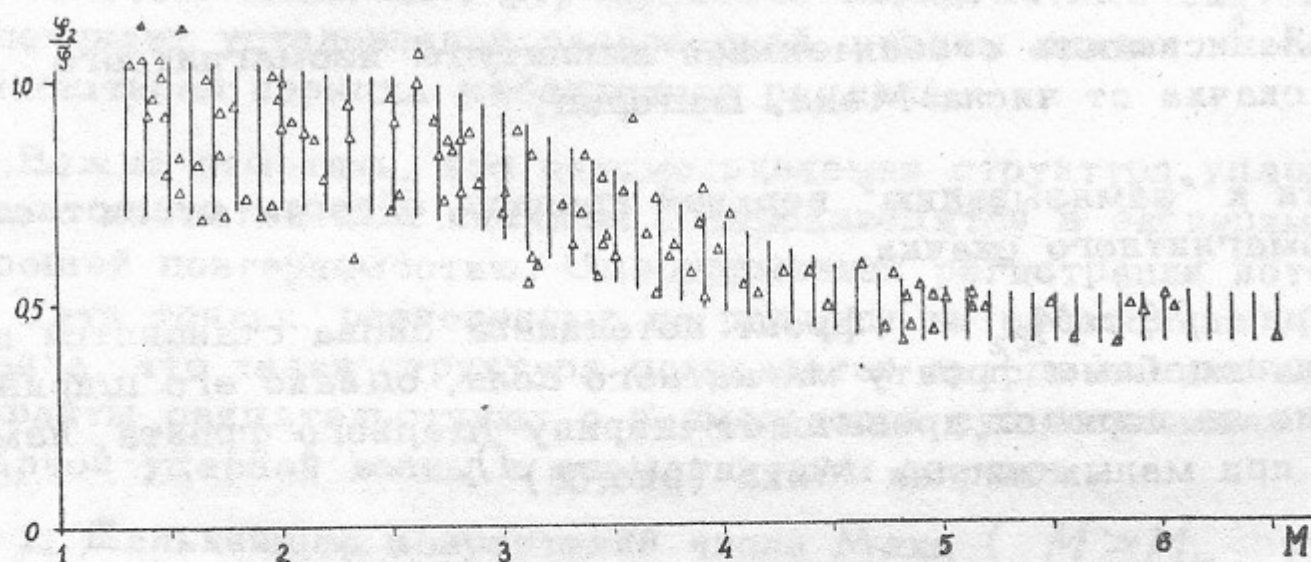


Рис.6. Зависимость относительной величины потенциала за фронтом волны от числа Маха. Водород.

Важно отметить, что падение потенциала за фронтом волны коррелирует с деформацией магнитного профиля (появление подножия, уширение), который при  $M > M_{c1}$  уже не может быть описан в рамках резистивной модели, как это было сделано в /10/.

Эти и ряд других фактов (например, возрастание ионного нагрева в области  $M > M_{c1}$  /9/) свидетельствуют о том, что при  $M > M_{c1}$ , наряду с резистивным трением во фронте действует механизм, приводящий к увлечению ионов и их нагреву. По-видимому, этот механизм обусловлен коллективным взаимодействием в бесстолкновительной плазме, и его можно рас-



считать как эффективную ионную вязкость.

Остановимся, наконец, на вопросе о влиянии погрешностей электрических зондов на вид экспериментальных графиков (рис. 4 и 6). Зависимость  $\Delta\varphi/\varphi_2$  от  $M$  определялась по измерениям потенциала электрическими зондами с сопротивлениями  $R = 200 + 400$  ом. Главной причиной ошибки здесь является занижение величины  $\varphi_2$  по сравнению с истинным значением из-за наличия плавающего потенциала и конечного сопротивления  $r_p$  переходного слоя. В результате, положение экспериментальной кривой оказывается завышенным в пределах, определяемых ошибкой в измерениях потенциала  $\varphi_2$ . По той же причине положение кривой на рис. 6 занижено, но в меньшей степени, т. к. в соответствующих экспериментах применялись зонды с  $R = 6 + 8$  ком и влияние сопротивления  $r_p$  было практически исключено.

### Обсуждение результатов

#### Природа изомагнитного скачка

Как уже отмечалось, при достаточно малых числах Маха основным диссипативным механизмом во фронте ударной волны является резистивное трение. Но известно, что при  $M > 2,76$  резистивный фронт становится неустойчивым по отношению к неограниченному укрупнению профиля плотности. Существование равновесного ударного перехода при  $M > 2,76$  возможно лишь в том случае, если наряду с резистивной диссипацией в переходном слое действуют другие механизмы, эффективно противодействующие укрупнению фронта плотности. С этой точки зрения естественно предположить, что наблюдаемая в эксперименте тенденция к установлению разрывного распределения потенциала связана с нелинейным укрупнением, а существование стационарной структуры с изомагнитным скачком есть результат воздействия некоторого нового механизма, ведущего к уширению профиля  $\varphi$ . В качестве такого механизма можно предложить, например, электронную теплопроводность, ионную вязкость или дисперсию ионного звука.

Эффективная частота электрон-ионных столкновений в турбулентной плазме определяет как проводимость, так и электронную теплопроводность. Поэтому имеется возможность сравнить эти два вида диссипации и выяснить роль электронной теп-



лопроводности в формировании структуры фронта. Соответствующие коэффициенты магнитной вязкости и теплопроводности выражаются через  $\nu_{en}$  следующим образом /13/:

$$\eta_m = \frac{c^2}{4\pi\sigma} = \frac{m_e c^2}{4\pi n e^2} \nu_{en}, \quad \chi_{e1} = \frac{2 T_e m_e c^2}{e^2 H} \nu_{en}.$$

Отсюда

$$\frac{\chi_{e1}}{\eta_m} = \frac{8\pi n T_e}{H^2}.$$

На рис.7 приведен график зависимости величины  $\chi_{e1}/\eta_m$  за фронтом ударной волны от числа Маха. Как видно из графика, при  $M \geq M_{c1}$  величина  $\chi_{e1}/\eta_m \approx 0,4$ , т.е. в сильной волне вклад теплопроводности в диссипацию существенен. В то же время ясно, что электронная теплопроводность не может являться механизмом, стабилизирующим изомагнитный скачок, т.к. в этом случае его ширина  $\delta_x$  была бы порядка  $\chi_{e1}/u$ ,

т.е. составляла бы 30 + 40% от ширины фронта, в то время, как экспериментально наблюдаемая ширина изомагнитного скачка  $\delta$  может быть меньше 0,01  $\Delta$ .

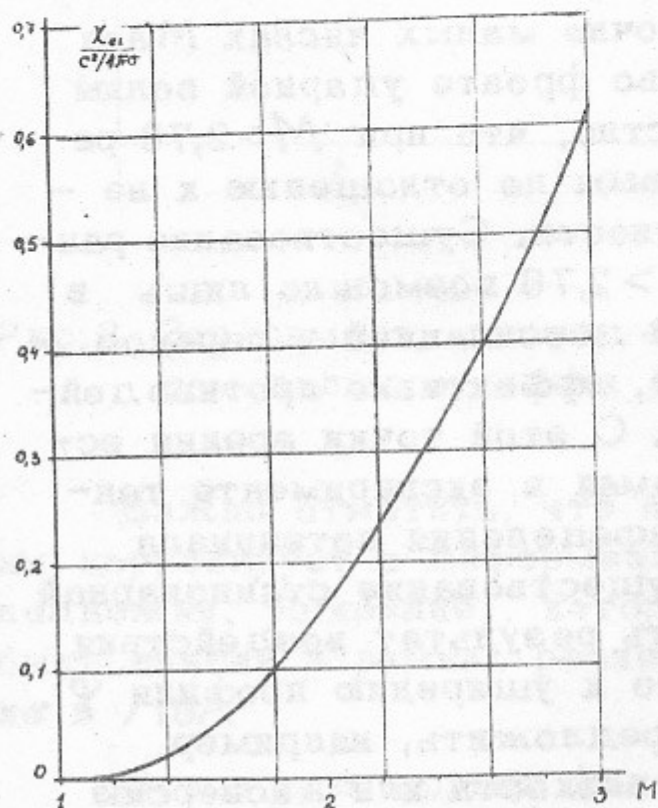


Рис.7. Отношение коэффициентов электронной теплопроводности и магнитной вязкости как функции числа Маха.

Полученные экспериментальные данные /14/ и результаты теоретических исследований по ударным переходам с турбулентной вязкостью /15/ в настоящее время недостаточны для объяснения на основе этой модели существования изомагнитного скачка, его эволюции и разрушения при возрастании числа Маха.

Более реальной моделью может служить предложенное в /16/ представление о дисперсионной природе изомагнитного скачка. В этом случае скачок представляет собой нелинейную электростатическую волну, а эффектом, компенсирующим нелинейное укрупнение фронта, является дисперсия ионного



звука. В пользу такой модели говорит тот факт, что существование ионно-звуковых ударных волн сейчас доказано экспериментально и подтверждено результатами работ по численному моделированию на ЭВМ [17,18]. В этих работах установлено, что ламинарные электростатические волны существуют лишь в определенном диапазоне чисел Маха  $M_s$ , который сильно зависит от ионной температуры ( $M_s = \mathcal{U}_s \sqrt{m_i / T_e}$ ,  $\mathcal{U}_s$  - скорость электростатической волны). При достижении некоторого критического значения числа Маха  $M_s = M_s^*$  электростатическая волна разрушается вследствие отражения части ионов от фронта потенциала. Можно предположить, что этот эффект имеет место и в изомагнитном скачке магнито-звуковой волны; это объясняет исчезновение скачка при  $M = M_{c2}$ . Ширина фронта изомагнитного скачка с дисперсионной структурой должна быть одного порядка с дебаевским радиусом  $r_D$ , что не противоречит экспериментальным результатам настоящей работы.

Численное моделирование на ЭВМ, проведенное в [12] для случая косо́й ударной волны, подтверждает возможность существования электростатического изомагнитного скачка.

Итак, в рамках сделанных предположений наблюдаемые явления качественно можно объяснить следующим образом.

В области малых значений  $M$  основным механизмом диссипации в ударном фронте является турбулентное сопротивление, а при  $M > 2,5$  некоторый вклад даёт также электронная теплопроводность. При этом профиль плотности подобен профилю магнитного поля в соответствии с МГД моделью резистивного фронта. С ростом числа Маха скорость ионно-звуковых колебаний  $c_{s2}$  за фронтом возрастает, приближаясь к скорости плазмы  $\mathcal{U}_2$  (в системе волны); одновременно происходит укрупнение профиля плотности. Это явление, однако, не приводит при больших  $M$  к разрушению ламинарного течения плазмы (опрокидыванию), т.к. на масштабах порядка дебаевского радиуса начинает работать дисперсия ионного звука. В результате при  $M = M_{c1}$  укрупнение прекращается, и образуется изомагнитный скачок плотности и потенциала. Этот момент соответствует выполнению равенства  $c_{s2} = \mathcal{U}_2$ . По существу, скачок является электростатической ударной волной с шириной в несколько дебаевских радиусов; его относительная амплитуда  $\Delta\varphi/\varphi_2$  определяется числом Маха и растет с увеличением  $M$ .



Важным эффектом, влияющим на структуру переходного слоя и на область существования изомагнитного скачка, является отражение части ионов от фронта потенциала, происходящее из-за теплового разброса ионов по скоростям. Как известно, этот эффект является причиной разрушения электростатических волн большой амплитуды /18/. В нашем случае по этой же причине разрушается изомагнитный скачок при  $M = M_{c2}$ . Вместе с разрушением скачка исчезает механизм, удерживающий фронт от неограниченного укрупнения, в результате чего наступает опрокидывание ударной волны. В лабораторной системе отсчёта это выражается в том, что ионы со стороны поршня обгоняют фронт, существенно нарушая односкоростное течение плазмы. При этом фронт плотности становится пологим, приближаясь по своей форме к профилю магнитного поля (рис.5б).

Сейчас трудно дать исчерпывающий ответ на вопрос о процессах, протекающих в ударной волне с  $M > M_{c2}$ . Имеющиеся экспериментальные данные указывают на то, что наряду с резистивным трением значительную роль в диссипативных процессах внутри переходного слоя играет эффективная ионная вязкость, возникающая благодаря наличию многоскоростного течения плазмы /7/.

Интересным эффектом, который наблюдается одновременно с изомагнитным скачком, является образование так называемого "подножия" на профилях магнитного поля и потенциала (рис.5а). Наиболее естественно объяснить этот эффект отражением части ионов от фронта волны при наличии конечной ионной температуры. При количественном рассмотрении этого явления (см, например, /18/) следует иметь в виду, что ионы во фронте, по всей видимости, имеют существенно немаксвелловское распределение по скоростям /20/. Основная их доля находится при температуре, близкой к температуре начальной плазмы, и лишь малая часть (10 + 20%) нагрета до температуры, близкой к  $T_e$ .

Любопытно, что число Маха, при котором подножие становится заметным, близко к  $M_{c1}$ . Однако, совокупность экспериментальных и теоретических данных пока не даёт оснований утверждать, что образование подножия есть следствие появления изомагнитного скачка.



## Оценка критических чисел Маха

При сделанных предположениях число Маха  $M_{c1}$ , соответствующее возникновению изомагнитного скачка, можно определить из уравнения  $C_{s2} = U_2$ , где  $C_{s2} = \sqrt{\frac{T_{e2} + \gamma_i T_{i2}}{m_i}}$ .

При  $T_i = 0$  это уравнение даёт  $M_{c1} = 3,46$ . Учёт конечной ионной температуры приводит к уменьшению значения  $M_{c1}$ . Например, при  $(T_i/T_e)_2 \equiv \alpha = 0,15$  можно получить

$$M_{c1} = 3,12 \text{ (для } \gamma_i = 3\text{)}.$$

Следует отметить, что функции распределения ионов и электронов в плазме за фронтом волны, по-видимому, далеки от максвелловских в силу специфичности турбулентного нагрева /20%. Поэтому трудно ожидать точного соответствия полученной таким образом величины экспериментальному значению критического числа Маха  $M_{c1}$ . Тем не менее, этот расчёт полезен, т.к. даёт представление о степени зависимости  $M_{c1}$  от параметра  $\alpha = T_i/T_e$ .

Вычисление второго критического числа Маха является на много более сложной задачей. Основная трудность здесь заключается в определении состояния плазмы перед изомагнитным скачком и в правильном учёте влияния отраженных ионов. Мы приведем здесь простейший расчёт стационарной задачи при существенном предположении с максвелловском распределении электронов и ионов как перед изомагнитным скачком, так и за ним.

Выберем систему отсчёта, связанную с волной, и пусть индексы " 1 " и " 2 " относят величины к точкам перед скачком и за ним соответственно.

Вследствие хорошей электронной теплопроводности можно принять, что температура электронов на ширине изомагнитного скачка не меняется (это эквивалентно выполнению неравенства  $\chi_{e1} \gg \kappa_D U$ ). Тогда перед скачком должен существовать поток тепла  $q_{es}$ , направленный в сторону начальной плазмы:

$$q_{es} = - \left( \chi_{e1} \frac{\partial T_e}{\partial x} \right)_s.$$

Из уравнения переноса тепла для электронов



$$n T_e \frac{dS_e}{dt} = \text{div}(\chi_e \nabla T_e)$$

можно интегрированием получить

$$q_{es} = n_0 u T_{es} (S_{e2} - S_{es})$$

Здесь  $S_e$  — энтропия, приходящаяся на один электрон, т.к.

$$S_e \propto \ln n \quad \text{при} \quad T_e = \text{const}, \quad \text{то}$$

$$q_{es} = -n_0 u T_{es} \ln \frac{v_s}{v_2}.$$

Напишем уравнения сохранения потоков импульса и энергии на изомагнитном скачке, оставив в качестве параметра отношение

$$T_i / T_e = \alpha :$$

$$m_i n_s v_s^2 + n_s T_{es} (1 + \alpha_s) = m_i n_2 v_2^2 + n_2 (T_{e2} + T_{i2}),$$

$$m_i n_s v_s \left[ \frac{v_s^2}{2} + \frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{T_{es}}{m_i} (1 + \alpha_s) \right] + q_{es} = m_i n_2 v_2 \left[ \frac{v_2^2}{2} + \frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{T_{e2} + T_{i2}}{m_i} \right].$$

Эти уравнения определяют электронную температуру и скорость плазмы перед изомагнитным скачком. Для нормированной скорости  $w = v_s / v_2$  получаем уравнение

$$w^2 - \frac{2\gamma}{\gamma+1} (1+f) w + 2 \frac{\gamma-1}{\gamma+1} (1+f-w) \frac{w \ln w}{1+\alpha_s} + \frac{2\gamma}{\gamma+1} f + \frac{\gamma-1}{\gamma+1} = 0,$$

где

$$f = \frac{(h-1)^3}{h+5}, \quad h = H_2 / H_0.$$

Электронная температура

$$T_{es} = \frac{m_i v_2^2}{1+\alpha_s} w (1+f-w).$$

Вычислив отсюда  $v_s(M)$  и  $T_{es}(M)$ , можно определить число Маха электростатической волны  $M_s = v_s \sqrt{m_i / T_{es}}$  как функцию  $M$ . На рис. 8 приведена зависимость  $M_s(M)$



для  $\gamma = 5/3$  и двух значений  $\alpha_s$ : кривая 1 для  $\alpha_s = 0$  и кривая 2 для  $\alpha_s = 0,15$ . В случае холодных ионов ( $\alpha_s = 0$ ) критическое число  $M_s^*$ , как известно, равно 1,6. Это даёт  $M_{c2} = 6,2$ . Наличие конечной ионной температуры резко уменьшает значение  $M^*$  и, соответственно,  $M_{c2}$ . Для  $\alpha_s = 0,1$   $M_s^* = 1,3$  [18], что даёт  $M_{c2} = 4,3$ .

Из этого результата видно, что критическое число Маха очень чувствительно к ионной температуре. В экспериментах, которые производились в широком диапазоне начальных параметров, отношение  $T_i/T_e$  не оставалось постоянным, т.к. в зависимости от режима менялась начальная ионная температура, а также условия турбулентного нагрева плазмы. Это, по-видимому, и привело к заметному разбросу точек на графике  $\Delta\psi/\psi_2$  (рис.4), в области  $M \approx M_{c2}$ .

По упомянутым выше причинам результаты расчёта значения  $M_{c2}$  требуют осторожности при сравнении с экспериментом, однако они могут служить иллюстрацией явления и основанием для качественных выводов.

### Заключение

Основным результатом настоящей работы является экспериментальное обнаружение изомагнитного скачка во фронте бесстолкновительной ударной волны и определение области значений числа Маха, в которой этот скачок существует. Произведена оценка ширины скачка и исследована зависимость его амплитуды от числа Маха. Показано, что в диапазоне  $M_{c1} < M < M_{c2}$

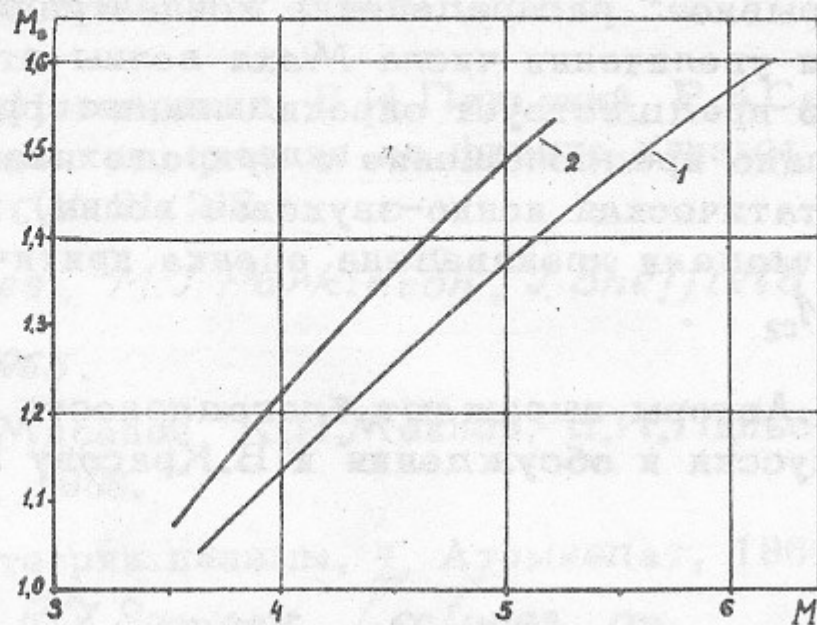


Рис.8. Связь числа Маха электростатической волны  $M_s$  и числа Маха ударной волны  $M$  для случаев  $T_i = 0$  (кривая 1) и  $T_i/T_e = 0,15$  (кривая 2).



"разрывное" распределение концентрации во фронте устойчиво, и при увеличении числа Маха волны это состояние непосредственно предшествует опрокидыванию фронта при  $M = M_{c2}$ . Сделано предположение о природе изомагнитного скачка (электростатическая ионно-звуковая волна) и на основе соответствующей модели произведена оценка критических чисел Маха  $M_{c1}$  и  $M_{c2}$ .

Авторы выражают благодарность Р.З.Сагдееву за ценные дискуссии и обсуждения и В.Красову за 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. II Международная конференция по физике плазмы, Калем, 1965, доклад CN 21/218.
2. J.W.M. Paul, L.S. Holmes, M.J. Parkinson, J. Sheffield. *Nature*, 208, 133, 1965.
3. Р.Х.Куртмуллаев, В.Л.Масалов, К.И.Меклер, В.И.Пильский. ЖЭТФ, Письма, 7, 65, 1968.
4. Р.З.Сагдеев. Вопросы теории плазмы, 4, Атомиздат, 1964, стр.20. A.A. Galeev, R.Z. Sagdeev. *Lectures on the Non-Linear Theory of Plasma. Trieste, September, 1966.*
5. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Механика сплошных сред. М., Гостехиздат, 1953.
6. В.Д.Шафранов. ЖЭТФ, 32, 1453, 1957.
7. А.Г.Еськов, Р.Х.Куртмуллаев, А.И.Малютин, В.И.Пильский, В.Н.Семенов. ЖЭТФ, 56, 1480, 1969г.
8. Н.И.Алиновский, А.Т.Млтынец, Н.А.Кошилев, Р.Х.Куртмуллаев. Исследование нагрева ионной компоненты плазмы бесстолкновительной ударной волной. Препринт ИЯФ. Новосибирск, 1970.
9. Р.Х.Куртмуллаев, В.И.Пильский, В.Н.Семенов. ЖТФ, XL, вып.5, 1044, 1970.
10. В.Г.Еселевич, А.Г.Еськов, Р.Х.Куртмуллаев, А.И.Малютин. О тонкой структуре бесстолкновительного ударного фронта. ЖЭТФ, ~~в печати.~~ 60, NS, 1971
11. Р.Х.Куртмуллаев. II Международная конференция по бесстолкновительным ударным волнам в плазме. Фраскати, Италия, июнь 1969 г., Доклад.
12. A.E. Robson. *Collision-Free Shocks in the Laboratory and Space. Proc. Study Group ESRIN, Frascati, June, 1969, p. 159.*



13. С.И.Брагинский. Вопросы теории плазмы, 1, Атомиздат, 1963, стр.205.
14. H.K.Andersen, S.A.Andersen, V.O.Jensen, P.Nilsen, N.D'Angelo. *Phys. Fluids*, 13, 1106, 1970.
15. D.A.Tidman. *Phys. Fluids*, 10, 547, 1967.
16. Р.З.Сагдеев. II Международная конференция по бесстолкновительным ударным волнам в плазме. Фраскати, Италия, июнь 1969 г. Доклад.
17. R.J.Taylor, D.R.Baker, H.Ikezi; *Phys. Rev. Letters*, 24, 206, 1970.
18. С.Г.Алиханов, В.Г.Белан, Г.Н.Кичигин, П.З.Чеботаев. Исследование ударных волн в бесстолкновительной плазме. ЖЭТФ, в части. 60, 982, 1971
19. L.S.Woods. *J. Plasma Phys.*, 3, 435, 1969.
20. Г.Е.Векштейн, Р.З.Сагдеев. ЖЭТФ, Письма, 11, 297, 1970.

---

Ответственный за выпуск А.И.Малютин

Подписано к печати 28.09.70

Усл. 1,0 печ.л., тираж 250 экз. Бесплатно.

Заказ № 82. ПРЕПРИНТ.

---

Отпечатано на ротапринте в ИЯФ СО АН СССР, нв.