

03;04;12

Образование скачков уплотнения в потоке неравновесной плазмы при взаимодействии с магнитным полем

© А.В. Ерофеев, Р.В. Васильева, Т.А. Лапушкина, С.А. Поняев

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
194021 Санкт-Петербург, Россия
e-mail: alex.erofeev@mail.ioffe.ru

(Поступило в Редакцию 16 марта 2004 г.)

Исследовалось течение в линейно расширяющемся идеально секционированном коротко замкнутом МГД канале. Проведена классификация МГД течений по принципу непрерывные течения—течения со скачком МГД торможения в ионизационно однородной и ионизационно неоднородной плазме. Установлены особенности формирования и положения стационарного скачка торможения в зависимости от параметра Стюарта. Обнаружено, что в ионизационно неоднородной плазме скачок МГД торможения возникает при меньших значениях параметра МГД взаимодействия, чем в однородной плазме. Выявлен неидентифицированный вид неустойчивости, возникающий на газодинамических разрывах.

Введение

При сильном магнитогазодинамическом (МГД) взаимодействии при торможении сверхзвукового потока вследствие действия силы Лоренца в потоке может возникнуть газодинамический скачок, переводящий сверхзвуковое течение в дозвуковое. Случаи, когда при МГД торможении потока течение остается непрерывным, относятся к типу слабого взаимодействия.

Впервые скачок МГД торможения был исследован в [1], более детальное исследование было проведено в [2,3] и позднее в [4,5]. Широкие исследования МГД течений со скачками уплотнения были проведены с помощью магнитогидрогазовой аналогии [6]. Все эти эксперименты были проведены в ионизационно однородной плазме. Ионизационные неоднородности при МГД взаимодействии возникают вследствие развития различного рода неустойчивостей [7], в первую очередь ионизационной неустойчивости, которая раньше других видов появляется в канале с неравновесной плазмой. Неравновесное состояние плазмы в данной работе определяется тем, что температура электронов выше, чем температура тяжелого компонента, и степень ионизации газа отличается от равновесных значений, соответствующих температуре электронов. Образование скачков МГД торможения при условиях, когда МГД взаимодействие сопровождается образованием плазменных неоднородностей, должно иметь свои особенности [8]. Целью данной работы является обозначить условия, при которых задача образования газодинамических скачков при МГД взаимодействии достаточно изучена экспериментальными и теоретическими методами, и продемонстрировать малоизученные пока особенности возникновения ударных волн в потоках, где вследствие МГД взаимодействия могут образовываться плазменные неоднородности.

Классификация МГД взаимодействий

Классификация течений проводится по двум признакам. Во-первых, по признаку непрерывности: остается ли газодинамическое течение непрерывным, или в нем под действием силы Лоренца возникает скачок МГД торможения. Во-вторых, по признаку плазменной однородности: является ли течение ионизационно однородным или в нем возникли плазменные неоднородности вследствие потери устойчивости относительно малых колебаний параметров плазмы. Критериями, определяющими тип взаимодействия, являются параметр Стюарта St , характеризующий отношение работы силы Лоренца к кинетической энергии газа, и параметр Холла β — отношение циклотронной частоты электрона к средней частоте передачи импульса.

Рассмотрим линейно расширяющийся МГД канал. Дискретный МГД с постоянной высотой является частным случаем линейно расширяющегося канала. На рис. 1 показаны схема канала и направление основных векторов: u — скорость потока, B — магнитная индукция, j — плотность индуцированного тока, x_0 — расстояние от центра канала до начала зоны МГД взаимодействия, x_e — конец зоны МГД взаимодействия. Для фарадеевского короткозамкнутого канала с идеально сек-

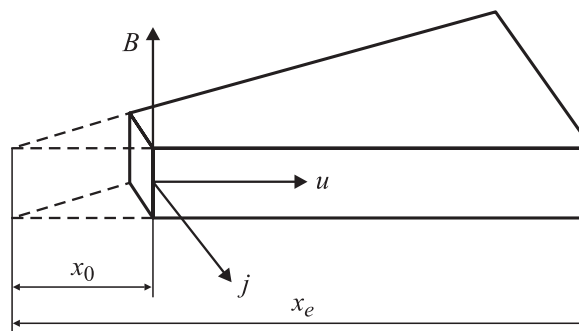


Рис. 1. Схема линейно расширяющегося канала.

ционированными электродами критерием подобия, как показано [4], является значением параметра Стюарта St_0 при входе в канал, где в качестве характерной длины используется значение x_0

$$St_0 = \sigma B^2 x_0 / \rho_0 u_0, \quad (1)$$

где ρ — плотность газа, σ — проводимость плазмы, индекс 0 относится к значениям параметров при $x = x_0$.

В принципе можно найти граничные значения параметра Стюарта St_0 , ниже которых течение во всей области МГД взаимодействия будет непрерывным сверхзвуковым течением (слабое МГД взаимодействие), а выше этих граничных значений в канале возникает скачок МГД торможения (сильное МГД взаимодействие).

Области ионизационно однородных и ионизационно неоднородных течений разделяются значением критического параметра Холла. Параметр Холла определяется как

$$\beta = eB/m_e \nu, \quad \nu = n_a c_e Q_{ea} + n_i c_e Q_{ei}, \quad (2)$$

где ν — частота передачи импульса при столкновении электрона с атомами и ионами, n_a и n_i — концентрация атомов и ионов соответственно, c_e — средняя интегральная скорость электронов, Q_{ea} и Q_{ei} — осредненное по максвелловской функции распределения электронов по скоростям сечение передачи импульса при столкновении с атомами и с ионами соответственно.

Классификация типов взаимодействия приведена на рис. 2. На плоскости $St-\beta$ выделено несколько типов МГД взаимодействия: I тип — слабое взаимодействие в однородной плазме; II тип — сильное взаимодействие в однородной плазме; III тип — слабое взаимодействие в ионизационно неоднородной плазме; IV тип — сильное взаимодействие в ионизационно неоднородной плазме; V тип — очень сильное взаимодействие, при котором скачок выходит из МГД канала навстречу потоку, в данной работе этот тип взаимодействия не рассматривается.

Граничные значения параметра Стюарта, определяющие области слабого и сильного МГД взаимодействия

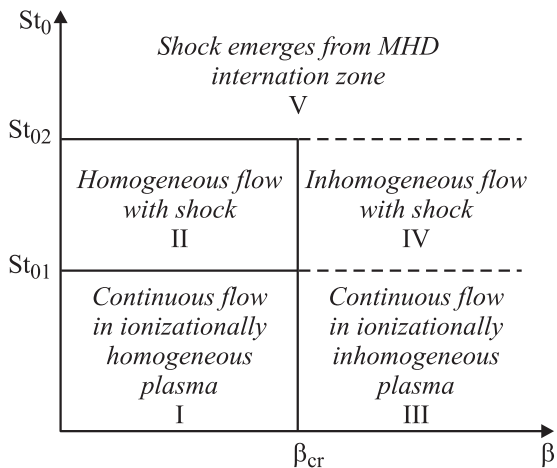


Рис. 2. Классификация типов МГД взаимодействия, $St_0 = \sigma B^2 x_0 / \rho_0 u_0$, $\beta = \omega / \nu$.

в однородной плазме (области I и II) можно провести, опираясь на результаты предыдущих теоретических и экспериментальных [4,5] исследований. Было показано, что положение стационарного скачка МГД торможения x_{sh} в линейно расширяющемся короткозамкнутом канале в широком диапазоне значений чисел Маха потока ($1 < M < 5$) приближенно описывается простой формулой

$$x_{sh}/x_0 = (\gamma St_0)^{-0.5}, \quad (3)$$

где γ — показатель адиабаты.

При увеличении параметра МГД взаимодействия непрерывное течение переходит в течение со скачком МГД торможения таким образом, что сначала скачок МГД торможения садится в конце канала $x_{sh} = x_e$. Значением параметра Стюарта St_{01} , при котором скачок сел при $x = x_e$, определяется граница I области

$$St_{01} = (x_e/x_0)^{-2} \gamma^{-1}. \quad (4)$$

Затем по мере увеличения параметра Стюарта положение скачка приближается ко входу в канал и занимает крайнее для области II значение $x_{sh} = x_0$, поэтому

$$St_{02} = 1/\gamma. \quad (5)$$

При $St_0 > St_{02}$ скачок выходит из канала навстречу потоку.

В области ионизационно неоднородной плазмы (области III и IV) не удастся провести четкую границу между слабым и сильным взаимодействием. Это обусловлено тем, что положение граничного значения параметра Холла, при котором начинает развиваться ионизационная неустойчивость и возникают плазменные неоднородности, зависит от рода газа и от того факта, существует ли в потоке ионизационное равновесие. В случае наличия ионизационного равновесия критическое значение параметра Холла β_{cr} относительно легко оценивается [6,7]. В этом случае $\beta_{cr} = 1-2$. При $\beta > \beta_{cr}$ в МГД канале обязательно разовьется ионизационная неустойчивость, так как время ее развития пренебрежимо мало по сравнению с пролетным временем. При отсутствии ионизационного равновесия время развития неустойчивости определяется характерным временем развития ионизации. При использовании в МГД каналах чистых инертных газов оно может быть сравнимо с пролетным временем [9]. В этом случае критические условия определяются как значением параметра Холла, так и соотношением времени развития неустойчивости к пролетному времени. Таким образом, определенное значение критического параметра Холла существует только для конкретного МГД канала. Поэтому на рис. 2 граница между ионизационно устойчивыми и ионизационно неустойчивыми течениями проведена условно.

Организация эксперимента

Эксперимент проводился в дисковом МГД канале. Более подробно установка и методы измерений описаны в [5]. Поток ионизованного газа создавался в

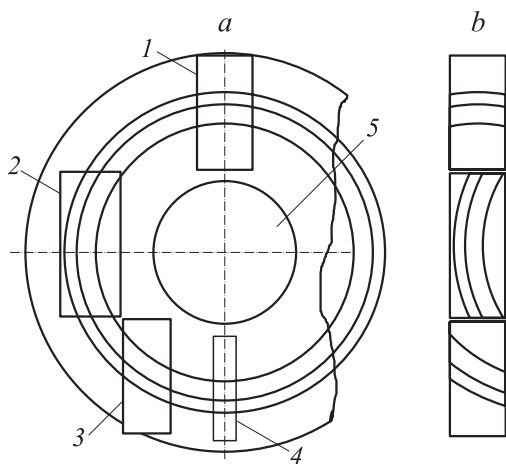


Рис. 3. *a* — место расположения поворотных зеркал (1–4) на плоскости диска (5 — торец ударной трубы, концентрические окружности — мирра); *b* — отображение мирры в фокальной плоскости СФР, полученное с помощью поворотных зеркал.

цилиндрической ударной трубе диаметром 5 см, затем разворачивался в радиальном направлении и растекался между дисками, сделанными из органического стекла, после этого поступал в сбросовую камеру. Зазор между дисками 1 см, диаметр 28 см. Диски были размещены между полюсниками электромагнита, который создавал магнитное поле до 1.6 Т. При радиальном движении потока плазмы в осевом магнитном поле индуцируется кольцевой фарадеевский ток $j = \sigma uB$, радиальное поле Холла $E_x = \beta uB$ и возникает тормозящая сила Лоренца $F = j \times B$. Такой дисковый МГД канал можно характеризовать как фарадеевский короткозамкнутый канал с идеально секционированными электродами. В эксперименте измерялись скорость фронта ударной волны, давление газа, скорость потока, плотность тока, проводимость плазмы, напряженность холловского поля, концентрация и температура электронов [10]. Осуществлялась покадровая киносъемка светящихся неоднородностей. Так как полюсники перекрывали поле наблюдения, в пространстве между наружным диском и полюсником были поставлены под 45° разворачивающие зеркала, расположение которых показано на рис. 3. Зеркала 1–3 (рис. 3, *a*) направляли свечение от дискового канала в фокальную плоскость скоростной кинокамеры СФР. Зеркало 4 направляло свечение от вертикальной щели на ждущий фоторегистратор для получения $X-t$ -разверток собственного свечения, в этом случае зеркало 3 убиралось. Здесь же (рис. 3, *a*) в виде концентрических окружностей дано изображение мирры на поверхности диска. На рис. 3, *b* показано, как эта мирра отображается в фокальной плоскости СФР.

Стационарное распределение параметров в дисковом МГД канале при течении ионизационно однородной плазмы рассчитывалось в приближении двухтемпературной плазмы с неравновесной ионизацией [5]. Началом зоны МГД взаимодействия принималось значение $r_0 = 2$ см. Начальные значения параметров задавались

таким образом, чтобы измеренные в зоне наблюдения ($4 < r < 12$ см) параметры потока плазмы при малых значениях магнитной индукции были близки к расчетным значениям.

В качестве рабочего газа использовался Хе. Исследования проводились при нескольких газодинамических режимах, которые задавались давлениями толкаемого и толкающего газов в ударной трубе и характеризовались числом Маха фронта ударной волны в ударной трубе M_1 и давлением газа в камере низкого давления p_1 . При каждом газодинамическом режиме течение в дисковом канале исследовалось при различных значениях магнитной индукции.

Характеристика газодинамических режимов

В таблице для некоторых из режимов приведены значения M_1 и p_1 и расчетные значения параметров в дисковом канале в начале зоны взаимодействия при $r_0 = 2$ см.

Использование этих режимов при варьировании магнитного поля от 0 до 1.6 Т позволяет осуществить исследование всех четырех типов МГД взаимодействия. Эти режимы отличаются в первую очередь значениями степени ионизации газа α , что приводит к различию в состоянии плазмы. Граничным значением степени ионизации здесь является $\alpha = Q_{ea}/Q_{ei} \sim 10^{-3}$, где Q_{ea} и Q_{ei} определяются по максвелловской функции распределения сечения передачи импульса при столкновении электрона с атомами и ионами соответственно. При меньших степенях ионизации частота передачи импульса определяется в основном столкновениями электрон–атом (v_{ea}), при более высоких степенях ионизации частота передачи импульса обусловлена столкновениями электрон–ион (v_{ei}) и поэтому ее значение больше, чем в первом случае. В условиях данного эксперимента при малых степенях ионизации параметр Холла и степень расслоения температур легкой и тяжелой компонент плазмы оказываются относительно высокими, что способствует возникновению ионизационной неустойчивости; в то время как в случае больших степеней ионизации, когда доминируют кулоновские столкновения, значения параметра Холла и степень расслоения температур оказываются

№ режима	Обозначения режимов в ударной трубе		Параметры в дисковом канале в начале зоны МГД взаимодействия при $r_0 = 2$ см				
	M_1	p_1 , mm Hg	M_0	$T_{0h} = T_{0e}$, К	$n_{a0} \cdot 10^{25}$, m^{-3}	α_0	σ_0 , S/m
1	6.4	26	1.15	5500	0.54	10^{-4}	110
2	6.9	26	1.21	5900	0.625	$0.3 \cdot 10^{-3}$	270
3	8.4	26	1.19	6700	0.85	$1.1 \cdot 10^{-3}$	340
4	9.4	13	1.25	7300	0.5	$0.4 \cdot 10^{-2}$	1300
5	9.7	13	1.3	8040	0.68	$0.92 \cdot 10^{-2}$	1800
6	10.5	13	1.2	8600	0.845	$1.54 \cdot 10^{-2}$	2500

существенно меньше, что способствует стабилизации плазмы. Опыт работы по изучению критических условий развития ионизационной неустойчивости [5,9,10] позволил определить области устойчивых и ионизационно неустойчивых течений в зависимости от соотношения на входе в канал частот столкновений электронов с ионами $v_{ei} = n_e c_e Q_{ei}$ и атомами $v_{ea} = n_a c_e Q_{ea}$ и отношения величины магнитной индукции к концентрации атомов на входе в канал B/n_{a0} , $v_{ei0} = n_{e0} c_{e0} Q_{ei0}$, $v_{ea0} = n_{a0} c_{e0} Q_{ea0}$. Для условий данного эксперимента приближительные граничные значения такие, что при $v_{ei0}/v_{ea0} \leq 1$ течение устойчиво при $B/n_{a0} \cdot 10^{24} (\text{T} \cdot \text{m}^3) < 0.1$. При $B/n_{a0} \cdot 10^{24} > 0.1$ плазма неустойчива. Увеличение роли кулоновских столкновений приводит к некоей стабилизации плазмы. Так, при $v_{ei0}/v_{ea0} > 2$ плазма устойчива во всем диапазоне экспериментальных значений B и n_{a0} . Таким образом, исследование образования скачков МГД торможения в ионизационно однородной плазме происходило при режимах с более высокими числами Маха, где выше степень ионизации газа. Режимы с более низкими степенями ионизации, которые реализуются при более низких значениях чисел Маха, использовались для изучения образования скачков МГД торможения в потоке с плазменными неоднородностями.

Сравнение скачков МГД торможения в ионизационно однородной и ионизационно неоднородной плазме

Этот тип взаимодействия наиболее хорошо изучен. Мы изложим здесь основные результаты и в дальнейшем будем использовать их при сравнении с результатами экспериментов, относящихся к другим типам взаимодействия. Как было показано [4,5], формирование скачка МГД торможения в данном эксперименте происходит следующим образом. По покоящемуся в дисковом канале газу распространяется вышедшая из ударной трубы падающая ударная волна (первичная ударная волна) P . При движении ударной волны в расширяющемся канале образуется обращенная или вторичная ударная волна S , которая обращена назад, но сносится потоком вниз по течению. Газ, сжатый этой ударной волной, и газ, сжатый падающей ударной волной при движении по каналу, разделяются контактной поверхностью C . Это основные газодинамические разрывы. При МГД взаимодействии вторичная ударная волна замедляется и становится тождественной стационарному скачку МГД торможения. Следует отметить, что стационарная стадия течения обуславливается тем, что в конце зоны МГД взаимодействия осуществляются условия запирания потока, т.е. $M = 1$ при $x = x_e$. В [5] для дискового МГД канала была решена система нестационарных уравнений, определяющих поведение газа в целом и поведение электронного компонента плазмы. На рис. 4 показано рассчитанное распределение некоторых параметров для момента времени $t = 35 \mu\text{s}$ после входа первичной ударной волны в дисковый МГД канал. Здесь показаны

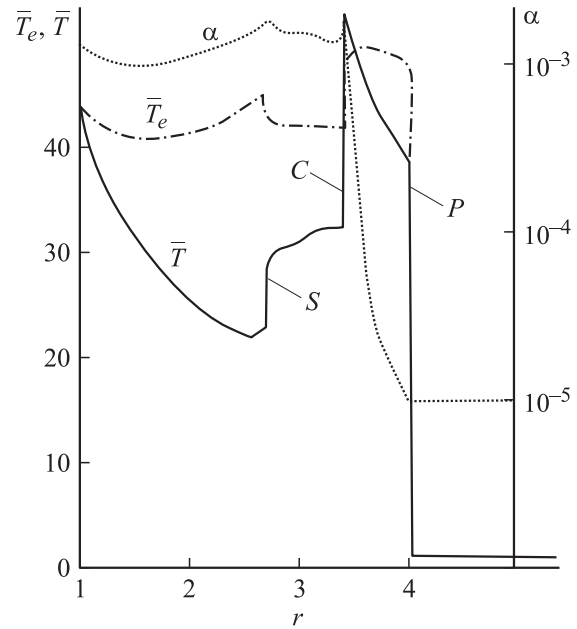


Рис. 4. Расчетное распределение [5] температур тяжелой \bar{T} и электронной \bar{T}_e компонент плазмы и степени ионизации α в однородной плазме в нестационарной стадии течения при сильном МГД взаимодействии. P — падающая ударная волна, C — контактная поверхность, S — вторичная ударная волна.

основные газодинамические разрывы и различие в поведении тяжелого и электронного компонентов плазмы. На рис. 4 видно, что температура тяжелого компонента претерпевает сильные и резкие изменения: она возрастает на фронте падающей ударной волны, затем резко уменьшается на контактной поверхности, имеет резкий скачок во фронте вторичной ударной волны и сильно падает по мере расширения газа от входа в канал до вторичной ударной волны. В то же время температура электронов и степень ионизации в области от входа в канал до контактной поверхности изменяются очень незначительно. Следует отметить, что в этой области находится газ, ранее нагретый и ионизованный в ударной трубе. Газ, ранее холодный и неионизованный, нагретый при движении падающей ударной волной по дисковому каналу, область между P и C , ионизируется сравнительно медленно. При расчете степени ионизации в этой области было принято, что степень ионизации газа перед фронтом падающей ударной волны равна 10^{-5} .

Свечение плазмы, которое регистрируется в эксперименте, обусловлено в основном рекомбинационным континуумом и зависит от параметров плазмы как $n_e^2 T_e^{-0.5}$. Концентрация электронов на газодинамических разрывах изменяется примерно во столько же раз, во сколько раз изменяется концентрация тяжелого компонента, т.е. резкие изменения свечения соответствуют резким изменениям плотности газа, что позволяет фиксировать положение вторичной ударной волны и контактной поверхности по градиенту свечения. Относительно положения первичной ударной волны следует отметить, что экспериментальные исследования показали, что во

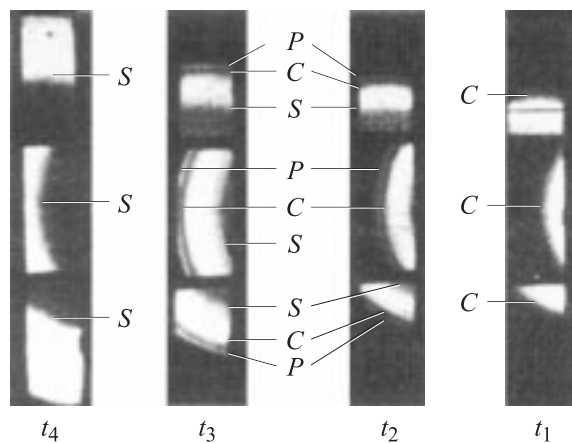


Рис. 5. Кинокадры ударно-волновых конфигураций в различные моменты времени ($t_1 < t_2 < t_3 < t_4$). P — падающая ударная волна, C — контактная поверхность, S — вторичная ударная волна.

фронте падающей ударной волны всегда присутствует пик свечения. Кроме этого, для регистрации прихода первичной ударной волны в конце дискового канала помещался цилиндр. Приход ударной волны регистрировался по резкому повышению свечения газа при отражении от него ударной волны. На рис. 5 приведен ряд кинокадров свечения в дисковом канале для режима 5 при $B = 1.2$ Т. Это фрагменты свечения, полученные с помощью поворотных зеркал, положение которых показано на рис. 3, *b*. Здесь отчетливо зафиксирован всплеск свечения во фронте первичной ударной волны P , затем следует темная полоса, далее резкий градиент свечения обозначает положение контактной поверхности C и последующий резкий спад свечения фиксирует границу вторичной ударной волны S .

Первые три кадра (t_1, t_2, t_3) демонстрируют нестационарную стадию течения, время между кадрами $12 \mu\text{s}$. Последний кадр (t_4) показывает установившуюся картину течения, зафиксированную спустя $100 \mu\text{s}$ после того, как ударная волна вошла в дисковый канал. Этот же процесс демонстрируется на рис. 6, *a*, где приводится линейная $X-t$ -развертка свечения через две вертикальные щели, расположенные в верхней и нижней частях диска. На рис. 6, *a* хорошо видны контактная поверхность — это передний фронт свечения и вторичная ударная волна. За вторичной ударной волной плотность плазмы выше, чем перед ударной волной, поэтому свечение за вторичной ударной волной намного сильнее, чем перед ней. Здесь хорошо видно, как вторичная ударная волна замедляется и останавливается, так что стационарный скачок МГД торможения по существу тождествен остановившейся вторичной ударной волне. Полученная в эксперименте $X-t$ -развертка была сравнена с теоретически рассчитанной [4]. На рис. 6, *b* представлены данные по распространению первичной ударной волны, контактной поверхности и вторичной ударной волны. Следует отметить удовлетворительное согласие между экспериментальными

и расчетными данными. На рис. 7, *a* показаны значения положения скачков МГД торможения, полученные при различных газодинамических режимах и различных величинах магнитной индукции в ионизационно однородной плазме. Экспериментальные данные сравниваются с данными теоретического расчета и с оценками, выполненными по упрощенной формуле (3). Анализ результатов, приведенных на рис. 6, *b*, свидетельствует, что формула (3) вполне надежно описывает положение в канале скачка МГД торможения. Следует еще раз подчеркнуть, что в стационарном состоянии вторичная ударная волна S тождественна скачку МГД торможения.

Ионизационные неоднородности в МГД канале возникают вследствие развития ионизационной (электротермической) неустойчивости в двухтемпературной плазме [6,7]. Считается, что при ионизационной неустойчивости газодинамическое течение остается невозмущенным. Ионизационную неустойчивость можно рассматривать как перегревную неустойчивость электронного компонента в присутствии эффекта Холла. Однако при усилении ионизационных неоднородностей возможно развитие и газодинамических неоднородностей и возникновение таким образом ионизационно-акустической [5,6] неустойчивости. Применительно к специфике нашего рабочего вещества — чистых инертных газов при отсутствии ионизационного равновесия возникновение ионизационных неоднородностей достаточно детально исследовалось в [10,11]. Ионизационные неоднородности регистрируются по свечению плазмы. Они возникают

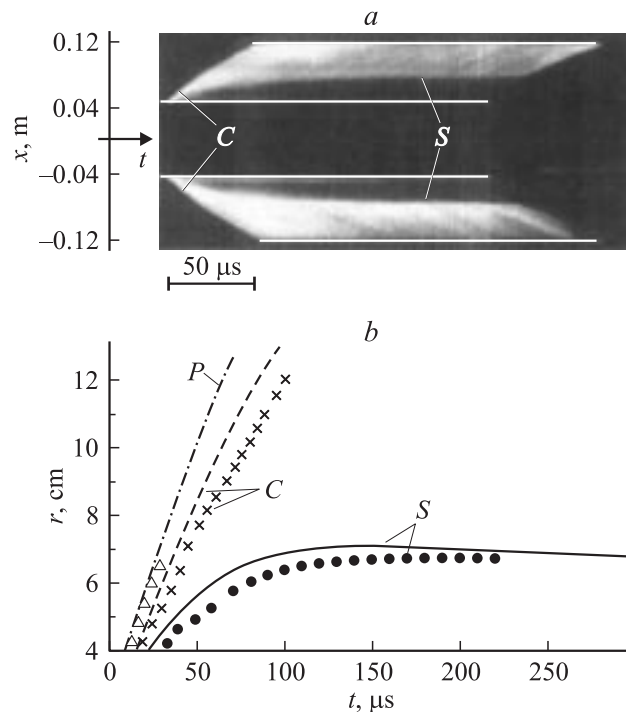


Рис. 6. *a* — развертки собственного свечения через две вертикальные щели: C — контактная поверхность, S — вторичная ударная волна; *b* — $X-t$ -развертки первичной ударной волны P , контактной поверхности C и вторичной ударной волны S (значки — эксперимент, кривые — расчет).

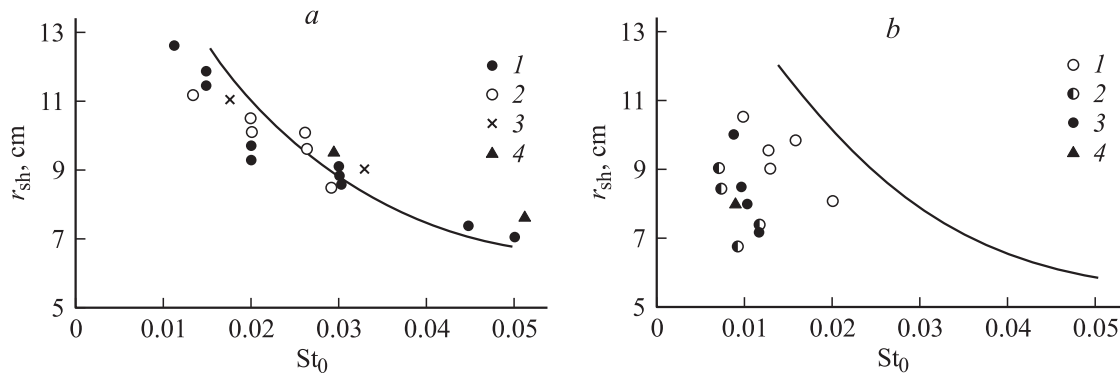


Рис. 7. Положение скачка МГД торможения в ионизационно однородной (*a*) и ионизационно неоднородной (*b*) плазме в зависимости от начальных значений параметра Стюарта для различных газодинамических режимов. *a*: $M_1 = 9.7$ (1), 9.4 (2), 10.5 (13 mm Hg) (3), 9.2 (26 mm Hg) (4); *b*: $M_1 = 8.7$ (1), 7.5 (13 mm Hg) (2), 6.5 (3), 6.9 (26 mm Hg) (4).

на некотором расстоянии от начала зоны МГД взаимодействия. Области с повышенной светимостью называются стратами, как показано в [10], они являются областями с повышенной проводимостью. Страты имеют форму спиц, наклоненных примерно на 20° к направлению среднего тока, на одном радиусе можно выделить 4–6 спиц. В среднем на длине канала существует одновременно около двух спиц. Скорость распространения неоднородностей близка к скорости потока. Исследования показали [11], что с ростом магнитной индукции проводимость в стратах возрастает, причем проводимость увеличивается по мере распространения страт вдоль канала. При увеличении степени закритичности магнитного поля проводимость в стратах может достигать значительной величины, так что взаимодействие такого токопроводящего слоя с магнитным полем может вызвать изменение газодинамических параметров потока и привести к образованию скачка МГД торможения [12]. На рис. 7, *b* представлены результаты измерений положения скачка МГД торможения при различных газодинамических режимах и при различных значениях магнитной индукции. Как и в случае ионизационно однородной плазмы, на графике представлено безразмерное значение координаты скачка в зависимости от значения параметра Стюарта при входе в зону МГД взаимодействия. На рис. 8 показана структура скачка МГД торможения в потоке с плазменными неоднородностями. Видно, как страты преломляются на фронте ударной волны и резко уменьшают скорость распространения. После того как образовался скачок МГД торможения, он слабо изменяет свое положение в канале, так что есть возможность зафиксировать квазистационарное положение скачка и в ионизационно неоднородной плазме. Из сравнения рис. 7, *a* и *b* видно, что в ионизационно неустойчивой плазме скачки МГД торможения образуются при существенно более низких значениях начального параметра Стюарта, чем в ионизационно устойчивой плазме. Это явление можно попытаться объяснить следующим образом. В стратах, где больше, чем в основном потоке, значение проводимости и соответственно больше значение параметра Стюарта, происходят более интенсивное

торможение потока и превращение кинетической энергии в тепловую, что еще больше увеличивает проводимость газа, параметр Стюарта и торможение потока. Однако торможению страт препятствует действие на нее напора остального потока. Таким образом, в тепловую энергию газа в объеме страты перекачивается не только кинетическая энергия страты, но и отчасти энергия остального потока. Поэтому локальный параметр МГД взаимодействия в страте увеличивается, она останавливается и при набегании на нее потока образуется ударная волна. Ударные волны, возникшие около отдельных страт, взаимодействуют друг с другом и образуют квазистационарный скачок МГД торможения.

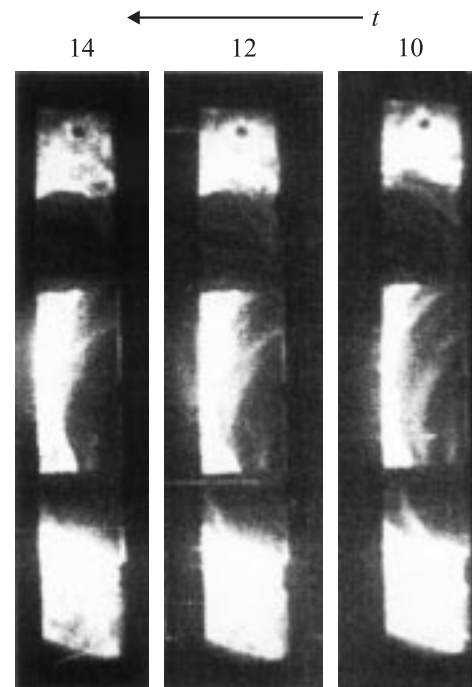


Рис. 8. Структура скачка в потоке с плазменными неоднородностями. Цифры — номера кадров, скажность между кадрами $2 \mu\text{s}$.

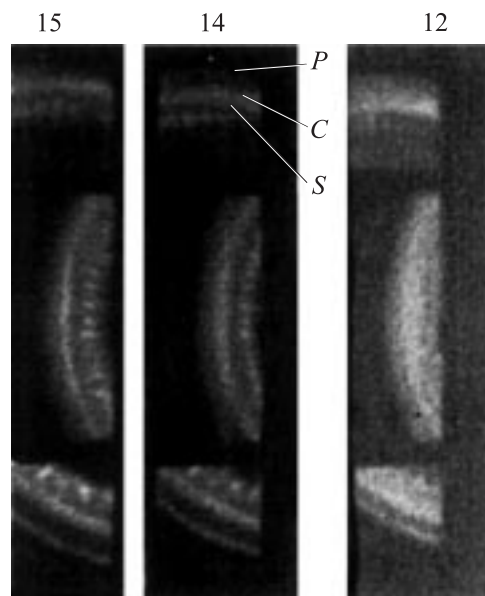


Рис. 9. Иллюстрация неустойчивости газодинамических разрывов, возникающих при МГД взаимодействии. Цифры — номера кадров. *P* — падающая ударная волна, *C* — контактная поверхность, *S* — вторичная ударная волна.

Об одном виде неустойчивости газодинамических разрывов

В эксперименте в режиме 5 при распространении в магнитном поле стартовой ударно-волновой конфигурации (первичная ударная волна, контактная поверхность, вторичная ударная волна) было замечено несколько необычное изменение газодинамических фронтов [13]. На рис. 9 показаны кинокадры свечения плазмы в различные моменты времени, интервал между кадрами $2\mu\text{s}$. Кинокадр 12 показывает фронт первичной ударной волны *P*, контактной поверхности *C* и вторичной ударной волны *S* в момент времени, когда прошло $36\mu\text{s}$ после того, как ударная волна вошла в зону МГД взаимодействия. Видно, что в этот момент область свечения между контактной поверхностью и вторичной ударной волной однородна и газодинамические разрывы имеют четкую границу. На последующих кадрах обнаруживается, что за это время здесь образовалась сложная, но регулярная структура. В области *C*–*S* возникают кольца повышенной светимости, и одновременно у фронта вторичной ударной волны появляются мелкомасштабные образования в виде капель или зубцов, направленных навстречу потоку. Позднее подобные зубцы появляются и у контактной поверхности. В дальнейшем возмущения теряют свою регулярность. Появление такой неустойчивости имеет четко выраженный пороговый характер, она возникла при $B = 0.7\text{ Т}$, но при дальнейшем увеличении магнитной индукции исчезла. Известно, что в областях с резким градиентом параметров возникает рэлей-тейлоровская неустойчивость гравитационного или электродинамического типов [7], однако время развития этих типов неустойчивости на порядки больше,

чем наблюдаемое в эксперименте. В [13] нами была сделана попытка объяснить эти возмущения с позиции развития ионизационной неустойчивости при наличии сильных градиентов электронного давления, но она никак не объясняла структуру возмущений. Таким образом, вопрос о природе наблюдаемого вида неустойчивости остался открытым.

Заключение

В работе проведено сравнение закономерностей возникновения скачка МГД торможения в ионизационно однородном потоке и в ионизационно неоднородном потоке, который образовался вследствие развития ионизационной неустойчивости. Обнаружено, что в ионизационно неоднородном потоке скачки МГД торможения образуются при существенно более низких значениях параметра МГД взаимодействия. Выявлен некий неиндефицированный вид неустойчивости ударного разрыва, обусловленный МГД взаимодействием.

Список литературы

- [1] Patrick R.M., Brogan T.R. // J. Fluid Mech. 1959. Vol. 5. N 2. P. 289–309.
- [2] Zaytsev S.G., Chebotareva E.I., Lasareva E.V. et al. // Proc. of 7th Intern. Shock Tube Symposium Toronto, 1969. С. 538–549.
- [3] Зайцев С.Г., Фаворская И.К., Чистякова Ю.М. // МЖГ. 1977. № 5. С. 112–118.
- [4] Васильева Р.В., Ерофеев А.В., Зуев А.Д. и др. // ЖТФ. 1987. Т. 57. Вып. 2. С. 251–263.
- [5] Васильева Р.В., Генкин А.Л., Горячев В.Л. и др. Низкотемпературная плазма инертных газов с неравновесной ионизацией и МГД генераторы. СПб.: ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 1991. 206 с.
- [6] Вулс Л.А., Генкин А.Л., Фоменко Б.А. Теория и расчет магнитогазодинамических течений в каналах. М.: Атомиздат, 1971. 384 с.
- [7] Недоспасов А.В., Хаит В.Д. Основы физики процессов в устройствах с низкотемпературной плазмой. М.: Энергоатомиздат, 1991. 224 с.
- [8] Vasil'eva R.V., Erofeev A.V., Lapushkina T.A. et al. // AIAA Paper 2000-2671.
- [9] Васильева Р.В., Ерофеев А.В. // ЖТФ. 1991. Т. 61. Вып. 4. С. 47–53.
- [10] Vasil'eva R.V., Erofeev A.V., Lapushkina T.A. et al. // Phys. Rev. E. 2001. Vol. 63. N 3. P. 03642-1–03642-9.
- [11] Васильева Р.В., Ерофеев А.В., Мишанов Д.Н. и др. // ЖТФ. 1989. Т. 59. Вып. 7. С. 27–33.
- [12] Васильева Р.В., Ерофеев А.В., Зуев А.Д. и др. // ЖТФ. 1986. Т. 56. Вып. 6. С. 1125–1129.
- [13] Васильева Р.В., Ерофеев А.В., Зуев А.Д. и др. // Письма в ЖТФ. 1984. Т. 10. Вып. 22. С. 1390–1395.