

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕЧЕНИЯ ПЛАЗМЫ
В ДИСКОВОМ МГД КАНАЛЕ В УСЛОВИЯХ
САМОПРОИЗВОЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ ТОКОВОГО СЛОЯ*****А. Ю. Керкис, В. С. Соколов, Н. А. Трынкина,
В. П. Фомичев****(Новосибирск)*

Излагаются результаты экспериментального исследования течения плазмы в дисковом канале в условиях сильного гидромагнитного взаимодействия. Показано, что если в каком-либо месте потока для магнитного числа Рейнольдса выполняется условие $Re_m H_0^2 / 8\pi P \geq 0.2$, то в данном месте возникает токовый слой, характеризующийся высокой плотностью электрического тока, высокой проводимостью и температурой. Образование токового слоя приводит к сильному локальному торможению потока, возникновению ударной волны и ряду других нелинейных гидромагнитных явлений.

Экспериментальные результаты согласуются с ранее выполненными теоретическими исследованиями.

1. Макроскопическая устойчивость течений в МГД каналах представляет интерес не только с точки зрения условий, обеспечивающих заданную структуру течения. Как показано в [1, 2] в ряде случаев перестройка течения, происходящая вследствие его неустойчивости, может приводить к положительным следствиям, в частности к повышению эффективности гидромагнитного взаимодействия. В данном случае речь идет о перегретой неустойчивости [3], приводящей при определенных условиях к образованию новой самоподдерживающейся макроструктуры, получившей в [4] название токового слоя.

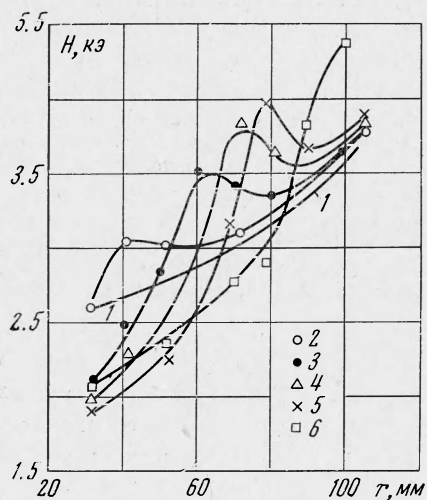
Суть этого явления можно проиллюстрировать на примере течения плотной плазмы ($T_e = T_i = T_a$, $\omega_e \tau_e \ll 1$) в дисковом канале. В установившемся режиме течения температура каждого элемента плазмы зависит от степени его расширения, от количества выделенного в нем джоулева тепла и теплоотдачи. Если проводимость плазмы достаточно высока ($Re_m \sim 1$), то соотношение между этими тремя факторами определяется при заданном давлении величиной приложенного магнитного поля. Если магнитное давление всюду в канале меньше газового, то режим течения определяется преимущественно газодинамическими факторами (перепад давлений, профиль канала и т. п.). С увеличением напряженности магнитного поля пондеромоторная сила, растущая пропорционально квадрату напряженности поля, может в каком-то месте потока сравняться с градиентом давления. В результате скорость потока в этом месте начнет уменьшаться, либо по крайней мере прекратится ее рост, что одновременно будет означать уменьшение скорости расширения и соответственно понижение температуры рассматриваемого элемента. При этом возрастает относительная роль джоулевой диссипации в данном элементе, плотность которой, как нетрудно убедиться, в рассматриваемых условиях ($Re_m \sim 1$, $H_0^2 / 8\pi P \sim 1$) сравнима с удельной внутренней энергией плазмы.

В возникшей ситуации температура будет определяться уже не степенью расширения газа, а выделением джоулева тепла. В силу нелинейного характера зависимости между температурой, электропроводностью,

плотностью электрического тока, плотностью джоулевой диссипации и величиной пондеромоторной силы начавшийся процесс приводит к локализации электрического тока, сильному локальному разогреву и интенсивному торможению плазмы. В начальной стадии процесса из-за сравнительно малой ее длительности можно не учитывать влияние теплоотдачи, однако с повышением температуры роль теплоотдачи возрастает и в конечном счете величина температуры в токовом слое определяется соотношением между джоулевой диссипацией и теплоотдачей. Условия образования токового слоя в уточненном и вместе с тем более общем виде были получены в [2] на основе численного решения задачи о течении плазмы в дисковом канале. В рамках одножидкостной магнитной гидродинамики это условие формулируется

в виде следующего неравенства: $Re_m H_0^2 / 8\pi P \geq \text{const}$, где величина константы определяется формой канала.

В данной работе приводятся результаты экспериментального исследования описанного процесса. Наблюдаемый в эксперименте эффект токового слоя содержит все основные моменты, предсказанные в [1]: локализацию электрического тока, повышение в этой зоне температуры и электропроводности, усиление гидромагнитного взаимодействия и, наконец, существование для каждого режима течения критического значения магнитного поля такого, что, если действительная напряженность поля меньше критической, то эффект не возникает.



Фиг. 1

2. Эксперименты проводились на установке, подробное описание которой содержится в [4]. Источником плазмы служит коаксиальный разрядник, на который разряжается батарея конденсаторов ИМ-5—150 общей емкостью 600 мкф и напряжением 5 кэ. Круглая труба длиной 350 мм и диаметром 55 мм, являющаяся продолжением разрядника, оканчивается дисковым каналом, образующие стенку которого перпендикулярны к оси трубы. Диаметр дискового канала 250 мм и средняя по радиусу ширина 20 мм (в приосевой области ширина несколько больше, чем на внешней окружности). Стенки канала изготовлены из прозрачного оргстекла. Канал помещен во внутренней полости соленоидального электромагнита постоянного тока так, что направление магнитных силовых линий в пределах канала совпадает с направлением оси симметрии установки. Величина напряженности магнитного поля на оси может изменяться в пределах 0 ÷ 4000 э. Из-за малой протяженности катушки электромагнита в направлении оси симметрии напряженность магнитного поля минимальна на оси и максимальна на внешней окружности канала. Распределение поля по радиусу в отсутствие плазмы показано на фиг. 1 (кривая 1).

Получаемая в электроразряднике плазма движется по трубе со скоростью ~ 20 км/сек. После удара о торцовую стенку дискового канала, она растекается в радиальном направлении со средней скоростью (без магнитного поля) ~ 10 км/сек. При наличии магнитного поля вследствие ортогональности векторов v и H_0 возникающая э.д.с. индукции

направлена по окружности, так что индуцируемый в плазме ток j замыкается по окружности сам на себя, а ponderomotorная сила $\mathbf{j} \times \mathbf{H}$ действует по радиусу и направлена против скорости потока.

В эксперименте проводились измерения распределения по радиусу канала давления в газе, плотности электрического тока, величины деформации магнитного поля, напряженности вихревого электрического поля ($c^{-1}\partial B/\partial t$), а также фотографирование процесса расширения плазмы в канале с помощью камеры СФР-1М в режиме фоторегистратора и покадровой съемки.

Измерение давления производилось с помощью пьезодатчиков давления, расположенных на радиусах $40 \div 110$ мм через каждые 10 мм. В качестве чувствительного элемента использовалась пьезокерамика ЦТС-19. Датчики располагались в передней и задней стенках дискового канала таким образом, что чувствительный элемент датчика находился заподлицо со стенкой канала. Одновременно регистрировались сигналы с девяти датчиков.

Измерение деформации магнитного поля в канале проводилось магнитными зондами индукционного типа. Зонд представлял собой шесть небольших катушек, помещенных в стеклянную трубку диаметром 4,5 мм. Трубка вводилась внутрь канала. Предварительно было установлено, что введение зонда в поток плазмы практически не изменяет общей картины течения в дисковом канале и, кроме того, визуальная картина обтекания зонда позволяла получать дополнительные сведения о характере течения. Такая конструкция зонда позволяла одновременно регистрировать деформацию поля в шести точках по ширине канала. В экспериментах использовались зонды, регистрировавшие радиальную и поперечную компоненты магнитного поля. Круговая составляющая поля (H_φ) в данном случае равна нулю. Измеряемое таким образом пространственно-временное распределение напряженности магнитного поля в канале позволяло с приемлемой точностью ($\sim 20\%$) на основе уравнения $j = (c/4\pi) \operatorname{rot} H$ находить распределение плотности тока $j(r, z, t)$.

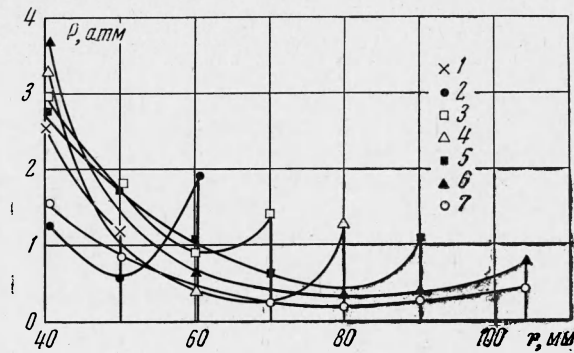
Проводилось также непосредственное измерение плотности электрического тока. С этой целью в канал вводилась специально разработанная вставка, представляющая собой систему изолированных друг от друга шунтов, через которые замыкались токи в плазме. Шунт представлял собой две медные пластинки шириной 5 мм, между которыми впаивалось графитовое сопротивление. Разность потенциалов, возникающая на шунте при протекании тока, через развязывающий импульсный трансформатор подавалась на осциллограф ОК-17М. В канале вдоль потока размещалось 11 таких шунтов, собранных в виде единой пластины толщиной 4 мм, что позволяло свести до минимума вносимые ею возмущения. Однако из-за сильного влияния приэлектродных явлений имело место искажение картины течения в приэлектродной зоне, которое отчетливо фиксировалось на фотографиях. В силу этой же причины измерение таким способом распределение плотности тока не всегда соответствовало распределению в невозмущенной зоне (на это указывают, в частности, фотографии, на которых видно, как достаточно узкое светящееся токовое кольцо в приэлектродной зоне расширяется практически на всю длину измерительной вставки). Тем не менее этот способ позволяет получить достаточно богатую информацию о динамике тока, его распределении, а в совокупности с магнитными зондами и очень надежную информацию о процессе.

Измерение напряженности вихревого электрического поля проводилось при помощи одиночных концентрических так называемых E -витков [4].

Скорость распространения плазмы в трубе и канале измерялась по фоторазверткам движения плазмы. Все эксперименты проводились на воздухе с начальным давлением 0.7 мм рт. ст.

3. В силу большой неоднородности плазменного образования, получаемого в электроразряднике, были проведены предварительные исследования характера течения в дисковом канале без магнитного поля для определения длительности течения, распределения параметров по радиусу и т. п. Непосредственно измерялось распределение давления и скорость распространения переднего фронта, косвенным образом оценивались величины электропроводности и температуры.

Установлено следующее. Скорость движения переднего фронта по каналу на радиусе 40 мм ~ 14 км/сек, на радиусе 50 мм 10—11 км/сек и далее менялась слабо, в конце канала величина скорости 8.5 ÷ 9 км/сек.



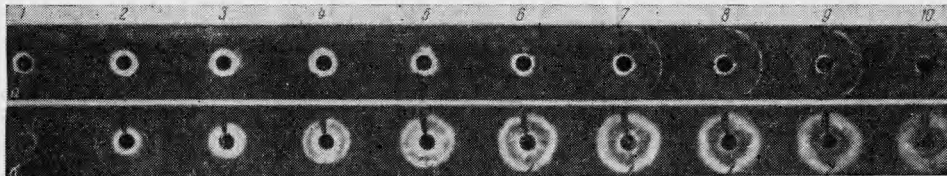
Фиг. 2

Измеряемое на оси канала давление торможения в течение 15 мксек составляет 80 ÷ 100 атм, затем уменьшается до 10 ÷ 15 атм и держится на этом уровне в течение 100 ÷ 150 мксек. Статическое давление в потоке на входе в дисковый канал ($r \approx 40 \div 60$ мм) подвержено сильному влиянию начальной неоднородности плазмы, и практически в этой области не происходит установления режима течения. Однако на больших радиусах влияние этих неоднородностей сглаживается (хотя и не исчезает полностью) и по каналу в пределах 60 ÷ 110 мм устанавливается квазистационарное характерное для сверхзвукового течения распределение давления. Давление с 4 ÷ 5 атм при $r = 40$ мм убывает до 0.5 атм при $r = 105$ мм. Формирование профиля давления на переднем фронте происходит практически также на радиусе ~ 60 мм. Профиль этот имеет характерный для цилиндрической ударной волны вид.

Пространственно-временная картина распределения давления для этого случая представлена на фиг. 2. Здесь приведены результаты обработки осциллограмм давления для $H_0 = 0$. Номера кривых соответствуют в порядке возрастания моментам времени $t = 1, 2, 3.5, 5, 6.5, 9.5, 15$ мксек. За начало отсчета времени ($t = 0$) здесь и далее взят момент достижения передним фронтом плазмы радиуса 40 мм.

Синхронизация во времени сигналов с датчиков давления, расположенных на противоположных стенках канала на одном радиусе, позволила установить, что фронт давления на радиусах < 60 мм не перпендикулярен стенкам канала (датчики, расположенные на задней стенке дискового канала регистрируют фронт ударной волны несколько позже датчиков, расположенных на передней стенке). С увеличением радиуса этот перекося фронт давления становится исчезающе малым.

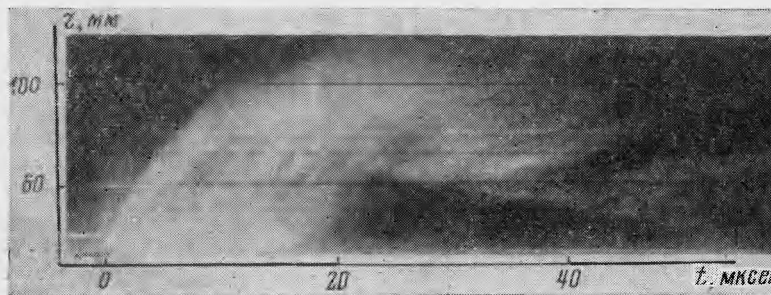
Косвенная оценка электропроводности и температуры плазмы, проведенная на основе измерений возмущения очень слабого магнитного поля (≤ 100 э), дает соответственно в зоне установившегося течения при $r = 80$ мм величины $5 \div 10$ ом⁻¹·см⁻¹ и $8 \div 10 \cdot 10^3$ К. Эти величины неплохо согласуются с расчетными значениями параметров воздуха за ударной волной.



Фиг. 3

Таким образом с достаточным основанием можно считать, что в зоне $r = 60 \div 110$ мм в канале устанавливается квазистационарное сверхзвуковое течение продолжительностью $\sim 15 \div 20$ мксек.

На фиг. 3, а и б приведены фотографии расширения плазмы в дисковом канале для случаев $H_0 = 0$ и 3000 э соответственно. Время между кадрами здесь 2.66 мксек, темный диск в центре — светонепроницаемый экран.



Фиг. 4

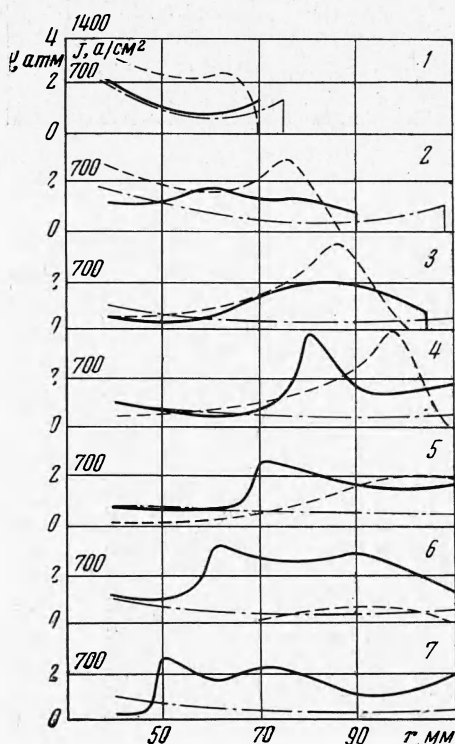
Сравнение этих фотографий позволяет обнаружить следующие особенности процесса. В центральной (приосевой) части канала (кадры 1, 2) в обоих случаях характер светимости плазмы один и тот же — светимость очень велика на малых радиусах. Затем она уменьшается настолько, что не всегда регистрируется на фото пленке (как уже отмечалось, вследствие сильного расширения и охлаждения газа). В отсутствие магнитного поля при дальнейшем движении плазмы в канале (кадры 3—9) распределение светимости вдоль радиуса имеет резко спадающий характер. Ярко светящееся кольцо, видимое на кадрах 6—9, обусловлено ударной волной, которая возникла в результате отражения потока плазмы от элементов конструкции, расположенных вне канала.

Наличие магнитного поля такого, что магнитное давление $H_0^2/8\pi$ становится порядка статического давления в потоке, приводит к качественному изменению картины течения. Спустя $\sim 5 \div 6$ мксек после начала расширения (передний фронт плазмы к этому времени достигает

радиуса канала $r \approx 70$ мм), на некотором расстоянии за слабосветящимся передним фронтом (фиг. 3, б, кадр 3) возникает ярко светящееся кольцо, которое до $r \approx 85$ мм движется со скоростью ~ 8 км/сек, а затем резко тормозится и скорость его уменьшается до $2 \div 3$ км/сек. От этой ярко светящейся зоны по направлению к центру канала отходит ударная волна. Она хорошо видна как на покадровой съемке процесса, так и на фоторазвертке фиг. 4. Наличие этой волны, как будет показано ниже, подтверждается также и измерениями давления. Сначала эта волна сносится набегающим потоком газа в сторону больших радиусов, затем

останавливается и начинает двигаться к центру канала со скоростью ~ 2 км/сек.

Результаты обработки осциллограмм давления для $H_0 = 3000$ э, приведенные на фиг. 5, показывают, что в центральной части канала распределение давления вдоль радиуса такое же, как и в отсутствие магнитного поля. Распределение давления показано здесь сплошными линиями, пунктирные линии — распределение плотности тока. Штрихпунктирной линией показано распределение давления при $H_0 = 0$. Номера кривых соответствуют, в порядке возрастания моментам времени $t = 4,5, 8, 12, 15, 20, 27$ и 37 мксек. Однако на больших радиусах датчики давления фиксируют существенное различие в протекании процесса. В момент времени $t = 12$ мксек (передний фронт плазмы к этому времени уже вышел за пределы канала) в зоне ярко светящегося кольца ($r \approx 80$ мм) возникает характерный пик давления, формирующийся затем в сходящуюся к центру ударную волну. Момент возникновения



Фиг. 5

этой волны и ее положение, найденные по результатам измерения давления, хорошо согласуются с синхронизованными с ними во времени фотোগрафиями процесса расширения (фиг. 3, 4). Давление во фронте вновь возникшей волны достигает $3 \div 3,5$ атм. В области за фронтом давление ~ 2 атм и сохраняется таким в течение всего времени существования ярко светящегося кольца.

Результаты измерения плотности тока, приведенные на фиг. 5, свидетельствуют о появлении максимума и в распределении тока (для слабых полей $H_0 \leq 1000$ э это распределение имеет монотонный характер). Величина плотности тока достигает ~ 1500 а/см², а полный ток, текущий через плазму в зоне максимума, $\sim 10^4$ а. Сопоставление распределений давления и плотности тока показывает, что возникающая зона повышенного давления первоначально соответствует максимуму плотности тока. Однако последующее интенсивное торможение в магнитном поле зоны максимальных токов приводит к формированию ударной волны, к отчетливому пространственному разделению зон максимальных токов и давлений. Это разделение не только сохраняется, но и увеличивается в позд-

ней стадии процесса за счет движения ударной волны к центру. Вместе с тем пространственное положение зоны интенсивно светящегося кольца однозначно связано с максимумом плотности тока.

Приведенная на фиг. 1 картина деформации поля в канале также подтверждает это (номера кривых здесь соответствуют в порядке возрастания моментам времени $t = 3, 6, 8, 10$ и 15 мксек). Ширина ярко светящейся зоны в среднем равна 2 см, величина электропроводности в ней, вычисленная по измеренным плотности тока, скорости, напряжениям магнитного и электрического полей, достигает $80-100$ ом⁻¹.см⁻¹. Эта величина превышает в ~ 10 раз значение электропроводности в этом месте потока при докритических магнитных полях и свидетельствует о существенном увеличении температуры плазмы в зоне ярко светящегося кольца. Причиной интенсивного нагрева воздуха может служить только высокое значение локальной плотности джоулевой диссипации, достигающей в начальной стадии процесса ~ 0.2 дж/см³, что превышает величину внутренней энергии газа и поэтому может обеспечить его быстрый разогрев.

В условиях эксперимента характерное время процесса, т. е. время прохождения передним фронтом всего канала, 10 мксек. Время развития токового слоя с момента его зарождения до достижения максимальной плотности тока, как видно из фиг. 5, $3 \div 5$ мксек. За начало отсчета времени, как уже говорилось выше, взят момент достижения передним фронтом плазмы радиуса 40 мм. Время существования токового слоя ~ 20 мксек, причем, как видно из приведенных иллюстраций, распад его происходил преимущественно вследствие интенсивного высвечивания и уменьшения плотности тока, вызванного резким падением скорости из-за торможения слоя в магнитном поле. В ряде случаев в моменты максимальных отрицательных ускорений на внешней границе токового слоя наблюдались характерные для рэлей-тейлеровской неустойчивости возмущения, величина которых возрастала до $20 \div 30\%$ ширины слоя. Однако ни разу не был зафиксирован случай распада слоя вследствие подобной неустойчивости. Наоборот указанные возмущения быстро затухали (за время $2 \div 5$ мксек), и тем самым восстанавливалась форма внешней границы. Этот факт находится в согласии с результатами [3], где показано, что граница плазма — магнитное поле является устойчивой при возрастающем магнитном поле, что как раз соответствует условиям эксперимента.

Поступила 26 IX 1973

ЛИТЕРАТУРА

1. Тихонов А. Н., Самарский А. А., Заключинский Л. А., Волосевич П. П., Дегтярев Л. М., Курдюмов С. П., Попов Ю. П., Соколов В. С., Фаворский А. П. Нелинейный эффект образования самоподдерживающегося высокотемпературного электропроводного слоя газа в нестационарных процессах магнитной гидродинамики. Докл. АН СССР, 1967, т. 173, № 4.
2. Дегтярев Л. М., Заключинский Л. А., Курдюмов С. П., Самарский А. А., Соколов В. С., Фаворский А. П. Развитие конечных локальных возмущений электропроводности в потоке слабопроводящего газа в присутствии магнитного поля. Теплофизика высоких температур, 1969, т. 7, № 3.
3. Кадомцев Б. Б. Гидромагнитная устойчивость плазмы. В сб. «Вопросы теории плазмы», вып. 2. М., Атомиздат, 1963.
4. Деревянко В. А., Заключинский Л. А., Кацнельсон С. С., Керкис А. Ю., Лебедев Е. Ф., Трынкина Н. А., Фомичев В. П. Исследование нестационарного взаимодействия сгустка проводящего газа с заданным электрическим контуром. ПМТФ, 1968, № 2.