

## ОБ ЭВОЛЮЦИИ ИОНИЗАЦИОННОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ ПЛАЗМЫ С НЕРАВНОВЕСНОЙ ИОНИЗАЦИЕЙ В МГД КАНАЛЕ

*Р. В. Васильева, А. В. Ерофеев, Д. Н. Мирианов, Т. А. Алексеева*

Исследуется развитие ионизационной (электротермической) неустойчивости при слабом МГД взаимодействии и параметрах Холла не более 3 в дисковом МГД канале, в котором индуцируется кольцевой фарадеевский ток и ток Холла не замкнут. Эксперимент проводился в ксеноне при условиях, когда скорость ионизации больше скорости рекомбинации. В результате обнаружено, что при увеличении параметра МГД взаимодействия увеличивается средняя проводимость плазмы, возрастает концентрация электронов в стратах, страты переориентируются в направлении среднего тока. Обсуждается действие пондеромоторной силы на стратифицированный поток, что приводит к раскачке газодинамических колебаний. В свою очередь эти колебания усиливают ионизационные колебания.

В работе изучается развитие ионизационной (электротермической) неустойчивости — неустойчивости, которая раньше других видов возникает в неравновесных МГД каналах и снижает эффективность преобразования электроэнергии МГД методом. Ионизационную неустойчивость можно характеризовать как неустойчивость заряженной компоненты плазмы, возникающую вследствие селективного нагрева электронов в электрическом поле при наличии магнитного поля и существенного холловского эффекта.

В основном эта неустойчивость исследуется при условии равновесной ионизации, которая реализуется в экспериментах с присадкой щелочного металла [1, 2], но, как показано в [3], неравновесная ионизация основного газа вносит свои коррективы в условия устойчивости. Кроме МГД каналов с присадкой щелочного металла, разрабатываются каналы, где в качестве рабочего вещества используется чистый инертный газ [4, 5]. В этих каналах, как правило, состояние газа далеко от ионизационного равновесия, и неустойчивость поэтому будет развиваться особым образом, что до сих пор изучено слабо. Условия развития неустойчивости в газе с неравновесной ионизацией исследовались в теоретической работе [6] в линейном приближении при предельных значениях волнового числа. Следует отметить, что до последнего времени при рассмотрении работы неравновесного МГД канала полагалось [2, 7], что развитие ионизационной неустойчивости в МГД каналах в системе координат, связанной с потоком, происходит так же, как и в газоразрядной, неподвижной плазме, т. е. не делалось попыток проанализировать влияние МГД взаимодействия на последующее развитие ионизационной неустойчивости. Здесь следует выделить работу, в которой экспериментально были обнаружены газодинамические возмущения [8], сопровождающие образование стримеров в МГД канале, где ионизационную неустойчивость предполагалось подавать путем полной ионизации присадки. Так что закономерно ожидать, что развитие ионизационной неустойчивости при воздействии на поток пондеромоторной силы может привести к возникновению новых эффектов. Данная работа направлена на восполнение обозначенных пробелов и посвящена изучению развития ионизационной неустойчивости в одноатомном газе с неравновесной ионизацией при различных значениях параметра МГД взаимодействия.

Эксперимент проводился в дисковом канале с радиальным истечением газа и осевым магнитным полем ( $j_\varphi = \sigma u B$ ,  $j_R = 0$ ). Поток ионизованного газа созда-

вался в ударной трубе. Установка и методы измерений описаны в [9]. В качестве рабочего вещества использовался ксенон. Исследования проводились в следующем диапазоне параметров:  $\alpha = 10^{-4} - 5 \cdot 10^{-3}$ ,  $St_0 = \sigma_0 B^2 R_0 / \rho_0 u_0 = 0.001 - 0.01$ ,  $\beta = 1 - 3$ ,  $M = 1.5 - 3$ . Максимальная величина магнитной индукции  $B = 1.3$  Тл. Длина зоны МГД взаимодействия 10 см. Длительность квазистационарной стадии течения 300—500 мкс. Рабочие режимы задавались перепадом давления на диафрагме. Было исследовано три газодинамических режима. Для этих режимов по методике [10] были определены параметры потока при входе в дисковый канал при  $R_0 = 2$  см. I режим:  $M_0 = 1.15$ ,  $T_{r0} = T_{e0} = 5500$  К,  $\alpha_0 = 10^{-4}$ ,  $n_{a0} =$

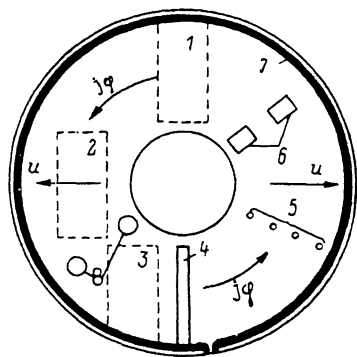


Рис. 1. Схема течения и расположение основных измерительных датчиков.

1, 2, 3 — участки канала, с которых с помощью СФР фотографируются светящиеся неоднородности; 4 — кассета со световодами для фотоэлектрической регистрации излучения; 5 — электроды; 6 — локальные индукционные катушки; 7 — индукционная катушка для измерения среднего тока; 8 — пьезодатчики.

$= 0.54 \cdot 10^{25}$  м $^{-3}$ ; II режим:  $M_0 = 1.21$ ,  $T_{r0} = T_{e0} = 5930$  К,  $\alpha_0 = 2.9 \cdot 10^{-4}$ ,  $n_{a0} = 0.625 \cdot 10^{25}$  м $^{-3}$ ; III режим:  $M_0 = 1.19$ ,  $T_{r0} = T_{e0} = 6740$  К,  $\alpha_0 = 1.1 \cdot 10^{-3}$ ,  $n_{a0} = 0.85 \cdot 10^{25}$  м $^{-3}$ .

На рис. 1 представлены схема течения в дисковом канале, размещение поворотных зеркал в пространстве между полюсниками электромагнита, направляющих свечение от дискового канала в фокальную плоскость скоростной кинокамеры СФР, у которой оптическая ось входной части находится под углом  $90^\circ$  к оси канала, и положение основных датчиков для измерения параметров потока. Особо следует выделить индукционные катушки, расположенные на поверхности диска. При определенной градуировке с помощью модельных катушек они позволяют измерять среднюю плотность тока в канале. Катушка 7 охватывает всю площадь диска, она не дает пространственного разрешения и измеряет некоторую среднюю плотность азимутального тока  $j_\phi$ . Маленькие катушки 6 расположены так, что их ось направлена по радиусу. Они измеряют локальное значение азимутальной составляющей плотности тока  $j_\phi$ . При повороте на  $90^\circ$  они измеряют радиальную составляющую. Пространственное разрешение этих катушек 3 мм.

Критические условия возникновения ионизационной неустойчивости при данных экспериментальных условиях были определены в [11]. Метод определения  $\beta_{кр}$  с учетом Рамзауровского эффекта изложен в [12]. В данной работе в основном исследуется развитие неустойчивости при закритических значениях магнитной индукции. При этом исследованию ведется при условиях, когда скорость ионизации газа больше скорости рекомбинации.

На рис. 2 для режима II приведены отдельные кинокадры, показывающие фрагменты страт (областей с повышенной температурой электронов), наблюдаемых на участках 1, 2, 3 камеры в соответствии с расположением зеркал. Было проведено фотометрирование кинокадров. Истинное положение светящихся неоднородностей на поверхности диска находилось с помощью специальной миры, и благодаря тому, что снималось большое число кадров (60) с малой скважностью (3.2 мкс), несфотографированные части страт могли быть восстановлены без большого ущерба для достоверности картины. В общих чертах кар-

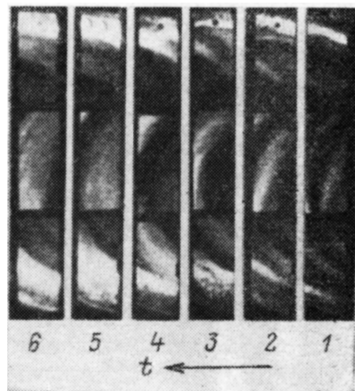


Рис. 2. Кинокадры светящихся неоднородностей, снятые с участка канала 1, 2, 3. Режим II.  $B = 0.94$  Тл, время между кадрами 12.8 мкс.

тина эволюции течения может быть описана следующим образом. Сначала появляется группа сравнительно мелких страт в виде дуг длиной 5—10 см и шириной 0.5—1 см, наклоненных к азимутальному направлению на 25—35°. Расстояние по азимуту между стратами около 2 см. По мере движения эти тонкие дуги увеличиваются в размере, усиливается интенсивность их свечения, они ориентируются ближе к направлению среднего тока. После того как эта группа страт покинула зону МГД взаимодействия, в начале зоны появляются более крупные и яркие страты длиной 15—20 см, ширина страт на их протяжении меняется от 1 до 5 см. Угол наклона страт к среднему току около 20° и уменьшается по мере их распространения вдоль канала. На длине канала находится одновременно одна-две крупные страты. Страты перемещаются вниз по потоку. Средняя радиальная скорость середины первых страт близка к скорости потока, скорость последующих страт несколько меньше. Скорость расширения страт по мере их движения в канале на порядок меньше скорости потока и по своим значениям близка к рассчитанным в соответствии с [2], где основной причиной движения границы страты относительно потока полагается движение фронта ионизации, обусловленное электронной теплопроводностью.

О степени возрастания концентрации электронов в неоднородностях можно судить по интенсивности сплошного излучения, регистрируемого с помощью фотоумножителей,  $J_{\nu} \sim n_e^2 T_e^{-0.5}$ . На рис. 3 приведены осциллограммы излучения при двух значениях магнитного поля, глубина модуляции излучения резко возрастает с ростом поля. На рис. 4 приведены значения осредненных по нескольким колебаниям максимальных значений интенсивности излучения и средних минимальных значений. Максимальные значения излучения соответствуют излучению в стратах. Характерным является то, что концентрация электронов в стратах возрастает с ростом поля. Излучение в областях между стратами в околоритической области несколько уменьшается, а затем растет по мере увеличения поля. Причем на больших радиусах  $n_e$  растет сильнее. Это связано с тем, что здесь сильнее МГД взаимодействие и неравновесная ионизация развивалась в течение большего времени.

На рис. 5, а показаны изменения проводимости плазмы с ростом  $B$  в двух сечениях канала для режима II. Здесь представлены средние локальные значения проводимости тока в азимутальном направлении, определяемые как  $\langle \sigma_x \rangle = \langle j_x \rangle / uB$ . При  $B > B_{кр}$  происходит некоторое увеличение  $\langle \sigma_x \rangle$  с ростом  $B$  причем более сильное на больших радиусах, что коррелирует с поведением интенсивности излучения. Аналогичная зависимость  $\langle \sigma_x \rangle = f(B)$  наблюдается при режимах I и III. На рис. 5, б представлены значения проводимости, осредненной по всей площади протекания азимутального тока, определяемой как  $\langle \sigma_0 \rangle = \langle j_0 \rangle / uB$  для трех режимов. Возрастание  $\langle \sigma_0 \rangle$  с полем сильнее, чем возрастание  $\langle \sigma_x \rangle$ . Это объясняется тем, что при измерении интегрального тока наибольший вклад вносят слои, прилегающие к измерительной катушке.

Следует отметить особенности поведения зависимости  $\langle \sigma \rangle = f(B)$ , свойственные данному эксперименту и отличающие его от других экспериментов по изучению ионизационной неустойчивости. Основные результаты до сих пор были получены для газов с присадкой щелочного металла. В этих экспериментах [1, 2], проведенных как в газоразрядной плазме, так и в МГД каналах, с увеличением

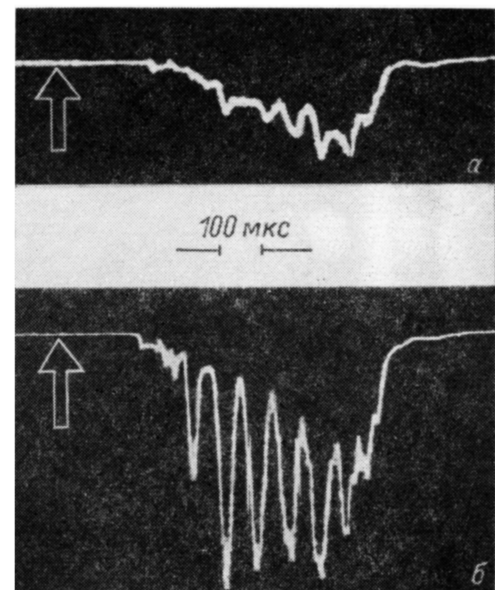


Рис. 3. Осциллограммы излучения. Режим II.

$R=0.07$  м. Стрелкой обозначен фронт ударной волны. В, Тл: а — 0.7, б — 1.

магнитного поля увеличивается локальное значение  $\beta$ , растут флуктуации параметров плазмы и вследствие последнего уменьшается значение  $\langle \sigma \rangle$ , что естественно должно привести к снижению эффективности МГД преобразования. Следует выделить работу [13], где при увеличении магнитного поля значение  $\langle \sigma \rangle$

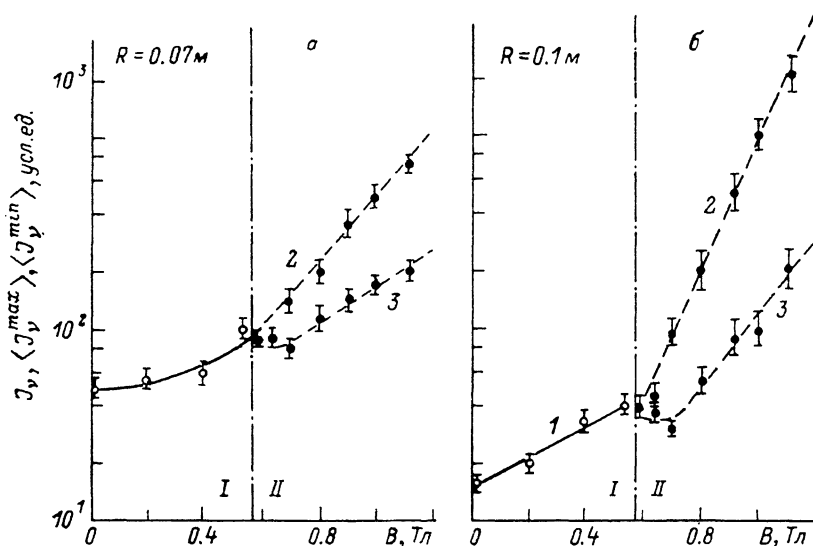


Рис. 4. Значения интенсивности сплошного излучения в устойчивом потоке (1), осредненные по нескольким колебаниям максимальные значения интенсивности (2), минимальные значения (3) при разных значениях магнитной индукции. Режим II.

I — область устойчивости, II — неустойчивости при  $R=0.07$  (а) и  $0.1$  м (б).

возрастает, но это сопровождается уменьшением флуктуации параметров, что, вероятно, обусловлено стабилизацией ионизационных колебаний созданием с ростом поля условий, необходимых для полной ионизации присадки. Однако и в этом эксперименте значение  $\langle \sigma \rangle$  остается существенно ниже расчетных

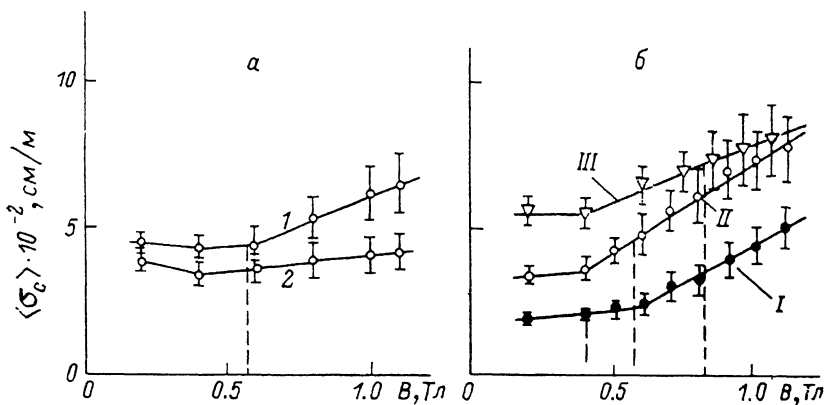


Рис. 5. Зависимости локальной проводимости от магнитной индукции на двух радиусах для режима II (а) и средней проводимости от магнитной индукции для трех режимов (б).

Штриховые линии — значения  $B_{кр}$ ,  $R=0.06$  м; а —  $R$ , м: 1 —  $0.1$ , 2 —  $0.06$ .

идеальных значений. Общие сложившиеся представления об эффективной проводимости плазмы в условиях с развитой ионизационной неустойчивостью заключаются в том, что она зависит от поля как  $B^{-1}$ . В условиях ионизируемой плазмы чистых инертных газов, как оказалось, наблюдается противоположное явление — возрастание  $\langle \sigma \rangle$  при  $B > B_{кр}$ . Эти противоположные тенденции связаны с состоянием плазмы и особенностями эволюции плазменных неоднородностей.

родностей при распространении их вдоль канала. В экспериментах с присадкой газ, как правило, находится в ионизационном равновесии. В слоях с повышенной температурой электронов степень ионизации газа возрастает согласно формуле Саха, в областях с пониженной температурой в соответствии с формулой Саха понижается и степень ионизации газа. Поэтому среднее значение концентрации электронов изменяется относительно слабо. При нелинейном развитии неустойчивости, как показано в [7, 14], со временем происходит насыщение концентрации электронов в стратах, что соответствует полностью ионизованной присадке. В случае ионизируемой плазмы чистого инертного газа в слоях с повышенной температурой происходит непрерывное увеличение степени ионизации газа, в то время как в слоях с пониженной температурой из-за малой скорости рекомбинации степень ионизации газа практически не изменяется. Поэтому средняя степень ионизации газа вдоль радиуса увеличивается.

Характерной особенностью исследуемого МГД течения является то, что при отсутствии неустойчивостей параметр Холла  $\beta = K_p (\omega_e / \langle v \rangle)$  слабо меняется вдоль радиуса и начиная с некоторого значения  $B$ , мало зависит от величины магнитной индукции. Объясняется это тем, что кинетический коэффициент  $K_p$ , обусловленный рамзауэровским эффектом, уменьшается с ростом  $\Omega = \omega_e / \langle v \rangle$ , и тем, что при увеличении  $B$  за счет развития ионизации и увеличения роли

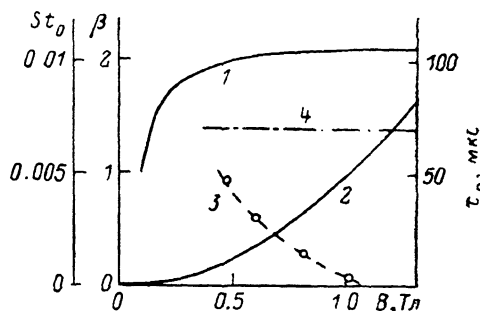


Рис. 6. Зависимости параметра Холла (1), параметра Стюарта (2) и времени развития неустойчивости (3) от величины магнитного поля для режима II.

4 — пролетное время.

кулоновских столкновений увеличивается значение  $\langle v \rangle$ . Значения  $\beta_{кр}$ , измеренные в середине канала, при всех трех режимах близки друг к другу и соответственно равны: I — 3.5, II — 2.2, III — 1.5. Но, как показал расчет и эксперимент [11], с ростом поля существенно сокращается время развития неустойчивости  $\tau_p$ . При заданном  $B$   $\tau_p$  определялось по тому, в каком сечении  $R_n$  электроды фиксируют возникновение флуктуаций. За начало области  $R_n^0$ , где существуют условия для развития неустойчивости, было принято  $R_n^0 = 4$  см. Тогда  $\tau_p = (R_n - R_n^0) / u$ .

На рис. 6 приведены значения времени развития неустойчивости и расчетные значения параметра Холла при  $R_n^0$ . Здесь же приведены значения начального параметра Стюарта  $St_0 = \sigma_0 B^2 R_0 / \rho_0 u_0$ . Видно, что степень критичности по параметру Холла невелика и с ростом поля растет слабо, в то время как временной параметр критичности  $(\tau_{пр} - \tau_p) / \tau_{пр}$  (где  $\tau_{пр}$  — пролетное время), который также характеризует степень удаления общего состояния плазмы в канале от линейной стадии развития неустойчивости, с ростом поля растет сильно.

Действие пондеромоторной силы на стратифицированный поток до сих пор не изучалось. Возможно, что действие этой силы вызывает и переориентацию страт, поскольку наиболее удаленные от начала зоны части страт тормозятся сильнее. Коль скоро страты приближаются к азимутальному направлению в первом приближении их можно рассматривать как концентрические кольцевые области повышенной проводимости. При МГД взаимодействии потока, в котором создан высокопроводящий слой, с поперечным магнитным полем на передней границе токового слоя образуется волна разрежения, от задней границы отходят волны сжатия. Сжатие потока уменьшает неравновесность плазмы, и поэтому здесь нет условий для усиления ионизационных колебаний. А со стороны передней границы могут возникнуть условия для усиления колебаний. Поэтому представляется целесообразным более конкретно оценить изменения газодинамических параметров у передней границы страт. Это можно сделать на основе результатов расчета [9], используя соответствующие крите-

при подобия. В задаче [9] рассматривалось течение за падающей ударной волной, в котором проводимость на входе в канал включалась скачком спустя некоторое время после начала процесса и затем оставалась постоянной. Чтобы промоделировать процессы на передней границе достаточно широкой страты (настолько широкой, чтобы не чувствовалось влияние задней границы, например страты шириной 4 см), течение в МГД канале описывается следующим образом [15]. Полагается, что МГД взаимодействие начинается с такого радиуса, на котором образовалась широкая страта, газ сначала был непроводящим, затем начиная с некоторого момента времени он становится проводящим, далее проводимость считается постоянной и равной средней проводимости в МГД канале при исследуемом экспериментальном режиме. Процессы, происходящие на границе проводящего газа, аналогичны процессам на передней границе широкой страты. Расчет показал, что для II режима при  $B=0.85$  Тл за то время, что граница проводящего газа прошла расстояние 4 см, в потоке вблизи нее произошли существенные структурные изменения. Образовался контактный разрыв, так что плотность в страте оказалась примерно на 10 % ниже, чем в невзаимодействующем потоке. Область пониженной плотности занимает примерно половину ширины страты. Соответственно в страте возросла температура газа. Возможно, этим механизмом обуславливается экспериментально зафиксированное в [8] уменьшение плотности газа под стримерами, образующимися в электродных МГД каналах с полностью ионизованной присадкой. Полученное таким образом распределение газодинамических параметров в страте служит начальным условием для последующей задачи о повышении расслоения температур тяжелой и электронной компонент плазмы и более быстром развитии ионизации. Уменьшение плотности приводит к увеличению селективного нагрева электронов. Оценки показали, что если при непрерывном распределении проводимости при заданном поле расслоение температур ( $T_e - T$ )/ $T$  равно примерно 4, то при наличии страты у ее передней границы расслоение температур будет на 20 % выше, что приводит к более интенсивному развитию ионизации, повышению проводимости и соответственно к углублению газодинамического разрыва. Торможению страт препятствует кинетическая энергия слоев с малой проводимостью. Таким образом, происходит дальнейшее усиление колебаний и вовлечение в них нейтральной компоненты. Эти колебания можно рассматривать как особые низкочастотные акустические колебания, в которых образование ионизационных страт служит основой для акустических возмущений, приводящих к последующему усилению страт вблизи их передней границы.

При исследуемых режимах после некоторого промежутка времени от начала МГД взаимодействия при  $B > 1.0$  Тл в конце канала появляются скачки МГД торможения. Структура их показана в [16], где было отмечено, что в ионизационно-неустойчивом потоке скачок торможения образуется при непредсказуемо низких значениях начального параметра Стюарта. В [9] предложена аппроксимационная формула положения скачка торможения в ламинарном, устойчивом потоке  $R_{cx}/R_0 = \sqrt{1/\gamma St_0}$ . Оказывается, что при наличии ионизационных страт скачок торможения возникает при значениях  $St_0$  в 2—3 раза более низких, чем при ламинарном течении. Причем этот эффект не может быть объяснен увеличением средней проводимости, так как это увеличение незначительно. Вероятно, к более раннему образованию скачка торможения приводят серии волн сжатия, возникающих при торможении потока на стратах.

Таким образом, в результате работы изучена эволюция ионизационной неустойчивости, возникающей при МГД взаимодействии неравновесно ионизованного одноатомного газа. Обнаружен новый эффект, заключающийся в том, что при увеличении магнитного поля средняя проводимость плазмы не падает, а несколько увеличивается, что обусловлено тем, что происходит увеличением концентрации электронов в стратах и переориентацией страт в направлении среднего тока. Предложен новый, газодинамический, механизм перекачки энергии от потока к электронной компоненте, приводящий к усилению страт и одновременно созданию газодинамических неоднородностей.

- [1] *Velikhov E. P., Goluber V. S., Dykhne A. M.* // *Atom. Energy Rev.* 1976. Vol. 14. N 2. P. 325—385.
- [2] *Педоспасов А. В., Хаит В. Д.* Колебания и неустойчивости низкотемпературной плазмы. М.: Наука, 1979. 168 с.
- [3] *Nakamura T., Riedmüller W.* // *AIAA J.* 1974. Vol. 12. N 2. P. 661—668.
- [4] *Генкин А. Л., Горячев В. Л., Думенский Н. П., Ременный А. С.* // *ТВТ.* 1980. Т. 18. № 4. С. 852—856.
- [5] *Славин В. С., Кулиев С. Н.* // *МГД теория, энергетика, технология.* Сараево, 1987. № 3. С. 41—45.
- [6] *Генкин А. Л., Горячев В. Л., Ременный А. С.* и др. // *Тез. докл. VIII Междунар. конф. по МГД преобразованию энергии.* М., 1983. Т. 4. С. 115—121.
- [7] *Loubsky W. J., Louis J. F., Misra B.* // *Proc. VIII Intern. Conf. on MHD Electrical Power Generation.* Moscow, 1983. Vol. 4. P. 193—200.
- [8] *Bosma J. C. N., Veefkind A., Uhlenbusch J. F., Rietjens L. H. Th.* // *Proc. XXIII Symp. on Eng. Aspects of MHD.* Somers, 1985. P. 450—460.
- [9] *Васильева Р. В., Ерофеев А. В., Зуев А. Д.* и др. // *ЖТФ.* 1987. Т. 57. Вып. 2. С. 251—263.
- [10] *Васильева Р. В., Ерофеев А. В., Мирианов Д. Н., Тхорик Л. Г.* // *ЖТФ.* 1980. Т. 50. Вып. 8. С. 1696—1705.
- [11] *Ерофеев А. В., Алексеева Т. А., Васильева Р. В.* // *Письма в ЖТФ.* 1988. Т. 14. Вып. 9. С. 809—813.
- [12] *Ерофеев А. В., Михайлова Е. Ю., Васильева Р. В.* // *Тез. докл. VI Всесоюзн. конф. по физике низкотемпературной плазмы.* Л., 1983. Т. 2. С. 435—437.
- [13] *Narada N., Yamasaki H., Oyake T.* et al. // *Proc. VIII Intern. Conf. on MHD Electrical Power Generation.* Moscow, 1983. Vol. 4. P. 181—184.
- [14] *Mesland A. J.* // *Proc. VIII Intern. Conf. on MHD Electrical Power Generation.* Moscow, 1983. Vol. 4. P. 130—135.
- [15] *Васильева Р. В., Ерофеев А. В., Мирианов Д. Н.* и др. // *Тез. докл. VII Всесоюзн. конф. по физике низкотемпературной плазмы.* Ташкент, 1987. Т. 1. С. 251—252.
- [16] *Васильева Р. В., Ерофеев А. В., Зуев А. Д.* // *ЖТФ.* 1986. Т. 56. Вып. 6. С. 1125—1129.

Физико-технический институт  
им. А. Ф. Иоффе АН СССР  
Ленинград

Поступило в Редакцию  
28 апреля 1988 г.