

03;04;12

## Развитие ионизации в неравновесной плазме инертных газов в магнитогазодинамических каналах

© Р.В. Васильева, Е.Д. Дьяконова, А.В. Ерофеев, Т.А. Лапушкина

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,  
194021 Санкт-Петербург, Россия

(Поступило в Редакцию 5 июня 1998 г.)

Исследованы эффекты, сопровождающие взаимодействие потока предварительно ионизованного инертного газа с магнитным полем: селективный нагрев электронов, развитие неравновесной ионизации, возникновение ионизационной неустойчивости. Измерены локальные и средние значения концентрации и температуры электронов, определена средняя скорость ионизации. Обнаружено, что средняя концентрация электронов возрастает с ростом магнитной индукции как в устойчивой, так и в ионизационно неустойчивой плазме. Выявлено различие в скоростях развития ионизации для этих двух состояний. Установлен механизм связи между средней скоростью ионизации в ионизационно неустойчивой плазме и пространственно-временными характеристиками плазменных неоднородностей.

Работа является продолжением цикла работ по изучению возможности использования чистых инертных газов в качестве рабочего вещества неравновесных магнитогазодинамических (МГД) каналов [1–5]. Исследования проводились как при магнитных полях, меньших критических значений по отношению к развитию ионизационной неустойчивости, так и при закритических значениях магнитного поля. Особое внимание уделялось изучению развития ионизации в ионизационно неустойчивой плазме. Следует отметить, что в основном изучение ионизационной неустойчивости проводилось в инертных газах с присадкой щелочного металла [6]. В этом случае ионизация газа определяется ионизацией присадки, степень ионизации в начальном состоянии и в неоднородностях близка к равновесным значениям, определяемым температурой электронов, максимальная концентрация электронов в неоднородностях ограничивается полной ионизацией присадки. Отличие ионизационных процессов в чистых инертных газах обуславливается тем, что при параметрах плазмы, свойственных МГД каналам, характерное время рекомбинации и ионизации в них на порядки больше, чем в щелочных металлах, поэтому состояние плазмы далеко от равновесного. Кроме того, нет ограничений на максимальные значения концентрации электронов. В этом заключается новизна исследуемого объекта по отношению к использовавшимся прежде. Как оказалось, ионизационно неустойчивая плазма чистых инертных газов обладает необычным свойством. Ранее было обнаружено, что в ней эффективная проводимость возрастает при увеличении магнитного поля [1–3]. В настоящем исследовании основное внимание уделяется изучению структуры неоднородностей, времени их жизни, нахождению корреляции между локальными значениями температуры и концентрации электронов в неоднородностях и их средними значениями, определению средней скорости ионизации.

Эксперимент проводился в дисковом МГД канале, сопряженным с ударной трубой, в которой создавался

поток термически ионизованного газа. В дисковом МГД канале индуцировался кольцевой фарадеевский ток, ток Холла при этом не был замкнут. Длина зоны МГД взаимодействия 0.1 м, высота канала 0.01 м. В МГД канале числа Маха потока находятся в диапазоне значений 4–2, значения параметра МГД взаимодействия находятся в диапазоне 0–0.05, параметра Холла — 0–4, значения проводимости — 100–600 S/m. Описание установки и методов измерения содержится в [1–4]. Температура электронов определялась по спаду континуума в ближней ультрафиолетовой области спектра, концентрация электронов — по интенсивности излучения в континууме [5]. В качестве эталона использовались параметры потока за падающей ударной волной в ударной трубе, близкие по значению к параметрам в МГД канале. Эксперимент проводился в ксеноне при трех газодинамических режимах I, II и III, задаваемых числами Маха ударной волны в ударной трубе 6.4, 6.9 и 8.4 соответственно; начальное давление в камере низкого давления — 26 mm Hg. Основная часть экспериментов получена для II режима. Схема установки показана на рис. 1.

Динамика развития светящихся неоднородностей (магнитных страт) исследовалась высокоскоростной кинока-

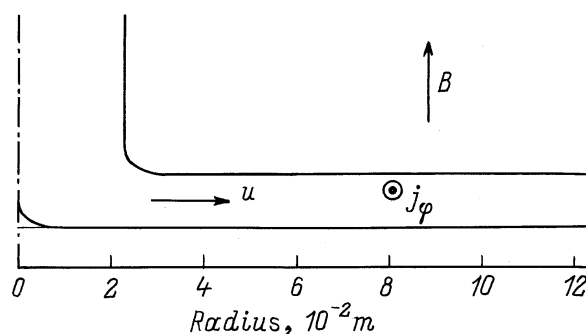
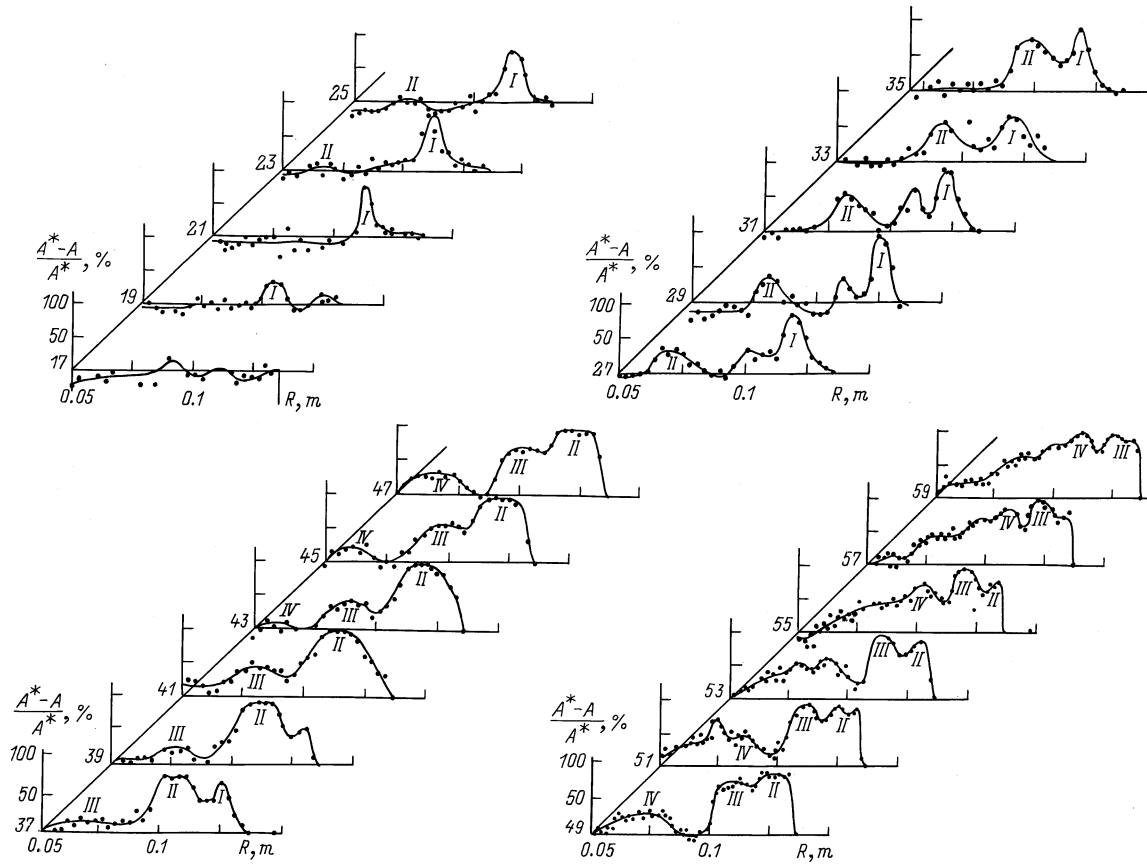
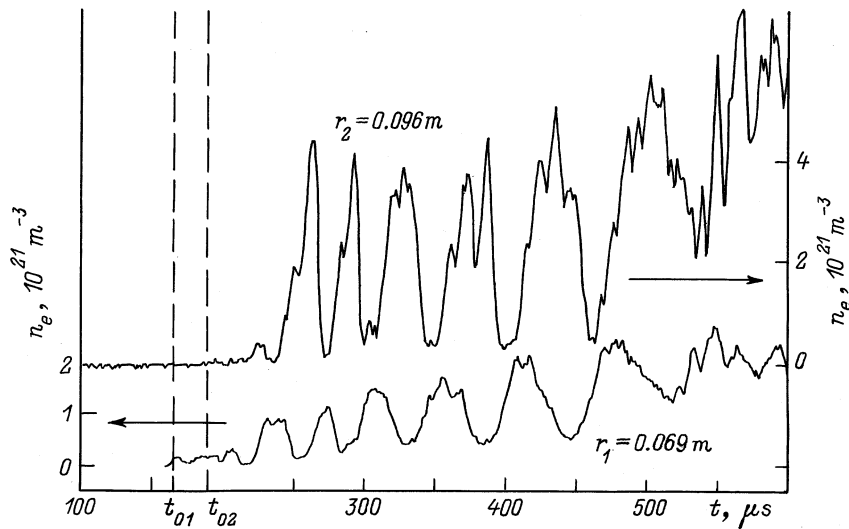


Рис. 1. Схема МГД канала.



**Рис. 2.** Фотометрирование кинокадров вдоль радиуса.  $A$  — текущие показания микрофотометра,  $A^*$  — показания на вуали. Цифры у разверток — номера кинокадров. Интервал  $3.2 \mu s$ . Римские цифры — номера появляющихся страт. II режим.  $B = 1T$ .



**Рис. 3.** Изменения концентрации электронов со временем на двух радиусах. II режим.  $t_{01}$  и  $t_{02}$  — время прихода фронта ударной волны в 1-е и 2-е измерительное сечение.

мерой, которая при помощи поворотных зеркал регистрировала фрагменты дискового канала. Анализ кинокадров показал, что страты имеют форму спиц, наклоненных примерно под углом  $20^\circ$ – $30^\circ$  к азимутальному направлению, расстояние по азимуту между ними около  $90^\circ$ , расстояние по радиусу около  $0.03$  м, на длине канала одновременно располагаются 2–3 страты. Страты возникают с определенной скважностью, скорость распространения страт близка к скорости потока. По мере распространения вдоль канала страты увеличивают свою светимость, несколько расширяются, ориентируются ближе к направлению начального тока и усложняют свою структуру. На рис. 2 приведены результаты фотометрирования киноплёнки вдоль радиуса канала. Следует обратить внимание, что по оси ординат нанесены относительные показания микрофотометра, максимальные значения которого находятся за пределами линейного почернения пленки. Здесь можно проследить за возникновением отдельных страт и увеличением их светимости при распространении вдоль канала. Страты, раз возникнув, не распадаются. Время их жизни больше пролетного времени. Более детально можно проследить за эволюцией страт по обработке осциллограмм излучения, регистрируемых фотоумножителями на двух радиусах  $r_1$  и  $r_2$  и одном азимуте. На рис. 3 для II режима показаны изменения концентрации электронов на двух радиусах по мере того, как различные объемы плазмы проходят мимо измерительного окна. Повышение средней концентрации электронов с течением времени обусловлено конечным временем ионизационной релаксации в пробке ударно-сжатого газа. На приведенных флуктуациях концентрации электронов можно выделить крупномасштабные неоднородности и на их фоне мелкомасштабные неоднородности, которые более явно выделяются на дальнем радиусе. За пролетное время  $4.5 \cdot 10^{-4}$  с проходит около 8 крупномасштабных страт. Принимая во внимание, что  $\Delta r = u\Delta t$  и скорость потока около  $10^3$  м/с, можно оценить поперечный размер крупномасштабной страты, он составляет  $0.02$ – $0.3$  м. Видно, что крупномасштабные страты следуют с интервалом  $3 \cdot 10^{-5}$ – $5 \cdot 10^{-5}$  с, сдвиг по времени между появлением страт в 1-м и во 2-м сечениях по величине близок ко времени прохождения страты расстояния ( $r_2 - r_1$ ). Мелкомасштабные неоднородности размером  $0.01$  м и менее возникают к концу канала и развиваются в крупномасштабных неоднородностях с повышенной концентрацией электронов. Здесь прослеживается некоторая аналогия с развитием классической турбулентности [7], когда мелкомасштабные пульсации рассматриваются как мелкая детальная структура, наложенная на крупномасштабную неоднородность. В магнитных стратах по мере их перемещения концентрация электронов увеличивается.

На рис. 4 приведены значения концентрации и температуры электронов во флуктуациях, которые проходят мимо измерительного окна на  $r = 0.096$  м для  $B = 1$  Т. Выделена средняя часть пробки горячего газа. Видно, что в основном в областях с повышенной температу-

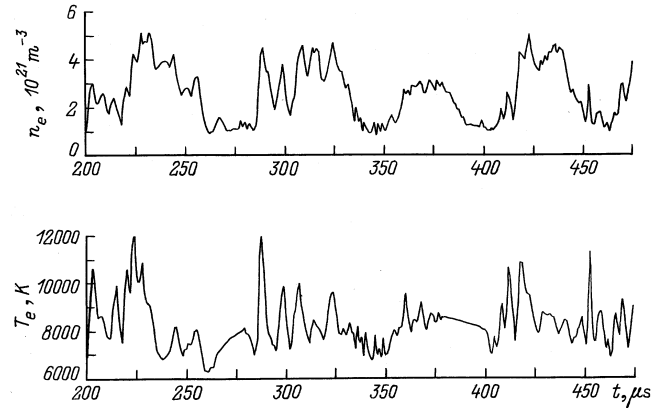


Рис. 4. Изменения концентрации и температуры электронов в неоднородностях при  $r_2 = 0.096$  м. II режим.

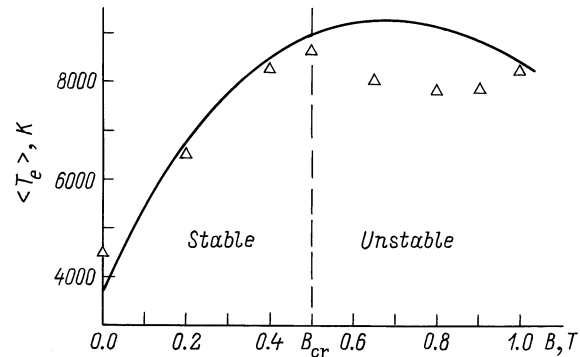
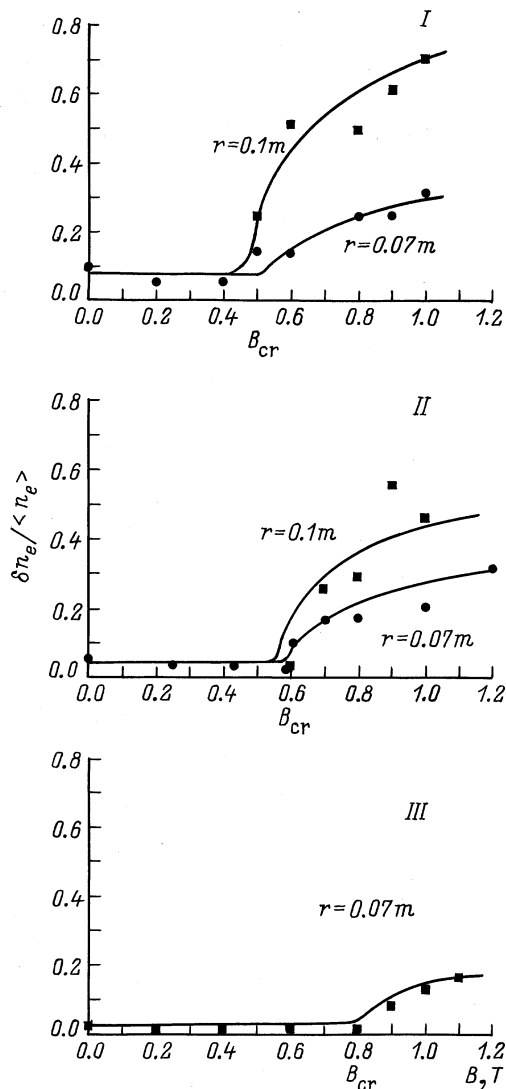


Рис. 5. Средняя температура электронов при различных значениях магнитной индукции. Значки — эксперимент, кривая — расчет в предположении устойчивой плазмы.

рой наблюдается повышенная концентрация электронов и наоборот: в областях с пониженной температурой концентрация электронов оказывается также пониженной. В крупномасштабных неоднородностях максимальные и минимальные значения концентрации электронов различаются  $k_d$  примерно в 3–3.5 раза, температура электронов при этом изменяется от 8500 до 7000 К. В мелкомасштабных неоднородностях концентрация электронов меняется слабее, примерно на 50%, в то время как температура достигает более высоких значений — 10 000–11 000 К.

Тот факт, что концентрация электронов возросла незначительно, обусловлен, вероятно, тем, что мелкомасштабные неоднородности возникли позднее и время их жизни недостаточно для сильного развития ионизации. Следует отметить, что наиболее низкие значения  $T_e$  оказываются выше значений на входе в канал.

На рис. 5 для II режима представлены средние по каналу значения температуры электронов. Значения  $\langle T_e \rangle$  на этих двух радиусах  $r_1$  и  $r_2$  практически не отличаются друг от друга. Здесь же представлена расчетная зависимость  $T_e = f(B)$ , выполненная в предполо-



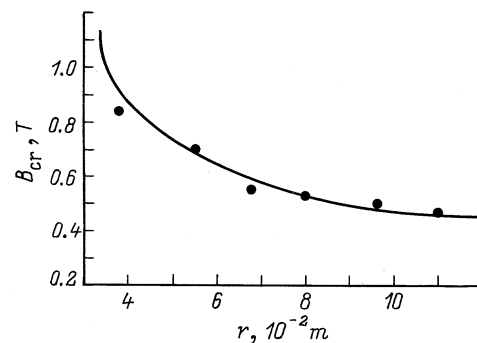
**Рис. 6.** Значения относительных флуктуаций концентрации электронов при различных значениях магнитного поля для режимов I–III.

жени устойчивой плазмы. Эта кривая демонстрирует особенности процесса на столкновительном уровне. Зависимость  $T_e = f(B)$  немонотонна, при увеличении  $B$  значения  $T_e$  падают, так как вследствие развития ионизации увеличивается роль кулоновских столкновений, что приводит к увеличению частоты передачи энергии и соответственно к уменьшению селективного нагрева электронов. Кроме того, на селективный нагрев электронов влияет некоторое уменьшение скорости потока вследствие действия пондермоторной силы. На среднем для исследуемого промежутка радиусе ( $r = 0.085\text{ м}$ ) при возрастании  $B$  от 0 до 1Т скорость потока падает от  $1.2 \cdot 10^3$  до  $1.0 \cdot 10^3\text{ м/с}$ , расчетные значения концентрации атомов увеличиваются от  $1.0 \cdot 10^{24}$  до  $1.2 \cdot 10^{24}\text{ м}^{-3}$ . Расчетные значения температуры тяжелого компонента увеличиваются более существенно — от 1800 до 5500 К. Измерения  $T_e$ , проведенные в области

устойчивости, показывают хорошее согласие с расчетными данными. Средние значения  $T_e$  в ионизационно неустойчивой плазме оказываются меньше значений, рассчитанных в предположении устойчивости. Следует отметить, что предыдущие эксперименты показали, что эффективная проводимость ионизационно неустойчивой плазмы с ростом магнитного поля увеличивается [1,3]. Это обстоятельство должно было бы привести к более интенсивному джоулеву нагреву электронов, однако этого не происходит, вероятно, по той причине, что часть джоулевой энергии теряется во флуктуациях [8].

Степень развития неустойчивости, выраженная в величине относительной флуктуации  $n_e$ , зависит от степени закритичности магнитного поля  $B/B_{cr}$ . На рис. 6 показаны среднеквадратичные относительные флуктуации  $n_e$  при различных значениях  $B$  для трех режимов. Значения  $B_{cr}$  определяются по резкому возрастанию флуктуаций: чем больше значение  $B$  по сравнению с  $B_{cr}$ , тем выше уровень флуктуаций. Для заданного радиуса значения  $B_{cr}$  возрастают от режима к режиму. Причина этого связана с отличием в значениях степеней ионизации газа на входе в МГД канал:  $\alpha_{0I} = 10^{-4}$ ,  $\alpha_{0II} = 3 \cdot 10^{-4}$ ,  $\alpha_{0III} = 1.1 \cdot 10^{-3}$ . При больших степенях ионизации за счет увеличения роли кулоновских столкновений увеличивается частота передачи импульса, что приводит к уменьшению селективного нагрева электронов, увеличению характерного времени ионизации и соответственно к увеличению времени развития неустойчивости. Поэтому, для того чтобы неустойчивость возникла на заданном радиусе, требуется увеличение магнитного поля. Более детально значения  $B_{cr}$  на различных радиусах были определены для II режима. Эти данные представлены на рис. 7. Чем больше магнитное поле, тем ближе ко входу в канал возникают неоднородности, тем больше время их жизни в МГД канале и тем сильнее флуктуации, наблюдаемые к концу канала.

На рис. 8 показаны значения средней по каналу концентрации электронов при различных значениях магнитного поля на различных радиусах для трех режимов. Каждая точка получена в результате обработки нескольких осциллограмм. Видно, что значение  $\langle n_e \rangle$  растет с ростом  $B$  и увеличивается вдоль радиуса. Сильнее всего  $\langle n_e \rangle$



**Рис. 7.** Зависимость критического магнитного поля от радиуса канала. II режим.

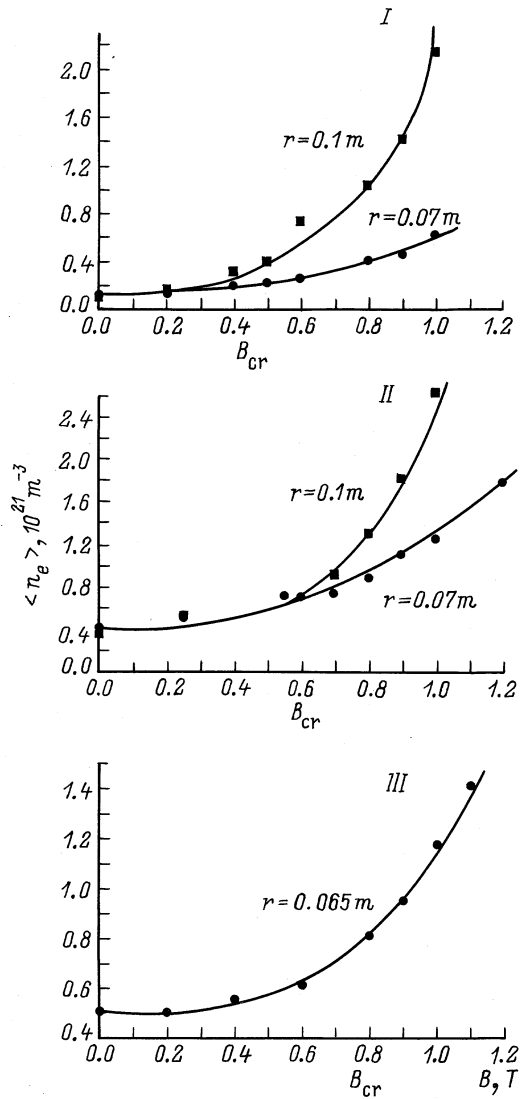


Рис. 8. Значения средних концентраций электронов в зависимости от магнитной индукции для режимов I–III.

возрастает в I режиме, где достигается более высокая степень за критичности магнитного поля и слабее всего в III режиме, где степень за критичности ниже. Во всех случаях значения концентрации электронов оказываются существенно ниже равновесных значений, соответствующих средним значениям температуры электронов.

Значения средних скоростей ионизации были оценены по обработке результатов нескольких измерений  $\langle T_e \rangle$  и  $\langle n_e \rangle$ , выполненных на двух радиусах:  $r_1 = 0.069 \text{ m}$ ,  $r_2 = 0.096 \text{ m}$ ,

$$\frac{\Delta \langle n_e \rangle}{\Delta t} = \frac{\langle n_{e2} \rangle - \langle n_{e1} \rangle}{\Delta t} - \frac{\langle n_{e1} \rangle}{n_{a1}} \cdot \frac{n_{a2} - n_{a1}}{\Delta t}.$$

Второй член учитывает малые поправки, связанные с изменением концентрации атомов, и берется из расчетных данных. Принимая во внимание, что скорость потока ( $u$ ) на этом участке канала меняется незначи-

тельно,  $\Delta t = (r_2 - r_1)/u$ . Измеренные таким образом скорости ионизации сравниваются с расчетными значениями, определенными для средних значений температур и концентрации электронов,

$$\frac{\Delta \langle n_e \rangle}{\Delta t} = \frac{\langle n_{e1} \rangle}{\Delta t} [\exp(t_{fl}/\langle \tau_i \rangle) - 1],$$

$$t_{fl} = (r_2 - r_1)/u, \quad \langle \tau_i \rangle = \frac{1}{K_i \cdot \langle T_e \rangle \cdot \langle n_a \rangle},$$

где  $t_{fl}$  — пролетное время,  $\tau_i$  — время ионизации.

Значения коэффициента ионизации  $K_i$  взяты из [9]. Рекомбинация играет незначительную роль, поэтому не учитывается. Результаты обработки приведены на рис. 9. В области устойчивой плазмы при  $B < B_{cr}$  измерительные скорости ионизации оказались меньше расчетных значений. Однако отклонение лежит в рамках погрешности эксперимента, так как  $\Delta n_e$  в этой области определяется как малая разница больших величин и точность определения не превышает 50%, ошибка в измерении  $T_e$  3% дает погрешность в определении коэффициента ионизации также около 50%. В области ионизационно неустойчивой плазмы  $B > B_{cr}$  средняя скорость ионизации оказывается, наоборот, существенно больше значений, рассчитанных для средних значений температур. Это в первую очередь связано с тем, что в развитии ионизации доминирующую роль в увеличении средней концентрации электронов играют области с повышенной температурой.

Общая картина развития неустойчивости выглядит следующим образом. В плазме появляются флуктуации температуры электронов, в соответствии с законами кинетики изменяется степень ионизации. В слоях с повышенной температурой, наклоненных под определенным углом к начальному току за счет возникновения добавочных токов, обусловленных наличием градиента концентрации электронов в поперечном магнитном поле, выделяется дополнительная мощность, которая может превышать рост потерь энергии электронов при соударениях с тяжелым компонентом плазмы. Это в свою очередь увеличивает температуру электронов и степень

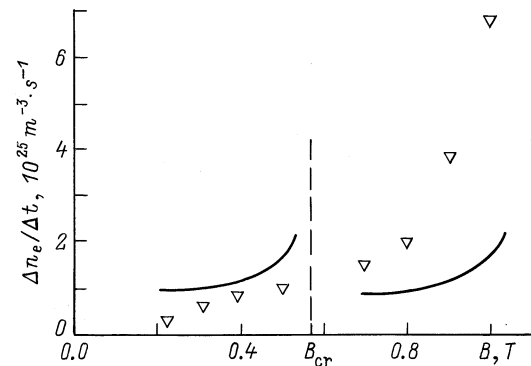


Рис. 9. Зависимость средней скорости ионизации от величины магнитной индукции. II режим. Значки — эксперимент, кривая — расчет.

ионизации. Таким образом, происходит раскачка колебаний. Линейный анализ [1] показал, что в ионизируемой плазме, где степень ионизации газа много меньше равновесных значений, ионизационная неустойчивость может возникнуть при сколь угодно малых значениях параметра Холла, но чем меньше значение параметра Холла, тем больше время развития ионизационной неустойчивости. Время развития неустойчивости по порядку величины сравнимо с характерным временем ионизации. Поэтому понятие критического магнитного поля, как показали результаты данного эксперимента, имеет смысл только для определенного радиуса МГД канала и означает, что в этом сечении селективный нагрев электронов достаточно велик для того, чтобы характерное время ионизации было меньше пролетного времени. Нелинейная стадия развития ионизационной неустойчивости, как следует из анализа экспериментальных данных, происходит таким образом. Изначально при потере устойчивости плазмы относительно малых колебаний температуры электронов и, следовательно, концентрации в плазме возникают крупномасштабные области с повышенной и пониженной температурой электронов. При этом средние значения температуры электронов определяются балансом энергии для электронов и существенно превосходят газовую температуру. Оказывается, что эти неоднородности являются долгоживущими образованиями, по крайней мере время их жизни больше пролетного времени. В первом приближении можно считать, что объемы плазмы как бы "вморожены" в эти области. С течением времени в более горячих областях (стратах) по мере раскачки колебаний температура электронов увеличивается, в них возрастает концентрация электронов. В областях с пониженной температурой концентрация электронов ввиду большого характерного времени рекомбинации существенно не изменяется. Таким образом, в плазме возрастают средние значения проводимости. По мере развития крупномасштабных неоднородностей в конце канала наступает бифуркация состояния плазмы и на фоне крупномасштабных страт появляются мелкомасштабные неоднородности с более высокими значениями температуры электронов. Вероятно, при дальнейшем увеличении магнитного поля или увеличении длины канала может произойти разрушение страт и образоваться нерегулярное, турбулентное распределение концентрации электронов и токов. Результаты данной работы относятся к этой фазе развития ионизационной неустойчивости, когда в ней существуют регулярные структуры. Далее, коль страты имеют вытянутую форму в виде спиц и приближены к направлению фарадеевского тока, то увеличение средней проводимости, несмотря на стратификацию потока, приводит к увеличению эффективной проводимости и соответственно к увеличению джоулева нагрева. Этим объясняется наблюдаемое в эксперименте возрастание концентрации электронов при перемещении вдоль радиуса и средней концентрации электронов при увеличении магнитной индукции.

Работа осуществлялась при поддержке РФФИ, грант № 98-01-01121.

## Список литературы

- [1] Васильева Р.В., Генкин А.Л., Горячев В.Л. и др. Неравновесная плазма инертных газов с неравновесной ионизацией и МГД генераторы. СПб.: ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 1991. 206 с.
- [2] Васильева Р.В., Дьяконова Е.А., Ерофеев А.В. и др. // ЖТФ. 1997. Т. 67. Вып. 12. С. 6–11.
- [3] Лапушкина Т.А., Васильева Р.В., Ерофеев А.В., Зуев А.Д. // ЖТФ. 1997. Т. 67. Вып. 12. С. 12–15.
- [4] Erofeev A.V., Vasil'eva R.V., Zuev A.D. et al. // 12<sup>th</sup> Intern. Conf. on MHD Electrical Power Generation. Yokohama (Japan), 1996. Vol. 1. P. 74–82.
- [5] Лапушкина Т.А., Дьяконова Е.А., Васильева Р.В. // Письма в ЖТФ. 1998. Т. 24. Вып. 2. С. 58–62.
- [6] Недоспасов А.В., Хаит В.Д. Основы физики процессов в устройствах с низкотемпературной плазмой. М.: Энергоатомиздат, 1991. 224 с.
- [7] Ландау Л.Д., Лившиц Е.М. Механика сплошных сред. М., 1954. 796 с.
- [8] Васильева Р.В., Дьяконова Е.А., Ерофеев А.В., Лапушкина Т.А. // Письма в ЖТФ. 1998. Т. 24. Вып. 14. С. 48–53.
- [9] Биберман А.М., Воробьев В.С., Якубов И.Т. // ТВТ. 1969. Т. 7. № 4. С. 593–603.