

## Исследование холловского МГД канала, работающего на ионизационно неустойчивой плазме инертных газов

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

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

(Поступило в Редакцию 10 июня 1996 г.)

Исследовалась возможность использования ионизационно-неустойчивой плазмы чистых инертных газов в качестве перспективного рабочего вещества МГД генератора закрытого цикла. Эксперимент проводился в модели дискового холловского МГД канала. Поток ионизованного газа создавался в ударной трубе. В качестве рабочего газа использовался ксенон. В эксперименте измерялись давление газа, скорость потока, концентрация и температура электронов, плотность азимутального тока, распределение потенциала в канале и величины приэлектродного падения напряжения. Снимались вольт-амперные характеристики при различных значениях магнитного поля и сопротивлениях нагрузки. Результаты эксперимента показали, что в ионизационно-неустойчивой плазме инертных газов без присадки щелочного металла эффективная проводимость в холловском канале существенно увеличивается при увеличении степени закритичности магнитного поля, величина снимаемой максимальной удельной мощности при этом растет быстрее, чем удельная мощность, рассчитанная в предположении "замороженной" ионизации.

В предыдущих работах авторов [1–3] при исследовании течения ионизованного газа в поперечном магнитном поле было обнаружено, что средняя проводимость инертных газов без присадки щелочных металлов увеличивается по мере развития ионизационной неустойчивости, в то время как при аналогичных условиях при использовании традиционного рабочего вещества — инертного газа с щелочной присадкой она уменьшается [4]. Было показано, что одной из причин этого эффекта является то, что развитие ионизации в осцилляциях с повышенной температурой не ограничено, как в случае полной ионизации присадки, а происходит свободно в соответствии с законом кинетики. В областях с пониженной температурой рекомбинация инертных газов происходит медленнее, чем в газах с присадкой. Образующиеся в плазме неоднородности располагаются под определенным углом к направлению среднего тока, поэтому эффективность канала должна существенным образом зависеть от ориентации неоднородностей относительно токосъемных электродов. Следовательно, важно выбрать оптимальный тип коммутации тока. Очевидно, особенности развития неустойчивости в свою очередь будут зависеть от типа канала, т. е. задача является самоогласованной. Необходимы специальные исследования, чтобы выявить тип канала, имеющего преимущества с точки зрения повышения эффективности МГД преобразования энергии. В данной работе исследуется канал с холловской коммутацией тока.

Эксперимент проводился в дисковом МГД канале, сопряженном с ударной трубой. Описание установки и методов измерения содержится в работах [1,2,5,6]. Схема установки приводится на рис. 1. В качестве рабочего газа использовался ксенон. Число Маха ударной волны в ударной трубе было равно 6.7, давление в камере низкого давления составляло 26 мм/Нг. Максимальная

величина магнитной индукции 1.4 Т. Диаметр дискового канала 29 см, высота зазора  $h = 1$  см. В дисковом канале с помощью пьезодатчиков измерялось давление газа, скорость потока определялась по скорости распространения светящихся неоднородностей, концентрация электронов измерялась по интенсивности излучения в континиуме, температура электронов — по спаду континиума в фиолетовой области спектра. С помощью локальных индукционных катушек, ось которых была направлена перпендикулярно азимутальному направлению, измерялась плотность азимутального фарадеевского тока  $j_\varphi$ . Далее в эксперименте с помощью электродов, размещенных вдоль радиуса, измерялось распределение потенциала в канале. Снимались вольт-амперные характеристики. При этом в качестве анода использовалась секция ударной трубы из нержавеющей стали, которая организует разворот потока в дисковый канал и электрически изолирована от других деталей трубы. В качестве катода служило латунное кольцо шириной 8 мм, выступающее в поток на 0.2 мм и расположенное на внутренней стороне диска в конце зоны МГД взаимодействия. Вольт-амперные характеристики (ВАХ) снимались для различных значений магнитного поля при 4 значениях сопротивления нагрузки: 200 к $\Omega$ , 1.0  $\Omega$ , 0.3  $\Omega$ , 0.1  $\Omega$ . Основное внимание в данной работе направлено на обработку ВАХ.

Для течений, устойчивых по отношению к ионизационным колебаниям  $B < B_{cr}$ , был выполнен теоретический расчет распределения параметров в МГД канале. В одномерном приближении в цилиндрической системе координат решались система магнитогазодинамических уравнений для газа в целом, уравнение баланса энергии для электродов, уравнение закона сохранения заряженных частиц в соответствии с законом кинетики ионизации, уравнения закона Ома. Начальные условия в данном эксперименте при входе в дисковый холловский канал

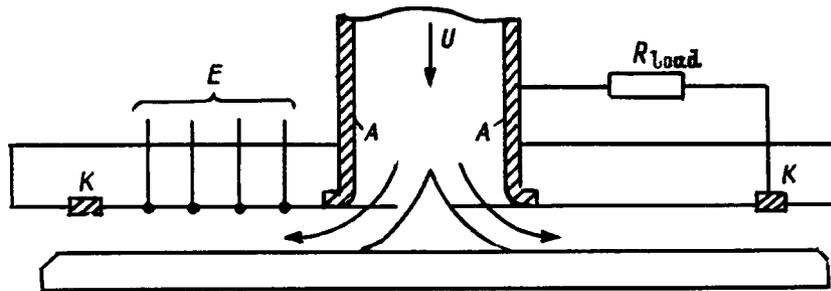


Рис. 1. Схема дискового МГД канала, сопряженного с ударной трубой (E — электроды).

задавались следующими:  $r_0 = 4 \text{ cm}$ ,  $u_0 = 1.27 \cdot 10^3 \text{ m/s}$ ,  $\rho_0 = 0.45 \text{ kg/m}^3$ ,  $T_0 = 2600 \text{ K}$ ,  $\alpha_0 = 2.5 \cdot 10^{-4}$ , начальная энтальпия  $H_0 = 1.6 \text{ MW}$  [7].

ВАХ были получены при различных степенях закритичности магнитного поля  $0.5 < B/B_{cr} < 2.3$ . Критическое значение магнитного поля находилось в диапазоне значений  $0.55\text{--}0.75 \text{ T}$ , при уменьшении нагрузки его значение увеличивалось. Кривые ВАХ представлены на рис. 2. На одной и той же кривой могут находиться точки, полученные как в устойчивом, так и в неустойчивом режиме. Основное отличие ВАХ, полученных в условиях развития ионизационной неустойчивости, заключается в появлении плато и в немономтонном характере зависимости  $V(I)$ . Вид ВАХ определяется значением внутреннего сопротивления плазмы и величиной приэлектродного падения потенциала. Следует отметить, что при  $B > 1.2 \text{ T}$  в конце канала возможно возникновение скачка МГД торможения.

Распределение потенциала получено для осредненных по колебаниям падений напряжения на соседних электродах. На рис. 3 приведены типичные осциллограммы напряжений, снятых при нагрузке  $0.3 \Omega$  при докритическом и закритическом значении поля.

Распределение потенциала для двух значений магнитного поля  $B < B_{cr}$  и  $B > B_{cr}$  для нагрузок  $200 \text{ k}\Omega$  и  $0.3 \Omega$  представлено на рис. 4. Напряжение, снимаемое при  $200 \text{ k}\Omega$ , т.е. при отсутствии холловского тока, представляет собой значение холловской эдс ( $\varepsilon$ ). Наблюдается замедление роста эдс ( $\varepsilon$ ) вдоль канала. При  $B = 0.5 \text{ T}$  МГД торможение потока незначительно. При  $B = 1.1 \text{ T}$  в канале наблюдается существенное уменьшение скорости потока. Замедление роста эдс вдоль по каналу обусловлено не только замедлением потока, но и уменьшением эффективного значения параметра Холла. При протекании холловского тока обращает внимание наличие отрицательного падения потенциалов вблизи катода. Существует два механизма эмиссии электронов с катода. Это — потенциальная эмиссия, обусловленная тем, что энергия, выделяемая при рекомбинации ионов, более чем в 2 раза превышает работу выхода [8]. Второй механизм — образование катодных микродуг [8]. Приэлектродные падения сложным образом влияют на распределение потенциала в межэлектродном промежутке.

Однако можно выделить линейный участок в области  $(r_2 - r_1)$ . Из данного эксперимента трудно восстановить значение прикатодного и прианодного падения потенциалов, но можно определить  $\delta$  — степень их влияния на напряженность поля вдали от электродов. Относительная величина, показывающая, насколько напряженность поля вдали от электродов отличается от напряженности, образующейся вследствие приэлектродных процессов, в соответствии с рекомендациями [9] может быть характе-

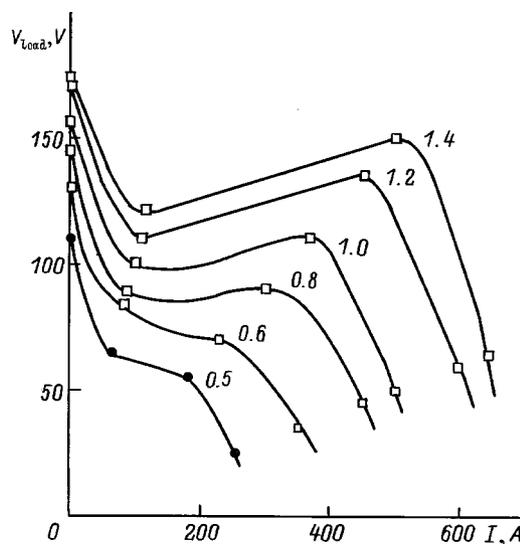


Рис. 2. Вольт-амперные характеристики. Темные значки — устойчивое течение; светлые — неустойчивое течение. Цифры у кривых — значения магнитной индукции в Т.

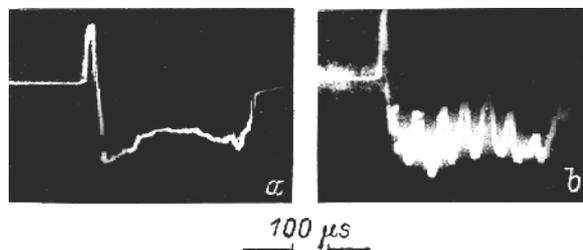


Рис. 3. Осциллограммы напряжений на 2–3 электродах. В, Т: а — 0.5, б — 1.1.

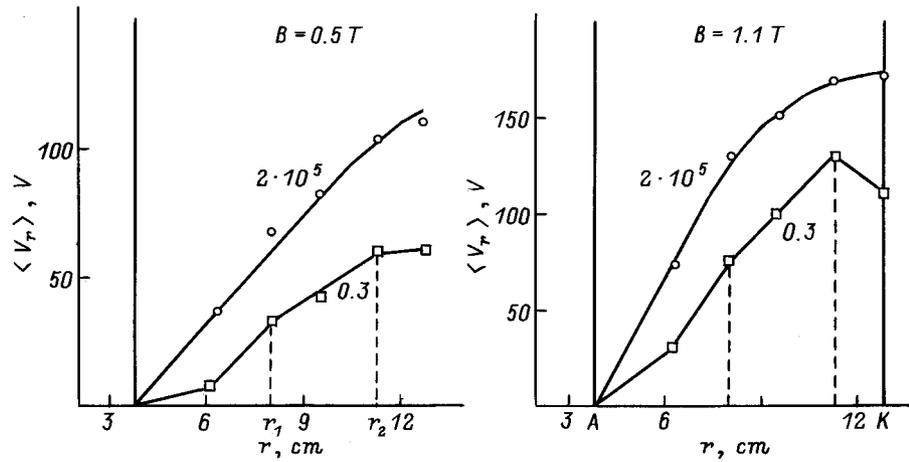


Рис. 4. Распределение потенциала вдоль радиуса. Цифры у кривых — сопротивление нагрузки в  $\Omega$ .

ризована следующим образом:

$$\delta = \left( \frac{(V_2 - V_1)(r_K - r_A)}{r_2 - r_1} - V_H \right) / V_H,$$

где  $(r_K - r_A)$  — расстояние между катодом и анодом,  $V_H$  — потенциал катода относительно анода.

Определенные, таким образом, значения  $\delta$ , осредненные по нескольким экспериментам, представлены на рис. 5. Зависимости  $V(r)$ , полученные в разных экспериментах для одних и тех же условий, существенно отличаются друг от друга. Тем не менее можно установить некоторые общие тенденции. Оказывается, что наибольшую роль приэлектродные процессы играют при малых значениях магнитного поля, т.е. при малых токах. Однако зависимость от нагрузки обнаруживает, что при наименьшей нагрузке  $0.1 \Omega$  влияние приэлектродных процессов наибольшее. Это объясняет резкое падение ВАХ при наибольших значениях тока. И отчасти полученная зависимость  $\delta$  от нагрузки и поля объясняет немонотонный характер ВАХ.

Эффективное значение параметра Холла в неоднородной плазме определяется следующим образом [10]:  $\beta_{\text{eff}} = \langle E^* \rangle_{\perp} / \langle E^* \rangle_{\parallel}$ , где индексы  $\perp$  и  $\parallel$  относятся соответственно к проекциям векторов на направление, перпендикулярное и параллельное среднему току. В данном случае, принимая во внимание, что

$$E_y^* = u \cdot B, \quad \frac{\langle j_r \rangle}{\langle j_{\varphi} \rangle} = \text{tg } \varphi; \quad j_{\varphi} < 0, \quad E_x < 0,$$

и пользуясь абсолютными значениями величин, имеем

$$\beta_{\text{eff}} = \frac{uB \text{tg } \varphi + \langle E_x \rangle}{uB - \langle E_x \rangle \text{tg } \varphi}.$$

В случае короткозамкнутого фарадеевского канала, когда  $j_r = 0$ ,  $\text{tg } \varphi = 0$ , что соответствует нагрузке  $R_{\text{load}} = 200 \text{ k}\Omega$ ,  $\beta_{\text{eff}} = \langle E_x \rangle / uB$ . Для этого случая значения  $\beta_{\text{eff}}$  были получены из измеренных распределений эдс ( $\varepsilon$ ) и скорости потока вдоль радиуса

$\beta_{\text{eff}} = \Delta \varepsilon / (\Delta r u B)$ . На рис. 6 приведены эти значения  $\beta_{\text{eff}}$  для устойчивого и неустойчивого режимов  $B = 0.5$  и  $1.1 \text{ T}$  соответственно. Штрихпунктир линии показывают средние значения  $\beta_{\text{eff}}$ , определенные по значениям  $\varepsilon$  между анодом и катодом и по значению средней скорости. Уменьшение  $\beta$  при  $B = 0.5 \text{ T}$ , как показывает анализ расчетных данных [1], обусловлено в основном тем, что в результате развития неравновесной ионизации увеличивается роль кулоновских столкновений, что приводит к увеличению частоты передачи импульса и, следовательно, к уменьшению параметра Холла. При более высоком значении поля в неустойчивом режиме к этому фактору добавляется увеличение плотности вследствие подтормаживания потока и возникновение неоднородностей в результате развития ионизационной

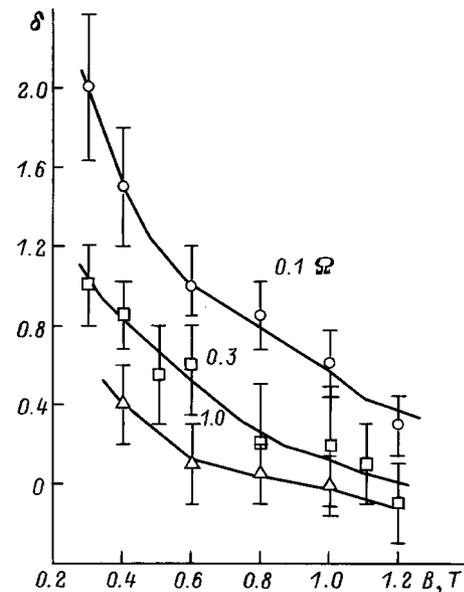
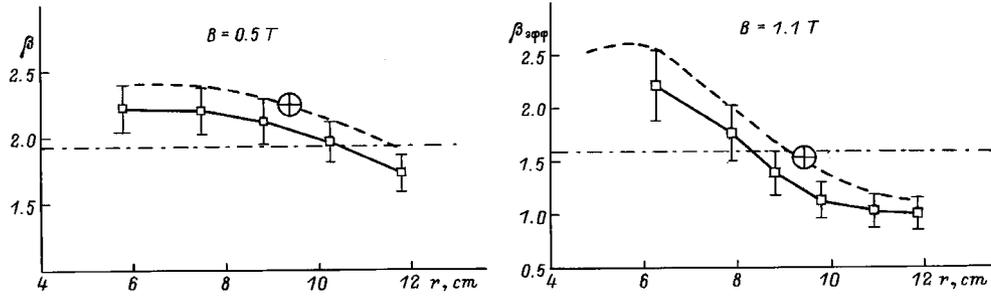


Рис. 5. Относительное влияние приэлектродных падений потенциала на напряжение вдали от токосъемных электродов. Цифры у кривых — сопротивление нагрузки в  $\Omega$ .



**Рис. 6.** Распределение параметра Холла вдоль радиуса. Квадратики и сплошные линии — эксперимент при  $I = 0$ , кружки — эксперимент при  $R_{\text{load}} = 0.3 \Omega$ , штриховые линии — значения  $\beta$  и  $\beta_{\text{eff}}$  при  $R_{\text{load}} = 0.3 \Omega$ , штрихпунктир — средние по каналу значения  $\beta$  и  $\beta_{\text{eff}}$ .

неустойчивости. В результате при  $B = 1.1 \text{ Т}$  эффективное значение параметра Холла уменьшается до единицы. Видно, что значения  $\beta$ , измеренные в начале канала, где неустойчивость еще только начинает развиваться, для двух значений  $B$  слабо отличаются друг от друга. Этот факт, а также факт существования немонотонной зависимости  $\beta(B)$  в устойчивых режимах [1] объясняются тем, что величина параметра Холла при заданных условиях сильнее зависит от степени неравновесной ионизации, чем непосредственно от величины поля, ответственного за развитие ионизации.

Распределение  $\beta(r)$ , представленное на рис. 6, получено в отсутствие холловского тока. Значения  $\beta$  можно определить и при протекании холловского тока. Для этого используются значения  $\langle j_\varphi \rangle$ , измеренные с помощью индуктивных катушек, и значения  $\langle j_r \rangle = I/(2\pi rh)$ . Измерения показали, что для  $r = 9.5 \text{ см}$  при  $B = 0.5 \text{ Т}$   $\text{tg } \varphi = 0.3$ , при  $B = 1.1 \text{ Т}$   $\text{tg } \varphi = 0.16$ . Соответствующие значения  $\beta$  и  $\beta_{\text{eff}}$  на рис. 6 обозначены точками. Эти значения оказываются несколько выше, чем при  $I = 0$ . Результаты расчета устойчивых течений показали, что когда холловский ток замыкается через нагрузку и происходит съем мощности, в канале несколько уменьшается температура электронов, замедляется развитие ионизации, что приводит к увеличению параметра Холла на 10–25%. Относительное увеличение  $\beta$  в зависимости от сопротивления нагрузки может быть определено из расчетных данных и соответственно на эту величину следует скорректировать экспериментальные данные. Полученные таким образом значения  $\beta$  при  $B = 0.5 \text{ Т}$  показаны сплошной линией. Для неустойчивого течения предполагается, что в начале канала, где неустойчивость только возникает, справедлива подобная "ламинарная" поправка, а далее вдоль канала скорость убывания  $\beta$  меньше, чем при  $j_r = 0$ , когда степень закритичности магнитного поля выше. Предполагаемые значения  $\beta_{\text{eff}}$ , включающие в себя значение  $\beta_{\text{eff}}$ , измеренное в эксперименте, нанесены штриховой линией. Подобные поправки позволяют уточнить значение эдс для условий, когда холловский ток замыкается через заданную нагрузку.

Определение эффективной проводимости плазмы проводилось для центрального участка канала ( $r_2 - r_4$ ), отстоящего от электродов примерно на 2 см. Значение внутреннего сопротивления плазменного промежутка  $R$  определялось из закона Ома для холловского тока

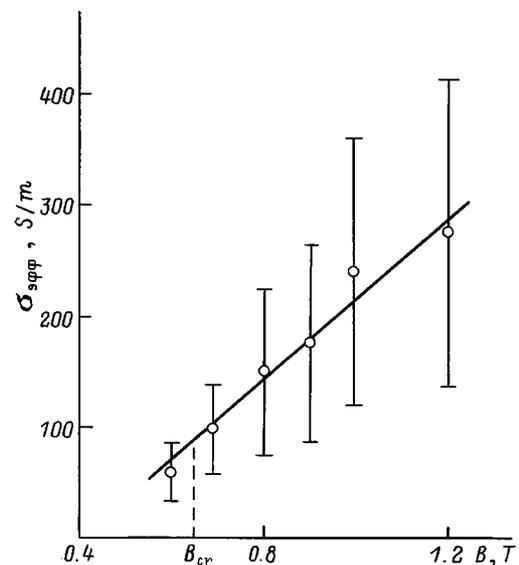
$$\langle R \rangle = \frac{\langle \varepsilon \rangle - \langle V \rangle}{I},$$

где  $\langle \varepsilon \rangle$  и  $\langle V \rangle$  — изменение  $\varepsilon$  и падение потенциалов на заданном участке, измеренные с помощью локальных электродов;  $I$  — холловский ток, который определяется через сопротивление нагрузки и падения напряжения на ней.

Значение эффективной холловской проводимости связано с сопротивлением следующим соотношением:

$$\sigma_{\text{eff}} = \left[ \frac{\sigma_0}{1 + \beta^2} \right]_{\text{eff}} = \frac{\ln r_2 / r_1}{\langle R_{21} \rangle 2\pi h}.$$

Основная трудность в определении проводимости заключается в том, что падение напряжения на плазменном



**Рис. 7.** Зависимость эффективной проводимости плазмы от величины магнитной индукции.

промежутке  $\langle \varepsilon \rangle - \langle V \rangle = V_p$  является разницей сопоставимых величин. Поэтому значения  $\sigma_{\text{eff}} = [\sigma_0 \cdot (1 + \beta^2)^{-1}]_{\text{eff}}$  определяются с низкой точностью. Так, для  $R = 1.0 \Omega$   $\sigma_{\text{eff}}$  определяется с точностью до множителя 3. Для  $R = 0.1 \Omega$  и  $R = 0.3 \Omega$  точность определения  $\sigma_{\text{eff}}$  выше и составляет примерно 50%. В пределах точности значения  $\sigma_{\text{eff}}$  для этих двух сопротивлений нагрузки совпадают. Эти значения  $\sigma_{\text{eff}}$  приведены на рис. 7. Видно, что при возрастании поля по сравнению с критическим в 2 раза значение  $\sigma_{\text{eff}}$  возрастает примерно в 4 раза. При этом средний по каналу эффективный параметр Холла уменьшается от 2 до 1.5. Таким образом,  $\sigma_{\text{eff}}$  растет быстрее, чем  $(1 + \beta^2)^{-1}$ , что, вероятно, обусловлено тем, что  $\sigma_0$  увеличивается с ростом  $B$ .

Значение снимаемой удельной мощности  $P = (I \cdot V_{\text{load}})/N$ , где  $N$  — объем МГД канала, в зависимости от коэффициента нагрузки  $k_{\text{load}} = V_{\text{load}}/\varepsilon$  для разных значений магнитного поля представлено на рис. 8. Видно, что максимум снимаемой мощности с ростом поля смещается в сторону больших значений коэффициентов нагрузки, что обусловлено ростом проводимости с увеличением магнитного поля. Приэлектродные падения потенциалов существенно снимаемой мощности и влияют на вид зависимости  $P(k_{\text{load}})$ . Это влияние сказывается сильнее при низких значениях  $k_{\text{load}}$ , соответствующих меньшим сопротивлениям нагрузки и наибольшим значениям холловского тока. На максимальное значение мощности приэлектродные эффекты влияют относительно слабо.

Относительно электрического интегрального КПД  $\eta_{\text{el}}$ , определяемого соотношением снимаемой энергии и ра-

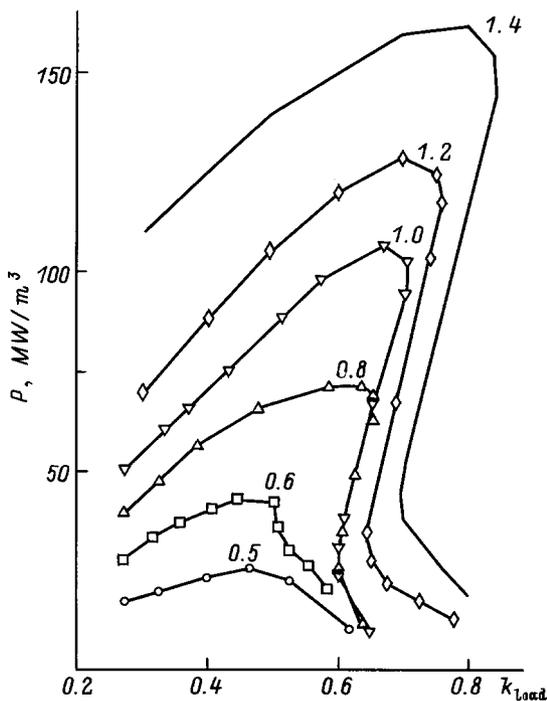


Рис. 8. Зависимость удельной мощности от коэффициентов нагрузки. Цифры у кривых — значения магнитной индукции (Т).

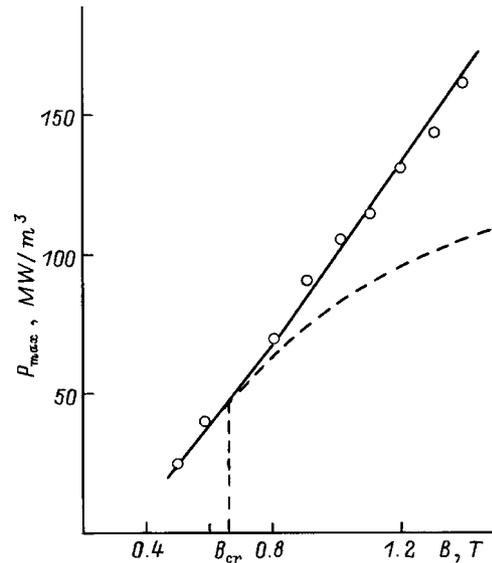


Рис. 9. Зависимость максимальной мощности от величины магнитной индукции.

боты пондеромоторной силы, можно сделать только оценки, так как нет полных данных о распределении азимутального тока вдоль радиуса. Оценки показали, что максимальное значение  $\eta_{\text{el}} < 0.5$  при  $k_{\text{load}} = 0.3$ . Таким образом, значения  $k_{\text{load}}$  для получения максимальных значений  $\eta_{\text{el}}$  и  $P$  не совпадают. Такого противоречия не существует в фарадеевском канале, при этом, как показали эксперименты, удельная мощность, снимаемая в фарадеевском канале, примерно равна мощности в холловском канале при тех же самых условиях. Следует отметить, что заданные условия не являются оптимальными с точки зрения МГД преобразования энергии, а выбраны в основном с точки зрения удобства проведения эксперимента. Поэтому пока еще рано судить о преимуществах того или иного канала.

Коэффициент преобразования энтальпии КПД  $= (I_x \cdot V_{\text{load}})/H_0$  в лабораторных, мелкомасштабных установках весьма велик. На данной установке его максимальное значение 4%.

На рис. 9 представлены зависимости максимальных значений снимаемой мощности в зависимости от величин магнитного поля (кривая 1). Оказывается, что значения  $P_{\text{max}}$  зависят от величины поля как  $B^2$ . Следует отметить, что это относительно сильная зависимость. Например, в случае устойчивой плазмы при  $\sigma_0 = \text{const}$ , условия, что  $\langle \beta \rangle = \langle \beta_{\text{eff}} \rangle$ , и учете уменьшения скорости вследствие торможения потока зависимость  $P_{\text{max}}(B)$  должна быть значительно более слабой. Значения  $P_{\text{max}}$ , оцененные для такого гипотетического случая устойчивой плазмы с постоянной проводимостью  $\sigma_0$ , показаны на рис. 9 штриховой линией. Оказывается, что при  $B = 1.2 \text{ Т}$  удельная мощность, снимаемая в ионизационно неустойчивой плазме, примерно в 1.5 раза выше, чем в случае "замороженного" значения скалярной проводи-

мости (сплошная кривая). Это свидетельствует о том, что токопроводящие слои, образовавшиеся в результате развития ионизационной неустойчивости, способствуют повышению удельной мощности.

Основные результаты работы заключаются в следующем. В ионизационно неустойчивой плазме инертных газов эффективная проводимость в холловском канале существенно увеличивается при увеличении степени за критичности магнитного поля, а величина снимаемой максимальной удельной мощности с ростом магнитного поля растет быстрее, чем удельная мощность, рассчитанная в предположении "замороженной" ионизации. Это позволяет сделать вывод о том, что ионизационно неустойчивая плазма инертных газов без присадки щелочных металлов может являться перспективным рабочим телом для МГД генераторов замкнутого цикла.

Авторы благодарны В.А. Битюрину за полезное обсуждение работы.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, проект № 96-02-16904а.

## Список литературы

- [1] *Васильева Р.В., Генкин А.Л., Горячев В.Л.* и др. Низкотемпературная плазма инертных газов с неравновесной ионизацией и МГД генераторы. С.-Пб.: изд-во ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 1991. 206 с.
- [2] *Васильева Р.В., Ерофеев А.В., Мишианов Д.Н., Алексеева Т.А.* // ЖТФ. 1989. Т. 59. Вып. 7. С. 27–33.
- [3] *Vasil'eva R.V., Erofeev A.V., Zuev A.D.* // Proc. of 11<sup>th</sup> Intern. Conf. on MHD Electrical Power Generation. Beijing, 1992. Vol. 4. P. 1199–1205.
- [4] *Velikhov E.P., Golubev V.S., Dykhne A.M.* // Atomic Energy Rev. 1976. Vol. 14. N2. P. 325–385.
- [5] *Vasil'eva R.V., Erofeev A.V., Zuev A.D.* et al. // Proc. of 32<sup>nd</sup> Symp. on Engineering Aspects of Magnetohydrodynamics. Pittsburgh, 1994. P. 10.1–10.5.
- [6] *Vasil'eva R.V., Erofeev A.V., Zuev A.D.* et al. // Proc. of 33<sup>rd</sup> Symp. on Engineering Aspects of Magnetohydrodynamics. Tullahoma, 1995. Pt II. P. 4.1–4.5.
- [7] *Тхорик Л.Г., Данилов Е.Б., Васильева Р.В.* // ЖТФ. 1979. Т. 49. Вып. 2. С. 274–280.
- [8] *Райзер Ю.П.* Физика газового разряда. М.: Наука, 1987. С. 592.
- [9] *Ватажин А.Б., Любимов Г.А., Регирер С.А.* Магнитогазодинамические течения в каналах. М.: Наука, 1970. С. 672.
- [10] *Вулис Л.А., Генкин А.Л., Фоменко Б.А.* Теория и расчет магнитогазодинамических течений в канале. М.: Атомиздат, 1971. С. 384.