

ФИЗИКА НАШИХ ДНЕЙ

538.4+621.31

ФИЗИКА МГД-ГЕНЕРАТОРОВ

А. В. Недоспасов

Общая физическая картина процесса.— Неустойчивости плазмы МГД-генератора.— Ионизационная турбулентность неравновесной плазмы.— Стабилизация фронта ионизации на входе в неравновесный МГД-генератор.— Приэлектродные явления.

ВВЕДЕНИЕ

Идея безмашинного преобразования тепловой энергии в электрическую с помощью магнитогазодинамических генераторов проста. Она заключается в замене металлического проводника потоком плазмы, движущимся в поперечном магнитном поле. Патенты на идею магнитогазодинамического генератора были взяты еще в первой половине XX в. Однако широкие работы по этому способу получения электроэнергии развернулись лишь за последние 10—15 лет. С одной стороны, это было связано с успехами ракетной техники и технологии, сделавшими реальным практическое воплощение идеи, а также созданием сильных сверхпроводящих магнитов, с другой, — со стремлением поднять эффективность получения электроэнергии на тепловых электростанциях, где коэффициент полезного действия обычных турбогенераторов практически достиг своего предела (~40%). На МГДЭС первого поколения к. п. д. должен быть около 50%. Значительный интерес к идее магнитогазодинамических генераторов возник также в атомной энергетике в связи с возможностью создания энергетических высокотемпературных газоохлаждаемых реакторов деления.

В настоящее время по магнитной гидродинамике и МГД-генераторам существует огромная литература, насчитывающая не менее десятка монографий¹⁻¹⁰, труды многочисленных международных и национальных конференций, многие тысячи журнальных статей. Однако сколько-нибудь широкого применения МГД-генераторы не получили до сих пор. МГД-генератор кратковременного действия Logho использовался в США для питания плазмотронов, нагревающих газ в крупной аэродинамической трубе. В Советском Союзе начато использование передвижных МГД-генераторов как импульсных источников питания для геофизических исследований¹¹ и, наконец, в Москве действует опытно-промышленная установка У-25 с МГД-генератором, который периодически выдает электрическую мощность в городскую электросеть. Первый этап освоения установки У-25 достаточно подробно освещен в литературе¹². На этом этапе электрическая мощность МГД-генератора была доведена до 6 Мвт. В настоящее время она поднята до 20 Мвт. Как всякая крупная научно-

техническая проблема, разработка МГД-генераторов синтезирует знания, накопленные в самых различных областях науки. И, конечно, предмет настоящей статьи — физические явления, протекающие в МГД-генераторах, являются одними из основных.

Различаются два направления: так называемые МГД-генераторы открытого и замкнутого циклов. МГД-генераторы открытого цикла используют в качестве рабочей среды плазму продуктов сгорания органических топлив. МГД-генераторы замкнутого цикла используют инертный газ, нагретый в специальном нагревателе (предполагается, что таким нагревателем явится в будущем атомный или термоядерный реактор).

Для того чтобы рабочий газ обладал достаточной электропроводностью, он должен быть частично ионизован. При достижимых в существующих МГД-генераторах температурах заметную ионизацию удается получить лишь с использованием присадки легко ионизируемых щелочных атомов. В МГД-генераторах открытого цикла температура продуктов сгорания порядка 2,5—3,5 тыс. градусов оказывается достаточной для необходимой термической ионизации щелочной присадки. В МГД-генераторах закрытого цикла дело обстоит сложнее, так как нагрев газа до указанных температур в реакторе с твердыми ТВЭЛами невозможен. Поэтому в основе МГД-генераторов замкнутого цикла лежит предположение о равновесности плазмы, т. е. получении режимов, при которых температура электронов оказывается заметно выше температуры основного газа. Это может быть достигнуто за счет нагрева электронного газа джоулевым теплом в условиях затрудненного обмена энергией между электронами и атомами инертного газа, для которого характерны упругие столкновения электронов с атомами.

Идея неравновесной проводимости МГД-генераторов замкнутого цикла была предложена Керреброком в 1961 г. Необходимые условия ее осуществления нетрудно получить из баланса энергии электронов [3]

$$\sigma \left(\frac{uB}{c} \right)^2 (1-K)^2 = \frac{3m_e}{M_g} \delta \frac{n_e (T_e - T_g)}{\tau_e}. \quad (1)$$

Слева записано произведение проводимости на квадрат греющего электрического поля. Оно меньше индуцированного uB/c (u — скорость плазмы; B — индукция магнитного поля), в $(1-K)^{-1}$ раз, где K — коэффициент электрической разгрузки генератора. Справа — потери энергии при столкновении электронов с тяжелыми частицами (n_e — концентрация, τ_e — среднее время свободного пробега электронов, δ — коэффициент, учитывающий, что передача энергии может быть больше, чем при упругих соударениях). Отсюда отношение температур электронов и газа равняется

$$\frac{T_e}{T_g} = 1 + \frac{\gamma}{3\delta} M^2 (\omega\tau_e)^2 (1-K)^2 \quad (2)$$

(M — число Маха, ω_e — циклотронная частота для электронов). При этом статическая температура газа в МГД-канале связана с температурой в нагревателе известным соотношением

$$T_g = T_n \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2 \right)^{-1}.$$

Из формулы (2) следует важный результат, что для МГД-генератора с неравновесной проводимостью необходима высокая замагниченность плазмы: отношение циклотронной частоты электронов к их средней частоте столкновений с тяжелой компонентой плазмы $(\omega\tau_e) \gg 3$.

Ясно, что это условие остается в силе и для любых других способов поддержания температуры электронов; которые иногда обсуждаются в литературе, если на их нагрев тратится электрическая энергия. Осуществление неизотермической плазмы в МГД-генераторе практически возможно при условии близости потерь энергии электронами к упругим потерям. В МГД-генераторе открытого цикла взаимодействие электронов и атомов присадки с молекулами рабочего тела приводит к значительным неупругим потерям, поэтому плазма в них является равновесной (за исключением, может быть, малых приэлектродных зон). Важнейшей характеристикой плазмы МГД-генератора является ее удельная электропроводность. Для плазмы продуктов сгорания расчет электропроводности в настоящее время может быть выполнен с удовлетворительной точностью, подтверждаемой экспериментом. Для расчета сложного состава продуктов сгорания и подвижности электронов приходится использовать многочисленные характеристики различных элементарных процессов, такие, как энергия связи различных компонент плазмы, сечение рассеяния электронов на этих компонентах и т. д. Концентрация свободных электронов в плазме определяется из условия ионизационного равновесия с учетом образования отрицательных ионов. В МГД-генераторе замкнутого цикла концентрация электронов обычно также определяется ионизационным равновесием при реальных размерах МГД-каналов и используемых концентрациях присадки, но при температуре электронов.

Настоящая статья, адресованная широкому кругу читателей, посвящена основным физическим явлениям в плазменных МГД-генераторах и не включает в себя расчет течений, рассмотрение концевых эффектов и некоторые другие важные вопросы, успешно решаемые магнитной гидродинамикой, а также вопросы физики твердого тела применительно к конструктивным материалам.

ОБЩАЯ ФИЗИЧЕСКАЯ КАРТИНА ПРОЦЕССА

Особенностью плазмы является проявление в ней эффекта Холла, в силу чего ток описывается обобщенным законом Ома:

$$\mathbf{j} + [j\beta] = \sigma \left(\mathbf{E} + \left[\frac{u}{c} \mathbf{B} \right] \right). \quad (3)$$

Параметр β , называемый также числом Холла, для МГД-генератора замкнутого цикла примерно равен

$$\beta \approx \omega_e \tau_e = \frac{eB}{m_e c} \tau_e = \mu_e \frac{B}{c},$$

$$\sigma = e \mu_e n_e$$

(μ_e — подвижность). Поэтому, как мы видели, неравновесный МГД-генератор может действовать лишь при значительных числах Холла. То же относится к генераторам открытого цикла, которые должны использоваться на тепловых электростанциях. Дело в том, что с уменьшением температуры плазмы ее проводимость быстро падает ($\sigma \sim T^{12}$). Это позволяет преобразовать в электрическую энергию только небольшую долю полной энтальпии потока. Поэтому применение МГД-генераторов в энергетике подразумевает последующее использование энергии газов, прошедших через МГД-канал, в обычном паротурбинном цикле получения электроэнергии. Такое сочетание с парогенератором по конструктивным соображениям требует, чтобы давление плазмы на выходе из МГД-генератора было порядка 1 атм. Для типичных продуктов сгорания параметр Холла $\beta = (0,5-0,8) B(\text{мл})/p(\text{атм})$. Предполагаемая индукция магнит-

ного поля составляет 3,5—5 тл. Отсюда видно, что МГД-генератор для электростанции должен работать при относительно большом параметре Холла, составляющем несколько единиц. На установке У-25 магнитная индукция равняется 2 тл и $\beta \approx 1,5$. Как видно из уравнения (3), в плоскости, перпендикулярной магнитному полю, ток течет под углом α к действующему электрическому полю, причем $\alpha = \arctg \beta$. Торможение плазмы происходит под действием пондеромоторной амперовой силы (jB/c). Так как плазма слабоионизирована и концентрация ионов и электронов в ней на четыре-пять порядков меньше концентрации нейтральных атомов

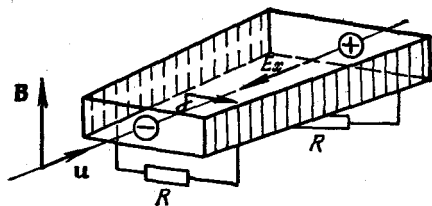


Рис. 1.

или молекул, тепловая энергия потока запасена в нейтральной компоненте. По отношению к нейтральным молекулам сила (jB/c) реализуется через их столкновения с ионами и электронами, на которые в свою очередь действуют электрические и магнитные поля. Например, в МГД-генераторе с многими секционированными электродами, каждая пара которых замыкается через свою электрическую нагрузку, можно обеспечить условия, при которых ток течет строго перпендикулярно к направлению скорости потока плазмы u (рис. 1). При этом в силу эффекта Холла в канале МГД-генератора возникает продольное электрическое поле, связанное с разделением зарядов: ионы выносятся потоком вниз, а электроны частично тормозятся поперечным магнитным полем. Это продольное электрическое поле, направленное навстречу потоку, сообщает количество движения ионам плазмы, которые в свою очередь при столкновениях передают его нейтральным атомам или молекулам.

Как видно из уравнения (3), при

$$j_x = 0, \quad E_x = \beta \left(\frac{u}{c} B - E_y \right),$$

следовательно, сила, действующая на ионы в единице объема плазмы,

$$eE_x n_i = e\mu_e \frac{B}{c} \left(\frac{u}{c} B - E_y \right) n,$$

что в точности равняется $j_y B/c$. В другом крайнем случае, когда электроды в МГД-канале являются сплошными, $E_x = 0$ и продольной силы, действующей на ионы, нет. Однако при этом вдоль канала течет электронный ток, причем электроны движутся против потока газа и сила торможения этими электронами потока, как нетрудно убедиться, естественно, равняется $j_y B/c$. В общем случае действие пондеромоторной силы осуществляется совместным действием как ионов, так и электронов. При больших β режим с продольным током, который не работает, но нагревает плазму, конечно, невыгоден. Поэтому секционирование электродов необходимо. Для идеально секционированного канала можно оценить продольную разность потенциалов на его концах V_x , вызванную эффектом Холла. Работа, совершенная элементом плазмы против этого поля в канале, равняется $e\tilde{n}V_x$ (\tilde{n} — средняя концентрация ионов). Разделив эту работу на энтальпию элемента ($w = \alpha n_g T_g$), равную произведению коэффициента α на концентрацию нейтралов и на их тепловую энергию, получим долю энтальпии, превращенной в электроэнергию. Коэффициент α , для инертных газов равный $5/2$, для продуктов сгорания $\approx 4-6$ за счет энергии частичной диссоциации составляющих газов. Отношение $n_g/\tilde{n} \sim (3-10) 10^4$.

Чтобы полный к. п. д. электростанции был около 50%, доля срабатываемой энтальпии в МГД-генераторе должна быть не менее 0,2 (полный к. п. д. станции равен доле срабатываемой энтальпии в МГД-канале плюс оставшаяся энтальпия, переработанная в электроэнергию с к. п. д. паротурбинного цикла). Тогда холловская разность потенциалов по порядку величины равняется

$$V_x \sim 0,2\alpha \frac{n_g}{n} \frac{T_g}{e} \sim 10^4 B.$$

С этой разностью потенциалов связаны известные технические трудности создания электрической изоляции между элементами канала и между камерой сгорания (с системами подачи в нее горючего, окислителя и легко понизирующейся присадки) и землей.

Разрабатываемые в настоящее время плазменные МГД-генераторы вырабатывают постоянный ток, который выводится с помощью контактирующих с плазмой электродов. Для использования в энергосистемах его придется инвертировать в переменный. Индуктивный вывод энергии нереален, так как магнитное поле индуцированного в генераторе тока относительно мало:

$$\text{rot } \vec{H} \approx \frac{4\pi}{c^2} \sigma u B, \quad \text{откуда} \quad \frac{\vec{H}}{B} \approx \frac{u L \Delta \sigma}{c^2}.$$

Это отношение (магнитное число Рейнольдса) для типичных параметров ($u \sim 10^5$ см/сек, $\sigma \sim 10^{11}$, характерный размер $L \sim 10^2$ см) оказывается значительно меньше единицы. Магнитное число Рейнольдса порядка единицы достигается лишь на различных ударных трубах, где плазма движется со скоростью до 10^6 см/сек, имея электропроводность порядка 10^{12} — 10^{13} CGSE. При обычных параметрах его можно было бы достичь за счет увеличения размера L , но это повлекло бы за собой увеличение мощности до довольно фантастических масштабов в десятки Гвт.

НЕУСТОЙЧИВОСТИ ПЛАЗМЫ МГД-ГЕНЕРАТОРА

Замена твердого металлического проводника плазменным делает одной из центральных задач исследование устойчивости торможения потока плазмы в поперечном магнитном поле. Теоретический анализ устойчивости плазмы легче всего проводить на модели однородной и квазистационарной плазмы, описываемой системой уравнений газодинамики. При этом плазму можно рассматривать состоящей как бы из двух жидкостей: легкой электронной компоненты и тяжелой компоненты, состоящей из ионов и атомов. Взаимодействие между ними учитывает трение и обмен энергией при упругих и неупругих столкновениях электронов. Система уравнений должна включать в себя уравнения непрерывности, сохранения количества движения, баланса энергии для этих компонент, уравнение неразрывности электрического тока и условие стационарности магнитного поля. Кроме того, должны быть включены уравнение состояния газа, а также уравнения, характеризующие степень ионизации. Как обычно, описанную систему уравнений можно линеаризовать относительно малых возмущений одномерных плоских волн вида $\exp [i(kr - \omega t)]$, распространяющихся в плоскости, перпендикулярной к магнитному полю. Предположение о квазистационарности и пространственной однородности плазмы накладывает ограничения на возможные значения частоты ω . Она должна быть много больше таких величин, как $\gamma_B = \sigma B^2 / \rho c^2$ и $\gamma_n = j^2 / \sigma c_p T$; γ_B является обратной величиной характерного времени (τ_B) торможения газа индукционными токами, называемого магнитной вязкостью, а γ_n —

времени нагрева (τ_n) ион-атомного газа, — джоулевым теплом. Из перечисленных выше уравнений можно получить дисперсионное соотношение для волн малой амплитуды. Оно оказывается четвертой степени относительно ω , т. е. заданному волновому числу k соответствуют, вообще говоря, четыре различные частоты колебаний. При определенных условиях все они могут иметь положительную мнимую часть, т. е. оказываются неустойчивыми. Если пренебречь влиянием нагрева газа и магнитной вязкостью, то один из корней дисперсионного уравнения $\omega_1 = 0$, а два других $\omega_{2,3} = \pm ka$ — описывают акустические волны, распространяющиеся в двух направлениях без затухания и усиления со скоростью a . Четвертый корень оказывается неустойчивым в неизотермической плазме с характерным временем развития неустойчивости $\tau_I = In_e \sigma / j^2$ (I — энергия ионизации). Легко видеть что τ_I — время ионизации плазмы, а сама неустойчивость носит ионизационный характер и вызвана тем, что в зонах с повышенной концентрацией возрастает джоулева диссипация энергии и, следовательно, усиливается ионизация. Этот механизм связан с эффектом Холла, и для его проявления параметр Холла должен превышать некоторое пороговое значение $\beta_h \sim 1$. Дополнительная джоулева диссипация создается замкнутыми в плазме токами, связанными с неоднородностью проводимости. Их существование становится очевидным, если взять дивергенцию от обеих частей уравнения (3):

$$\beta \operatorname{rot} \mathbf{j} = \nabla \sigma \left(\mathbf{E} + \left[\frac{\mathbf{u}}{c} \mathbf{B} \right] \right). \quad (4)$$

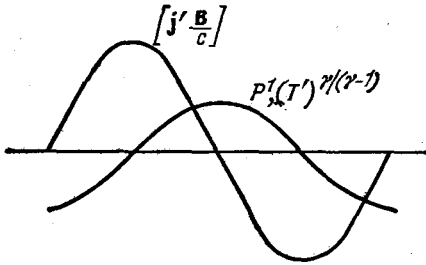


Рис. 2. Возмущения давления и температуры, вызываемые возмущением пондеромоторной силы.

Как отмечалось выше, для осуществления неравновесной плазмы в МГД-генераторе должно быть $\beta > 3$, т. е. такая плазма ионизационно неустойчива, если только не создан режим, когда легкоионизируемая присадка полностью ионизована.

Учет влияния тепловых эффектов преобразует тривиальный первый корень в комплексное выражение, мнимая часть которого описывает перегревную неустойчивость с инкрементом для изотермической плазмы порядка $\gamma_n d \ln \sigma / d \ln T$. Такая неустойчивость, при которой ток больше течет там, где горячее, широко проявляется в плазме и без магнитного поля. Конфигурация наиболее неустойчивых возмущений зависит от свойств плазмы, параметра Холла, изменений сечения расстояния электронов с энергией и т. д. Пондеромоторная сила, создаваемая дополнительным током, текущим по перегретой зоне, сжимает газ перед неоднородностью (рис. 2). При сжатии температура газа увеличивается и меняется (обычно растет) электропроводность. Наличие с разных сторон неоднородности областей с повышенной и пониженной проводимостями приводит к перемещению флуктуационных токов, а с ними и перегретой зоны относительно газа. В зависимости от ухудшения или улучшения проводимости при сжатии неоднородности будут двигаться в ту или другую сторону. Так как скорость движения перегретых зон относительно потока газа невелика, эти зоны сносятся потоком. Однако в достаточно протяженных и мощных МГД-генераторах перегревная неустойчивость может успеть развиться за время пролета плазмы в канале.

С периодическими изменениями плотности и температуры среды в акустических колебаниях связаны колебания электропроводности и параметра Холла. Они в свою очередь порождают флуктуации плотности тока

с той же частотой. Флуктуирующие токи влияют на акустические колебания двояким образом. Во-первых, с ними связана флуктуирующая пондеромоторная сила, которая при определенных условиях может совершать положительную работу при колебаниях среды. С другой стороны, с флуктуирующими токами связаны флуктуации джоулева нагрева $q = j^2/\sigma$. В тех случаях, когда выделение тепла или работа пондеромоторных сил за один полный период оказываются больше нуля, акустические волны раскачиваются. (Перегревный механизм при $dq/dT > 0$ был указан еще Рэлеем.) Неустойчивость акустических волн в скрещенных полях развивается в том случае, когда инкремент неустойчивости превышает действие магнитной вязкости, всегда демпфирующей колебания. Поэтому время ее развития оказывается порядка времени магнитного взаимодействия τ_B . Того же порядка время движения плазмы в канале. Если бы на концах МГД-канала не было резких изменений газодинамических характеристик потока, акустическая неустойчивость могла бы быть неопасной. Однако частичное отражение волн от неоднородностей на концах может приводить к накоплению акустической энергии в генераторах с дозвуковым потоком. Для акустических волн, фазовая скорость которых имеет составляющую вдоль магнитного поля, инкремент неустойчивости больше в силу того, что на движение газа вдоль магнитного поля магнитная вязкость не действует. Самыми опасными являются косые стоячие волны, волновой вектор которых расположен в плоскости (u, B) так, что проекция скорости волны на направление движения плазмы равна $-u$. Эти волны неподвижны относительно стенок и выноса их энергии с движением не происходит.

Неоднородная вдоль B плазма в МГД-канале подвержена также неустойчивости, аналогичной неустойчивости Рэлея — Тейлора, в тяжелой неоднородной среде. Как известно, при адиабатическом смещении элемента жидкости из положения гидростатического равновесия на него вследствие теплового расширения действует архимедова сила, которая либо возвращает элемент жидкости в положение равновесия (при этом возникают внутренние волны), либо стремится увести рассматриваемый элемент еще дальше от положения равновесия, и при этом возникает свободная конвекция. Второе обстоятельство имеет место, если в состоянии механического равновесия энтропия (S_0) растет в направлении силы тяжести. В проводящей среде с током, находящейся в магнитном поле, роль сил тяжести играет электромагнитная сила $[jB/c]$, а роль теплового расширения — температурная зависимость электропроводности. Механизм явлений при этом сводится, в основном, к следующему. При смещении элемента среды вдоль градиента проводимости, возникающего, например, из-за градиента температуры, его проводимость оказывается отличной от проводимости окружающей среды. Это приводит к возмущению тока, текущего поперек градиента проводимости и к появлению добавочной силы $[j'V/c]$, аналогичной силе Архимеда. В зависимости от направления эта сила либо возвращает элемент среды в положение равновесия, либо уводит еще дальше от него. В первом случае возникает волна типа гравитационной, во втором — неустойчивость типа свободной конвекции. В МГД-канале существует стационарный градиент энтропии за счет сноса потоком выделяющегося джоулева тепла. Для простейшей геометрии возмущений скорости и температуры плазмы, меняющихся только по направлению магнитного поля, может быть получено следующее линеаризованное уравнение (в пренебрежении индукционными токами и джоулевым теплом в уравнении энергии):

$$\frac{\partial^2 T'}{\partial t^2} = \gamma_{\text{н}}^2 T', \quad (5)$$

где

$$\gamma_k^2 = \frac{jB}{\rho c} \frac{T}{c_p} \frac{d \ln \sigma}{dT} \frac{dS_0}{dx}$$

— квадрат инкремента конвективной неустойчивости, которая возникает, если $dS_0/dx > 0$, как это имеет место в МГД-генераторе, где энтропия возрастает в направлении, противоположном силе $[jB/c]$. Отличие знака градиента энтропии устойчивого состояния от случая обычной жидкости обусловлено тем, что электропроводность проводящих сред растет с температурой, а плотность обычных жидкостей и газов падает. Для рассматриваемого простейшего случая граница возникновения неустойчивости определяется критическим значением коэффициента электрической нагрузки МГД-генератора $K_0 = 1 - \sqrt{\alpha}$, где $\alpha = c_p/u^2 (d \ln \sigma/dT)$.

С учетом эффекта Холла область неустойчивости расширяется, потому что создающие магнитную вязкость переменные индуцированные токи уменьшаются в $(1 + \beta^2)$ раз. При этом замкнутые продольные холловские токи обеспечивают условие $\text{rot } E = 0$.

Нелинейный анализ развития неустойчивости показывает, что возможно развитие колебаний продольной скорости (рис. 3), составляющих

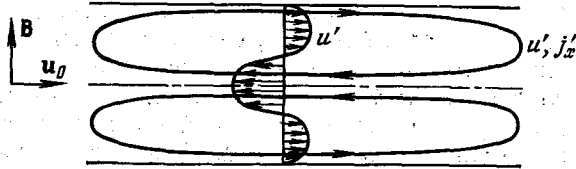


Рис. 3. Схема дополнительного движения и холловских токов при развитии перегревно-конвективной неустойчивости.

десятки процентов от скорости основного потока. При этом могут заметно измениться средние характеристики генератора.

Что касается экспериментального подтверждения изложенных выше теоретических результатов, то больше всего «повезло» ионизационной неустойчивости. Она всесторонне исследована как в разрядах с наложенными на неподвижный газ скрещенными E, B полями, так и в разрядах, индуцированных движением¹³. Акустическая неустойчивость наблюдалась в некоторых газоразрядных модельных экспериментах.

Неустойчивости в МГД-генераторе открытого цикла систематически не исследовались. Они должны быть заметнее в крупных установках. Таких установок, как отмечалось во введении, очень немного и исследования на них носят в первую очередь инженерный характер. По крайней мере явных проявлений неустойчивостей, которые могли бы выделить их из всей сложной картины процесса, пока еще не наблюдалось. Доля срабатываемой энтальпии в генераторах открытого цикла будет в дальнейшем увеличена в несколько раз (от достигнутых 5—7%), что потребует усиления МГД-взаимодействия потока плазмы с магнитным полем за счет роста токов, полей и линейных размеров. Это должно облегчить развитие перегривной и акустической неустойчивостей, поэтому изучение проблемы неустойчивости остается актуальным.

ИОНИЗАЦИОННАЯ ТУРБУЛЕНТНОСТЬ НЕРАВНОВЕСНОЙ ПЛАЗМЫ¹³

При достижении порога ионизационной неустойчивости β_k средние характеристики неравновесной плазмы резко меняются. Наблюдающиеся зависимости от $(\omega t)_e$ усредненных по объему (эффективных) проводимости и параметра Холла изображены на рис. 4. При $(\omega t)_e > \beta_k$ в плазме воз-

никают ионизационные колебания. С увеличением магнитного поля спектр их частот расширяется, а «мгновенные» фотографии показывают, что структура плазмы постепенно становится довольно нерегулярной. Плазма переходит в новое состояние ионизационной турбулентности, при котором в ней самопроизвольно меняются в пространстве и времени степень ионизации, электрические токи и поля. При этом движением вещества за время развития турбулентности обычно можно пренебречь.

Отличительными характеристиками такой плазмы являются очень слабая зависимость $\beta_{эфф}$ от B и связанное с ней падение $\sigma_{эфф}$ при больших $\omega\tau$:

$$\sigma_{эфф} \approx \langle \sigma \rangle \frac{\beta_{эфф}}{(\omega\tau)_e} \quad (6)$$

Примечательное свойство турбулентной плазмы, как это следует из (6) — независимость электропроводности от частоты столкновений электронов. Протекание тока обеспечивается их дрейфом в скрещенных полях:

$$\langle j_y \rangle \approx e \langle n \rangle \frac{\langle E_x \rangle}{B} c,$$

причем уровень $\langle E_x \rangle$ автоматически регулируется флуктуирующими токами.

Ионизационная турбулентность принципиально отличается от обычной гидродинамической. Она развивается в первоначально однородной плазме и в ней несущественны внешние геометрические масштабы. Токовые вихри в ней взаимодействуют через их влияние на средние электрические характеристики, зависящие от среднеквадратичных флуктуаций концентрации плазмы.

Закон изменения $\sigma_{эфф}$ (6) сильно (на порядок величины) увеличивает внутреннее сопротивление неравновесного МГД-генератора и изменяет условия поддержания неравновесности (1). Однако ценой уменьшения рабочих давлений и увеличения значений $(\omega\tau)_e$ неравновесный МГД-генератор может быть осуществлен. Начиная с 1968 г., когда впервые на внешней нагрузке была выделена электрическая мощность, достигавшая 10% от потока энтальпии в канале, в разных странах были успешно испытаны модели неравновесных МГД-генераторов. Во всех этих генераторах плазма была ионизационно-турбулентной. В настоящее время только в неравновесных генераторах осуществлено преобразование 20% и более от энтальпии потока в электроэнергию.

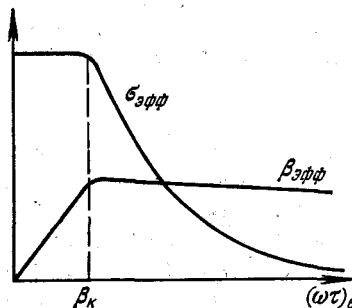


Рис. 4. Зависимости эффективных величин проводимости и параметра Холла от $(\omega\tau)_e$ при развитии ионизационной турбулентности неравновесной плазмы.

СТАБИЛИЗАЦИЯ ФРОНТА ИОНИЗАЦИИ НА ВХОДЕ В НЕРАВНОВЕСНЫЙ МГД-ГЕНЕРАТОР¹³

Значительную часть объема этого генератора может занимать переходная область, в которой степень ионизации повышается от малых значений на входе до стационарного состояния, определяемого балансом энергии электронов в индуцированном электрическом поле. Эта неэффективно используемая часть объема может быть существенно уменьшена при стабилизации области ионизации на входе в МГД-канал. В случае МГД-генератора с низкой температурой газового потока, при которой ионизация практически отсутствует, такая стабилизация зоны ионизации

также необходима, как и стабилизация фронта горения пламени в высокоскоростных потоках горючих смесей.

Аналогично фронту горения химического топлива, область разряда распространяется по неионизованному газу, помещенному в электрическое поле, достаточное только для поддержания разряда, но не пробоя.

На рис. 5 изображен профиль концентрации плазмы на ее свободной границе. На нем справа расположена область плазмы, слева — неионизованный холодный газ. Вдали от границы температура электронов определяется балансом джоулева тепла и упругих потерь в столкновениях с тяжелыми частицами:

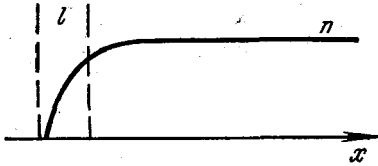


Рис. 5.

$$\frac{e^2 n_{\infty} \tau_e}{m_e} E_0^2 \approx \frac{m_e}{M_g} \frac{n_{\infty} T_{\infty}}{\tau_e} \quad (7)$$

Вблизи границы плазмы концентрация и температура электронов уменьшаются (можно предполагать, что они подчиняются уравнению ионизационного равновесия Саха)

$$\frac{n_e^2}{n_a} = A T_e^{3/2} e^{-I/T_e} \quad (8)$$

(n_a — концентрация атомов присадки). Равенство (7) при этом уже не выполняется, так как левая часть оказывается больше правой.

Избыток получаемой электронами энергии переносится тем или иным механизмом на границу и тратится, главным образом, на ионизацию, при которой в секунду образуется $n_{\infty} v$ новых электронов и ионов, где v — скорость фронта ионизации. Отсюда $I n_{\infty} v \approx \sigma E_0^2 l$. Характерный размер изменения концентрации зависит от механизма переноса тепла. Для электронной теплопроводности в поперечном магнитном поле

$$l \sim \left(\frac{1}{n} \frac{dn}{dx} \right)^{-1} \approx \left(\frac{M_g}{I} \right)^{1/2} \frac{T_{\infty} \tau_e}{m_e} \left[1 + (\omega \tau)_e^2 \right]^{-1/2},$$

а

$$v \approx \left(\frac{T_{\infty}}{I} \right)^{3/2} \left(\sqrt{\frac{T_{\infty}}{M_g}} \right)^{1/2} \left[1 + (\omega \tau)_e^2 \right]^{-1/2}, \quad (9)$$

что на $\frac{1}{2}$ —один-два порядка меньше скорости звука $\sqrt{\gamma T_g / M_g}$, т. е. оказывается намного меньше необходимой скорости на входе в МГД-канал. Формула (9) получила подтверждение в экспериментах с разрядами в неподвижных газах без магнитного и с магнитным полем. Реальные ситуации в МГД-генераторах, однако, существенно отличаются от предположений, в которых формула (9) была получена. Так, развитие ионизационной неустойчивости в объеме плазмы приводит к скачкообразному увеличению скорости фронта ионизации относительно газа (рис. 6). Это явление, очевидно, связано с дополнительным переносом тепла холловскими токами, замыкающимися вблизи границы.

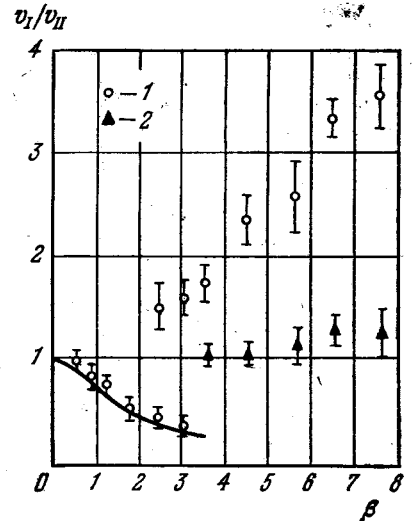


Рис. 6. Скорость движения фронта ионизации по газу в поперечном магнитном поле (аргон с присадкой цезия).

1 — нормаль к границе направлена по $[j \frac{B}{c}]$, 2 — против $[j \frac{B}{c}]$.

Электрическая или газодинамическая турбулентность плазмы могут существенно увеличивать коэффициент переноса и масштаб l , увеличивая скорость фронта ионизации по сравнению с формулой (9) на порядок и больше. Это может объяснить экспериментальные факты, что в реальных МГД-генераторах с неравновесной проводимостью фронт ионизации может двигаться относительно неионизованного газа со скоростью порядка 10^5 см/сек. В экспериментах с неравновесными МГД-генераторами обычно используются специальные электрические преионизаторы, тем или иным способом создающие усиленную ионизацию на входе в МГД-канал.

ПРИЭЛЕКТРОДНЫЕ ЯВЛЕНИЯ

Проблемы приэлектродных явлений и выбора материала электродов являются, пожалуй, самыми сложными в технике МГД-генераторов, по крайней мере, МГД-генераторов открытого цикла длительного действия.

В силу того, что продукты сгорания являются окислительной средой, в них невозможно использование электродов из тугоплавких металлов,

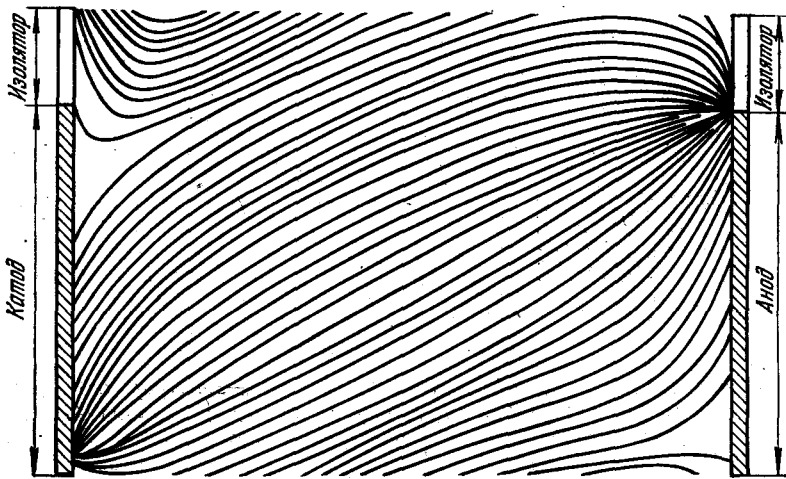


Рис. 7. Расчетная картина распределения тока около электрода при эффекте Холла.

оксидных, и других типов электродов, широко применяемых в электронной промышленности и радиотехнике.

Согласно обобщенному закону Ома (3) ток течет под некоторым углом к эквипотенциальным поверхностям, в том числе и к поверхности электрода. Из-за этого происходит концентрация тока на краях электродов, как показано на рис. 7.

Если температура электродов заметно меньше температуры основного потока плазмы, вблизи электродов имеются значительные градиенты температуры и электропроводности.

Как следует из (4), это создает в плазме замкнутый холловский ток, который при $\beta > 1$ может отрицательно влиять на параметры генератора. Очевидно, что роль неоднородности проводимости может быть резко уменьшена при увеличении температуры электродов. Этот способ был, например, эффективно использован на установке У-25, на которой уровень мощности 6—6,5 Мвт был достигнут при увеличении температуры электродов до 1500—1800 °К, а мощность 20 Мвт при температуре

$\sim 2250^\circ\text{K}$. При этом использовались электроды из двуокиси циркония с различными легирующими добавками.

Реальное распределение токов вблизи поверхности электродов кардинально отличается от двумерной картины, изображенной на рис. 7. Как на катодах, так и на анодах происходит стягивание тока в малые по размеру области, получившие в литературе название «микродуг».

Стягивание тока на малую площадку, как известно, приводит к увеличению сопротивления обратно пропорционально ее линейному размеру. В данном случае этот размер (порядка мм) самым сложным образом зависит от тока, так как он определяется нагревом газа джоулевым теплом. В увеличении сопротивления существенную роль играет и практическое отсутствие в зоне пятна холловского электрического поля, которое закорочено токами, замыкающимися в плоскости параллельной поверхности электрода.

Физические причины возникновения токовых пятен на горячих электродах в основном аналогичны тем, которые вызывают тепловую контракцию тока в полупроводниках и газовых разрядах. Для их пояснения

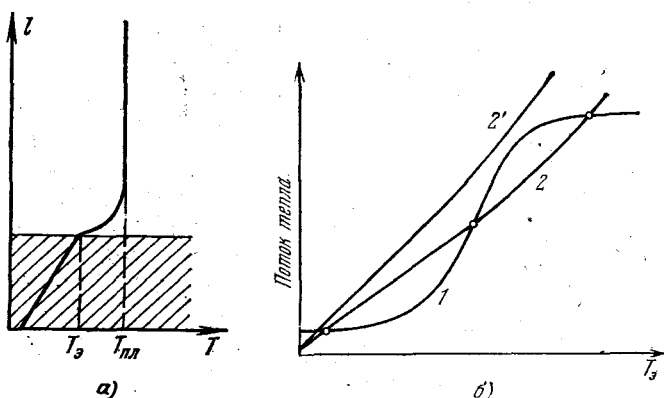


Рис. 8. Схема распределения температуры в плазме и электроде (а) и зависимость от температуры поверхности анода потоков тепла (б).

1 — падающего из плазмы тепла, 2 — отводимого теплопроводностью и излучением.

рассмотрим, например, тепловой баланс поверхности анода. Из плазмы на нее падает поток энергии благодаря теплопроводности, а также выделению джоулева тепла в области пограничного слоя (рис. 8, а). Этот поток отводится теплопроводностью через тело электрода и частично излучением. Концентрация свободных электронов и проводимость плазмы около поверхности регулируются ионизационным равновесием (8) с температурой $T \approx T_3$.

На рис. 8, б схематически показано, как изменяется с температурой приход и уход тепла. В силу нелинейности, вносимой степенью ионизации, существуют режимы с одной или тремя точками пересечения кривых. В последнем случае средняя точка неустойчива, а две другие соответствуют двум «фазам» равновесия. Возникновение пятен на поверхности электрода при достижении некоторых критических условий и есть возникновение второй фазы с большей плотностью тока. (Ситуация, аналогичная появлению двух фаз пар — жидкость, описываемому уравнением Ван-дер-Ваальса при изменении температуры.)

Помимо увеличения электродных падений напряжения микродуговой режим протекания тока на электродах отрицательно сказывается также на ресурсе работы. Дуговые разряды под действием холловского элек-

режимах действия. В таких режимах поперечное магнитное поле можно было создавать с помощью безжелезных неохлаждаемых обмоток. В экспериментах на установке Марк-5 была достигнута рекордная для того

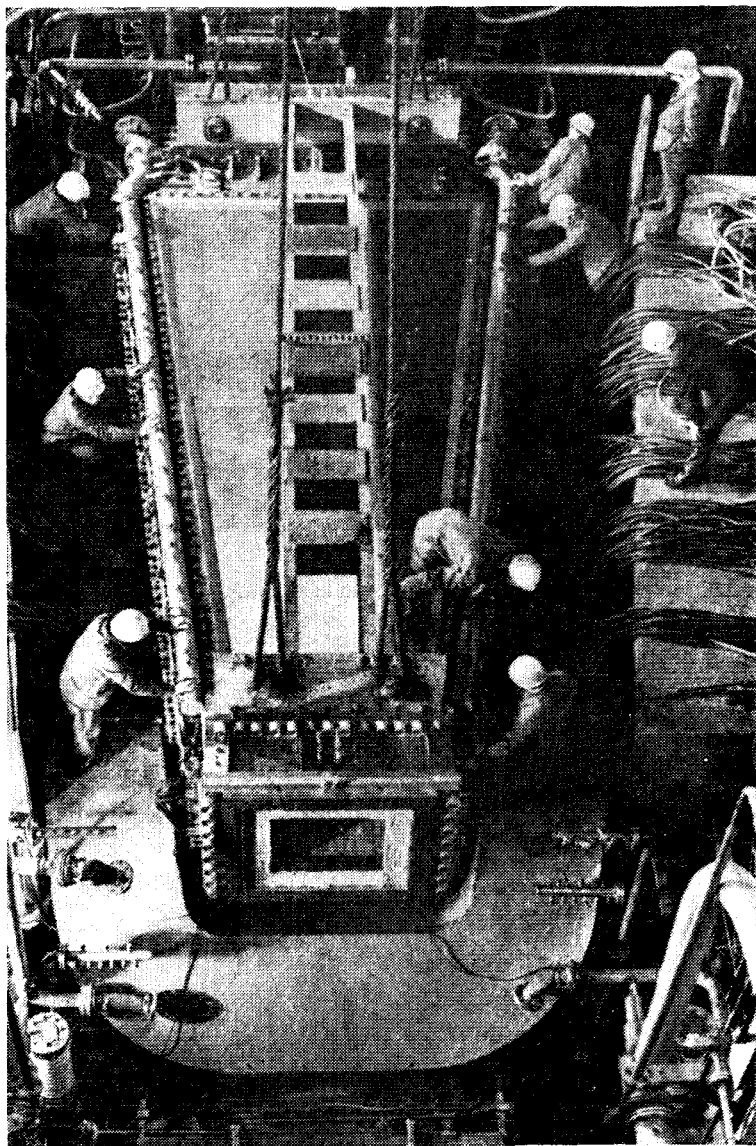


Рис. 10. Монтаж МГД-генератора установки N-25.

времени мощность 32 *Мвт*. При этом МГД-генератор работал в режиме самовозбуждения, когда часть вырабатываемой им энергии (8 *Мвт*) тратилась на создание магнитного поля.

Советская программа исследований под руководством В. А. Кириллина и А. Е. Шейндлина отличалась тем, что, во-первых, ориентировалась на разработку с самого начала генераторов длительного действия, и, во-вторых, опиралась на экспериментальные установки, моделирующие все основные элементы возможной электростанции. Первой комплексной

модельной установкой явилась установка У-02, технически подготовившая создание первой опытно-промышленной установки У-25 (рис. 10). На них использованы магнитные системы стационарного действия с железными магнитопроводами.

Рис. 9 показывает достижения основных научных коллективов, работающих над созданием стационарной электроэнергетики с МГД-генераторами, и ту дистанцию, которую еще надо преодолеть для начала серийного строительства МГД-электростанций. Экономически оправданным может быть применение на них только сверхпроводящих магнитных систем, что является самостоятельной сложной научно-технической задачей.

В отличие от открытого цикла, МГД-генераторы замкнутого цикла не имеют сейчас определенной программы развития. Их физические основы в целом разработаны. Однако еще нет соответствующих высокотемпературных газоохлаждаемых ядерных реакторов. К тому же такие реакторы могут представить большой интерес не для электроэнергетики, а для тех отраслей индустрии, которые потребляют высокопотенциальное тепло. В последнее время обсуждаются возможности создания высокотемпературных реакторов синтеза с применением МГД-генераторов с неравновесной проводимостью. Практическая реализация таких проектов, по-видимому, отодвигается за пределы XX в.

Разнообразные практические применения могут найти МГД-генераторы открытого цикла кратковременного действия.

Хорошим примером этому является использование для глубинного электромагнитного зондирования земной коры импульсных МГД-генераторов, работающих на продуктах сгорания твердых топлив с добавками щелочных металлов.

МГД-установка «Памир-1» имеет два канала, помещенные между тремя плоскими токовыми катушками, создающими поперечное магнитное поле до 4,5 тл. Длина электродной зоны МГД-каналов — 1 м. Каждый из них генерирует мощность до 15 Мвт при общем времени работы 3 сек и к. п. д. преобразования энтальпии топлива до 12%.

Начальное возбуждение магнитного поля производится от батареи конденсаторов. Вырабатываемый генератором ток расходуется на усиление поля, и генератор работает в режиме самовозбуждения. Для этого произведение электропроводности на квадрат скорости потока в начале МГД-канала (σv^2) должно быть достаточно большим. Величина магнитной индукции в условии самовозбуждения не входит, так как и генерируемая мощность и энергия магнитного поля пропорциональны B^2 .

Установка «Памир-1» обеспечила зондирование земной коры до глубины 12—20 км, недоступной для ранее применявшихся в геофизике источников энергии. Автономность и компактность позволяют использовать ее в любом труднодоступном районе.

Институт высоких температур
АН СССР

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Плазма в магнитном поле и прямое преобразование тепловой энергии в электрическую, под ред. Л. И. Дормана, М., Госатомиздат, 1962.
2. Сборники «Магнитогидродинамический метод получения электроэнергии», под ред. В. А. Кириллина и А. Е. Шейндлина, М., Энергия, 1968, 1971, 1972.
3. Дж. Сатон, А. Шерман, Основы технической магнитной гидродинамики, М., «Мир», 1968.
4. А. В. Губарев, Магнитогидродинамические генераторы, М., Изд. ВИНТИ, 1968.

5. Р. Роза, Магнитогидродинамическое преобразование энергии, М., «Мир», 1970.
6. А. Б. Ватажин, Г. А. Любимов, С. А. Регирер, Магнитогидродинамические течения в каналах, М., «Наука», 1970.
7. Л. А. Вулис, А. Л. Генкин, Б. А. Фоменко, Теория и расчет магнитогидродинамических течений, М., Атомиздат, 1971.
8. Е. И. Янговский, И. М. Толмач, Магнитогидродинамические генераторы, М., «Наука», 1972.
9. Магнитогидродинамические генераторы открытого цикла, под редакцией Дж. Хейвуда и Г. Вумака, М., «Мир», 1972.
10. А. В. Недоспасов, Л. П. Побережский, Ю. Г. Чернов, Состав и свойства рабочих тел МГД-генераторов открытого цикла, М., «Наука», 1977.
11. Е. П. Велихов, Ю. М. Волков, Б. П. Дьяконов, А. В. Зотов, О. М. Барсуков, in: 6th Intern. Conference on MHD Electric Power Generators, Washington, D.C., June 9—13, 1975, v. 5, p. 211.
12. В. А. Кириллин, А. Е. Шейндлин, ТВТ 12, 372 (1974).
13. Е. П. Велихов, В. С. Голубев, А. М. Дыхне, Atom. Energy Rev. 14, 325 (1976).