АКАДЕМИЯ НАУК СССР
ТЕПЛОФИЗИКА ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУР
Том 9 *1971* *№ 1*

УДК 621.313.12:538.4

К ОПРЕДЕЛЕНИЮ ХАРАКТЕРИСТИК МГД-ГЕНЕРАТОРА НА НЕРАВНОВЕСНОЙ ПЛАЗМЕ *

Л. М. Биберман, В. С. Воробьев, В. И. Ковбасюк, А. А. Ликальтер, С. А. Медин, Р. М. Нургалиев, В. С. Трушин

В последние годы широко обсуждается возможность создания промышленных электростанций замкнутого цикла с магнитогидродинамическим генератором [1]. Такое сочетание предъявляет определенные требования к МГДГ. В данной работе определяются параметры и характеристики МГДГ замкнутого цикла с неравновесной плазмой в канале.

1. Из конструктивных соображений следует, что проводимость рабочего тела в канале промышленного МГДГ должна находиться в пределах от десятых долей до десятков $ом^{-1}м^{-1}$ (конкретное значение приемлемой проводимости определяется мощностью, температурой, давлением, родом газа и индукцией магнитного поля). Элементарные оценки, учитывающие параметры перспективных газоохлаждаемых реакторов, показывают, что термическая ионизация не может обеспечить требуемую проводимость рабочего тела даже при использовании присадок с малым потенциалом ионизации.

Указанную трудность возможно преодолеть создав неравновесную плазму с повышенной температурой электронов и соответствующей ей проводимостью. Отрыв температуры электронов от температуры тяжелых частиц может быть достигнут при достаточно эффективном подогреве электронов индуцированным электрическим полем и затрудненном обмене энергией при столкновениях электронов с тяжелыми частицами. Поэтому рабочим телом МГДГ замкнутого цикла должен быть инертный газ с присадкой паров щелочного металла.

Как правило, в неравновесной плазме, помещенной в скрещенные электрические и магнитные поля, в силу ее неустойчивости появляются неоднородности. Необходимо также отметить, что разогрев электронного газа индуцированным полем и неравновесная ионизация развиваются во времени на конечном участке канала. Этот участок должен быть достаточно мал.

В данной работе формулировка основных допущений, связанных с учетом неравновесности, а также оценки соответствующих погрешностей основывались на результатах работы [2]. Учет неоднородностей проводился согласно [3]. Вопросы, связанные с развитием ионизации, в предлагаемой работе не рассматривались, поскольку предполагалось, что тем или иным способом можно обеспечить нагрев электронов и развитие ионизации на длине, малой по сравнению с длиной канала.

Для учета влияния неоднородностей использовалась полуэмпирическая модель, согласно которой эффективная электропроводность турбулентной

* В основу статьи положены материалы, подготовленные для доклада [1].

плазмы может быть записана в виде [3]

$$\sigma = \sigma_0 f(\beta), \tag{1}$$

где σ_0 — проводимость ламинарной плазмы,

$$\sigma_0 = \frac{n_e e^2}{m\langle\nu\rangle}, \tag{2}$$

где n_e, m — концентрация и масса электронов, $\langle\nu\rangle$ — частота столкновений электронов с другими компонентами плазмы, знак $\langle\ \rangle$ — усреднение по распределению Максвелла, например

$$\langle\nu\rangle = \frac{2\pi m^{5/2}}{3\sqrt{2}(kT_e)^{5/2}}\int_0^\infty v^4 e^{-mv^2/2kT_e}\nu(v)\,dv, \tag{3}$$

где $\nu(v)$ — частота столкновений при фиксированной скорости электронов, T_e — температура электронов.

Фактор $f(\beta)$ учитывает неоднородость плазмы и определяет поправку к выражению (2), полученному из элементарной теории. Он может быть записан в виде

$$f(\beta) = \langle 1/\nu\rangle\langle\nu\rangle(1+a\beta)\,/\,(1+\langle\nu\rangle\langle 1/\nu\rangle\beta^2), \tag{4}$$

где β — параметр Холла, a — экспериментально определяемый коэффициент, зависящий от рода газа. Согласно [3] для смесей He + Cs и Ar + Cs $a \simeq 2$. Из формулы (4) видно, что при $\beta \gg 1$, $f(\beta) \sim a/\beta$.

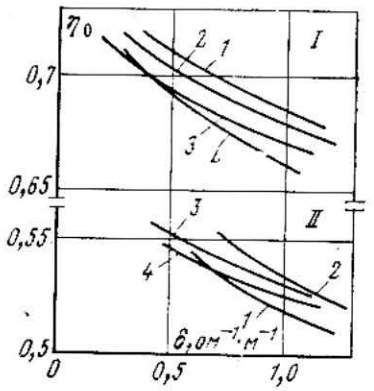

Рис. 1. Зависимость $\eta_0 = f(\sigma)$ для He + Cs:

I — $p_0 = 5$ *атм*; *II* — 15; $T_0 = 1973°$ K, $B = 8$ *тл*; *1* — M = 1,5; $\Delta = 3 \cdot 10^{-3}$; *2* — M = 1,5; $\Delta = 10^{-3}$; *3* — M = 2; $\Delta = 3 \cdot 10^{-3}$; *4* — M = 2; $\Delta = 10^{-3}$

Баланс энергии электронного газа запишем в двухтемпературном приближении. Для идеально секционированного генератора фарадеевского типа он имеет вид

$$\frac{T_e}{T_0} = \frac{1+(\gamma/3\delta)\beta^2 f(\beta)\mathrm{M}^2(1-\eta)^2}{1+[(\gamma-1)/2]\mathrm{M}^2}, \tag{5}$$

где T_0 — температура торможения газа, η — электрический к.п.д. канала, γ — отношение удельных теплоемкостей, M — число Маха, δ — коэффициент неупругих потерь. В рассматриваемых ниже условиях $\delta \simeq 1$. Предполагается, что температура и концентрация электронов связаны формулой Саха.

На первом этапе задача заключалась в том, чтобы при заданном уровне проводимости, который можно оценить исходя из мощности генератора и его размеров, заданных параметрах торможения потока p_0, T_0, определяемых условиями работы реактора, и величины магнитного поля B, обеспечить максимальное локальное значение внутреннего к.п.д. канала

$$\eta_0 = \eta\,/\,[1+(\gamma-1)(1-\eta)\mathrm{M}^2/2]. \tag{6}$$

Рассматривались смеси He + Cs и Ar + Cs. Сечения столкновений были взяты из [4, 5]. После усреднения * по распределению Максвелла согласно формуле (4) были получены следующие величины: $\langle q_{e\mathrm{Cs}}\rangle = 2{,}2 \cdot 10^{-14}$ *см*$^{-2}$; $\langle q_{e\,\mathrm{He}}\rangle = 8{,}5 \cdot 10^{-16}$ *см*$^{-2}$; $\langle q_{e\,\mathrm{Ar}}\rangle = 0{,}53 \cdot 10^{16}$ *см*$^{-2}$. Эти величины слабо зависят от T_e и в рассматриваемом диапазоне изменения T_e (2000—3000° K) их можно приближенно считать постоянными. Оценки показали, при магнитном поле 8 *тл* приемлемая длина канала 5—10 *м* получается для Ar + Cs смеси при $\sigma \approx 10$ *ом*$^{-1}$*м*$^{-1}$, а для He + Cs — при

* Усреднение выполнено В. А. Овчаренко.

$\sigma \approx 0{,}75$ *ом*$^{-1}$*м*$^{-1}$. Расчеты проводились на ЭВМ в широком диапазоне изменения параметров. Ниже приводятся некоторые результаты, на основании их выбраны исходные параметры для дальнейшего расчета профилей канала. На рис. 1 построены зависимости $\eta_0(\sigma)$ для He + Cs при фикси-

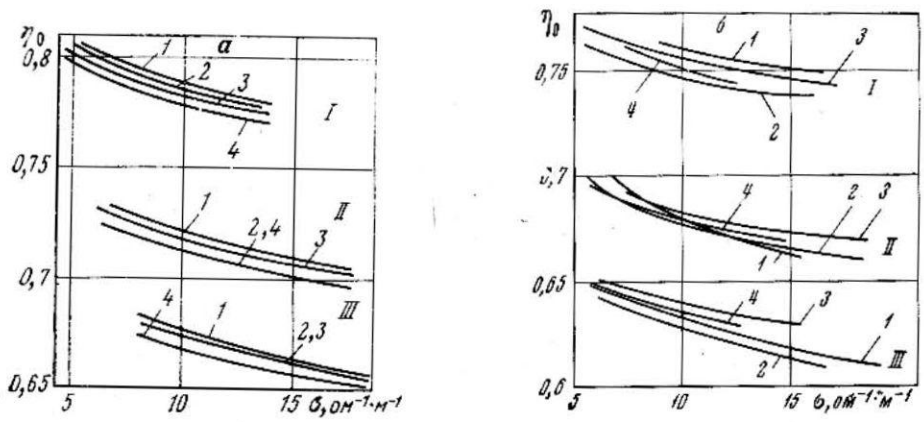

Рис. 2. Зависимость $\eta_0 = f(\sigma)$ для Ar + Cs ($B = 8$ *тл*): *I* — $p_0 = 20$ *атм*; *II* — 40; *III* — 60:

а — $T_0 = 1973°$ К, *б* — $T_0 = 1773°$ К. *1* — M = 1,5; $\Delta = 10^{-3}$; *2* — M = 1,5; $\Delta = 3 \cdot 10^{-4}$; *3* — M = 2,0; $\Delta = 10^{-3}$; *4* — M = 2,0; $\Delta = 3 \cdot 10^{-4}$

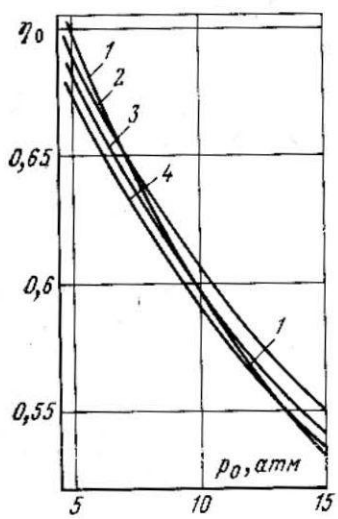

Рис. 3. Зависимость $\eta_0(p_0)$ для He + Cs при $\sigma = 0{,}75$ *ом*$^{-1}$*м*$^{-1}$ ($T_0 = 1973°$ К). Обозначения те же, что и на рис. 1

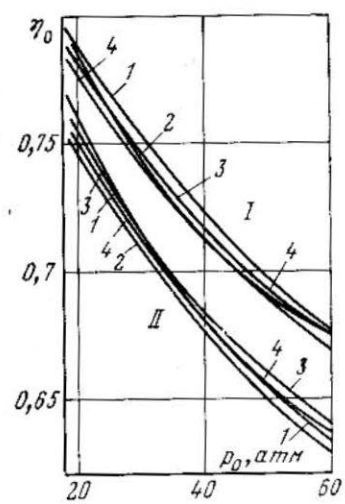

Рис. 4. Зависимость $\eta_0(p_0)$ для Ar + Cs при $\sigma = 10$ *ом*$^{-1}$*м*$^{-1}$.

I — $T_0 = 1973°$ К; *II* — 1773. *1*—*4* — см. рис. 2

рованных T_0, p_0, B, M, Δ (доля присадки). На рис. 2, *а*, *б* аналогичные кривые построены для смеси Ar + Cs. На рис. 3 и 4 построены зависимости $\eta_0(p_0)$ при $\sigma = \text{const}$. Для всех вариантов η_0 падает с ростом p_0, что связано с уменьшением β.

Итак, предварительная проработка локальных характеристик канала показала, что для смеси He + Cs при $T_0 = 1700°$ С, уровне проводимости 0,75 *ом*$^{-1}$*м*$^{-1}$ $p_0 = 5$ *атм* и $B = 8$ *тл* наиболее высокий локальный к.п.д. $\eta_0 = 0{,}7$ получается для варианта с M = 1,5 и $\Delta = 3 \cdot 10^{-3}$. Для смеси Ar + Cs при $T_0 = 1700°$ С, уровне проводимости 10 *ом*$^{-1}$*м*$^{-1}$, $B = 8$ *тл*, $p_0 = 40$ *атм* наибольшее значение $\eta_0 \simeq 0{,}73$ получается для варианта с

$M = 1.5$ и $\Delta = 10^{-3}$. При температуре $T_e = 1500°$ С соответствующее значение $\eta_0 = 0{,}68$ при $M = 2.0$ и $\Delta = 10^{-3}$. Эти варианты приняты за исходные при дальнейших проработках и вариация параметров проводилась вблизи указанных значений.

2. Для расчета течения в канале МГДГ воспользуемся квазиодномерным приближением. При этом сделаем следующие предположения. Будем считать, что влияние пограничных слоев на течение в канале является несущественным, приэлектродным падением потенциала и потерями тепла в стенке можно пренебречь. Влияние концевых эффектов является также незначительным (магнитное поле соответствующим образом профилировано, область развития ионизации мала). Магнитное число Рейнольдса предполагается малым. Рабочее тело подчиняется уравнению состояния идеального газа.

Канал МГДГ предполагается идеально секционированным. Электрическая схема обеспечивает отсутствие продольного тока.

В этом случае система уравнений, описывающая течение в канале, имеет следующий вид:

$$\rho u A = m, \tag{7}$$

$$\rho u (du) / (dx) + dp / dx = jB - \xi (pu^2 / 2D), \tag{8}$$

$$\rho u d / dx [(\gamma / (\gamma - 1)) RT + {}^1/_2 u^2] = jE, \tag{9}$$

$$p = \rho RT, \tag{10}$$

$$j = -\sigma u B (1 - \eta), \tag{11}$$

$$\eta = E / uB. \tag{12}$$

Электропроводность σ рассчитывается по известным параметрам потока по методу, изложенному в предыдущем разделе.

В качестве расчетного был выбран близкий к оптимальному режим течения в канале с постоянными значениями числа Маха, электронной температуры и магнитного поля.

Система уравнений (7)—(12) с учетом зависимости электропроводности от параметров потока решалась численным методом на ЭВМ.

Типичные расчетные распределения параметров в канале МГДГ без учета трения представлены на рис. 5. Течение в канале характеризуется слабым увеличением местного внутреннего к.п.д. η_0 и незначительным уменьшением электропроводности по длине генератора, вследствие чего среднее по каналу значение η_0 оказывается больше, чем на входе. Электрическое поле E и плотность тока j падают по каналу.

Рассмотрим влияние трения на характеристики МГДГ. Сила трения вызывает более интенсивное срабатывание давления и, следовательно, более резкое расширение газа в канале. Очевидно, что при наличии трения длина генератора должна уменьшаться вследствие увеличения удельной мощности при дополнительном срабатывании давления. К.п.д. η_0 должен уменьшаться вследствие роста необратимых потерь по сравнению с характеристиками генератора без учета трения.

Оценку влияния трения на η_0 можно произвести, используя зависимость к.п.д. с учетом трения $\eta_0^{тр}$ от числа Маха и электрического к.п.д. [6]

$$\eta_0^{тр} = \eta / \{(1 + \tau) + [(\gamma - 1) / 2] M^2 [(1 + \tau) - \eta]\}, \tag{13}$$

где $\tau = \xi (pu^2) / (2D) jB$. Без учета трения η_0 связано с η соотношением (6).

Оценки, выполненные по характерным значениям параметров потока (рис. 5), показывают, что величина τ в канале составляет 0,02—0,04. На рис. 6 представлена зависимость $\Delta\eta_0 = \eta_0 - \eta_0^{тр}$ от η_0 при различных значениях τ и M. Из графика видно, что при $\tau = 0{,}03$ имеем $\Delta\eta_0 = 0{,}03$ при $M = 1{,}5$ и $\Delta\eta_0 = 0{,}04$ при $M = 2$.

3. Рассмотрим эффективность работы сопла и диффузора при параметрах потока, характерных для МГДГ. Потери в сопле характеризуются коэффициентом скорости φ, определяющим отношение скоростей в реальном и идеальном (изэнтропическом) процессах расширения при одинаковых перепадах давления, $\varphi = u / u_{ад}$. К.п.д. сопла определяется как отношение кинетических энергий газа в этих двух процессах

$$\eta_c = i_0 - i / i_0 - i_{ад} = u^2 / u_{ад}^2 = \varphi^2. \qquad (14)$$

Здесь i_0 — энтальпия торможения, i — энтальпия газа в реальном процессе расширения, $i_{ад}$ — энтальпия газа в изэнтропическом процессе расширения.

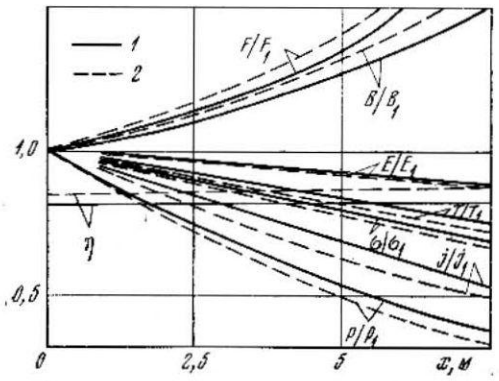

Рис. 5

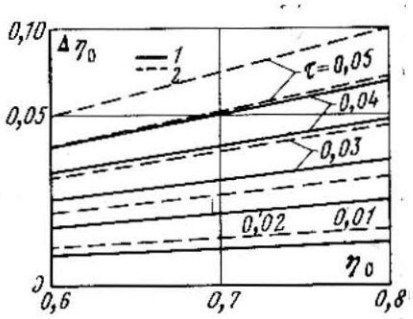

Рис. 6

Рис. 5. Распределение параметров в МГДГ, работающем на Ar + Cs ($p_{01} = 30$ *атм*, $T_{01} = 1973°$ K, $B = 8$ *тл*, $T_e = 2400°$ K) $\Delta = 10^{-3}$

1: M = 1,5; $p_1 = 9{,}02$ *атм*; $T_1 = 1099°$ K; $A_1 = 1{,}17$ *м*²; $E_1 = 6{,}09 \cdot 10^3$ *в/м*; $j_1 = 20{,}8 \cdot 10^3$ *а/м*²; $\sigma_1 = 14{,}7$ *ом*$^{-1}$*м*$^{-1}$; $\beta = 9{,}7$; *2*: M = 2, $p_1 = 4{,}81$ *атм*; $T_1 = 846°$ K, $A_1 = 1{,}56$ *м*², $E_1 = 7{,}40 \cdot 10^3$ *в/м*, $j_1 = 14{,}8 \cdot 10^3$ *а/м*², $\sigma_1 = 11{,}7$ *ом*$^{-1}$*м*$^{-1}$, $\beta_1 = 14{,}9$

Рис. 6. Снижение политропического к.п.д. МГДГ при наличии трения:

1 — M = 1,5; *2* — M = 2

Используя газодинамические функции и выражая $u_{ад}$ через u и η_c, можно представить коэффициент потерь полного давления σ_c в сопле в виде

$$\sigma_c = \left(1 - \frac{\gamma - 1}{2} M^2 \frac{1 - \eta_c}{\eta_c}\right)^{\gamma/(\gamma-1)}, \qquad (15)$$

где M — выходное число Маха в реальном процессе расширения. Расчет σ_c при $\eta_c = 0{,}985$ и $\gamma = 5/3$ показывает, что коэффициент потерь полного давления составляет 0,97 при M = 1,5 и 0,95 при M = 2.

Потери в диффузоре можно также определять с помощью к.п.д. диффузора $\eta_д$, представляющего собой отношение располагаемой кинетической энергии в выходном сечении диффузора (при изэнтропическом расширении газа от конечного значения давления торможения до начального значения статического давления) и кинетической энергии газа во входном сечении диффузора

$$\eta_д = i_0 - i' / i_0 - i, \qquad (16)$$

где i_0 — энтальпия торможения, i — энтальпия газа на входе в диффузор, i' — энтальпия газа при расширении от конечного давления торможения до начального статического давления.

С помощью $\eta_д$ и газодинамических функций можно выразить коэффициент потерь полного давления диффузора как функцию входного числа Маха

$$\sigma_д = [1 + ((\gamma - 1) / 2) M^2 (1 - \eta_д)]^{-\gamma/(\gamma-1)}. \qquad (17)$$

При к.п.д. диффузора 0,97 и $\gamma = 5/3$ коэффициент потерь полного давления равен 0,94 при $M = 1{,}5$ и 0,91 при $M = 2$.

Потери полного давления в реальных сверхзвуковых диффузорах определяются в основном интенсивностью скачка уплотнения в сопле диффузора. Анализ экспериментальных данных [7] показывает, что характеристики регулируемых диффузоров как правило превосходят расчетные характеристики идеального диффузора с величиной горла минимально допустимой для запуска сверхзвуковой аэродинамической трубы.

Коэффициент потерь полного давления диффузора с минимальным при запуске сечением горла в функции входного значения числа Маха может рассматриваться как верхний предел потерь в сверхзвуковых диффузорах.

Таким образом, в работе показано, что в МГД-установках замкнутого цикла при умеренных значениях температуры и давления могут быть получены необходимые величины электропроводности неравновесной турбулентной плазмы. Электрический (а также внутренний) к.п.д. преобразования энергии остается достаточно высоким при учете диссипативных потерь в канале, сопле и диффузоре.

Институт высоких температур
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
25 VI 1970

ЛИТЕРАТУРА

1. М. Д. Миллионщиков, А. М. Люлька, А. В. Недоспасов, Л. Е. Шейндлин. Теплофизика высоких температур, 8, № 2, 1970.
2. Л. М. Биберман, В. С. Воробьев, И. Т. Якубов, Electricity from MHD, SM-107/141. IAEA, Vienna, 1968.
3. Ю. А. Кареев, В. Т. Карпухин, А. В. Недоспасов. Electricity from MHD, SM-107/130 IAEA, Vienna, 1968.
4. L. S. Frost, A. V. Phelps. Phys. Rev., 136, 1539, 1964.
5. C. H. Kruger, M. Mitchner, U. Daybelge. AIAA J., 6, 1712, 1968.
6. В. И. Ковбасюк, С. А. Медин, А. Е. Шейндлин. Сб. Магнитогидродинамический метод получения электроэнергии (под ред. В. А. Кириллина и А. Б. Шейндлина). «Энергия», 1968, стр. 333.
7. Дж. Лукасевич. Механика № 5, 59, 1964.