



# Math-Net.Ru

All Russian mathematical portal

A. L. Genkin, V. L. Goryachev, N. N. Dumenskiy,  
A. S. Remennyi, Characteristics of the Flow of a Two-  
Temperature Plasma of Inert Gases in a MHD Channel,  
*TVT*, 1980, Volume 18, Issue 4, 852–856

Use of the all-Russian mathematical portal Math-Net.Ru implies that you  
have read and agreed to these terms of use  
<http://www.mathnet.ru/eng/agreement>

Download details:

IP: 18.97.14.86

February 19, 2025, 09:09:14



УДК 533.951

## ХАРАКТЕРИСТИКИ ТЕЧЕНИЯ ДВУХТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЫ ИНЕРТНЫХ ГАЗОВ В МГД-КАНАЛЕ

*Генкин А. Л., Горячев В. Л., Думенский Н. Н.,  
Ременный А. С.*

Проводится анализ характеристики сверхзвукового течения двухтемпературной плазмы инертных газов без присадки щелочных металлов в идеально секционированном МГД-канале Фарадеевского типа. Рассмотрены и сопоставлены между собой особенности течения ионизационно-равновесной и неравновесной плазмы. Определены значения интегральных характеристик МГД-канала для рассмотренных режимов течения. Показано, что при течении ионизационно-неравновесной рекомбинирующей плазмы чистых инертных газов могут быть получены сравнительно высокие значения изэнтропического к.п.д. и коэффициента преобразования энергии не только для однородной плазмы, но и для плазмы, в которой развивается ионизационная неустойчивость.

Рассмотрим в квазиодномерном приближении сверхзвуковое течение двухтемпературной плазмы инертного газа без присадки щелочных металлов в идеально секционированном МГД-канале Фарадеевского типа. Как обычно, примем, что магнитное число Рейнольдса  $Re_m \ll 1$  и не будем учитывать трение и теплообмен плазмы со стенками. Индукцию поперечного магнитного поля  $B_z$  и размер канала в направлении оси  $z$  примем постоянными. Система уравнений, описывающая стационарное течение плазмы, имеет вид [1]

$$p_e = k n_e T_e, \quad p = k (n_e T_e + n T), \quad \frac{d}{dx} (n_e u A) = \dot{n}_e A,$$

$$\frac{d}{dx} (\rho u A) = 0, \quad \rho u \frac{du}{dx} + \frac{dp}{dx} = -\sigma u B_z^2 (1 - K),$$

$$\frac{1}{A} \frac{d}{dx} \left( \frac{\gamma}{\gamma - 1} p_e u A \right) - u \frac{dp_e}{dx} = \sigma (u B_z)^2 (1 - K)^2 - \epsilon_i \dot{n}_e - W_y,$$

$$\rho u \frac{d}{dx} \left( \frac{u^2}{2} + \frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{p}{\rho} + \frac{\epsilon_i n_e}{\rho} \right) = -\sigma (u B_z)^2 K (1 - K).$$

В этих уравнениях  $\dot{n}_e = K_i n_e n_a - K_r n_e^3$  — скорость изменения концентрации электронов;  $K_i$  и  $K_r$  — коэффициенты ионизации и рекомбинации [2];  $W_y = 3(m_e/m_a) n_e (T_e - T_a) (v_{ea} + v_{ei})$  — упругие потери энергии электронов;  $\sigma = e^2 n_e f(\beta) [m_e (v_{ea} + v_{ei})]^{-1}$  — проводимость плазмы, при  $\beta_e \gg 1$   $f(\beta) = \beta_{\alpha\beta} \beta_e^{-1}$ , не учитывая закорачивание холловских токов между неоднородностями [3];  $K = \Delta\phi / u B_y$  — коэффициент нагрузки,  $A = y_0 z_0 [1 + (2 \operatorname{tg} \alpha / y_0) x]$  — площадь поперечного сечения линейно расширяющегося канала. Остальные обозначения общепринятые.

Примем, что на входе в канал поддерживается ионизационное равновесие, при котором концентрация электронов и их температура связаны между собой уравнением Саха. В этом случае в качестве граничных условий могут быть использованы вычисленные в [4] значения  $T_e$ ,  $n_e$  электрического поля в плазме  $E^*$  и коэффициента нагрузки  $K^*$ , соответствующие

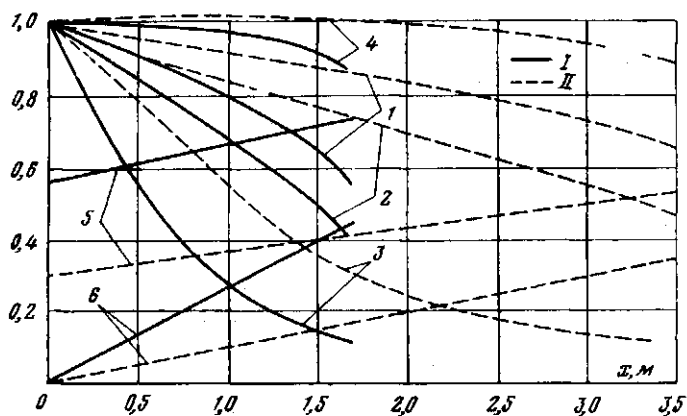


Рис. 1. Ламинарная плазма (I) и турбулентная плазма (II):  
 1 —  $\bar{u} = u/u_0$ ; 2 —  $M/M_0$ ; 3 —  $\bar{p}^* = p^*/p_0^*$ ; 4 —  $K/K_0^*$ ; 5 —  $\eta_s$ ;  
 6 —  $\eta$

ионизационно-равновесной плазме благородных газов. Отметим, что для получения плазмы с концентрацией  $n_e = 10^{20} - 10^{21} \text{ м}^{-3}$  и проводимостью  $\sigma = 10 - 100 \text{ мОм/м}$  требуется нагрев электронной компоненты до температуры  $T_e = (5 - 10) \cdot 10^3 \text{ К}$ .

Известно, что двухтемпературная плазма, движущаяся в поперечном магнитном поле, ионизационно неустойчива и переходит из однородного (условно «ламинарного») состояния в «турбулентное». Развивающиеся при этом неоднородности приводят к уменьшению значений  $\sigma$  и параметра Холла  $\beta$ , что существенно влияет на течение плазмы и характеристики МГД-канала. Поэтому расчеты течения выполнены как с однородной  $\sigma_z$ , так и с эффективной проводимостью ( $\sigma_m = \sigma_L \beta_e \beta_e^{-1}$ ), интегрально учитывая влияние ионизационной неустойчивости.

Постоянная температура электронов при течении ионизационно-равновесной плазмы поддерживается в МГД-канале за счет джоулева тепловыделения. При этом локальный коэффициент нагрузки уменьшается и соответственно может уменьшаться интегральной изэнтропический к.п.д. канала  $\eta_s$ . Поэтому наряду с течением двухтемпературной плазмы при условиях  $T_e = \text{const}$ ,  $\dot{n}_e = 0$  рассмотрено течение ионизационно-неравновесной плазмы при  $K = \text{const}$ ,  $\dot{n}_e \neq 0$ . При этом величина коэффициента нагрузки  $K$  задавалась в численных расчетах как равной, так и отличной от значения  $K^*$ , соответствующего локальному равновесию на входе в канал.

Результаты расчетов течения ионизационно-равновесной аргоновой плазмы при выбранных в качестве примера значениях параметров на входе в канал ( $T_0^* = 2200 \text{ К}$ ,  $T_{e0} = 6000 \text{ К}$ ,  $p_0^* = 60 \text{ кгс/см}^2$ ,  $M_0 = 4$ ) представлены на рис. 1 и 2. На рис. 1 показаны распределения по длине МГД-канала безразмерных параметров потока плазмы ( $\bar{u} = u/u_0$ ,  $\bar{p}^* = p^*/p_0^*$ ,  $M/M_0$ ) и основных характеристик преобразования энергии ( $K$ ,  $\eta_s$ , доли сработанной энтальпии  $\eta$ ), а на рис. 2 — зависимости  $\eta_s$  и  $\eta$  от степени срабатывания полного давления в канале. Из графиков следует, что при «турбулентной» проводимости плазмы, отличающейся от «ламинарной» в данном случае в пять — восемь раз [4], длина МГД-канала, при которой достигается одинаковая степень срабатывания полного давления, примерно в два раза больше, чем для «ламинарной» плазмы.

Условие  $T_e = \text{const}$  приводит, как уже отмечалось, к уменьшению коэффициента нагрузки по длине канала. Однако вследствие уменьшения скорости течения и числа Маха величина интегрального внутреннего к.п.д.  $\eta_s$  заметно возрастает по сравнению с низким значением локального к.п.д. на входе в канал.

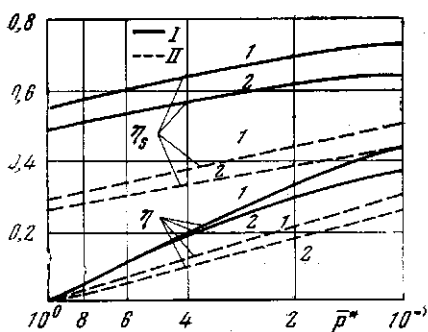


Рис. 2

Рис. 2. Ламинарная плазма (I) и турбулентная плазма (II): 1 —  $T_e=6000$  К; 2 — 6500

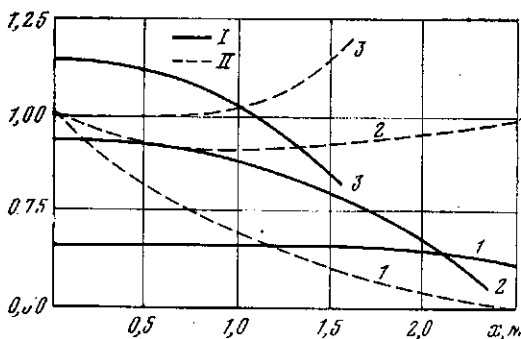


Рис. 3

Рис. 3.  $T_e$  (I) и  $n_e$  (II),  $T_{e0}=6000$  К,  $n_{e0}=1,0 \cdot 10^{20}$  м<sup>-3</sup>: 1 —  $K=0,95$ ; 2 — 0,90; 3 — 0,85

На рис. 2 сопоставлены значения параметров, соответствующих различным значениям температуры электронов. Для поддержания более высокого значения  $T_e$  и, следовательно, проводимости плазмы в МГД-канале величина греющего электрического поля  $E^*$  должна возрастать, а коэффициент нагрузки  $K^*$  уменьшаться. При этом уменьшаются как локальный (на входе в канал), так и интегральный изэнтропический к.п.д.  $\eta_s$  и коэффициент преобразования  $\eta$ . Полученные результаты показывают, что использование плазмы с более высокими значениями температуры электронов и проводимости при  $T_e = \text{const}$  и  $\dot{n}_e = 0$  приводит к снижению эффективности преобразования энергии.

Рассмотрим результаты расчета течения ионизационно-неравновесной аргоновой плазмы с однородной («ламинарной») проводимостью при условии  $K = \text{const}$  при вариации величины коэффициента нагрузки для параметров на входе в канал, соответствующих начальной температуре электронов  $T_{e0} = 6 \cdot 10^3$  К ( $\sigma_0 = 18,2$  мО/м, равновесное значение коэффициента нагрузки  $K_0^* = 0,887$ ). При увеличении коэффициента нагрузки длина канала заметно увеличивается. Так, например, при срабатывании давления до  $\bar{p}^* = 0,1$  длина возрастает более чем в три раза при изменении величины  $K$  от 0,8 до 0,95. На рис. 3 показаны распределения безразмерных температуры и концентрации электронов по длине МГД-канала при различных значениях коэффициента  $K$ . Уменьшение  $T_e$  практически по всей длине канала (начальная точка оси абсцисс на рис. 3 соответствует координате  $x = 0,01$  м) для всех значений коэффициентов нагрузки объясняется монотонным уменьшением греющего поля  $E^* = (1-K)uB$ . Отметим, что при отличных от равновесного значениях коэффициента  $K$  происходит разогрев электронной компоненты плазмы при  $K < K^*$  и охлаждение ее при  $K > K^*$ . Время релаксации температуры электронов от граничного значения к квазиравновесному составляет величину порядка нескольких микросекунд. Так, например, при коэффициенте нагрузки  $K = 0,95$  и указанных выше параметрах плазмы на входе в канал температура электронов за время  $\sim 1$  мкс уменьшается от начального значения  $T_{e0} = 6 \cdot 10^3$  К до величины  $T_e \approx 4 \cdot 10^3$  К. Концентрация электронов за этот интервал времени практически не изменяется. При этом растет электропроводность плазмы в сечениях канала, близких к входному.

На рис. 4 представлены распределения по длине канала концентрации электронов и проводимости плазмы при варьировании температуры электронов на входе в канал. На рис. 5 даны интегральные коэффициенты  $\eta_s$  и  $\eta$  ( $T_{e0} = (6-7) \cdot 10^3$  К) в зависимости от изменения давления торможения и значения коэффициента нагрузки  $K = 0,95$  (I) и 0,9 (2). Как видно

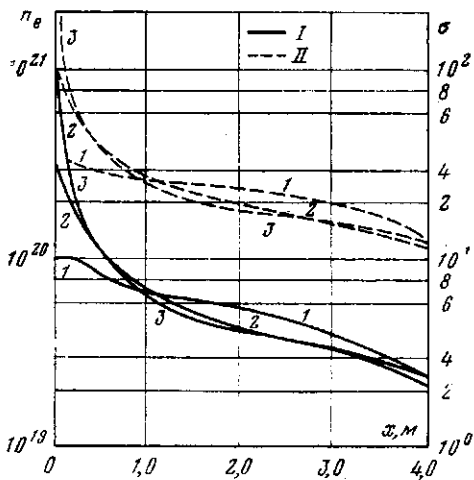


Рис. 4

Рис. 4.  $n_e$  (I) и  $\sigma$  (II): 1 —  $T_{e0}=6000$  К;  $\sigma_0=18,2$  МО/м;  $n_{e0}=1,0 \cdot 10^{20}$  м<sup>-3</sup>; 2 — 6500 К; 54,5 МО/м;  $3,4 \cdot 10^{20}$  м<sup>-3</sup>; 3 — 7000 К; 134 МО/м;  $9,9 \cdot 10^{20}$  м<sup>-3</sup>

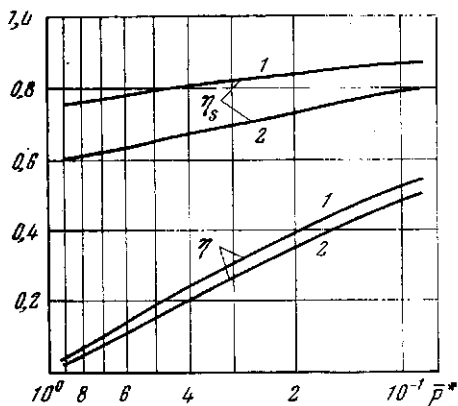


Рис. 5

из графиков, только в начальной области канала происходит резкое изменение параметров плазмы. В этой области при  $T_{e0}=(6,5-7,0) \cdot 10^3$  К интенсивно идет процесс рекомбинации и тепло рекомбинации  $\epsilon \dot{n}_e$  по порядку величины сравнимо с джоулевым тепловыделением. Остальная часть МГД-канала характеризуется сравнительно малым изменением параметров плазмы, значения которых слабо зависят от величины начальной температуры электронов в рассмотренном диапазоне ее изменения.

Величины изэнтропического к.п.д.  $\eta_s$  и коэффициента преобразования энергии  $\eta$  практически не зависят от начальных параметров.

Изменение параметров ионизационно-неравновесной («турбулентной») плазмы по длине канала при  $K=\text{const}$ ,  $\dot{n}_e \neq 0$  имеет такой же характер, как и при течи однородной плазмы. Количественное различие в значениях интегральных характеристик обусловлено различной величиной проводимости и параметра Холла.

Основные характеристики МГД-течений двухтемпературной аргоновой плазмы представлены в таблице. Значения интегральных параметров соответствуют перепаду давления торможения в канале от  $\bar{p}^*=0,5$  до  $\bar{p}^*=0,2$ .

Приведенные в таблице данные позволяют сформулировать основные выводы. Режим течения ионизационно-равновесной плазмы ( $T_e=\text{const}$ ,  $\dot{n}_e=0$ ) не обеспечивает достаточно высоких значений внутреннего к.п.д. и коэффициента преобразования энергии. Увеличение электронной температуры и, следовательно, проводимости плазмы на входе в МГД-канал приводит к снижению эффективности канала. Для течения ионизационно-неравновесной плазмы ( $K=\text{const}$ ,  $\dot{n}_e \neq 0$ ) при высоких значениях коэффициента нагрузки  $K=0,9-0,95$  внутренний к.п.д. может достигать значений  $\eta_s=0,8-0,85$ . Увеличение  $T_e$ , не снижая эффективности, позволяет существенно увеличить плотность преобразования энергии.

Аналогичные результаты получены при исследовании течения гелия и неона, а также различных смесей инертных газов. Выполненные расчеты позволили определить параметры на входе в МГД-канал, обеспечивающие высокие значения эффективности преобразования энергии при течи двухтемпературной ионизационно-неравновесной плазмы различных инертных газов.

В заключение отметим, что двухтемпературная плазма инертных газов при отсутствии ионизационного равновесия обладает повышенной устой-

Ar	$T_e^* = 2200 \text{ K}, p_0^* = 60 \text{ атм}, M_0 = 4$	
режим течения	$T_e = \text{const}, \dot{n}_e = 0$ равновесная плазма	$K = \text{const}, \dot{n}_e \neq 0$ неравновесная плазма

Ламинарная проводимость

$T_{e0}, \text{ K}$	6000	6500	6000	7000
$\sigma_0, \text{ МО/м}$	18,2	54,5	18,2	134
$K_0$	0,887	0,862	0,95	0,95
$\bar{p}^*$	0,5-0,2	0,5-0,2	0,5-0,2	0,5-0,2
$\eta_s$	0,62-0,69	0,55-0,61	0,79-0,84	0,77-0,84
$\eta$	0,15-0,33	0,13-0,29	0,19-0,40	0,18-0,40
$\langle W \rangle, \text{ мВт/м}^3$	330-300	~1100	230-170	600-250

Турбулентная проводимость

$T_{e0}, \text{ K}$	6000	6500	6500	7000
$\sigma_0, \text{ МО/м}$	3,2	11,4	11,4	33,3
$K_0$	0,72	0,69	0,85	0,85
$\bar{p}^*$	0,5-0,2	0,5-0,2	0,5-0,2	0,5-0,2
$\eta_s$	0,36-0,44	0,32-0,39	0,50-0,57	0,48-0,57
$\eta$	0,09-0,21	0,08-0,18	0,12-0,27	0,11-0,27
$\langle W \rangle, \text{ мВт/м}^3$	100-90	430-380	250-150	500-200

чивостью [5, 6]. В рекомбинирующей плазме величина критического параметра Холла зависит от соотношения величин энергии рекомбинации  $\epsilon_i K_r n_e^3$  и джоулевой диссипации  $j^2/\sigma$ . При условии, когда  $\epsilon_i K_r n_e^3 \gg j^2/\sigma$ , критическое значение числа  $\beta$  может достигать сравнительно больших величин ( $\beta_{кр} \gg 1$ ). Существенно, что время развития ионизационной неустойчивости в этом случае оказывается заметно большим, чем три течения ионизационно-равновесной плазмы, и при режимах течения с большими числами Маха ( $M_0 = 3-5$ ) сравнимо с временем пребывания плазмы в канале.

Ленинград

Поступила в редакцию  
5 IV 1979

ЛИТЕРАТУРА

1. Дж. Саггон, А. Шерман. Основы технической магнитной газодинамики. «Мир», 1968, стр. 492.
2. Л. М. Биберман, В. С. Воробьев, И. Т. Якубов. ТВТ, 7, № 4, 593, 1969.
3. Н. А. Кружилин. ТВТ, 15, № 6, 1262, 1977.
4. В. Л. Горячев, А. С. Ременный. ТВТ, 9, № 5, 1056, 1971.
5. В. Л. Горячев, А. С. Ременный. ЖТФ, 45, № 5, 1036, 1975.
6. Р. В. Васильева, А. В. Ерофеев, В. А. Шингаркина. ТВТ, 15, № 5, 901, 1977.