

УДК 538.4

## ТЕЧЕНИЕ ДВУХТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЫ В КАНАЛЕ ДИСКОВОГО МАГНИТОГИДРОДИНАМИЧЕСКОГО ГЕНЕРАТОРА С УЧЕТОМ НЕРАВНОВЕСНЫХ РЕАКЦИЙ ИОНИЗАЦИИ И РЕКОМБИНАЦИИ

В. Н. ПРИБЫЛОВ

(Москва)

Исследуется установившееся сверхзвуковое одномерное течение двухтемпературной частично ионизованной плазмы в канале дискового МГД генератора с учетом неравновесных реакций ионизации и рекомбинации.

В работе [1] дана подробная постановка задачи и рассмотрены течения при отсутствии реакций ионизации и рекомбинации и при равновесных реакциях.

1. Рассмотрим сверхзвуковое одномерное установившееся течение частично ионизованной двухтемпературной плазмы, состоящей из аргона с присадкой цезия. Пусть все функции зависят только от радиуса  $r$  и не зависят от координаты  $z$  и угла  $\theta$ . Решение ищется для  $r_1 > r \geq r^0$ , где  $r^0$  — начальный радиус,  $r_1$  — радиус, при котором число Маха  $M$  становится равным единице. Учитываются неравновесные реакции ионизации и рекомбинации. Вязкость и теплопроводность плазмы не учитываются. Магнитное поле  $\mathbf{H}(0, 0, H)$  направлено по оси  $z$ . Предполагается, что магнитное число Рейнольдса  $R_m \ll 1$ .

Система исходных уравнений выписана в работе [1].

Система уравнений (1.1) — (1.6) в работе [1] и соответствующие коэффициенты выписаны при следующих предположениях:

$$u_{a1} = u_{a2} = u_i = u, \quad \alpha = n_c / n_a \ll 1, \quad \alpha\theta \ll 1, \quad \varepsilon\theta \ll 1, \quad T_a = T_i = T \quad (\theta = T_c / T)$$

Здесь обозначения те же, что и в работе [1].

Предполагается, что ионизируется только цезий. При расчете частот столкновений  $\nu_{\alpha\beta}$  частиц сорта  $\alpha$  с частицами сорта  $\beta$  столкновения считаются упругими, неупругие столкновения (кроме ионизации, которая учитывается в явном виде) учитываются коэффициентом  $\delta$ . Коэффициент рекомбинации  $B$  принимался равным  $B = 5.2 \cdot 10^{-23} \cdot T_e^{-1/2}$  (тыс. град.) [2]. Коэффициент ионизации  $A$  выражается через  $B$  следующим образом:

$$A = B(n_e^2 / n_{a2})_s$$

Индекс  $s$  означает, что данная величина вычислена по формуле Саха.

2. Система уравнений (1.1) — (1.6) из [1] после несложных преобразований приводится к системе четырех дифференциальных уравнений для определения  $u$ ,  $p$ ,  $T_e$ ,  $n_e$ . В безразмерных переменных эти уравнения имеют вид

$$\frac{du^*}{dr^*} + \frac{r^*}{\kappa} \frac{dp^*}{dr^*} = \frac{v^{*2}}{u^* r^*} - S\sigma^* u^* r^* (1 - N) \quad (2.1)$$

$$\begin{aligned} \frac{5}{2} p^* \frac{du^*}{dr^*} + \frac{3}{2} u^* \frac{dp^*}{dr^*} - \frac{3}{2} \alpha^0 \theta^* K^0 \frac{1}{r^*} \frac{dT_e^*}{dr^*} + \alpha^0 \theta^* K^0 \frac{T_e^*}{n_e^* r} \frac{dn_e^*}{dr^*} = \\ = - \frac{5}{2} p^* \frac{u^*}{r^*} + S\kappa\sigma^* u^{*2} P_1 - J^* \alpha^0 P_2 \end{aligned} \quad (2.2)$$

$$\frac{3}{2} \alpha^\circ \theta^* n_e^* u^* (1 - N) \frac{dT_e^*}{dr^*} + \alpha^\circ \theta^* K^\circ \frac{T_e^*}{n_e^* r^*} \frac{dn_e^*}{dr^*} =$$

$$= S \chi \sigma^* u^{*2} P_1 - \left( \frac{3}{2} \theta^* T_e^* + J^* \right) \alpha^\circ P_2 - \gamma^* (\theta^* T_e^* - p^* u^* r^*) \quad (2.3)$$

$$\frac{du^*}{dr^*} + \frac{u^*}{n_e^*} \frac{dn_e^*}{dr^*} = \frac{P_2}{n_e^*} - \frac{u^*}{r^*} \quad (2.4)$$

Уравнение (2.1) есть уравнение движения плазмы, (2.2) — уравнение притока тепла для плазмы в целом, (2.3) — уравнение притока тепла для электронов, (2.4) — уравнение неразрывности для электронов.

Здесь

$$r^* = \frac{r}{r^\circ}, \quad u^* = \frac{u}{u^\circ}, \quad p^* = \frac{p}{p^\circ}, \quad n_{e, a1, a2}^* = \frac{n_{e, a1, a2}}{n_{e, a1, a2}^\circ}, \quad T^* = \frac{T}{T^\circ}$$

$$T_e^* = \frac{T_e}{T_e^\circ}, \quad \alpha^\circ = \frac{n_e^\circ}{n_a^\circ}, \quad n_a^\circ = n_{a1}^\circ + n_{a2}^\circ, \quad \chi = \frac{m^* u^{\circ 2}}{k T^\circ}, \quad \sigma^\circ = \frac{e^2 n_e^\circ}{m_e v^\circ}$$

$$S = \frac{\sigma^\circ H^2 r^\circ}{\rho^\circ u^\circ c^2}, \quad \gamma^* = \frac{\gamma r^\circ}{n_a^\circ k u^\circ}, \quad E^* = \frac{E r c}{M u^\circ}, \quad K^\circ = j^* \beta^\circ, \quad N = \frac{K^\circ}{n_e^* u^* r^*}$$

$$j^* = \frac{j c}{\sigma^\circ u^\circ H} r^*, \quad p^\circ = n^\circ k T^\circ + n_e^\circ k T_e^\circ, \quad \theta^* = \frac{T_e^\circ}{T^\circ}, \quad m^* = \frac{\rho^\circ}{n^\circ}$$

$$\rho^\circ = m_{a1} n_{a1}^\circ + m_{a2} n_{a2}^\circ, \quad J^* = \frac{J}{k T^\circ}, \quad P_1 = 1 - 2N + \frac{1 + \beta^2}{\beta^2} N^2$$

$$P_2 = A^* n_e^* \left( \frac{n'}{u^* r^*} - n_e^* \right) - B^* n_e^{*3}, \quad n' = \frac{n_{a2}^\circ + n_e^\circ}{n_e^\circ}, \quad \sigma^* = \frac{n_e^*}{v^*}$$

$$\gamma^* = \frac{3}{2} \delta n_e^* \varepsilon \alpha^\circ \frac{v^\circ}{\Omega} \left( v_1^* + \frac{m_{a1}}{m_{a2}} v_2^* \right), \quad v_1^* = \frac{n_{a1}^* T_e^{*1/2}}{v''}, \quad v_{ea2}^* = \frac{n_{a2}^* T_e^{*1/2} \chi^\circ Q^\circ}{v''}$$

$$v_{ei2} = \frac{n_e^* \alpha^\circ q^\circ \xi}{T_e^{*3/2} v''}, \quad v'' = 1 + \chi^\circ Q^\circ + \frac{n_e^\circ}{n_{a1} a} q^\circ \xi$$

$$\xi = 23.4 - 1.15 \lg n_e + 3.45 \frac{T_e}{11600}$$

$$v^\circ = \frac{16}{3 \sqrt{2}} n_{a1}^\circ \left( \frac{k T_e^\circ}{\pi m_e} \right)^{1/2} Q_{ea1}^\circ v'', \quad Q^\circ = \frac{Q_{ea2}^\circ}{Q_{ea1}^\circ}, \quad q^\circ = \frac{\pi e^4}{2 (k T_e^\circ)^2 Q_{ea1}^\circ}$$

$$\Omega = \frac{u^\circ}{r^\circ}, \quad \chi^\circ = \frac{n_{a2}^\circ}{n_{a1}^\circ}, \quad B^* = B \frac{r^\circ n_e^{\circ 2}}{u^\circ}, \quad A^* = B^* \left( \frac{n_e^*}{n_{a2}^\circ} \right) \frac{1}{n_e^\circ}$$

где  $\xi$  — кулоновский логарифм. Учитываются столкновения электронов с атомами цезия, атомами аргона и ионами. Для расчета величин  $v_{ea}$ ,  $v_{ei}$  используются следующие формулы:

$$v_{ea} = \frac{16}{3 \sqrt{2}} n_a \left( \frac{k T_e}{\pi m_e} \right)^{1/2} Q_{ea}^\circ, \quad v_{ei} = \frac{16}{3 \sqrt{2}} n_i \left( \frac{k T_e}{\pi m_e} \right)^{1/2} Q_{ei} \left( Q_{ei} = \frac{\pi e^4 \xi}{2 (k T_e)^2} \right)$$

Сечения  $Q_{ea}^\circ$  брались из работы [3]:  $Q_{ea1}^\circ = 0.7 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$ ,  $Q_{ea2}^\circ = 400 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$ .

Система уравнений (2.1)–(2.4) решалась при следующих граничных условиях:  $u^* = p^* = T_e^* = n_e^* = 1$  при  $r^* = 1$ .

3. Рассматриваемая задача решалась на ЭВМ. Начальная концентрация электронов рассчитывалась по формуле Саха. Во всех вариантах принималось:

$$\delta = 2, \quad \theta^* = 1, \quad r^0 = 100 \text{ см}, \quad H = 10^4 \text{ гс}, \quad T^0 = 2000^\circ \text{ К}.$$

При расчете вариантов  $a, b, c, d$  брались следующие комбинации параметров

	$p^0, \text{ ат}$	$u^0, \text{ см/сек}$	$\chi^0$
$a$	1	$10^5$	0.01
$b$	2	$10^5$	0.01
$c$	1	$2 \cdot 10^5$	0.01
$d$	1	$10^5$	0.002

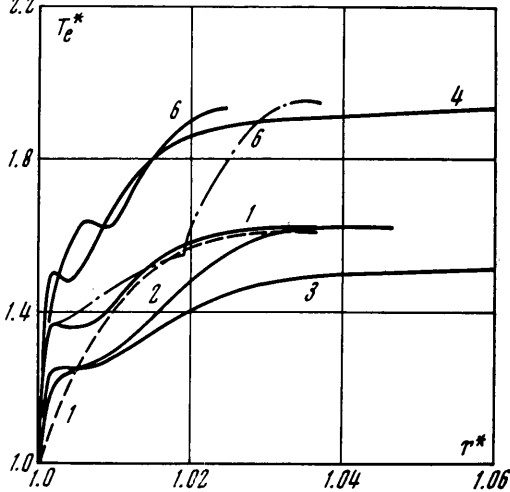
Нижние индексы 1, 2 у букв  $a, b, c, d$  соответственно означают  $K^0 = 0, K^0 = 0.83$ .

Результаты расчетов представлены на фиг. 1 — 5. Для сравнения приводятся результаты для случая, когда концентрация электронов определяется формулой Саха (пунктирные линии). Штрих-пунктирные линии относятся к расчетам с турбулентной проводимостью (п. 4).

На фигурах варианты расчетов обозначены следующим образом:  $a_1 - 1, a_2 - 2, b_1 - 3, c_1 - 4, d_1 - 5, d_2 - 6$ .

На фиг. 1 приведена зависимость безразмерной температуры электронов  $T_e^*$  от безразмерного радиуса  $r^*$ . Видно, что температура электронов сильно возрастает в узком слое на входе в канал. Этот эффект отсутствует в том случае, когда концентрация электронов определяется формулой Саха.

На фиг. 2 приведена зависимость безразмерной концентрации электронов  $n_e^*$  от безразмерного радиуса  $r^*$ . Видно, что концентрация электронов сначала меняется медленно, затем с ростом радиуса увеличение концентрации становится более быстрым, а в дальнейшем рост концентрации вновь замедляется. Поведение  $T_e^*$  и  $n_e^*$  на начальном участке канала качественно хорошо согласуется с результатами работы [4].



Фиг. 1

Поясним качественно поведение профилей температуры и концентрации электронов. Выпишем для этого уравнение притока тепла для электронов в следующем виде:

$$\left( \frac{3}{2} n_e k u - \frac{5k}{2e} j_r \right) \frac{dT_e}{dr} = Q_d - Q_i - \gamma(T_e - T) \quad (3.1)$$

Здесь  $Q_d$  — джоулева диссипация,  $Q_i$  — приток тепла за счет ионизации.

В самом начале канала джоулев нагрев идет на увеличение температуры электронов, так как из-за конечной скорости реакций ионизация не успевает развиваться и член  $Q_i$  несуществен в уравнении притока тепла для электронов. При этом существен конвективный перенос тепла, стоящий в левой части уравнения (3.1). Вследствие нагрева температура электронов отрывается от температуры тяжелых частиц, а концентрация электронов уже не соответствует значению, определяемому по формуле Саха.

На следующем этапе идет неравновесная ионизация. Существенную роль в уравнении (3.1) играют члены  $Q_d$ ,  $Q_i$ ,  $\gamma (T_e - T)$ , конвективный перенос тепла не существует (этот член играет существенную роль только в слое резкого изменения  $T_e$ , так как при нем стоит малый параметр  $\alpha$  (2.3)). На этом этапе сильно изменяется концентрация электронов.

В результате ионизации на некоторой длине  $l_n$  от начала канала концентрация электронов выходит на значение, соответствующее формуле Саха. Но при этом член  $Q_i$  еще существует в уравнении (3.1). Наконец, на некоторой длине  $l_T$  от начала канала член  $Q_i$  становится несущественным и температура электронов определяется формулой Керреброка.

Таким образом, сначала происходит выход концентрации электронов на значение, определяемое формулой Саха, а затем температура электронов выходит на значение, определяемое формулой Керреброка.

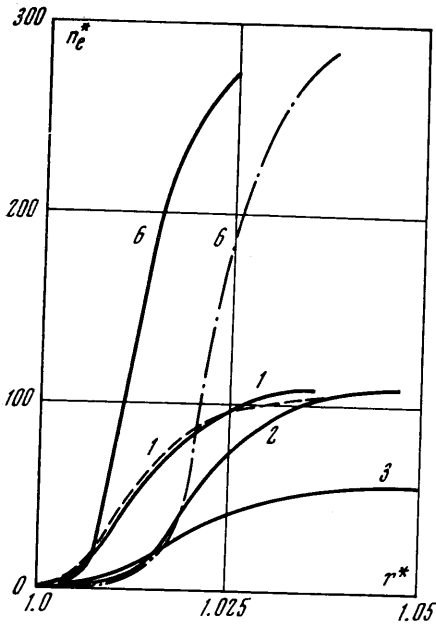
Введем следующие параметры:

$$\lambda_1 = \frac{J^* \alpha^0}{S_0^* \kappa u^{*2}} \left[ A^* n_e^* \left( \frac{n'}{u^* r^*} - n_e^* \right) - B^* n_e^{*3} \right]$$

$$\lambda_2 = \frac{1}{B^* n_e^{*3} r^*} \frac{d(r^* n_e^* u^*)}{dr^*}$$

Назовем  $l_n = r_n - r^0$ ,  $l_T = r_T - r^0$  соответственно длинами релаксации концентрации электронов и релаксации температуры электронов. Здесь  $r_n$ ,  $r_T$  — значения радиусов, при которых параметры  $\lambda_2$ ,  $\lambda_1$  становятся много меньше единицы.

Температура электронов при неравновесных реакциях на всей длине канала больше, чем при равновесных. На начальном участке канала концентрация электронов при неравновесных реакциях меньше, чем в случае равновесных реакций, так как реакции идут с конечной скоростью. Так как температура электронов при неравновесных реакциях больше, чем при равновесных, то при  $r > r^0 + l_n$ , когда имеет место формула Саха, концентрация электронов в неравновесном случае больше, чем в равновесном. В самом деле точка пересечения сплошной и пунктирной линий на фиг. 2 лежит левее точки  $r = r^0 + l_n$ .



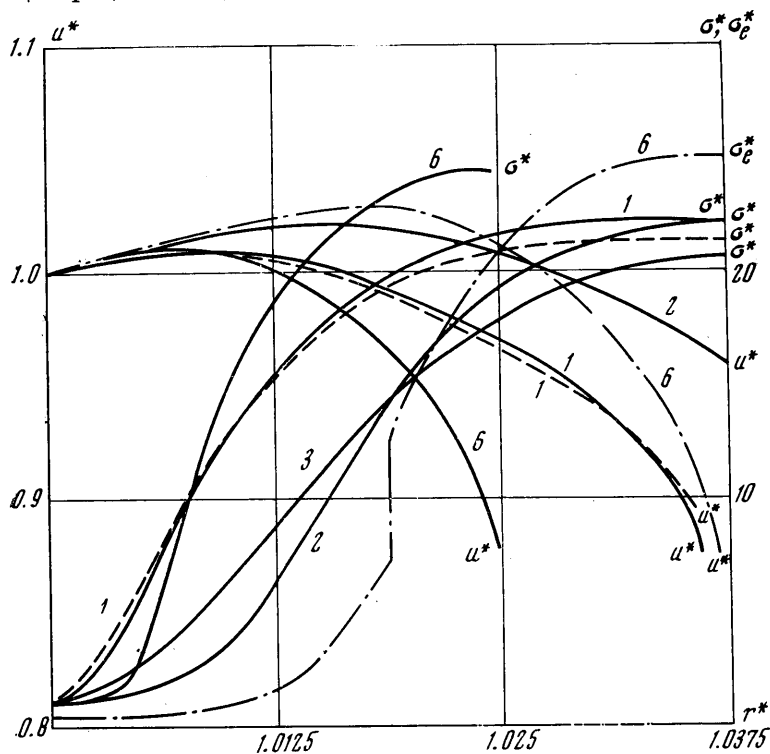
Фиг. 2

Назовем  $\gamma$ -слоем ту часть канала, в которой существует конвективный приток тепла или приток тепла за счет ионизации в уравнении притока тепла для электронов. При этом вне  $\gamma$ -слоя разница температур электронов и тяжелых частиц определяется формулой Керреброка. Внутри  $\gamma$ -слоя формула Керреброка неприменима. Так как везде, за исключением узкого слоя на входе в канал, член  $Q_i$  существенно конвективного переноса тепла, то длина  $\gamma$ -слоя определяется длиной участка канала, где существует член  $Q_i$ . Величина этого члена определяется параметром  $\lambda_1$ , а следовательно, длина  $\gamma$ -слоя равна  $l_T$ . Величины  $l_T$ ,  $l_n$  и длина канала  $l = r_1 - r^0$  принимают следующие значения:

	$a_1$	$a_2$	$b_1$	$c_1$	$d_1$	$d_2$
$l_n$ , см	2.0	2.8	3.0	1.6	1.6	2.0
$l_T$ , см	3.0	3.8	5.8	16	1.8	2.3
$l$ , см	3.6	4.7	21	16	2	2.5

Видно, что длина релаксации концентрации электронов  $l_n$  может быть сравнима с длиной канала. Тем более это относится к длине релаксации температуры, так как вычисления показали, что  $l_T$  может быть в несколько раз больше  $l_n$ .

Отметим, что учет излучения приводит к увеличению длины релаксации концентрации электронов [4, 5].



Фиг. 3

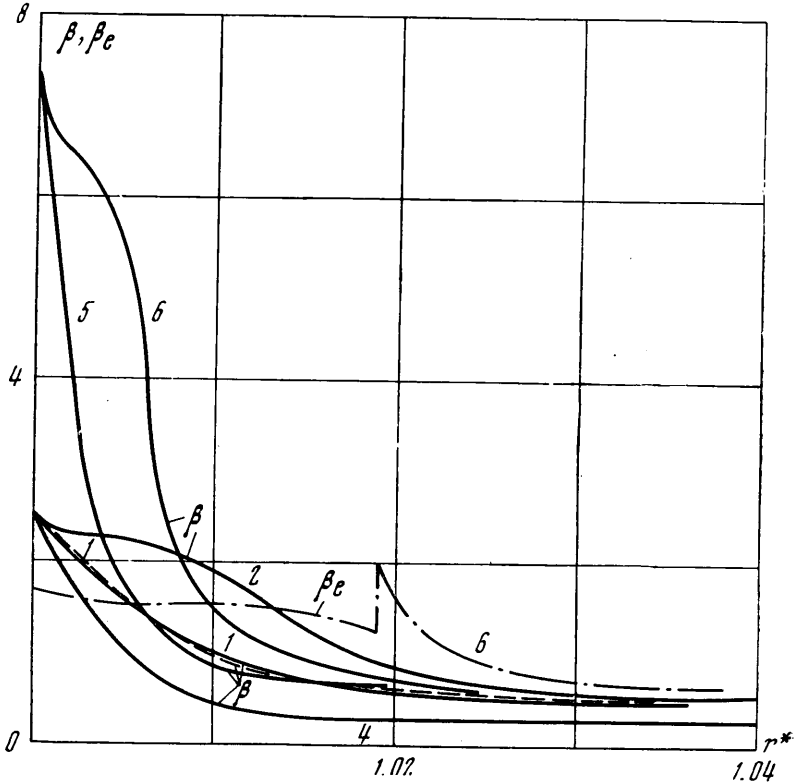
Из сравнения решения данной задачи с решением, соответствующим равновесным реакциям (пунктирные кривые), следует, что распределения температуры и концентрации электронов, проводимости, напряженности электрического поля существенно отличаются для этих двух решений на длине  $l_n$ .

На фиг. 3 изображены зависимости безразмерной проводимости и скорости от безразмерного радиуса.

Видно, что проводимость плазмы в начале канала меньше проводимости при равновесных реакциях, а при  $r > r^0 + l_n$  больше последней. Взаимное расположение профилей скорости при равновесных и неравновесных реакциях определяется проводимостью. В генераторном режиме чем больше проводимость, тем быстрее тормозится плазма. Необходимо отметить, что из-за большого изменения проводимости вдоль канала сильно меняется местный параметр взаимодействия  $S\sigma^*$ . Так что, если при  $r > r^0 + l_n$  величина  $S\sigma^* \sim 1$ , то в начале канала  $S\sigma^*$  может быть много меньше еди-

ницы. Поэтому даже большое различие проводимостей при равновесных и неравновесных реакциях в начале канала может не влиять на гидродинамику течения.

Рассмотрим зависимость решения от параметров  $u^\circ$ ,  $p^\circ$ ,  $\chi^\circ$ ,  $j^*$ . Температура электронов  $T_e$  (фиг. 1) увеличивается с уменьшением начального давления  $p^\circ$  и увеличением начальной скорости потока  $u^\circ$ .



Фиг. 4

Увеличение тока Холла  $j^*$  приводит к уменьшению  $T_e$ . Объяснить этот факт можно следующим образом. Выпишем величину джоулевой диссипации  $Q_a$ , пренебрегая для простоты членом, пропорциональным градиенту электронного давления в законе Ома, и считая, что  $v = 0$

$$Q_a = (j_r^2 + j_v^2) / \sigma = \sigma(1 + \beta^2)^{-1} [E_r^2 + (uH/c)^2] \quad (3.2)$$

Из закона Ома в данных предположениях имеем

$$E_r = j_r(1 + \beta^2) / \sigma - \beta uH / c \quad (3.3)$$

Из (3.3) следует, что величина  $E_r$  увеличивается с увеличением  $j_r$ . Так как значения  $j_r$  брались такими, чтобы выполнялось неравенство  $E_r < 0$  ( $j_r > 0$ ,  $E_r < 0$  — генераторный режим), то из (3.2) следует, что с увеличением тока Холла величина  $Q_a$  уменьшается. С уменьшением джоулевой диссипации уменьшается температура электронов.

Концентрация электронов  $n_e$  и проводимость  $\sigma$  зависят от параметров  $u^\circ$ ,  $p^\circ$ ,  $j^*$  таким же образом, как и температура электронов (фиг. 2, 3).

Чтобы определить качественную зависимость длины релаксации концентрации электронов от параметров задачи, представим уравнение нераз-

рывности электронов в виде

$$\frac{1}{r^*} \frac{d(n_e^* u^* r^*)}{dr^*} = B^* n_e^* \left\{ \frac{\psi_2}{2} \left[ \left( 1 + \frac{4\psi_1}{\psi_2} \right)^{1/2} + 1 \right] + n_e^* \right\} \times$$

$$\times \left\{ \frac{\psi_2}{2} \left[ \left( 1 + \frac{4\psi_1}{\psi_2} \right)^{1/2} - 1 \right] - n_e^* \right\}$$

$$\psi_1 = n' / u^* r^*, \quad \psi_2 = (n_e^2 / n_{a2})_s / n_e^\circ$$

Предполагая  $n_{a2} \gg n_e$ , получим

$$\frac{1}{r^*} \frac{d(r^* n_e^* u^*)}{dr^*} = B^* \psi_1 \psi_2 n_e^* \left[ 1 - \left( \frac{n_e^*}{n_{es}^*} \right)^2 \right] \quad (n_{es}^* = n_{es} / n_e^\circ) \quad (3.4)$$

Пусть  $n_e^* \leq n_{es}^*$ , т. е. ионизация преобладает над рекомбинацией, или ионизационный и рекомбинационный члены в уравнении (3.4) одного порядка. Тогда для  $l_n$  имеем следующую оценку:

$$l_n \sim F \frac{u^\circ}{n_{a2}^\circ} T_e^3 \exp\left(\frac{J}{kT_e}\right) \quad (3.5)$$

Здесь  $F \sim 10^{-7}$  — константа.

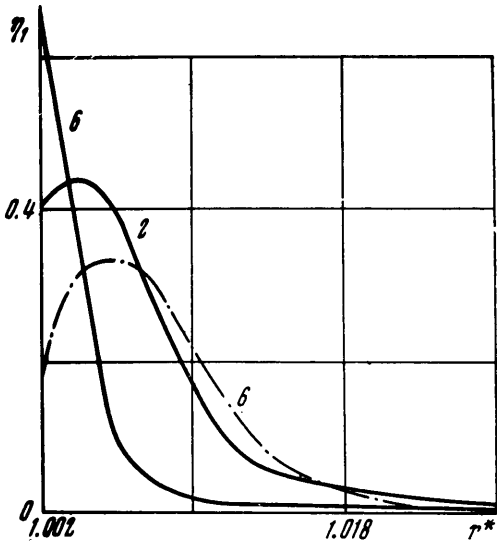
Из (3.5) следует, что чем больше температура электронов  $T_e$  (если  $J/kT_e$  достаточно велико), начальная концентрация присадки  $n_{a2}^\circ$  и чем меньше начальная скорость плазмы  $u^\circ$ , тем меньше  $l_n$ . В диапазоне рассматриваемых параметров основное влияние на длину релаксации концентрации оказывает температура электронов. Численные расчеты хорошо согласуются с качественной зависимостью (3.5). На фиг. 4 изображена зависимость величины  $\beta$  от безразмерного радиуса  $r^*$ . С увеличением радиуса  $r$  параметр Холла  $\beta$  уменьшается, что связано с увеличением столкновений электронов с ионами за счет увеличения плотности электронов. С увеличением холловского тока  $j^*$  параметр  $\beta$  увеличивается.

Уменьшение начального значения доли присадки  $\chi^\circ$  от 0.01 до 0.002 приводит к увеличению величин  $T_e$ ,  $n_e$ ,  $\sigma$  и уменьшению длины канала и длины релаксации концентрации электронов.

Введем к.п.д. по следующим формулам:

$$\eta_1 = \frac{c j_r E_r}{V j_H}$$

$$\eta_2 = - \frac{1}{\rho^\circ u^\circ r^\circ i^\circ} \int_{r_0}^{r_1} r j_r E_r dr$$



Фиг. 5

Здесь  $i^\circ$  — энтальпия плазмы на входе в канал. Пусть  $v = 0$ , тогда, пренебрегая членом, пропорциональным  $dp_e/dr$  в законе Ома, имеем [1]

$$\eta_1 = N \left[ 1 - \frac{N}{(1-N)\beta^2} \right] \quad (3.6)$$

На фиг. 5 дана зависимость к.п.д.  $\eta_1$  от безразмерного радиуса  $r^*$ . На некотором удалении от входа в канал величина  $\eta_1$  принимает малые значения, так как из-за ионизации увеличивается величина  $n_e^* a^* r^*$  и уменьшается величина  $\beta$ . Можно показать, что  $\eta_2 \sim Sl^* j^* E^*$ , где  $l^* = l/r^*$ . Так как величина  $Sl^*$  в рассматриваемых вариантах параметров мала, то и величина  $\eta_2$  оказалась небольшой.

4. При больших параметрах Холла ( $\beta > \beta_k$ , где  $\beta_k \approx 2$ ) в плазме, текущей в магнитном поле, возникают неоднородности, которые приводят к аномальным значениям проводимости и отношения напряженности холловского электрического поля к величине  $uH/c$ . Причиной возникновения неоднородностей в плазме может служить, например, ионизационная неустойчивость. В ряде работ выводится эффективный закон Ома, учитывающий турбулентность проводимости. Эффективный закон Ома получается из обычного закона Ома заменой  $\beta$  и  $\sigma$  на эффективный параметр Холла  $\beta_e$  и эффективную проводимость  $\sigma_e$ . Возьмем выражения для  $\beta_e$ ,  $\sigma_e$  из работы [6].

На фиг. 1 — 5 представлены результаты расчета варианта  $d_2$  с учетом турбулентности проводимости (штрих-пунктирные кривые). Предполагалось, что при  $\beta < 2$  проводимость ламинарная, а при  $\beta > 2$  — турбулентная. При  $r^* = 1.019$  происходит переход от течения с турбулентной проводимостью к течению с ламинарной проводимостью. Величины  $\sigma_e^* = \sigma_e / \sigma^*$ ,  $\beta_e$ ,  $E^*$ ,  $\eta_1$ ,  $\lambda_2$  испытывают при этом скачок, а величины  $u^*$ ,  $T_e^*$ ,  $n_e^*$  — скачок производной.

Так как в варианте  $d$  параметр Холла достаточно велик ( $\beta^0 = 7.3$ ), то решения с ламинарной и турбулентной проводимостями отличаются существенно. Учет турбулентности проводимости приводит к увеличению длины канала, скорости плазмы, длины релаксации концентрации электронов и уменьшению температуры и концентрации электронов. Эффективная проводимость  $\sigma_e$  оказывается меньше ламинарной проводимости. Эффективный параметр Холла  $\beta_e$  в начале канала меньше, но с увеличением радиуса становится больше соответствующего значения величины  $\beta$  при течении с ламинарной проводимостью. Так как величина  $n_e^* u^* r^*$  нарастает медленнее в случае течения с турбулентной проводимостью, то (согласно формуле (3.6)) к.п.д.  $\eta_1$  в этом случае сохраняет удовлетворительные значения на большей длине.

В варианте  $d_2$  при течении с турбулентной проводимостью вблизи начала канала имеется участок, где  $E_r > 0$ , на котором осуществляется ускорительный режим.

В заключение автор благодарит В. В. Гогосова за внимание к работе и ценные обсуждения.

Поступило 16 IX 1971

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Прибылов В. Н. Изучение движения двумпературной плазмы в канале дискового магнитогидродинамического генератора. Изв. АН СССР, МЖГ, 1970, № 6.
2. Зельдович Я. Б. Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., «Наука», 1966.
3. Клейн Дж., Роза Р. Экспериментальное исследование сильного эффекта Холла и ионизации, индуцированной полем  $V \times H$ . В сб. «Прикладная магнитная гидродинамика», М., «Мир», 1965.
4. Кружинин Н. А., Якубов И. Т. Исследование развития ионизации на входе в канал МГД генератора. Симпозиум по производству электроэнергии с помощью МГД генераторов, Варшава, 1968, —407/140.
5. Bertolini E., Toschi R. Relaxation phenomena in MPO generators. Electricity from MHD, Vienna, 1968.
6. Дыхне Ф. М. Аномальное сопротивление плазмы в сильном магнитном поле. ЖЭТФ, 1970, т. 59, вып. 2(8).