

Dynamics of expansion the products of laser ablation with the next process deposition their on materials

N. S. Zakharov, V. V. Rudenko

Central Institute of Physics and Technology, Sergiev Posad-7, Moscow Region, Russia

The calculations results obtained for laser deposition of Si vapor. The process of expansion gas-dynamic plume in vacuum was solved under condition of two-dimensional cylindrical problem for laser impulse witch characterized the sharp focusing its light on barrier. Solution was obtained for laser time duration as big as time, demanded for product of laser ablation to expand to deposition surface. Investigated laser ablation regimes as absorption laser radiation in plasma as without it.

УДК 537.525

Преодоление кризиса плазменного потока в вакуумной дуге в сильном магнитном поле

И. А. Кринберг

Иркутский государственный университет, г. Иркутск, Россия

Г. К. Матафонов

Институт солнечно-земной физики СО РАН, г. Иркутск, Россия

Исследованы движение и нагрев плазмы в вакуумной дуге с кольцеобразным (или трубчатым) анодом, помещенной в аксиальное магнитное поле. Показано, что скорость сверхзвукового плазменного потока может уменьшиться до половины начальной величины, а электронная температура — увеличиться до половины начальной энергии ионов, приходящейся на единицу ионного заряда. Найдено, что увеличение мощности разряда при наложении магнитного поля вызвано усилением теплового потока на катод.

В вакуумно-дуговых источниках ионов для повышения ионного заряда часто используется внешнее магнитное поле, направленное вдоль оси разрядного промежутка [1]. Как было показано путем модельных расчетов [2, 3], причиной роста зарядности является повышение электронной температуры вдоль катодной плазменной струи, которая в аксиальном магнитном поле принимает цилиндрическую форму. Проведенные в дальнейшем измерения температуры оказались в близком согласии с теорией [4, 5]. Вместе с тем известно [6], что при подведении энергии к сверхзвуковому цилиндрическому потоку газа (плазмы) поток замедляется, и на некотором расстоянии от начального сечения наступает кризис течения, когда скорость потока становится равной скорости звука. Подобного развития событий следует ожидать в вакуумной дуге в магнитном поле, так как эмитируемый с поверхности катода поток плазмы является сверхзвуковым с характерным значением числа Маха $M_0 \approx 4-5$ [7, 8]. Кризис течения не был обнаружен в модели [2, 3], в которой не учиты-

валось изменение скорости потока. Расчеты, проведенные на основе более полной модели, показали [8], что при величине внешнего поля $B \geq 10^3$ Гс кризис течения может иметь место уже на расстоянии 1–2 см от катода, тогда как в ионно-дуговых источниках часто используются плазменные струи гораздо большей длины [1]. Цель настоящей работы — исследование возможности преодоления кризиса плазменного течения в вакуумных дугах с большой длиной межэлектродного промежутка и кольцеобразным (или трубчатым) анодом, через отверстие в котором проходит "длинная" плазменная струя.

Модель плазменной струи

При исследовании плазменных течений с характерным размером по радиусу, значительно меньшим характерного размера вдоль потока, можно использовать метод профилирования, позволяющий перейти от двухмерной задачи к квазиодномерной [9]. Тогда система МГД-урав-

нений (полученная в предположении неизменности концентрации и температуры частиц и продольной компоненты плотности потока массы и заряда в сечении струи) в стационарном случае принимает вид [10]

$$\frac{d}{dz}(\rho V_z S) = 0; \quad (1)$$

$$\rho V_z S \frac{dV_z}{dz} = -\frac{d(PS)}{dz} + \left(\frac{I}{c}\right)^2 \frac{d \ln R}{dz}; \quad (2)$$

$$\rho V_z S \frac{dV_R}{dz} = \frac{3PS}{R} - \frac{2}{R} \left(\frac{I}{c}\right)^2 - \frac{\sigma I B_z^2}{ec^2 N_e} \frac{dR}{dz}; \quad (3)$$

$$V_R = V_z \frac{dR}{dz}; \quad (4)$$

$$\frac{3}{2} \frac{dT_e}{dz} = T_e \frac{d \ln N_e}{dz} + \frac{eI}{\sigma S} - \frac{Z}{\xi N_e V_z} \left(Q + \frac{1}{S} \frac{d(Sq)}{dz} \right), \quad (5)$$

где z — расстояние от поверхности катода;

$\rho = mN_+$ и $P = T_e N_e + T_+ N_+$ — плотность и давление плазмы;

N_e , N_+ , T_e , T_+ — концентрация и температура (в энергетических единицах) электронов и ионов;

V_z — продольная скорость плазмы (ионов);

V_R — радиальная скорость плазмы на боковой поверхности струи;

R и $S = \pi R^2$ — радиус и площадь поперечного сечения струи;

I — сила разрядного тока;

$B_z = \text{const}$ — однородное внешнее магнитное поле;

σ — коэффициент электропроводности;

Q — скорость потерь энергии электронами при неупругих столкновениях с ионами;

q — тепловой поток;

$\xi = mI / eG = \text{const}$ — безразмерное отношение силы тока к потоку (расходу) массы $G = \rho V_z S = \text{const}$, называемое параметром обмена [11];

m и Z — масса и средний заряд ионов;

e — элементарный заряд;

c — скорость света.

Для стационарного плазменного потока без внешнего магнитного поля ($B_z = 0$) уравнения (1)–(4) совпадают с соответствующими уравнениями из работы [9], полученными при исследовании плазменных перетяжек.

Так как джоулево тепло выделяется в электронном газе, то в катодных плазменных струях $T_e \gg T_+$, поэтому ионы далее считаются "хо-

лодными", и принимается $P \approx N_e T_e$. Предполагается также выполнение условия квазинейтральности $N_e = ZN_+$. Для расчета ионного состава используется следующая система уравнений [2, 10]:

$$V_z \frac{df_n}{dz} = k_n f_{n-1} N_e - k_{n+1} f_n N_e \quad (n = 1, 2, 3, \dots), \quad (6)$$

где $f_n = N_n / N_+$ — доля ионов n -й зарядности с концентрацией N_n , $f_0 = 0$;

$k_n(T_e)$ — коэффициент ионизации для образования n -кратно заряженного иона.

Средний ионный заряд определяется как $Z = \sum_{n=1} n f_n$, а его производная равна

$$dZ / dz = N_e / V_z \sum_{n=1} k_{n+1} f_n.$$

Если считать, что при неупругих столкновениях энергия электрона расходуется в основном на ионизацию ионов, то скорость потерь определяется соотношением

$$Q = N_e N_i \sum_{n=1} E_{n+1} k_{n+1} f_n,$$

где E_{n+1} — энергия образования $(n+1)$ -кратно заряженного иона.

В отличие от предыдущих моделей [8, 10] в настоящей работе в уравнении теплового баланса электронов (5) учитывается теплопроводность, а плотность теплового потока принята равной

$$q = -\kappa \frac{dT_e}{dz}. \quad (7)$$

Коэффициент теплопроводности можно представить в виде $\kappa = \alpha_1 \sigma T_e / e^2$, где $\alpha_1 \approx 5$ [12], а коэффициент электропроводности как $\sigma = \alpha_2 T_e^{3/2} / Z$ [12], где $\alpha_2 \approx 2 \cdot 10^{13}$ эВ^{-3/2} · с⁻¹ для типичных параметров плазмы вакуумной дуги.

В качестве граничных условий при $z = 0$ в модели плазменной струи можно взять известные параметры прикатодной плазмы V_0 , T_{e0} , Z_0 , с помощью которых, используя значения силы тока I , параметра обмена ξ и начального радиуса струи R_0 , можно определить и другие гидродинамические характеристики [2, 10]. В дальнейшем во всех случаях принято $T_{e0} = 1$ эВ. Значения других параметров для титана и углерода приведены в работах [3, 5].

Кризис плазменного потока

Рассмотрим вначале решение системы уравнений (1)–(6) без учета теплопроводности, по-

лагая в (5) $q = 0$. В этом случае мы имеем задачу Коши, т. е. задачу с начальными условиями в точке $z = 0$. Путем несложных преобразований из (1)–(6) можно получить линейную алгебраическую систему относительно первых производных от переменных T_e , V_z , V_R , R и f_n ($n = 1, 2, 3, \dots$). Детерминант такой системы $DET \propto (1 - C_S^2/V_z^2)$, где $C_S = (5ZT_e/3m)^{1/2}$ — локальная скорость ионного звука. Если детерминант в некоторой точке $z = L_{cr}$ обращается в ноль, то система в ней имеет особенность, означающую невозможность стационарного течения при $z > L_{cr}$ [13]. В рассматриваемом случае условие $DET = 0$ будет иметь место при $V_z = C_S$. Так как скорости V_z и C_S меняются вдоль потока, то значения критической (предельной) длины потока L_{cr} , а также параметров V_{cr} , T_{cr} , Z_{cr} в этой точке могут быть получены только путем численного решения системы (1)–(6).

Такие расчеты (в предположении $R_0 = R_{cath}$) были выполнены для условий измерений в работе [1]: величина внешнего магнитного поля связана с током дуги I соотношением $B_z/I = \text{const}$; радиус катода (из углерода и титана) равен $R_{cath} = 3$ мм, длина межэлектродного промежутка $L = 35$ мм. В рассматриваемом случае $B_z/I = 10$ Гс/А, и при токах $I > 100$ А безразмерный параметр $\gamma_2 = \pi R_0^3 e \sigma_0 B_z^2 \xi^2 / (mc^2 Z_0 I) \gg 1$, что означает преобладание силы, связанной с внешним магнитным полем, над силой инерции и силой давления [10]. Действительно, численное решение системы (1)–(6) показало, что практически сразу плазменная струя принимает цилиндрическую форму ($V_R/V_z \leq 10^{-2}$ и $(R - R_0)/R_0 \leq 0,03$). В этом случае, как упоминалось выше, продолжающийся джоулев нагрев неизбежно приведет к кризису течения.

На рис. 1 вычисленные значения критической длины представлены как функция разрядного тока. Видно, что уже при токах $I \geq 200$ А значения L_{cr} оказываются меньше размеров межэлектродного промежутка. Однако в экспериментах [1] при токах $I = 300\text{--}3000$ А наблюдался достаточно устойчивый поток плазмы цилиндрической формы даже на расстояниях $z > L_{cr}$, в связи с чем возникает вопрос о путях преодоления кризиса течения плазмы в вакуумную дугу в сильном аксиальном магнитном поле.

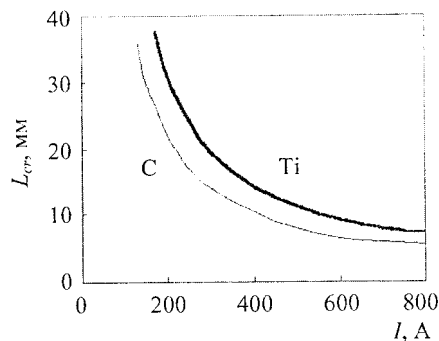


Рис. 1. Зависимость критической длины плазменного потока от силы тока вакуумной дуги с катодами из титана и углерода

Предельное течение

Можно предположить, что после снижения скорости потока до локальной скорости звука ($V = C_S$) дальнейшего изменения скорости не происходит, т. е. возникает так называемое предельное состояние течения [14]. В этом предположении параметры плазменной струи при $z \geq L_{cr}$ можно найти, полагая, что предельная скорость потока остается постоянной и равной $V_z = V_{cr} = (5Z_{cr}T_{cr}/3m)^{1/2}$. При неизменном ионном заряде Z постоянной должна оставаться и электронная температура (для выполнения условия $V_z = C_S$). Однако в случае продолжающейся ионизации постоянным будет лишь произведение $ZT_e = \text{const}$, а электронная температура будет меняться как

$$T_e = T_{cr} \frac{Z_{cr}}{Z}. \quad (8)$$

Таким образом, в области предельного течения (при $L \geq z \geq L_{cr}$) вместо уравнения теплового баланса (5) используется уравнение (8). Ионный состав по-прежнему рассчитывается путем решения системы (6), а концентрация частиц находится как $N_+ = I/(\xi e V_z S)$ и $N_e = ZN_+$.

При данных предположениях были выполнены расчеты параметров плазменной струи во всем интервале расстояний от $z = 0$ до $z = L$. Значения среднего ионного заряда Z в точке $z = L = 35$ мм (соответствующей наиболее удаленной от катода части трубчатого анода в установке [1]) приведены на рис. 2 совместно с данными измерений из работы [1]. В отличие от предыдущего раздела вычисления были проведены как для $R_0 = R_{cath} = 3$ мм, так и в предположении $R_0 = 2$ мм, так как катодные пятна (из которых эмитируется плазменная струя) могут и не занимать всю поверхность катода. Качественное согласие модельных расчетов с эксперимен-

том свидетельствует о возможности реализации предельного течения в вакуумной дуге. При этом согласие гораздо лучше для случая $R_0 < R_{cath}$, что достаточно естественно при токах в сотни ампер.

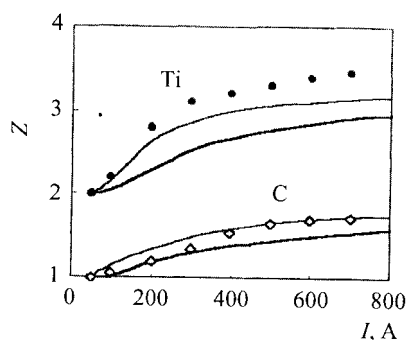


Рис. 2. Зависимость среднего ионного заряда от силы тока вакуумной дуги с катодами из титана и углерода:
• — результаты измерений из [1]; —, — — — — расчет при $R_0 = 3$ и 2 мм, соответственно

Влияние теплопроводности на режим плазменного течения

Хотя предположение о реализации предельного течения приводит к разумному согласию с данными измерений, все же остается открытым вопрос, каким образом выполняется тепловой баланс в плазменной струе, т. е. каким способом отводится из цилиндрической струи избыток энергии.

При решении системы МГД-уравнений, учитывающих процесс теплопроводности, тепловой поток q формально можно рассматривать как новую независимую переменную. Тогда мы имеем систему уравнений (1)–(7) первого порядка, которая может быть разрешена относительно первых производных. Детерминант такой системы не обращается в ноль, и поэтому решение не имеет особенностей в точке $V_z = C_S$, т. е. обеспечивается возможность преодоления кризиса течения.

В случае учета теплопроводности возникает проблема постановки дополнительного граничного условия для переменной q (т. е. для производной dT_e/dz). Вместо значения $q \propto dT_e/dz$ можно задать значение температуры $T_e = T_{end}$ на границе рассматриваемого интервала $z = L$. При таком подходе задача становится краевой. Однако краевую задачу можно свести к решению последовательности задач Коши [15], задавая различные значения $q = -q_0$ в точке $z = 0$ и выбирая то из них, которое обеспечивает выполнение краевого условия $T_e = T_{end}$. Именно такой подход использовался в настоящей работе.

В качестве примера был рассмотрен случай вакуумной дуги с титановым катодом при $I = 500$ А и $B_z = 5000$ Гс. При вычислениях предполага-

лось, что $R_0 = R_{cath} = 3$ мм ($S_0 = 0,28$ см²). Оказалось, что решение существует лишь для весьма узкого интервала значений плотности теплового потока $q_0 = 30–38$ кВт/см², которым соответствует граничная температура в пределах от $T_{end} = 0$ до $T_{end} \approx 0,39 E_0$, здесь $E_0 = mV_0^2 / 2Z_0$ — кинетическая энергия, приходящаяся на единицу ионного заряда в начальной точке $z = 0$ (для титана $V_0 = 1,5 \cdot 10^4$ м/с, $Z_0 \approx 2$, $E_0 \approx 29$ эВ и $T_0/E_0 \approx 0,036$).

Зависимость безразмерных значений температуры T_e/E_0 и скорости V_z/V_0 от расстояния z представлена на рис. 3, а, б. Здесь же штриховой линией изображены аналогичные зависимости, вычисленные без учета теплопроводности. Выбор одного из допустимых значений T_{end} , по-видимому, следует сделать в пользу наибольшего (см. кривая 2 на рис. 3, а, б). Во-первых, нереально, чтобы сразу после выхода из трубчатого анода плазменная струя стала холодной (так как наблюдается продолжение свечения струи). Во-вторых, именно в этом случае вычисленные значения среднего ионного заряда (совпадающие в пределах 5 % с представленными на рис. 2 более простыми расчетами) наиболее близки к измеренным.

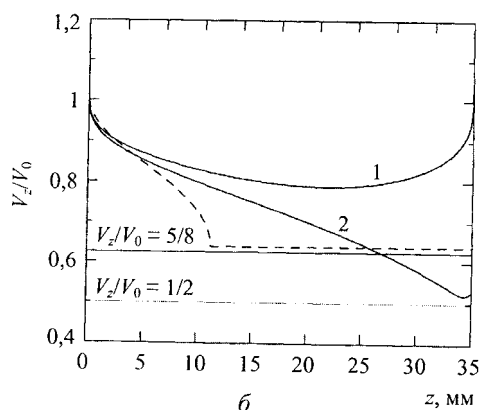
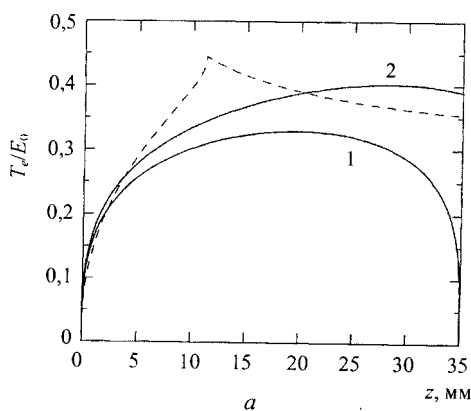


Рис. 3. Изменение безразмерного значения:
а — электронной температуры по мере удаления от катода;
б — скорости потока по мере удаления от катода;
1 и 2 — расчет с учетом теплопроводности при $T_{end} = 0$ и $T_{end} \approx 0,39 E_0$; - - - - — расчет в приближении предельного течения

Рис. 4 показывает изменение плотности теплового потока вдоль разрядного промежутка как при наличии, так и в отсутствие магнитного поля. Видно, что отток тепла на катод существенно выше, чем в сторону анода. Интересно отметить, что наложение магнитного поля приводит к увеличению полного теплового потока $Q_T = q_0 S_0$ на катод на величину $\Delta Q_T \approx 9$ кВт, что должно вызывать рост напряжения горения дуги $\Delta U = \Delta Q / I \approx 18$ В. Согласно измерениям [16] при $I = 500$ А и $B_z = 1200$ Гс, наложение магнитного поля приводило к повышению напряжения на $\Delta U \approx 15$ В, что оказывается в близком согласии с расчетом роста тепловых потерь на катод.

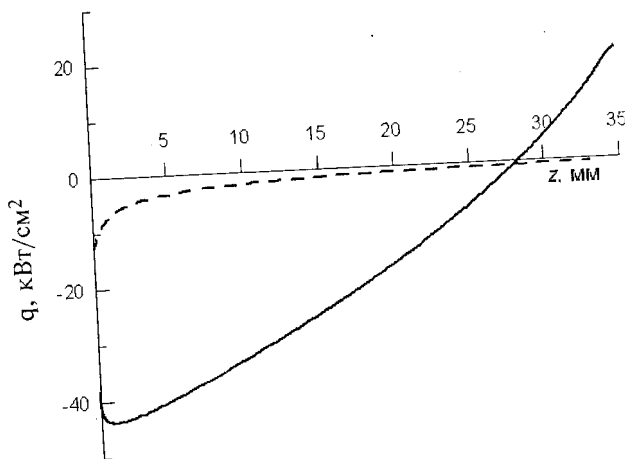


Рис. 4. Изменение плотности теплового потока по мере удаления от катода:
— расчет при $B_z = 5000$ Гс и $T_{end} \approx 0,39 E_0$;
- - - расчет при $B_z = 0$

Предельные значения гидродинамических параметров

Для интерпретации ограничений на значения гидродинамических параметров плазменной струи, проявляющихся при численном решении уравнений, рассмотрим некоторые простые аналитические решения. Полагая для случая сильного магнитного поля $R \approx R_0$ и интегрируя уравнения (1), (2), получаем квадратное уравнение относительно скорости

$$V_z + \frac{ZT_e}{mV_z} = V_0 + \frac{Z_0 T_{e0}}{mV_0}, \quad (9)$$

которое имеет решение $V_z = V_m + (V_m^2 - ZT_e/m)^{1/2}$,
где

$$V_m = \frac{1}{2}(1 + \gamma_0) V_0 \quad (10)$$

и $\gamma_0 = T_0 / (2E_0)$.

Решение является действительным лишь в случае выполнения условия $V_m^2 \geq ZT_e/m$, откуда следует, что величина V_m представляет собой минимальное значение, до которого может понизиться скорость плазменного потока. Используя условие $V_z = V_m$, из (9) находим максимально допустимое значение температуры

$$T_m = \frac{1}{2}(1 + \gamma_0)^2 E_0 Z_0 / Z_m \quad (11)$$

в любой точке, где средний ионный заряд равен Z_m . Из необходимости выполнения условия $T_e \leq T_m$ во всем интервале $L \geq z \geq 0$ неизбежно возникают ограничения на значения граничной температуры T_{end} , обнаруженные при численных расчетах.

При решении задачи без учета теплопроводности получаются несколько иные условия на минимальную скорость V_{cr} и максимальную температуру T_{cr} . Используя условие $V_z = V_{cr} = (5Z_{cr}T_{cr}/3m)^{1/2}$ и соотношения (9), находим для критической точки

$$V_{cr} = \frac{5}{8}(1 + \gamma_0)V_0; \quad (12)$$

$$T_{cr} = \frac{15}{32}(1 + \gamma_0)^2 E_0 Z_0 / Z_{cr}. \quad (13)$$

Если пренебречь малой величиной γ_0 и допустить ионизацией (т. е. принять $Z_0 / Z_m \approx 1$ и $Z_0 / Z_{cr} \approx 1$), то из (10)–(13) получаем предельные значения $V_m / V_0 \approx 1/2$ и $T_m / E_0 \approx 1/2$ при учете теплопроводности и $V_{cr} / V_0 \approx 5/8$ и $T_{cr} / E_0 \approx 15/32$ для нетеплопроводной плазмы. Видно, что различие в допустимых границах изменения гидродинамических параметров является слабым, хотя распределение этих параметров вдоль разрядного промежутка меняется при учете теплопроводности более существенно.

Заключение

Проведенное численное и аналитическое решение уравнений магнитной гидродинамики показало, что в цилиндрической плазменной струе, формирующейся при наложении сильного магнитного поля на вакуумно-дуговой разряд, первоначальный быстрый рост электронной температуры сменяется ее медленным уменьшением в сторону анода. Кризис течения, возникающий для нетеплопроводной плазмы, отсутствует при учете теплопроводности. Полученные в этом случае значения температуры, скорости

потока и ионного заряда не слишком отличаются от их значений, найденных в приближении "предельного" течения.

В отличие от очень упрощенной модели [2, 3] проведенные исследования показывают, что непрерывный рост температуры в цилиндрической плазменной струе не имеет места. Однако температура остается достаточно высокой для продолжения дальнейшей ионизации. Поэтому практические рекомендации по повышению ионного заряда в вакуумно-дуговых источниках; данные в работе [2], сохраняют свою силу. Это прежде всего использование аксиального магнитного поля в тысячи гаусс и существенное увеличение длины разрядного промежутка (или длины трубчатого анода).

*Работа выполнена при поддержке
Российского фонда фундаментальных
исследований (проект 04-02-16431).*

Л и т е р а т у р а

1. Oks E. M., Anders A., Brown I. G. et al.// IEEE Trans. Plasma Sci. 1996. V. 24. № 3. P. 1174.

2. Кринберг И. А.// Прикладная физика, 2003. № 5. С. 28.
3. Кринберг И. А.// Письма в ЖТФ, 2003. Т. 29. В. 12. С. 42.
4. Galonska M., Hollinger R., Spadtke P.// Rev. Sci. Instrum. 2004. V. 75. № 5. P. 1592.
5. Galonska M., Hollinger R., Krinberg I. A. et al.// Proc. XXI Int. Symp. Discharges and Electr. Insulation in Vacuum (Yalta, Ukraine). 2004. V. 1. P. 209.
6. Абрамович Г. Н. Прикладная газовая динамика. — М.: Наука, 1991.
7. Юшков Г. Ю., Бугаев А. С., Кринберг И. А., Окс Е. М.// ДАН. 2001. Т. 378. № 1. С. 41.
8. Кринберг И. А.// Письма в ЖТФ. 2005. Т. 31. В. 6. С. 89.
9. Имшенник В. С., Осовец С. М., Отрошенко И. В.// ЖЭТФ. 1973. Т. 64. В. 6. С. 2057.
10. Кринберг И. А.// Прикладная физика. 2004. № 6. С. 77.
11. Морозов А. И., Соловьев Л. С.// Вопросы теории плазмы. — М.: Госатомиздат. 1974. В. 8. С. 3.
12. Брагинский С. И.// Вопросы теории плазмы. — М.: Госатомиздат. 1963. В. 1. С. 183.
13. Лондер Я. И., Ульянов К. Н.// Теплофиз. выс. темп., 2001. Т. 39. № 5. С. 699.
14. Новиков И. И. Прикладная магнитная гидродинамика. — М.: Атомиздат, 1969.
15. Турчак Л. И., Плотников П. В. Основы численных методов. — М.: Физматлит, 2002.
16. Galonska M., Heymach F., Hollinger R. et al.// Emerging Applications of Vacuum-Arc-Produced Plasma, Ion and Electron Beams. — Dordrecht: Kluwer Academic Publishers. NATO Science Series II. 2002. V. 88. P.123.

Статья поступила в редакцию 9 августа 2005 г.

Overcoming the crisis of plasma flow in vacuum arc in a strong magnetic field

I. A. Krinberg

Irkutsk State University, Irkutsk, Russia

G. K. Matafonov

Institute of Sun-Earth Physics, Irkutsk, Russia

Plasma motion and heating in vacuum arc with a tubular anode operating in an axial magnetic field, has been studied. It is shown that velocity of supersonic plasma flow can decrease to half an initial velocity value and electron temperature can increase to half an initial ion energy per unit charge. It is found that arc power increase under application of magnetic field originates from an enhancement of the thermal flux to the cathode.