

Features of an interface layer formation on boundary of glassceramics and Ni—Cr alloy at sintering in a field of power microwave radiation

A. A. Ravaeb, E. B. Alfeev, I. I. Esakov, E. G. Pan, A. I. Khomenko
Moscow Radio Institute, Moscow, Russia

A. G. Bogdanov
Lomonosov's Moscow State University, Moscow, Russia

V. A. Ivanov
Prokhorov's General Physics Institute, Moscow, Russia

Features of interface region formation in metal-ceramic structures on an example of leucite glassceramics and Ni—Cr (Co—Cr) alloys at sintering in a field of power microwave (MW) X-band radiation are considered in this paper. Results of microstructural and X-ray spectral analysis point out obvious distinctions in mechanisms of this region formation for samples synthesized in MW chamber and for samples produced by traditional technology in electrovacuum furnace. Sintering of metal-ceramics under action of strong microwaves results in production of materials with a dense microstructure without any microcracks and delamination of ceramics from a metal substrate. The important consequence of these structural particularities is essential increase of metal-to-ceramic bonding strength (adhesion) that point to practical advantages of new MW technology.

УДК 537. 525

Особенности расширения в вакуум сильноточной катодной плазменной струи

В. И. Красов, И. А. Кринберг, В. Л. Паперный
Иркутский государственный университет, г. Иркутск, Россия

Ю. В. Коробкин, И. В. Романов
Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Москва, Россия

Экспериментально и теоретически исследовался процесс ускорения ионов катодной струи низковольтного вакуумного искрового разряда. Показано, что при увеличении амплитуды разрядного тока I_d возрастает скорость ионов, а также согласно соотношению $I_c \propto (I_d)^3$ — величина ионного потока I_c , эмитированного из разрядного промежутка. Представлена простая гидродинамическая модель катодной струи, учитывающая сжатие плазмы собственным магнитным полем тока, хорошо описывающая наблюдаемую зависимость скорости ионов от амплитуды разрядного тока в диапазоне менее 10 кА. Обнаружено, что при больших токах рост указанных параметров прекращается, а их разброс в различных выстрелах резко возрастает.

В работе [1] предложено использовать низковольтный вакуумно-искровой разряд в качестве маневрового движителя для малых космических аппаратов. В связи с этим возникает задача повышения тягового усилия, развиваемого плазменным источником такого типа. Возможность повысить скорость плазмы катодной струи, эмитируемой источником (которая определяет его тяговое усилие), путем варьирования материала катода, ис-

следовалась в работе [2]. Эксперименты показали, что механический импульс катодной струи возрастает с увеличением амплитуды разрядного тока, что вызвано ростом расхода массы материала катода в импульсе и средней массовой скорости плазмы [1]. Предложено качественное объяснение этого эффекта на основе сжатия плазмы собственным током катодной струи. В данной работе представлена простая гидродинамическая модель,

дающая удовлетворительное количественное описание этого явления. Для дальнейшего повышения скорости ионов расширяющейся в вакуум катодной струи проведены измерения скорости ионов в диапазоне больших амплитуд разрядного тока.

Экспериментальная установка и результаты измерений

Эксперименты проводились в низкоиндуктивном ($L = 40$ нГ) вакуумном искровом разряде. Схема экспериментальной установки изображена на рис. 1. Электродная система состояла из медного катода в виде проволоочки диаметром 1 мм и расположенного на расстоянии 9 мм от торца проволоочки сетчатого анода, находящегося под потенциалом заземленной вакуумной камеры, где с помощью безмасляной откачки поддерживалось остаточное давление $(5-8) \cdot 10^{-6}$ Торр. Накопитель ($C = 2$ мкФ) заряжался до напряжения U_d , варьируемого в диапазоне 0,6—2,6 кВ, после чего на торце катода инициировался разряд с помощью высоковольтного пробоя по поверхности диэлектрической вставки между катодом и поджигающим электродом. Ток разряда, амплитуда которого определялась величиной U_d , измерялся поясом Роговского непосредственно в цепи катода. Временное разрешение регистрирующей системы составляло около 40 нс.

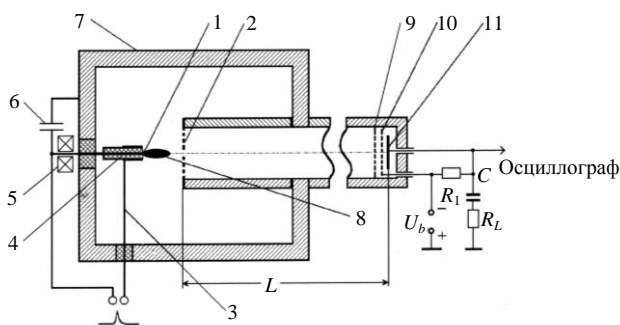


Рис. 1. Схема экспериментальной установки:

- 1 — катод; 2 — анод; 3 — поджигающий электрод;
- 4 — керамическая вставка; 5 — пояс Роговского; 6 — накопительный конденсатор; 7 — вакуумная камера; 8 — катодная струя; 9 — выходная сетка дрейфовой трубки; 10 — сетка подавления вторичной эмиссии; 11 — коллектор

Измерения скорости основного ионного потока производили времяпролетным способом. Катодная плазменная струя, генерируемая на торцевой поверхности катода, проходила через анод и расширялась в дрейфовую трубку диаметром 50 мм, длиной $L = 100$ см. После прохождения трубки ионы регистрировались коллектором, находящимся под отрицательным относительно анода потенциалом, равным -200 В, при котором регистриру-

ется ионный ток насыщения. Для предотвращения вторичной эмиссии с поверхности коллектора под действием ионной бомбардировки перед коллектором помещали дополнительную сетку, на которую подавалось отрицательное относительно коллектора смещение U_b . Разрядный ток имел форму затухающей синусоиды с полупериодом $\sim 1,5$ мкс. Ионный сигнал коллектора в данном случае имел единственный максимум, соответствующий основной ионной компоненте [3]. Скорость ионного потока определяли для известной пролетной длины L по величине задержки этого максимума относительно первого максимума разрядного тока. Для получения статистически обоснованных результатов каждый результат усреднялся по 10 выстрелам при неизменных параметрах разряда.

На рис. 2 приведена зависимость скорости ионов катодной струи от амплитуды разрядного тока I_d , на рис. 3 — зависимость амплитуды ионного сигнала на коллекторе I_c . Из приведенных зависимостей видно, что с ростом амплитуды разрядного тока приблизительно до 10 кА растут скорость ионов и ток коллектора. Увеличение скорости ионов происходит почти линейно, в то время как рост коллекторного тока описывается зависимостью, близкой к $I_c \propto (I_d)^3$. Однако с увеличением амплитуды разрядного тока до величин, превышающих 10 кА, ионный сигнал перестает увеличиваться, а скорость ионов даже несколько уменьшается. Эти эффекты обусловлены возрастанием доли сигналов с относительно малой амплитудой тока и с большой задержкой максимума сигнала. Следует отметить, что в этой области разрядных токов резко возрастает разброс измеряемых величин от выстрела к выстрелу при неизменных параметрах разряда.

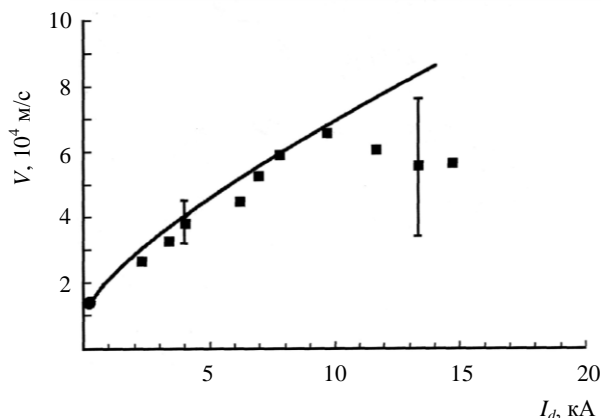


Рис. 2. Зависимость скорости ионов катодной струи от I_d (■); скорость ионов слаботочной вакуумной дуги (●); — — — расчет по формуле (7)

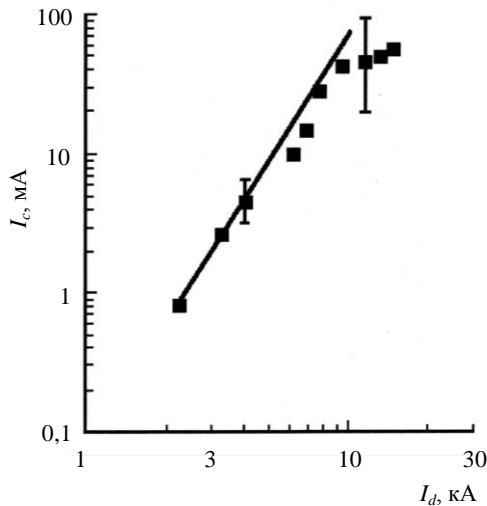


Рис. 3. Зависимость амплитуды тока коллектора от амплитуды разрядного тока (■); ———— — зависимость вида $I_c \propto I_d^3$

Модельные расчеты

Рассмотрим квазиодномерную модель сильноточной катодной струи [3], согласно которой предполагается, что сечения токового канала и плазменной струи совпадают, а температура, плотность, продольная скорость и плотность аксиального тока не меняются по сечению. Кроме того, пренебрегаем температурой ионов по сравнению с электронной температурой и процессами вязкости и теплопроводности. В итоге получается система интегрированных по сечению струи уравнений, описывающая изменение параметров квазинейтральной плазмы в зависимости от расстояния z от катодного пятна:

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

$$\rho V_z S \frac{dV_z}{dz} = -\frac{d(PS)}{dz} + \frac{\mu_0 I^2}{4\pi} \frac{d \ln R}{dz}; \quad (2)$$

$$\rho V_z S \frac{dV_R}{dz} = \frac{3PS}{R} - \frac{\mu_0 I^2}{2\pi R}, \quad (3)$$

где I — сила разрядного тока;

ρ и P — плотность и давление плазмы, соответственно;

V_z — продольная скорость ионов (плазмы);

c — скорость света;

e — элементарный заряд;

$S = \pi R^2$ и R — сечение и радиус плазменной струи, соответственно;

$V_R = V_z dR/dz$ — радиальная скорость движения границы струи.

Уравнения (1), (2) имеют очевидное решение

$$\rho V_z S = G = \text{const}; \quad (4)$$

$$\rho V_z^2 S + PS - \frac{\mu_0 I^2}{4\pi} \ln R = F = \text{const}, \quad (5)$$

где $G = \rho_0 V_0 S_0$; $F = GV_0 + P_0 S_0 - \mu_0 I^2 \ln R_0 / 4\pi$ и $V_0 \equiv V_{0z}$.

В качестве граничных условий для уравнений (4), (5) используются начальный радиус плазменной струи R_0 (на поверхности катода); продольная компонента начальной продольной скорости плазмы V_0 ; начальный угол полураствора струи α_0 (следовательно, $V_{0R} = V_0 \tan \alpha_0$).

Входными параметрами являются полный ток I и отношение электронного и ионного потоков ξ (т. е. поток массы равен $G = mI / (\xi e)$).

Предположим, что в радиальном направлении градиент давления плазмы компенсируется силой Ампера, т. е. выполняется соотношение $dV_R/dz = 0$ и $V_R = V_0 \tan \alpha_0 = \text{const}$, тогда из (3) находим

$$PS = \frac{\mu_0 I^2}{6\pi} = \text{const}. \quad (6)$$

В этом приближении, как следует из (2) и (6), именно сила Ампера, а не градиент давления, ускоряет плазму вдоль оси разряда. Используя соотношения (4)—(6), можно при заданном токе I найти зависимость скорости ионов от радиуса плазменной струи R

$$V_z = V_0 \left[1 + \frac{I}{I_1} \ln \left(\frac{R}{R_0} \right) \right], \quad (7)$$

где введено обозначение $I_1 = 4\pi m V_0 / (\xi \mu_0 e)$.

Из формулы (7) видно, что при малых токах разряда $I \ll I_1$ скорость ионов от тока почти не зависит. Интегрируя соотношение $dR/dz = V_R/V_z$ с учетом (7), получаем зависимость радиуса струи R от расстояния z

$$\gamma(a \ln a - a + 1) + a - 1 = x \tan \alpha_0, \quad (8)$$

где использованы безразмерные переменные $a = R/R_0$, $x = z/R_0$, $\gamma = I/I_1$.

Зависимость радиуса струи $a = a(x, \alpha_0, \gamma)$, описываемая формулой (8), изображена на рис. 4. Здесь в качестве начального угла принят $\alpha_0 = 45^\circ$, что является характерной величиной для вакуумной дуги [4].

Сравним теперь результаты расчета с данными эксперимента. Используя в качестве граничных

условий известны для слаботочной дуги с медным катодом значения скорости ионов $V_0 = 1,3 \cdot 10^4$ м/с [4] и параметра $\xi = 30$ [5], получим $I_1 = 4$ кА. Приняв также радиус катода в качестве начального радиуса струи $R_0 = 0,5$ мм, из формулы (8) находим радиус струи R на срезе анода (при $z = 9$ мм) в зависимости от значения параметра γ , где для тока взято амплитудное значение I_d . Подставив найденное значение радиуса в формулу (7), определим зависимость скорости ионов за анодом от амплитуды разрядного тока, также изображенную на рис. 2.

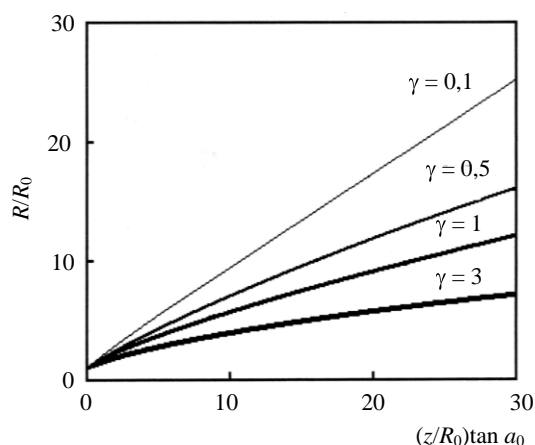


Рис. 4. Расчетный профиль катодной струи при различных токах разряда

Хорошее согласие результатов расчета с данными эксперимента при $I_d < 10$ кА подтверждает справедливость предположения о равновесии на границе струи плазменного и магнитного давлений и показывает, что эффект увеличения скорости катодной плазменной струи в данном диапазоне амплитуд разрядного тока можно описать с помощью гидродинамической модели, учитывающей сжатие струи как целого под действием собственного магнитного поля тока. Помимо увеличения скорости ионов, сжатие приводит также к уменьшению ионных потерь при движении плазменной струи в дрейфовой трубке, возникающих вследствие поглощения ионов стенками трубки. Этими двумя эффектами в сочетании с пропорциональным увеличением ионного тока с ростом величины разрядного тока [1] можно объяснить наблюдаемый быстрый рост I_c (см. рис. 3).

Обсуждение результатов

Возможной причиной прекращения роста потока ионов, вылетевших из межэлектродного промежутка, а также падения скорости этих ионов, наблюдаемых при больших амплитудах разрядного тока, может являться так называемый "кризис течения", рассмотренный в работе [6] в примене-

нии к расширяющейся в вакуум катодной струе, помещенной во внешнее аксиальное магнитное поле. В работе [6] показано, что в этом случае сверхзвуковое течение катодной струи, принимающей форму цилиндра, может происходить лишь при достаточно малой длине межэлектродного промежутка $L < L_c$, где L_c зависит от величины магнитного поля.

В случае нарушения этого условия возникает "кризис течения", приводящий к скачкообразному понижению скорости струи в некотором (критическом) сечении до скорости звука, в результате чего течение струи становится неустойчивым. В данном эксперименте струя находится под действием собственного магнитного поля, однако, как показывают расчеты, при достаточно большой величине разрядного тока и длине разрядного промежутка форма струи вблизи анода также приближается к цилиндрической, соответствующей случаю сильного аксиального внешнего поля (см. рис. 4).

Рассмотрим также результаты работы [7], где оптическими методами регистрировалась форма катодной струи в вакуумном искровом разряде с параметрами разряда и геометрией электродной системы, близкими к используемым в данной работе.

Показано, что при амплитудах тока разряда $I_d < 1$ кА катодная струя имела форму полусферы, при $I_d > 1$ кА она принимала форму, близкую к цилиндрической, а при $I_d > 3$ кА авторами [7] отмечалось образование разрывов в плазменном столбе, а также его заметное искривление в прианодной части разряда. Эти эффекты наблюдались лишь при достаточно большой длине межэлектродного промежутка ($d = 12$ мм) и не регистрировались при $d = 4$ мм. Приведенные результаты находятся в качественном согласии с полученным в данной модели изменением формы катодной струи под действием собственного магнитного поля, а неустойчивая структура плазменной струи в экспериментах работы [7] при больших токах может быть обусловлена эффектом, подобным "кризису течения" струи во внешнем поле, и привести к наблюдаемым в нашем эксперименте результатам.

Заметим, что на неустойчивый характер движения катодной струи при токе разряда, превышающем 10 кА, в нашем эксперименте указывает резкое возрастание разброса данных в этом диапазоне токов.

Таким образом, можно заключить, что при токах, превышающих некоторое пороговое значение (равное 10 кА при данной геометрии разрядного промежутка и параметрах разрядной цепи) изменяется характер движения катодной плазменной струи. Это приводит к ограничению максимально достижимых значений скорости и величины плазменного потока, генерируемого источником данного типа, следовательно, и его тягового усилия. Ограничение, по-видимому, связано с неустойчивым

характером движения струи, возникающим при больших значениях амплитуды разрядного тока.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты № 06-08-01484-а, 06-02-16741 а).

Л и т е р а т у р а

1. Горбунов С. П., Красов В. И., Паперный В. Л., Коробкин Ю. В., Романов И. В.// Письма в ЖТФ. 2005. Т. 31. № 22. С. 87—94.

2. Горбунов С. П., Красов В. И., Паперный В. Л., Коробкин Ю. В., Романов И. В.// Прикладная физика. 2006. № 6. С. 72—76.

3. Кринберг И. А.// Там же. 2004. № 6. С. 67—71.

4. Anders A., Yushkov G. Y.// J. Appl. Phys. 2002. V. 91. № 8. P. 4824—4832.

5. Anders A., Oks E. M., Yushkov G. Y. et al.// IEEE Trans. Plasma Sci. 2005. V. 33. № 10.

6. Кринберг И. А.// Письма в ЖТФ. 2005. Т. 31. № 6. С. 89—94.

7. Алферов Д. Ф., Коробова Н. И., Сибиряк И. О.// Физика плазмы. 1993. Т. 19. № 3. С. 399—410.

Статья поступила в редакцию 20 августа 2007 г.

Peculiarities of expanding into vacuum ambient of a high-current cathode plasma jet

V. I. Krasov, I. A. Krinberg, V. L. Paperny
Irkutsk State University, Irkutsk, Russia

Yu. V. Korobkin, I. V. Romanov
Lebedev Physical Institute RAS, Moscow, Russia

Acceleration of ions of cathode plasma jet of the low voltage vacuum spark are studied both experimentally and theoretically. It is shown that enhancement of amplitude of the discharge current I_d results in the corresponding increases in ion flow I_c that was emitted from the discharge gap and passed through a drift tube. The relation describing the parameters is as follows, $I_c \propto (I_d)^3$. A simple MHD model of a current-carrying plasma jet expanding into the vacuum ambient is presented. The model takes into account the plasma constriction with the self current magnetic field of the jet current. The results of calculations well describe the observed dependence of the ion velocity on the discharge current at range of the current, less than 10 kA. It was found that when the current exceeding of 10 kA, the parameters enhancement was terminated and its scattering in different shots increases abruptly.

УДК 662.027.662:537.525.1

Влияние геометрии разрядного промежутка подводного диафрагменного разряда переменного тока на его физические и химические свойства

А. Ю. Никифоров, А. И. Максимов

Институт химии растворов Российской академии наук, г. Иваново, Россия

Исследован процесс генерации активных частиц в подводном разряде с различной геометрией токопроводящего канала. Найдено, что эффективность образования H_2O_2 зависит как от прикладываемой к разряду мощности, так и от длины токопроводящего канала. Максимальная скорость генерации H_2O_2 составляет $3,6 \cdot 10^{-3}$ ммоль/л·с. Кинетика образования ОН-радикалов исследована путем регистрации эмиссионного спектра в области 280—400 нм. Показано, что эффективность генерации радикалов ОН уменьшается с ростом длины капилляра.

Подводные электрические разряды как новые эффективные методы очистки растворов и обработки материалов привлекают внимание многих групп исследователей. Все подводные разряды

являются эффективными источниками радикалов и активных частиц ОН, O_2^* , Н, О, HO_2 , перекиси водорода, озона, УФ-излучения, а также в ряде случаев ударных волн [1—3]. Существенным пре-