

УДК. 533.932:537.523.50

## Сканирование дуговым пятном трубчатых электродов в газовихревых плазмотронах

Б.И. Михайлов

*Институт теоретической и прикладной механики  
им. С.А. Христиановича СО РАН, Новосибирск*

Рассмотрены особенности охлаждения стационарно работающих горячих и холодных катодов. Даны научные предпосылки целесообразности использования процесса сканирования пятном дуги трубчатых электродов. Представлена классификация способов сканирования. Высказано предположение о существовании аналогии между явлениями автоэлектронной эмиссии электронов в вакуумных разрядных трубках и в дуговых камерах плазмотронов с давлением, равным и выше атмосферного.

Сделаны оценки оптимальной частоты сканирования и достижимых значений ресурса работы торцевого трубчатого катода. Благодаря магнитному сканированию на порядок и более возрастает площадь ометаемой дуговым пятном поверхности электрода, что улучшает охлаждение и снижает удельную эрозию. Ресурс непрерывной работы электрода при этом увеличивается на порядки по сравнению с работой без сканирования.

### 1. ДВЕ РАЗНОВИДНОСТИ КАТОДНЫХ УЗЛОВ В ЭЛЕКТРОДУГОВЫХ ПЛАЗМОТРОНАХ

Электроды — это самые теплонапряженные детали конструкции плазмотрона. С ними электрическая дуга вступает в непосредственный контакт и через их контактные пятна осуществляется непрерывная передача электрических зарядов от дуги в электрод и наоборот в зависимости от знака.

Из опыта известно, что плотность тока в пятнах составляет  $10^4$ – $10^5$  А/см<sup>2</sup> [1], а плотность потоков через них имеет порядок  $q_n = 50 \div 500$  кВт/см<sup>2</sup> и более. Прямой отвод такого потока тепла даже самым эффективным из существующих способов — водяным охлаждением — невозможен, поскольку его возможности не превышают  $q_e = 1$  кВт/см<sup>2</sup>. В этой ситуации возможно два решения проблемы охлаждения. Первое решение состоит в необходимости заставить пятно дуги непрерывно перемещаться по электроду, рис. 1, а, не разрешая ему задерживаться на одном месте более чем на  $10^{-3}$ – $10^{-4}$  секунды и не допуская локального перегрева. Поверхность таких электродов остается практически холодной, а выполнять электроды удобно трубчатыми. Второе решение заключается в перераспределении теплового потока, рис. 1, б, от неподвижного дугового пятна на большую в  $n$  раз поверхность обоймы, омываемую охлаждающей водой, где  $n \geq q_n/q_e$ . Этот метод реализуется в горячем катоде, состоящем из тугоплавкой цилиндрической вставки, запрессованной заподлицо в медную обойму. Материалом вставки могут являться W, Hf, Zr, C и др. Вместо обоймы иногда используются также хорошо охлаждаемые водой цанговые зажимы.

Во время работы катодное пятно фокусируется вихревым потоком рабочего газа в центре торца термоэмиссионной вставки. Температура на поверхности пятна достигает 3600–4000 К [2]. Такие узлы просты в изготовлении и в эксплуатации.

Недостатками горячих катодов являются:

1. Химическое взаимодействие со многими плазмообразующими средами. Так, вольфрам взаимодействует с плазмой из  $O_2$ , воздуха, водяного пара и др. и быстро в них сгорает. Поэтому появляется необходимость создания специальных защитных завес из инертных по отношению к  $W$  газов, например, аргона, гелия, азота и др. Это усложняет конструкцию плазмотрона и его эксплуатацию.

В отличие от вольфрама, гафний и цирконий могут работать с плазмой из воздуха, кислорода и водяного пара. Их не взаимодействие с этими газами объясняется образованием на поверхности пятна во время работы тугоплавких окисных и нитридных пленок [3] с малой работой выхода электронов. Но поскольку  $Hf$  и  $Zr$  обладают низкой теплопроводностью, то катодные вставки из них плохо охлаждаются и уже при токах 300 А становятся неработоспособными. Вольфрамовые же вставки работают при токах до 1000 А;

2. Низкий ресурс работы — порядка 50 часов. Различные ухищрения типа использования многопозиционных револьверных катодов [4] или катодных узлов с осевой, по мере надобности, подачи термоэмиссионного стержня проблему повышения ресурса не решают.

Резкое повышение удельной эрозии, наблюдаемое у термоэлектронных катодов с ростом давления в дуговой камере, также пагубно влияет на ресурс работы горячих катодов.

В отличие от горячих катодов дуговые пятна на холодных электродах не остаются неподвижными, а непрерывно перемещаются с большими скоростями по их поверхности. Это обеспечивает электродам надежное охлаждение, допуская

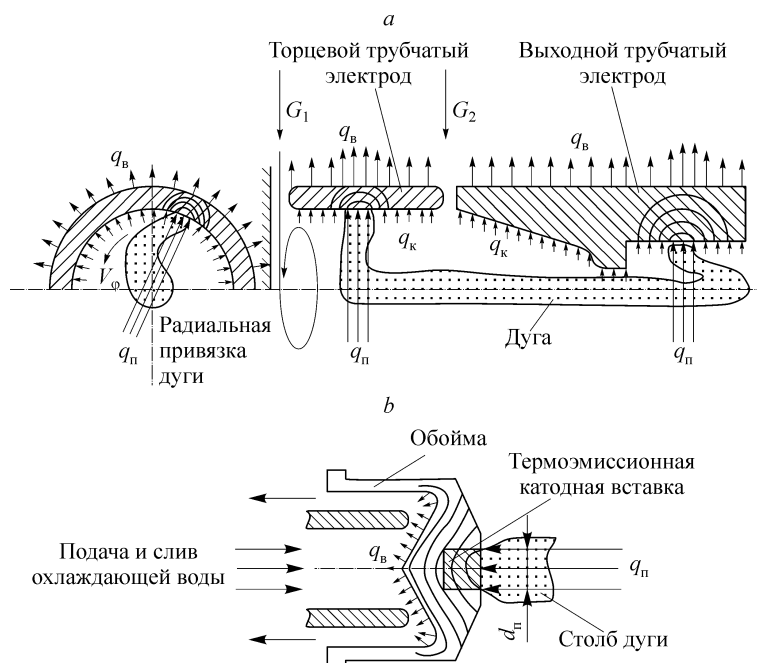


Рис. 1. Схемы катодных узлов в газовых плазмотронах. Трубчатый катод (а), составной термокатод (б).

на порядок большие токи [5]. Холодные электроды выполняются трубчатыми из меди и ее сплавов. Они допускают реализацию самых различных компоновочных схем плазмотронов [6]. Их большим достоинством является отсутствие взаимодействия с большинством плазмообразующих сред. В то же время при необходимости можно легко организовать пристеночную подачу различных технологических газов для воздействия на процессы в дуговой камере [6].

Значительный запас эродируемой массы и возможность использования различных схем сканирования позволяют многократно увеличить ресурс работы холодных электродов.

Таким образом, холодные электроды лежат в основе разработки длительно работающих плазмотронов большой мощности.

## 2. АВТОЭЛЕКТРОННАЯ ЭМИССИЯ ЭЛЕКТРОНОВ В ДУГОВОМ РАЗРЯДЕ

Известные исследования этого явления проводились в вакуумизированных стеклянных трубках с игловидным катодом и плоским анодом, рис. 2 [7]. С подачей напряжения на электроды между ними образуется электрическое поле, причем возле катодного острия поле сгущается и его напряженность  $E$  достигает больших величин. С увеличением  $U$  напряженность поля  $E$  еще более увеличивается, пока не вспыхнет коронный разряд, переходящий с ростом  $U$  в дуговой с холодным автоэмиссионным катодом. Для оценки напряженности поля  $E$  на катодном острье представим [7], что анод имеет форму сферы с радиусом  $r = \epsilon$ , а катодом является маленький шарик радиуса  $r = a$ , помещенный в центре сферы. Распределение электрического потенциала внутри сферы подчиняется уравнению Лапласа, которое в полярных координатах и при сферической симметрии имеет вид

$$\frac{\partial}{\partial r} \left( r^2 \frac{\partial U}{\partial r} \right) = 0.$$

После двукратного интегрирования этого уравнения получаем

$$\frac{\partial U}{\partial r} = \frac{C_1}{r^2} \quad \text{или} \quad \int_0^{U_0} \partial U = C_1 \int_0^{\epsilon} \frac{dr}{r^2}.$$

Откуда  $C_1 = - \frac{U_0}{\left( \frac{1}{a} - \frac{1}{\epsilon} \right)}$ , а напряженность на радиусе  $r$

$$E = - \frac{\partial U}{\partial r} = \frac{U_0}{\left( \frac{1}{a} - \frac{1}{\epsilon} \right)} \frac{1}{r^2}. \quad \text{Иско-}$$

мая напряженность  $E_a$  на острье при  $r = a$  и  $\epsilon \gg a$  равна  $E_a \cong \frac{U_0}{a}$ .

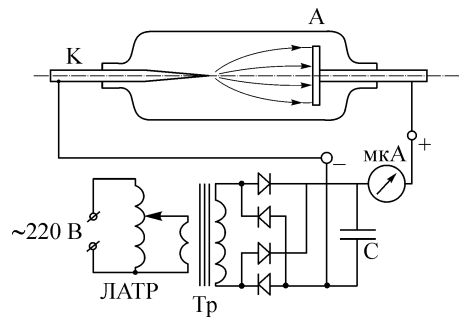


Рис. 2. Схема установки для наблюдения автоэлектронной эмиссии.

Если, например, радиус катода  $a = 10^{-2}$  мм =  $10^{-5}$  м, то при напряжении  $U_0 = 1000$  В напряженность  $E_a$  окажется равной  $E_a = 10^8$  В/м.

Таким образом, необходимым условием возникновения автоэлектронной эмиссии (АЭЭ) является высокая напряженность электрического поля порядка  $E = 10^7$ – $10^8$  В/м. При этом плотность тока в пятне не подчиняется формуле Ричардсона–Шоттки [2], справедливой для термоэлектронной эмиссии. Так при комнатной температуре АЭЭ наблюдается при напряженности в 100 раз меньшей, чем следует из формулы Ричардсона–Шоттки [8]. Явление АЭЭ хорошо изучено применительно к вакуумным лампам с тонкими ненакаливаемыми катодами. Существует теория этого явления, формула Фаулера–Нордгейма [8] для расчета плотности тока на холодном катоде.

В плазмотронах с трубчатыми водоохлаждаемыми электродами дуга стационарно горит, опираясь на гладкую холодную поверхность. Здесь также наблюдается явление АЭЭ, но в совершенно иных условиях. Главных отличия два — это отсутствие вакуума в электродуговой камере и даже наоборот, наличие давления в одну и более атмосфер и, как уже было сказано, дуга опирается своим катодным концом не на острие, а на сплошную гладкую и интенсивно охлаждаемую поверхность.

Здесь также необходимым условием АЭЭ является наличие большой напряженности поля  $E$  в зоне катодного пятна. Но формируется оно по совсем другим законам.

Загоревшись с помощью осцилляторной искры или от momentного касания электродов, катодное пятно сохраняет малый диаметр таким, чтобы обеспечить высокую напряженность электрического поля непосредственно у поверхности катода. При этом вырванные из катода под действием этого поля электроны попадают непосредственно в плазму столба дуги, обеспечивая зарядоперенос от катода к дуге. При этом они не испытывают соударений с частицами газовой среды. А это возможно только в случае, когда протяженность прикатодной зоны не больше длины свободного пробега.

Средняя длина свободного пробега определяется [10] как

$$\bar{\lambda} = \frac{kT}{\sqrt{2}\delta d^2 p},$$

где  $d$  — диаметр молекул газа —  $(2\div 3) \cdot 10^{-10}$  м.

При атмосферном давлении  $p = 10^5$  Н/м<sup>2</sup> и нормальной 273 К температуре  $\lambda$  составляет  $\sim 0,6 \cdot 10^{-7}$  м. Понятие вакуума относительно, т. е. состояние вакуума достигается при условии, когда размеры сосуда или физической зоны  $\Delta l \leq \lambda$ .

Из сказанного следует, что условия вакуума достигаются в прикатодной зоне при давлении, равном атмосферному.

Так же, как и в вакуумных трубках, дуговой разряд горит на катод, имеющий форму острия. Но это острие особое — оно не геометрическое в виде иглы, а теплофизическое. Оно формируется на гладкой водоохлаждаемой поверхности в виде катодного пятна диаметром 0,5 мм и менее. Но топология электрического поля, замыкающегося на нем от столба дуги в пределах прикатодной зоны, — резко сужающаяся, как и в случае геометрической иглы.

Уравнение Лапласа в одномерной постановке

$$\frac{d^2U}{dx^2} = 0 \quad \text{или} \quad \frac{d}{dx} \left( \frac{dU}{dx} \right) = 0,$$

после первого интегрирования дает  $\frac{dU}{dx} = C_1$ , а после второго —  $U_k = C_1 \cdot \Delta l$ .

Напряженность поля в прикатодной зоне

$$E = -\frac{dU}{dx} = -C_1 = -\frac{U_k}{\Delta l},$$

где  $U_k$  — это катодное падение потенциала. Плотность теплового потока через катодное пятно  $q_k = j_k \cdot U_k$  очень велика, и чтобы интенсивно охлаждаемый катод не плавился, дуговое пятно должно непрерывно по нему перемещаться.

Т. е. налицо противоречивое условие: стационарность процесса горения дуги при АЭЭ требует нестационарности катодного пятна. Действительно, оценки показывают, что даже небольшие задержки пятна порядка  $10^{-3}$ – $10^{-4}$  с достаточны, чтобы металл типа меди под пятном начал оплавляться, что недопустимо.

### 3. НАУЧНЫЕ ПРЕДПОСЫЛКИ СКАНИРОВАНИЯ ДУГИ В ТРУБЧАТЫХ ЭЛЕКТРОДАХ

Перспективность плазмотронов с трубчатыми электродами определяется тем, что они:

- во-первых, не избирательны к роду плазмообразующего газа, не требуют создания защитных газовых завес и генерируют однородную плазму с минимальными примесями;
- во-вторых, допускают большие токи дуги, что обеспечивает им высокие единичные мощности.
- в третьих, они менее чувствительны к увеличению давления, чем термоэмиссионные катоды. И, конечно же, ресурс их непрерывной работы может многократно превзойти ресурс плазмотронов с термоэмиссионными катодами.

Чтобы поверхность холодного катода не плавилась в пятне дуги, необходимо перемещать его по поверхности трубчатого катода со скоростью, не меньшей некоторого критического значения [6]

$$U_{кр} = \frac{\Delta l q^2}{\delta K},$$

где  $\Delta l$  — шаг микрошунтирования,  $K = \frac{(\Delta T_{пл} \ddot{e})^2}{a}$  — теплофизический параметр материала, характеризующий эффективность теплоотвода от пятна в тело электрода,  $q = U_k \cdot j_k$  — плотность теплового потока в катодном пятне дуги.

На основании информации, имеющейся в [1, 6], приняты  $j_k = 10^9 \text{ А/м}^2$ ,  $U_k = 5,5 \text{ В}$ ,  $K_{Cu} = 15,9 \cdot 10^{14} \text{ кг}^2/\text{с}^5$ ,  $\Delta l = 0,5 \cdot 10^{-3} \text{ м}$ . Для этих параметров критическая скорость равна

$$U_{кр} = \frac{0,5 \cdot 10^{-3} \cdot 4 \cdot 5,5^2 \cdot (10^9)^2}{\delta \cdot 15,9 \cdot 10^{14}} = 12,7 \text{ м/с}.$$

Здесь в качестве материала электрода выбрана медь, для которой, согласно исследованиям [6], значение параметра  $K$  максимально, а значит, и стойкость медного трубчатого катода будет наивысшей при прочих равных условиях.

При работе плазмотрона пятно дуги перемещается в торцевом трубчатом катоде вместе с вихревым газовым потоком. При этом оно описывает круговую замкнутую траекторию в сечении привязки дуги в месте встречи аэродинамических циркуляционных зон. Зона эрозии имеет вид круговой канавки шириной 2–3 мм.

Если на эту вращающуюся дуговую привязку воздействовать еще и дополнительной осевой силой, периодически меняющей свое направление, то пятно дуги начнет совершать сложные перемещения, находясь одновременно во вращательном и возвратно-поступательном осевом движениях. При этом пятно все время движется по уже охлажденной поверхности, а не по своему горячему следу. В зависимости от соотношения круговых частот этих движений пятно дуги описывает различные траектории на поверхности трубчатого электрода, рис. 3.

Из трех типов возможных траекторий наиболее приемлемой является изображенная на рис. 3, *a*. Она имеет вид винтовой линии. При ней выработка электрода самая равномерная в сравнении с другими и особенно с эллипсообразной, рис. 3, *c*.

Змейкообразная траектория, рис. 3, *b*, накладывает на вольтамперную характеристику дуги дополнительные высокочастотные колебания напряжения, ухудшающие ее устойчивость.

Исследования [11] показывают, что при многократном посещении пятном дуги в его круговом движении в трубчатом электроде температура электрода меняется следующим образом.

Каждый термический цикл теплового воздействия пятна дуги, движущегося в скользящем режиме [6] по электроду, состоит из импульсного нагрева длительностью  $\hat{\alpha}_0 = \frac{d_n}{U_\varphi}$  и последующего кондуктивного рассеяния тепла в тело электрода

да в течение времени  $\hat{\alpha}_1 = \frac{\delta D}{U_\varphi}$ , где  $D$  — внутренний диаметр трубчатого электрода. При каждом импульсном нагреве температура электрода под пятном увеличивается на величину [6, 11]

$$\Delta T_0 = \frac{2q}{\epsilon} \sqrt{\frac{a \hat{\alpha}_0}{\delta}}$$

После удаления пятна температура из-за кондуктивного рассеяния падает до величины

$$\Delta T_1 = \Delta T_0 \Phi_1 \cdot \Phi_2,$$

где  $\Phi$  — интеграл Гаусса  $\Phi(u) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^u e^{-u^2} \cdot du$ .

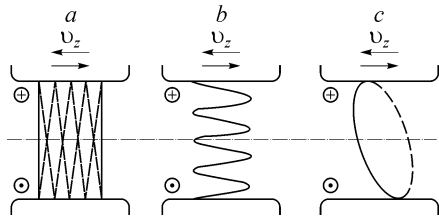
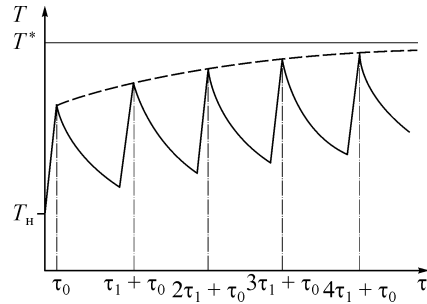


Рис. 3. Траектории движения дугового пятна при сканировании в зависимости от соотношения частот вращательного  $\omega_\varphi$  и возвратно-поступательного  $\omega_z$  движений:  $\omega_z < \omega_\varphi$  (*a*),  $\omega_z > \omega_\varphi$  (*b*),  $\omega_z = \omega_\varphi$  (*c*).

Рис. 4. Циклограмма многократного воздействия пятна дуги на температуру электрода.

При многократном повторении этого цикла температура поверхности скачкообразно растет, приближаясь к своему пределу  $\Delta T^*$  (рис. 4 [11])



$$\frac{U_{\varphi}}{\dot{\epsilon}} \sqrt{\frac{2aj}{U_{\varphi}} \sqrt{\frac{jI}{\delta}}} / [1 - \Phi_1 \left( \frac{1}{2\delta} \sqrt{\frac{IU_{\varphi}}{ajD}} \right) \Phi_2 \left( \sqrt{\frac{1}{2\delta D}} \sqrt{\frac{I}{j}} \right)].$$

Из этой формулы видно, что увеличению  $\Delta T^*$  способствуют увеличение тока и уменьшение диаметра электрода, а снижению  $\Delta T^*$  — увеличение скорости перемещения пятна дуги.

Поэтому если научиться управлять (сканировать) движением дугового пятна так, чтобы оно двигалось каждый раз не по своему предыдущему горячему следу, а по уже охлажденной поверхности, то это даст двойной положительный эффект. Во-первых, понизит температуру поверхности электрода вдоль траектории движения пятна, что, согласно исследованиям [12] (рис. 5), уменьшит величину удельной эрозии  $\bar{G}$ . Во-вторых, на порядок и более увеличит величину поверхности электрода, ометаемую пятном при работе плазмотрона, т. е. на порядок и более увеличит величину эродируемой массы  $m$ .

Согласно формуле  $\hat{\rho}_{\text{рес}} = m / (\bar{G}I)$ , оба этих фактора работают на повышение ресурса плазмотрона в десятки и сотни раз.

#### 4. ВОЗДЕЙСТВИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ МАГНИТНОЙ ЛИНЗЫ НА ДУГУ В ПЛАЗМОТРОНЕ С ТРУБЧАТЫМИ ЭЛЕКТРОДАМИ

В основе магнитного сканирования пятна дуги лежит силовой эффект втягивания радиальной привязки дуги, имеющей спиралевидную форму, в область сильного магнитного поля, которое создают с помощью короткого бронированного соленоида — магнитной линзы, рис. 6. Этот эффект наблюдается только в том случае, когда направление тока в обмотках магнитных линз и вращение вихревого потока отвечают следующему правилу:

- на катодном узле — противоположны друг другу,
- на анодном узле — совпадают.

При выполнении этих условий пондеромоторная сила  $F$  действует на радиальную привязку дуги так (рис. 6), что она:

- ускоряется в азимутальном направлении в сторону газового вихря тангенциальной составляющей  $F_{\delta}$ ,

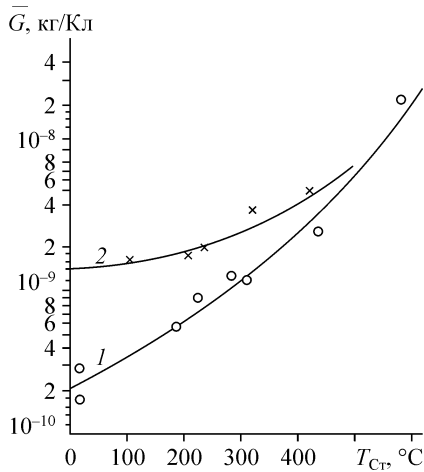
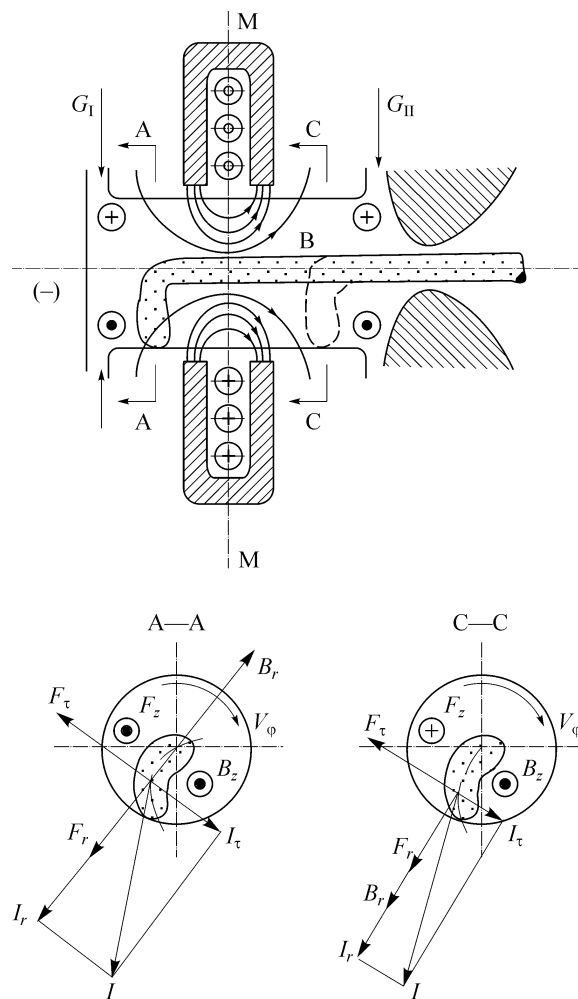


Рис. 5. Зависимость удельной эрозии от температуры медных торцевых трубчатых: катода (1), анода (2);  $d = 26$  (a, b) мм,  $I = 120$  (a), 300 (b) А.



$$[I \times B] = [I_r \times B_z]_{\tau} + [I_{\tau} \times B_r]_z + [I_{\tau} \times B_z]_r$$

$$F = F_{\tau} + F_z + F_r$$

Рис. 6. Принцип действия магнитной линзы.

– втягивается в магнитную плоскость М–М, где магнитное поле максимально, осевой составляющей  $F_z$ ,

– прижимается к стенке трубчатого электрода радиальной составляющей  $F_r$ .

Любое механическое смещение линзы вдоль оси трубчатого электрода приводит к появлению осевой составляющей пондеромоторной силы  $F_z$ , которая сдвигает радиальную привязку дуги вслед за линзой в новое положение плоскости М–М.

При несоблюдении указанного правила подключения магнитное поле линзы, наоборот, будет тормозить радиальную привязку дуги, отжимать ее от стенки и выбрасывать из магнитной плоскости, дестабилизируя процесс горения дуги.

При изменении полярности электродов, т. е. когда торцевой трубчатый электрод становится анодом, магнитная линза подключается по анодному варианту правила.

Таким образом, при правильно подключенной линзе радиальная привязка дуги всегда автоматически устанавливается в ее магнитной плоскости [5]. При возвратно-поступательном перемещении магнитной линзы вдоль электрода точно



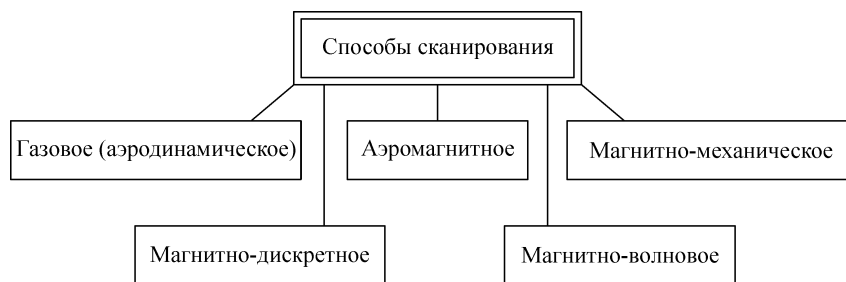


Рис. 7. Классификация способов сканирования.

также будет перемещаться внутри него и радиальная привязка дуги, осуществляя сканирование пятном дуги поверхности трубчатого электрода.

### 5. СПОСОБЫ СКАНИРОВАНИЯ ДУГОВЫМ ПЯТНОМ ТОРЦЕВЫХ ТРУБЧАТЫХ ЭЛЕКТРОДОВ

На рис. 7 представлена классификация существующих в настоящее время способов сканирования дуговым пятном рабочей поверхности электрода.

Дадим краткую характеристику каждому из них.

Аэродинамическое или газовое сканирование основано на свойстве радиальной привязки дуги устанавливаться в сечении встречи циркуляционных течений [1]. Это место определяется соотношением расходов газа  $G_1$  и  $G_2$  через заднюю и среднюю вихревые камеры плазмотрона. Назовем плоскости, проходящие через места контактов циркуляционных зон, аэродинамическими и обозначим их А–А. Каждому соотношению расходов  $G_1/G_2$  при  $G_1 + G_2 = \text{const}$  соответствует своя координата  $Z_A$  плоскости А–А.

Плавное одновременное изменение расходов плазмообразующего газа  $G_1$  и  $G_2$ , например, по синусоидальному закону, производится с помощью золотникового устройства. При этом  $G_1$  и  $G_2$  находятся в противофазе (рис. 8, b):

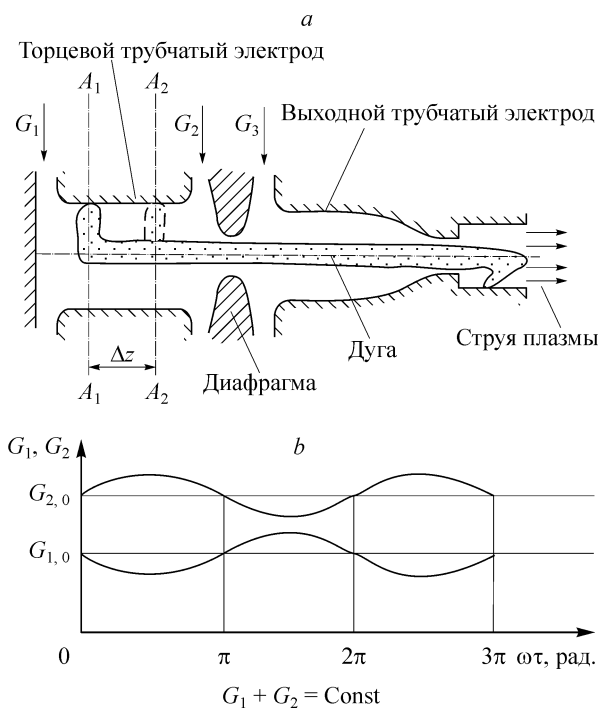


Рис. 8. Аэродинамическое сканирование.

Схема сканирования (a), изменение во времени расхода газа в торцевом трубчатом электроде (b).

$$G_1 = G_{1,0} + \sin \omega \tau, G_2 = G_{2,0} + \sin (\omega \tau + \pi) = G_{2,0} - \sin \omega \tau.$$

Естественно, что их сумма  $G_1 + G_2 = G_{1,0} + G_{2,0} = \text{const}$ .

Плавное изменение расходов плазмообразующего газа приводит к плавному изменению положения аэродинамической плоскости. Вслед за ней возвратно-поступательно перемещается вдоль оси и дуговое пятно. Находясь во вращательном движении с газовым вихрем, пятно сканирует рабочую поверхность торцевого трубчатого электрода. В результате сканирования рабочая поверхность увеличивается более чем на порядок, что приводит примерно к такому же увеличению ресурса электрода.

Магнитно-механическое сканирование осуществляется путем непрерывного возвратно-поступательного перемещения вдоль оси, установленной на торцевом электроде магнитной линзы.

Относительными недостатками этих двух способов сканирования являются небольшая частота процесса [13] и наличие в конструкции подвижных частей. Попытки повышения частоты аэродинамического сканирования из-за демпфирующего действия газоподводящей системы приводит к сужению зоны сканирования до исходных нескольких миллиметров. При частоте  $f_z = 1,0$  Гц шаг сканирования  $\Delta Z$  невелик. Он составляет  $\Delta Z = U_z \delta \ddot{A} / U_\varphi =$

$$= 6,4 \cdot 10^{-2} \frac{\delta 30 \cdot 10^{-3}}{20} = 0,3 \cdot 10^{-3} \text{ м.}$$

Здесь  $U_z = 2\Delta l_z f_z = 2 \cdot 32 \cdot 10^{-3} \cdot 1,0 = 6,4 \cdot 10^{-2}$  м/с,  $U_\varphi = 20$  м/с,  $D = 30 \cdot 10^{-3}$  м,  $\Delta l_z = 32 \cdot 10^{-3}$  м — длина сканирования,  $D = 30 \cdot 10^{-2}$  м — диаметр трубчатого электрода.

Малый шаг сканирования  $\Delta Z = 0,3$  мм, означает, что с каждым новым витком траектория пятна смещается в сторону всего на 0,3 мм, т. е. оно на 90 % движется по своему старому следу. Таким образом, температурный эффект снижения удельной эрозии  $\bar{G}$  отсутствует, хотя эффект развития рабочей поверхности налицо. В этих условиях желательно иметь частоту сканирования не меньше, чем  $f_z = 10$  Гц, при которой средняя осевая скорость пятна  $U_z = 0,64$  м/с, а шаг сканирования

$$\Delta Z = 0,64 \frac{\delta 30}{20} 10^{-3} = 3 \cdot 10^{-3} \text{ м. При } f_z \geq 10 \text{ Гц пятно дуги всегда движется по}$$

остывшей поверхности электрода. Ресурс электрода при этом  $\hat{a}_{\text{рес}} = \frac{m}{IG}$  возрастает за счет увеличения на порядок и более эродирующей электродной массы  $m$  и снижения в несколько раз удельной эрозии  $\bar{G}$ .

Аэромагнитное сканирование [14–16] является результатом воздействия на радиальную привязку дуги сил разной физической природы: аэродинамической и магнитной. При таком сканировании радиальная привязка дуги, вращаясь с газовихревым потоком, находится в непрерывном возвратно-поступательном движении между аэродинамической плоскостью А–А (местом встречи двух циркуляционных течений) и магнитной плоскостью М–М магнитной линзы, рис. 9, *a*. В одну сторону она движется под действием пондеромоторной силы  $F_M$ , а в обратную — под действием осевой аэродинамической силы  $F_A$ , когда магнитная линза обесточена (см. рис. 9, *b*). Аэромагнитное сканирование успешно реализуется только при согласованном с газовой круткой подключении магнитной линзы, о чем уже говорилось ранее.

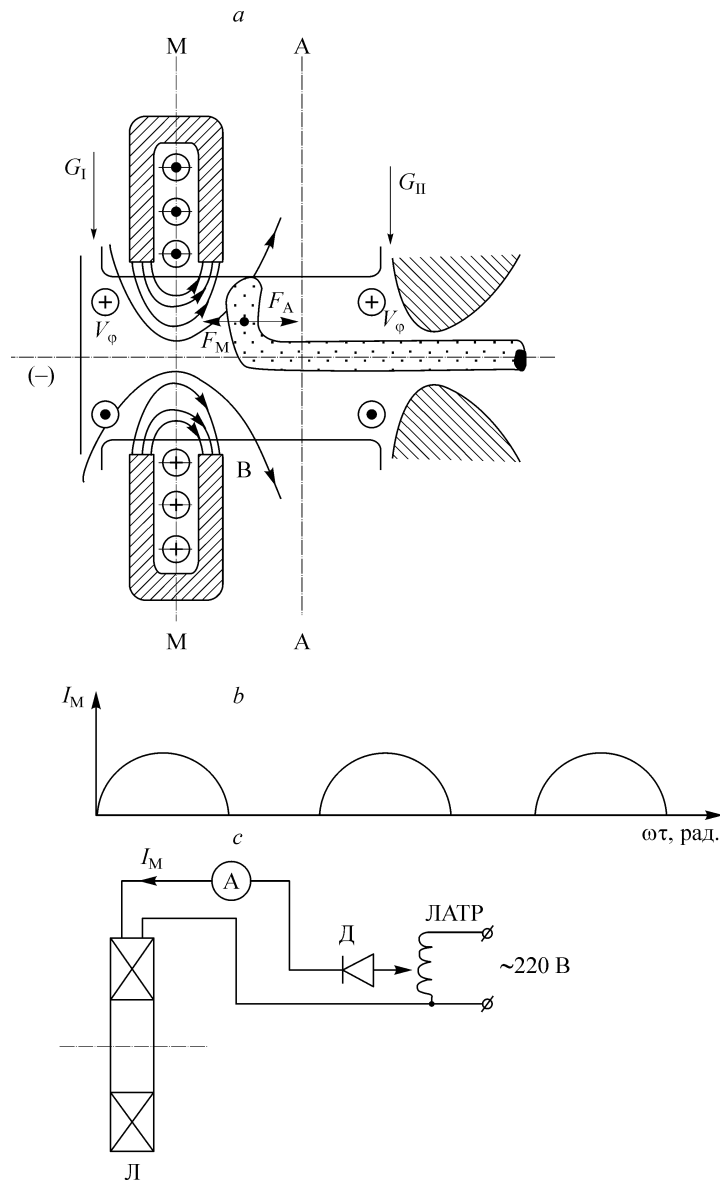


Рис. 9. Аэромагнитное сканирование.

Схема установки (а), временная развертка тока в обмотке линзы (b), электрическая схема питания линзы (c).

Магнитная линза работает в пульсирующем режиме, питаясь от однофазной сети через однополупериодный выпрямитель (см. рис. 9, b). Частота сканирования участка дуги в опытах 50 Гц. Благодаря сканированию опорное пятно движется не по окружности, и, следовательно, не по тому же следу, а по спирали, т. е. по охлажденной поверхности трубчатого электрода. Это позволяет, во-первых, уменьшить величину удельной эрозии, во-вторых, увеличить примерно на порядок ометаемую опорным пятном дуги площадь рабочей поверхности электрода. Ресурс непрерывной работы торцевого трубчатого электрода-катода при аэромагнитном сканировании значительно увеличивается. В проведенных опытах для медного

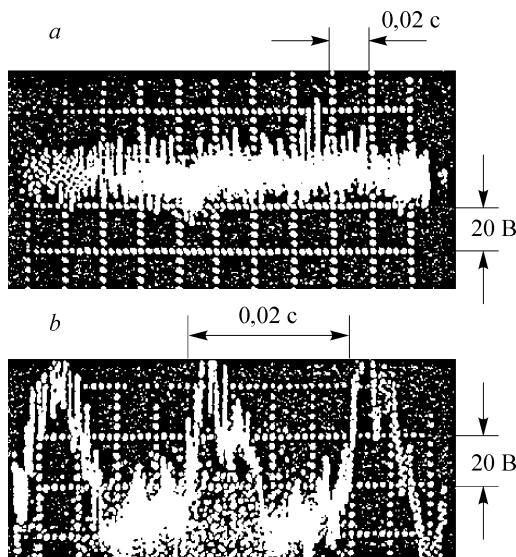


Рис. 10. Осциллограммы напряжения на участке дуги в торцевом трубчатом электроде.

Без сканирования (а), с аэромагнитным сканированием (б).

катода с внутренним диаметром  $3 \cdot 10^{-2}$  м в воздушной среде и при токе 300 А получено значение  $\bar{G} = (5 \div 7) \cdot 10^{-10}$  кг/Кл. Во время работы плазматрона при аэромагнитном сканировании катодного участка дуги во внутреннем трубчатом электроде проводилось осциллографирование пульсаций разности потенциалов дуги между трубчатым катодом и межэлектродной вставкой, рис. 10. Из осциллограмм

видно, что разность колебаний напряжения достигает 70–80 В. Происходит это за счет изменения длины участка дуги в трубчатом электроде на отрезке длиной  $\Delta l \sim 32$  мм за время  $\Delta t \sim 0,01$  с.

Проведем некоторые оценки для данного случая. Средняя скорость перемещения пятна дуги вдоль электрода  $U_z \approx \Delta l_z / \Delta t \approx 3,2$  м/с. При этом оно перемещается по винтовой линии с шагом  $\Delta Z = U_z \delta \dot{A} / U_\varphi \approx 15$  мм (при  $U_\varphi = 20$  м/с). Для эффективного сканирования достаточно, чтобы шаг сканирования был не менее ширины теплового следа  $\dot{a}_T$ , т. е.  $\Delta Z_{\min} = \dot{a}_T$ . Минимальная частота возвратно-поступательного движения при этом составляет  $f_{z, \min} = U_{z, \min} / r \Delta l_z = 0,4 / (2 \cdot 32 \cdot 10^{-3}) \approx 6$  Гц. Здесь  $U_{z, \min} = U_\varphi \frac{d_n}{\pi D} \approx 20 \frac{2 \cdot 10^{-3}}{\delta 30 \cdot 10^{-3}} = 0,4$  м/с,  $d_n = 2 \cdot 10^{-3}$  м,  $D = 30 \cdot 10^{-3}$  м.

В принципе, необходимую частоту можно подбирать экспериментально с помощью преобразователя частоты, включенного в цепь питания магнитной линзы.

Поскольку с увеличением давления рабочего газа в канале плазматрона скорость газового потока при сохранении расхода газа падает, становится затруднительно воздействовать на привязку дуги аэродинамическими методами. В этом случае более эффективными оказываются методы магнитного сканирования [14], при которых осевое знакопеременное силовое воздействие на привязку дуги в трубчатом электроде осуществляется только с помощью магнитных полей.

Существуют два способа (см. рис. 7) магнитного сканирования: дискретное и волновое. При дискретном используются две и более магнитных линз. На рис. 11, а показана схема катодного трубчатого узла, оснащенного двумя линзами, работающими в противофазе (рис. 11, б). Линзы подключаются поочередно к однофазной сети с помощью двух диодов, рис. 11, с.

Принципиальной особенностью магнитно-волнового сканирования [17] является наличие угла сдвига фаз, равного  $\pi/2$ , между токами в линзах, рис. 12, а, б. Каждая из линз питается через 2-полупериодный выпрямитель. Из-за этого сдвига фаз образованное линзами результирующее магнитное поле начинает совершать возвратно-поступательное движение в пространстве между магнитными плоско-

Рис. 11. Магнитно-дискретное сканирование.

Схема установки (а), временные раз-  
вертки тока в обмотках линз (b), элек-  
трическая схема питания линз (с).

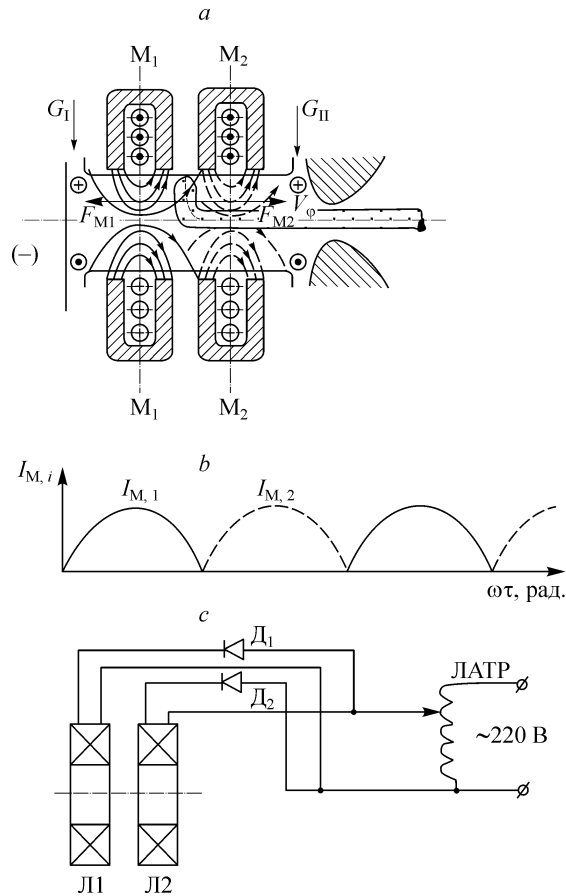
стями  $M_1-M_1$  и  $M_2-M_2$ . Поле неоднородное, имеет ярко выраженный максимум, который в течение одного периода совершает прямой и обратный ходы между плоскостями  $M_1-M_1$  и  $M_2-M_2$ . Оно увлекает за собой и радиальную привязку дуги, обеспечивая сканирование ее пятном рабочей поверхности электрода. Магнитно-волновое сканирование дает самую равномерную и наименьшую выработку электрода. Магнитные линзы могут питаться от генератора Г-26, имеющего два смещенных по фазе выхода (рис. 12, с), с последующим усилением сигналов.

Условием магнитного сканирования является превышение пондеромоторной силы над аэродинамической в те моменты, когда магнитные линзы работают, т. е. подключены к источнику питания. Перемещение радиальной привязки дуги в трубчатом электроде можно рассматривать как движение непроницаемого стержня. Это допустимо, поскольку вязкость газа в столбе дуги с температурой порядка 10 тысяч градусов во много раз больше вязкости обтекающей его среды. Поскольку пондеромоторная сила  $F = I \cdot B \cdot L$ , а аэродинамическая  $F_A = c \cdot d_l \cdot L \cdot \frac{\rho U_z^2}{2}$ , где  $L$  — длина радиального участка дуги,  $d_l$  — диаметр столба дуги,  $U_z$  — осевая составляющая скорости газа в зоне циркуляции, то для магнитного сканирования необходимо, чтобы

$$a = \frac{F_M}{F_A} \equiv \frac{IBL}{cd_l L \rho U_z^2 / 2} > 1.$$

Полагая скорость циркуляции  $U_z$  пропорциональной суммарному расходу газа через торцевой трубчатый электрод и обратно пропорциональной плотности среды и проходному сечению электрода, т. е.  $U_z = a \frac{G_1 + G_2}{\rho d^2}$ , а диаметр дуги

$$d_l = \sqrt{\frac{4}{\delta} I / j}, \text{ будем иметь}$$



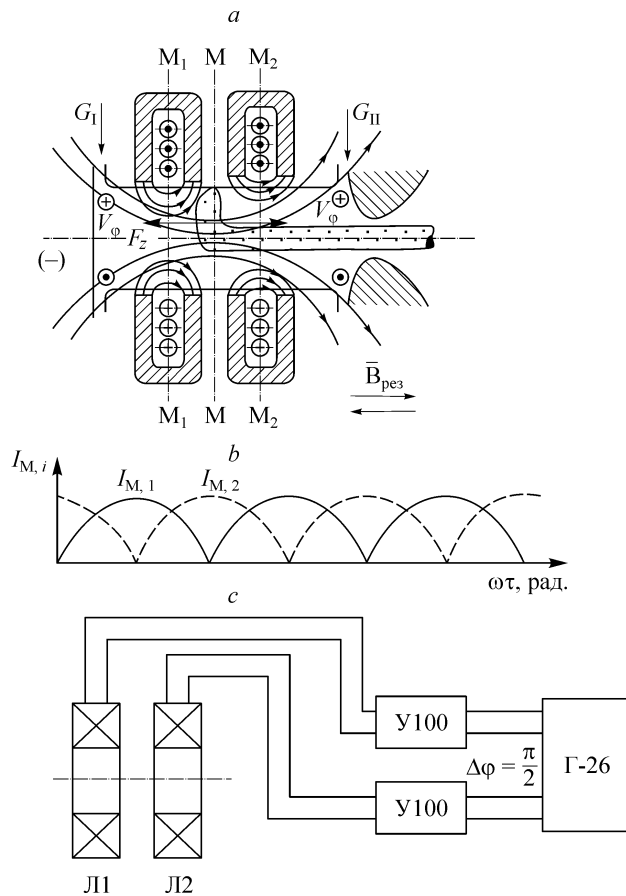


Рис. 12. Магнитно-волновое сканирование.

Схема установки (а), временные развертки тока в обмотках линз (б), электрическая схема питания линз (с).

$$\alpha = \epsilon \frac{I^{0.5} B D^4}{(G_1 + G_2)^2} > 1, \text{ где } \epsilon = \frac{\rho \sqrt{\delta j}}{ac}.$$

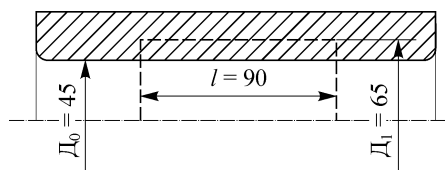
Экспериментальные исследования аэромагнитного сканирования на вихревом воздушном плазмотроне с торцевым трубчатым катодом с указанными на рис. 13 размерами обнаружили существование следующего условия магнитного сканирования:

$$K = \frac{I^{0.5} B D^4}{(G_1 + G_2)^2} > 0,03 \frac{A^{0.5} T_{\text{л}} \cdot \text{м}^4 \text{с}^2}{\text{кг}^2}.$$

В проведенных экспериментах магнитная линза запитывалась пульсирующим током частотой 50 Гц. Длина зоны сканирования составляла  $l = 52$  мм, а удельная эрозия при токе 300 А имела величину  $(5-7) \cdot 10^{-7}$  г/Кл. Без сканирования удельная эрозия при том же токе равнялась  $(2-3) \cdot 10^{-6}$  г/Кл.

Расчетный ресурс работы торцевого трубчатого электрода (размеры указаны на рис. 13) с магнитным сканированием составляет  $\tau_{\text{рес}} = \frac{m_3}{GI} = \frac{1374,5}{300 \cdot 7 \cdot 10^{-7}} =$

Рис. 13. Схема к расчету ресурса работы торцевого трубчатого катода (пунктир — после выработки ресурса).



$= 0,65 \cdot 10^7 \text{ с} = 1818 \text{ час}$ , что почти в 200 раз больше, чем без магнитного сканирования.

$$\text{Здесь } m_3 = 0,78 (D_1^2 - D_0^2) l_0 \tilde{n}_{\text{Сн}} = 0,78 (6,5^2 - 4,5^2) \cdot 9 \cdot 8,9 = 1374,5 \text{ г.}$$

Рассмотренные выше системы магнитного и аэромагнитного сканирования относительно просты, т. к. в их основе лежит однофазная схема питания. Переход на трехфазное питание позволяет увеличить число сканирующих линз до 6 штук. Это обеспечит более равномерную выработку электрода и позволит при необходимости увеличить зону эрозии и, соответственно, ресурс работы.

### ВЫВОДЫ

1. Сканирование дугового пятна в торцевом трубчатом электроде позволяет в десятки и сотни раз повысить ресурс его работы.

2. Оптимальная продольная частота сканирования для реальных условий работы плазмотрона лежит в пределах 10–20 Гц. При меньших частотах осевой шаг оказывается меньше диаметра пятна дуги (ширины теплового следа) и происходит сильное перекрытие траекторий, металл не успевает остыть от предыдущего пробега и теряется эффект снижения удельной эрозии. Более высокая частота не дает равномерной выработки электродного материала.

3. Газовое и магнитно-механическое сканирование происходят с частотой много меньшей оптимального значения, и потому не так эффективно, как магнитное и аэромагнитное. Оптимальное соотношение частот сканирования находится в диапазоне  $f_{\varphi} / f_x = 10\text{--}20$ .

4. Поскольку запросы практики и прежде всего плазмохимических технологий к повышению ресурса плазмотронов всегда будут опережать достигнутые научкой результаты, то можно утверждать, что проблема повышения ресурса всегда будет актуальной, требующей поиска новых подходов и разработок.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Жуков М.Ф., Коротеев А.С., Урюков Б.А. Прикладная динамика термической плазмы. — Новосибирск: Наука, 1975. — 299 с.
2. Гордеев В.Ф., Пустогаров А.В. Термоэмиссионные дуговые катоды. — М.: Энергоатомиздат, 1988. — 193 с.
3. Жуков М.Ф., Пустогаров А.В., Дандарон Г.-Н.Б. и др. Термохимические катоды. — Новосибирск: ИТ СО АН СССР, 1985. — 130 с.
4. Жуков М.Ф., Аньшаков А.С., Михайлов Б.И. и др. Основы расчета плазмотронов линейной схемы. — Новосибирск: ИТ СО АН СССР, 1979. — 148 с.
5. Коротеев А.С. Экспериментальные характеристики плазмотронов с газомангнитной стабилизацией дугового разряда // Теплофизика высоких температур. — 1986. — Т. 24, № 5. — С. 980–983.
6. Михайлов Б.И. Эрозия трубчатых электродов в вихревых плазмотронах // Теплофизика и аэромеханика. — 2007. — Т. 14, № 3. — С. 449–459.
7. Калашников С.Г. Электричество. — М.: Наука, 1964. — 667 с.
8. Ненакаливаемые катоды / Под ред. Елинсона М.И. — М.: Сов. радио, 1974. — 336 с.

9. **Капцов Н.А.** Электроника. — М.: ГИТТЛ, 1956. — 460 с.
10. **Зисман Г.А., Тодес О.М.** Курс общей физики. Том 1. — М.: Наука, 1969. — 340 с.
11. **Михайлов Б.И.** Нестационарное воздействие перемещающегося пятна дуги на температуру электрода // Теплофизика высоких температур. — 1985. — Т. 23, № 5. — С. 1000–1003.
12. **Михайлов Б.И., Тимошевский А.Н., Урбах Э.К.** Влияние температуры цилиндрических электродов на их эрозию // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук. — 1985. — Вып. 2, № 10. — С. 69–73.
13. **Аньшаков А.С., Урбах Э.К., Урбах А.Э. и др.** Влияние уступа в выходном электроде на эффективность работы двухкамерного плазмотрона // Теплофизика и аэромеханика. — 2006. — Т. 13, № 3. — С. 493–500.
14. **Патент РФ № 1641179.** Способ управления перемещением пятна дуги на внутренней поверхности цилиндрического электрода электродугового плазмотрона / Михайлов Б.И., Иохимович Я.Б., Балудин А.В. // БИ. — 1995. — № 36.
15. **Жуков М.Ф., Засыпкин И.М., Михайлов Б.И. и др.** Электродуговые генераторы термической плазмы. — Новосибирск: Наука. Сиб. предпр. РАН, 1999. — 712 с. (Низкотемпературная плазма. Т. 17).
16. **Жуков М.Ф., Тимошевский А.Н., Михайлов Б.И. и др.** Плазмотроны. Исследования. Проблемы. — Новосибирск: Изд-во СО РАН, 1995. — 204 с.
17. **Патент РФ № 1503673.** МКИ Н 01 С 10/02 Установка для электродугового подогрева газа / Михайлов Б.И., Иохимович Я.Б., Балудин А.В. — БИ. — 1995. — № 36,

*Статья поступила в редакцию 12 июля 2007 г.*