

### 3. ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЕ ВАКУУМНО-ДУГОВЫЕ УСТРОЙСТВА

Вакуумно-дуговой разряд – это сильноточный, самостоятельный разряд, развивающийся в замкнутом объеме в парах материала катода. Эмиссионным центром разряда является катодное пятно [Stark J. – Ibid., 1904, Bd. 5. S. 750], характеризующееся малыми размерами и являющееся источником первичных электронов и основанием столба дуги. Высокая температура в пятне обуславливает интенсивное распыление (разрушение) материала катода и высокую концентрацию паров металла. Существование и перемещение катодного пятна трактуются как нестационарные, стохастические процессы возникновения и отмирания эмиссионных центров (*emission center or explosive center*).

Катодное пятно включает в себя различные в физическом отношении области: поверхность катода, на которой формируется эмитирующий участок, бесстолкновительный слой пространственного заряда, в котором локализуется катодное падение напряжения и обеспечивается передача энергии ионам, и прикатодная плазма. Энергии ионов должно быть достаточно для разогрева катода в месте существования разряда до температуры, обеспечивающей как необходимое распределение свободных электронов по энергиям в теле катода, так и для воспроизводства необходимого количества испаряемого материала.

Из условий существования вакуумно-дугового разряда с интегрально-холодным катодом, процессы эмиссии носят преимущественно авто- и термоавтоэлектронный характер, зависящие от температуры в катодном пятне и напряженности электрического поля.

Уровень мощности, выделяющейся на катоде, определяется катодным падением напряжения, близким по значению к потенциалу ионизации металла, и величиной разрядного тока.

В настоящее время катодное пятно вакуумно-дугового разряда, существующее на интегрально-холодном катоде, относится к физическим объектам, которое не имеет своей законченной теории.

Затруднения, встречающиеся при его изучении, объясняются малыми его размерами и высокой скоростью перемещения, при постоянно изменяющихся параметрах системы, в которой оно находится. Характерным явлением для катодных пятен является их перемещение в противоположном силе Ампера направлении (*retrograde motion*). Эффект деления ярко све-

тящейся области и быстрого хаотического ее перемещения, впервые наблюдали в 1903 г. Штарк и Райх [Stark J., Reich M. – Phys. Zs., 1903, Bd. 4. S. 321].

Для области катодного пятна, на материале катода характерны быстрые фазовые переходы из твердого состояния в жидкое, газообразного в плазменное. При этом также следует различать: плотную неидеальную, умеренно разряженную и бесстолкновительную плазму. Для описания взаимодействия интенсивного потока заряженных частиц с поверхностью катода необходимо решать систему уравнений, содержащую уравнения движения для положительно заряженных частиц и уравнения механики сплошной среды.

Многофакторность рассматриваемого физического процесса и комбинированная взаимосвязь между отдельными параметрами обуславливают сложность его математического моделирования (рис. 3.1).

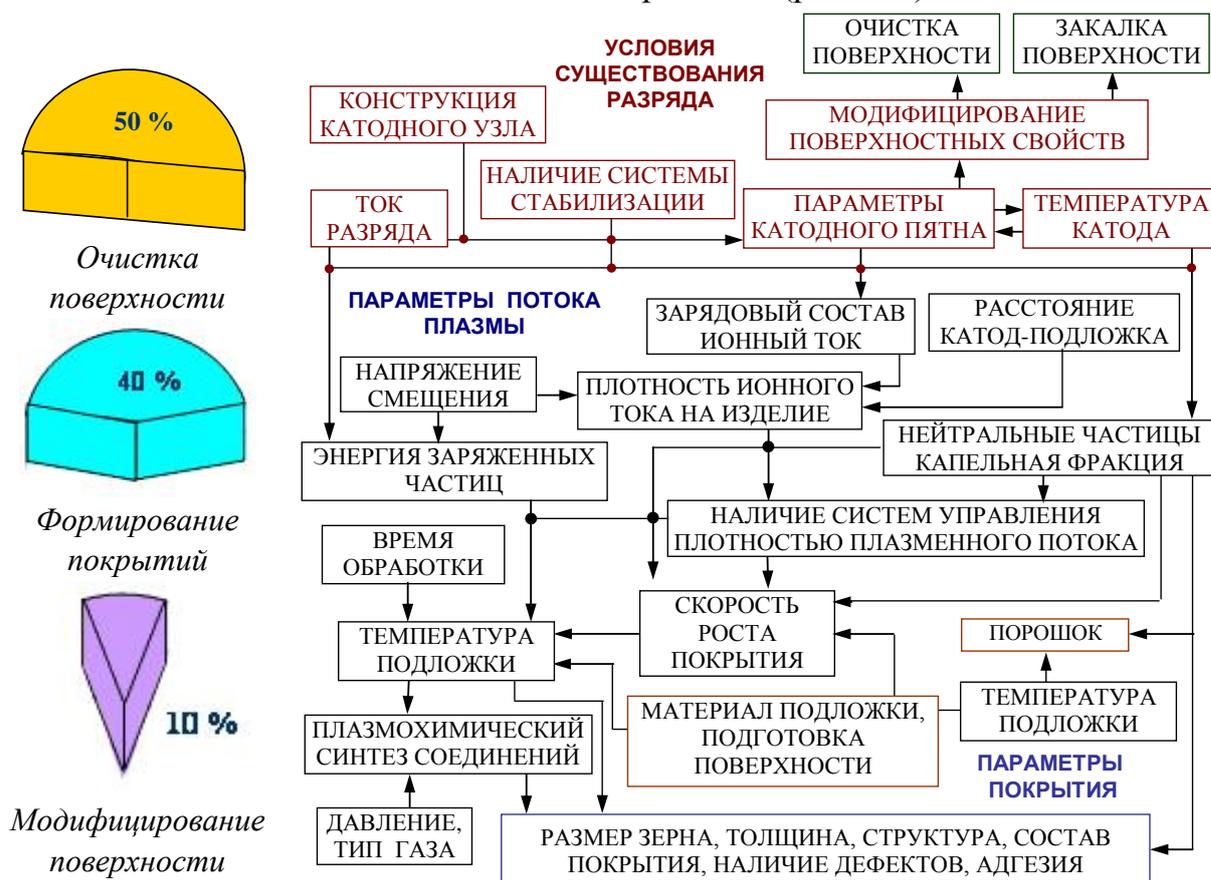


Рис. 3.1. Схема взаимосвязи параметров, определяющих области применения вакуумно-дугового разряда на интегрально-холодном катоде

Процессы в дуговом разряде подразделяются:

– на генерационные, протекающие в катодном пятне (в расплавленном слое жидкого металла) и оказывающие влияние на поверхность катода;

– в прикатодной области, определяющие условия генерации и динамику перемещения катодных пятен;

– в зоне транспортировки – в межэлектродном пространстве, начиная от области с сильно неидеальной низкотемпературной плазмой.

При создании математической модели, адекватно описывающей протекание реального физического процесса, необходимо учитывать взаимосвязь процессов, протекающих в плазме разряда, с процессами, определяющими температуру в катодном пятне и среднюю температуру катода.

Для описания физических процессов, протекающих на катоде и в прикатодной плазме вакуумно-дугового разряда, используется система уравнений, состоящая из:

– уравнения для плотности тока  $j = j_e + j_i - j_{eоб}$ , где  $j_e$  – ток, обеспечиваемый электронной эмиссией из катодного пятна, при этом рассматриваются термо- и термоавтоэлектронная эмиссия;  $j_i$ ,  $j_{eоб}$  – плотности тока ионов и электронов, попадающих на поверхность катода из плазмы;

– уравнения Маккоуна для напряженности электрического поля, создаваемого у поверхности катода:

$$E_k^2 = \frac{4}{\epsilon_0} \cdot \frac{U_k^{1/2}}{(2e/m_e)^{1/2}} j_a \left( \frac{j_i}{j_e} \sqrt{\frac{m_i}{m_e}} - 1 \right);$$

– баланса энергии в зоне генерации

$$j_e \left( U_k + \frac{kT_{кп}}{e} \right) = j_i \left( U_i + \frac{kT_{кп}}{e} \right) + (j_e + j_i) \beta \frac{kT_{кп}}{e},$$

где  $T_{кп}$  – температура в катодном пятне;  $U_i$  – потенциал ионизации материала катода;  $T_{пл}$  – температура плазмы;

– баланса тепла на поверхности катода

$$q(r) = -j_e \phi + j_i (U_k + U_i - \phi) + j_{eобр} (\phi + kT_{пл}/e) - \epsilon \sigma T_k^4,$$

где  $\phi$  – работа выхода материала катода;

– уравнений для определения температуры катода.

Однако при решении рассматриваемой модели могут быть заданы лишь исходные физические константы материала катода и разрядный ток  $I_{раз}$ . Падение напряжения на разрядном промежутке определяется из экспериментальных данных. Для расчета прикатодного падения напряжения, до настоящего времени отсутствует даже корректная постановка задачи, так как ее решение связано с расчетом слоя объемного заряда. При этом

неизвестными остаются изменяющийся размер катодного пятна  $D_{\text{кп}}$ , плотность тока  $j_e$ , доля электронной составляющей  $I_e$ , степень ионизации плазмы  $\alpha$ , концентрация заряженных частиц  $n_e$ , напряженность электрического поля у поверхности катода  $E$ , температуры в катодном пятне  $T_{\text{кп}}$  и катода  $T_{\text{к}}$ .

В процессе развития дугового разряда на поверхности катода наблюдаются эмиссионные центры различных типов, отличающиеся во времени подвижностью, взаимосвязью и эмиссионными свойствами.

### 3.1. Катодное пятно

В вакуумно-дуговом разряде с интегрально-холодным катодом температуры катода недостаточно для протекания тока за счет термоэлектронной эмиссии и разряд существует на рабочей поверхности в катодном пятне (рис. 3.2, а). Основной проблемой при описании разряда является вопрос о его существовании. В работах Г. А. Месяца, определяющая роль для функционирования разряда отводится взрывным процессам, а Г. А. Любимов и В. И. Раховский считают, что взрывные процессы важны при иницировании разряда и несущественны для его поддержания. Ими отмечается, что на стадии горения дугового разряда, при плотности тока  $10^{11}$  А/м<sup>2</sup> и характерных значениях падения напряжения на разрядном промежутке 20...30 В, взрывные процессы исключены.

С повышением температуры катода, данный тип разряда способен перейти в разряд с диффузной привязкой на катоде (разряд с горячим катодом, рис. 3.2, б). Данный разряд характеризуется невысоким напряжением горения, низким уровнем шумов, как тока, так и напряжения, и хорошей однородностью ионного потока. Для поддержания такой формы разряда необходимо, чтобы плотность тока, отбираемого с катода  $j_{\text{к}} = I_{\text{раз}} / S_{\text{к}}$ , превышала некоторый критический уровень  $j_{\text{ик}}$ , являющийся функцией теплофизических характеристик материала катода.

Таким образом, вакуумно-дуговой разряд с интегрально-холодным катодом, следует рассматривать с точки зрения переходного этапа в развитии дугового разряда с горячим катодом. Представляется, что температура является фактором, определяющим режимы работы катода и генерации потока плазмы. Поэтому даже при условии стабилизации параметров разря-

да, по мере распыления материала катода с изменением его температуры, происходят существенные изменения, как на самом катоде, так и в плазменном потоке.

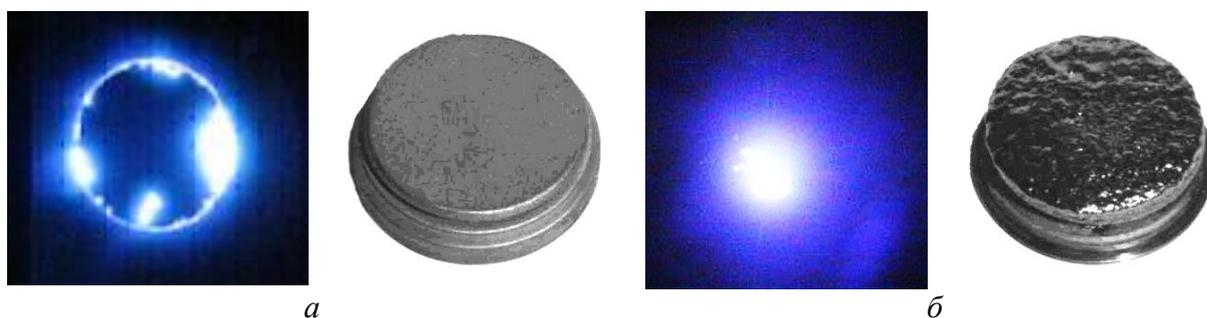


Рис. 3.2. Вакуумно-дуговой разряд на интегрально-холодном катоде (а) и разряд со всей рабочей поверхности (б) и характер разрушения рабочей поверхности катода от типа существующего разряда

Из условий существования вакуумно-дугового разряда с интегрально-холодным катодом, эмиссионные процессы, зависящие от температуры в катодном пятне и напряженности электрического поля. Уровень мощности, выделяющейся на катоде, определяется катодным падением напряжения, близким по значению к потенциалу ионизации металла, и величиной разрядного тока.

Катодное пятно состоит из нескольких активно эмитирующих участков с размерами много меньшими, чем размеры самого пятна. Модель катодного пятна, формирующаяся на гипотезе о токовых ячейках [3.1], позволяет объяснить физические процессы, протекающие в дуговых разрядах.

Для того чтобы катод оставался в заданном тепловом режиме, катодные пятна перемещаются по его поверхности с достаточно высокой скоростью. В этом случае, при локализации зоны горения вакуумно-дугового разряда на ограниченной площади рабочей поверхности катода говорят о некоторой интегральной температуре поверхности, которая устанавливается при условии перемещения катодного пятна.

Трудности в определении плотности тока в катодном пятне связаны с тем, что прямое измерение плотности тока невозможно ввиду малых размеров его отдельных фрагментов, а также из-за высокой скорости перемещения. Катодные пятна являются принципиально неустойчивыми плазменными образованиями и характеризуются некоторым среднестатистическим временем жизни. В. Jutter, наблюдая изменения в структуре катодного пятна, выделил отдельные существующие фрагменты свечения для различных условий в интервале от 5 до 20 нсек. Оценки минимальной

плотности тока по автографам катодного пятна дают  $(1 \dots 2) 10^{11} \text{ А/м}^2$ .

В [3.2], используя результаты работы [3.3], для катодных пятен на медном катоде при  $I_{\text{раз}} = 10 \text{ А}$ , доли ионного тока  $\alpha_i = 0.3$ , проводимости плазмы  $\sigma = 200 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$ ,  $E = 10^8 \text{ В/см}$ , скорости ионов  $v_i = 3 \cdot 10^3 \text{ м/с}$ , радиусе катодного пятна  $R_{\text{кп}} = 4,5 \cdot 10^{-6} \text{ м}$ , плотности тока  $j_i = 1,6 \cdot 10^{11} \text{ А/м}^2$ , катодном падении  $U_{\text{к}} = 9 \text{ В}$ , полном напряжении на дуге  $U_{\text{раз}} = 27 \text{ В}$ , концентрации  $n_i = j_i / v_i = 10^{20} \text{ см}^{-3}$ , температуре в катодном пятне  $T_{\text{кп}} = 5000 \text{ К}$ , соответствует давление  $p_{\text{кп}} \approx 100 \text{ атм}$ , произведена оценка времени жизни катодного пятна на одном месте  $\tau = 4 \cdot 10^{-8} \text{ с}$  и получена глубина прогрева лунки катодного пятна  $h = 2,5 \cdot 10^{-4} \text{ см}$ .

Конечное время жизни катодного пятна на одном месте и его перемещение приводит к флуктуации катодного падения напряжения.

### ***3.1.1. Разряд на неочищенной поверхности катода***

В первоначальный момент времени на неочищенной поверхности катода, возникает неуправляемый, хаотично перемещающийся и очень быстро охватывающий всю поверхность разряд [3.4].

Наличие загрязнений и окисных пленок на рабочей поверхности существенно облегчают поддержание развивающегося дугового разряда, и поэтому он способен существовать при более низком значении разрядного тока, чем основной разряд с материала катода. Данное предположение подтверждается, например, таким известным и часто используемым способом облегчения зажигания разряда и удержания катодных пятен на рабочей поверхности, как нанесение на поверхность катода тонкого графитового слоя. При работе же с тугоплавкими материалами, у которых стационарный дуговой разряд поддерживается при токах не ниже 150 А, нанесенное на рабочую поверхность тонкое графитовое покрытие способствует возникновению кратковременного первоначального разряда при меньших токах. После распыления пленки, разряд на рабочей поверхности катода вновь не возбуждается [3.5].

Значение разрядного тока определяет количество пятен существующих на рабочей поверхности катода. На тонкопленочных покрытиях, ток, замыкающийся на каждое катодное пятно, может иметь порядок всего лишь несколько ампер, отчего и наблюдается увеличение одновременно

существующих пятен.

Появление на рабочей поверхности катода высокоскоростных и неуправляемых светящихся образований связано с частичным осаждением положительно заряженных частиц на поверхности загрязнений, являющихся в большинстве случаев тонкими диэлектрическими пленками. В этом случае образуются двойные электрические слои с высокой напряженностью электрического поля.

Рассматривая двойной слой упрощенно как плоский конденсатор с зарядами, сосредоточенными на его обкладках, для напряженности поля в пределах слоя можно записать  $E = \sigma/\epsilon_0$ , где  $\sigma$  – поверхностная плотность зарядов, определяемая поверхностной концентрацией поляризованных или ионизованных атомов пленки.

Пробой подобного слоя хотя бы в одной точке инициирует лавину подобных пробоев. В результате на рабочей поверхности катода, в зонах загрязнений, появляются неуправляемые высокоскоростные поверхностные разряды, удаляющие диэлектрические пленки, но не вызывающие глубоких эрозионных процессов на материале катода. Данный механизм формирования разряда на неочищенной поверхности катода объясняет существование подобного разряда при значительно меньших токах по сравнению с обычным его значением для данного материала.

Эмиссию электронов с тонких слоев диэлектриков, вызываемую электрическим полем, первым наблюдал в 1936 г. Молтер, при этом было отмечено, что данная эмиссия не зависит от природы подложки.

На рис. 3.3 представлены фотографии рабочей поверхности, полученные с помощью растрового электронного микроскопа JSM 35CF в Z-контрасте (рис. 3.3, а, б) и в топологическом контрасте (рис. 3.3, в, г).

Явно выраженные зоны загрязненных участков, присутствующие на поверхности катода до начала работы испарителя, приведены на рис. 3.3, а. Результаты воздействия предварительного комбинированного разряда, возникающего в первоначальный момент времени и обеспечивающего очистку поверхности, отражает рис. 3.3, б.

Поверхность катода, представленная в топологическом контрасте до (рис. 3.3, в) и после (рис. 3.3, г) существования на ней разряда, позволяет оценить характер его воздействия на рельеф.

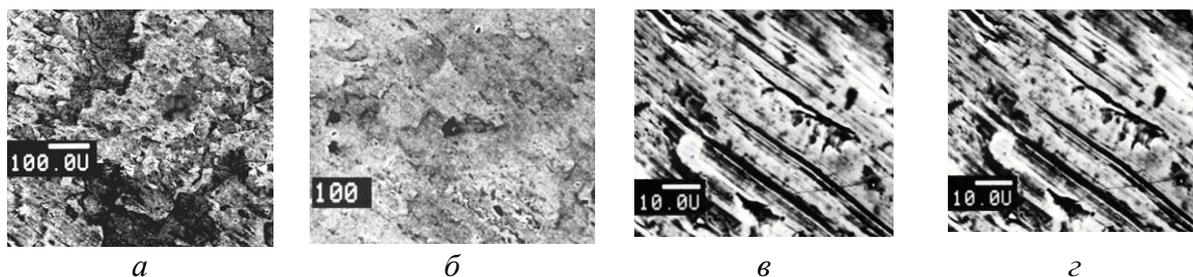


Рис. 3.3. Рабочая поверхность катода: *а, в* – до и *б, г* – после очистки; *а, б* – в *z*-контрасте и *в, г* – в топологическом контрасте

На рис. 3.3, *г* хорошо видны результаты существования разряда, характеризующиеся наличием поверхностных оплавленных зон и одновременным отсутствием глубоких эрозионных процессов с материала катода. После очистки рабочей поверхности, при последующих токовых импульсах, данный тип разряда не наблюдается, а формируется дуговой разряд с материала катода.

### 3.1.2. Разряд с поверхности материала катода

Движущееся пятно – точечный источник тепла (жидкая частица, нагретая до эмиссионной температуры), разогревает катод по пути перемещения и оставляет на поверхности, в зависимости от ее температуры, характерные следы разрушений (рис. 3.4).

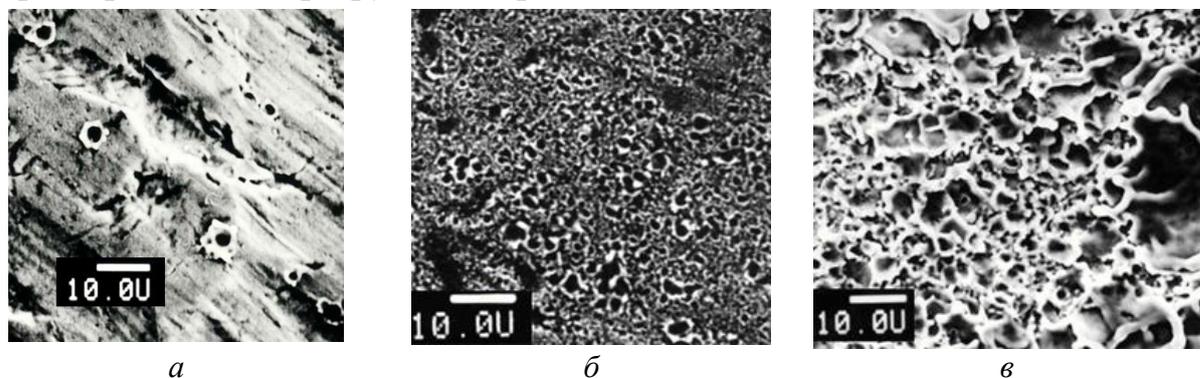


Рис. 3.4. Следы, оставляемые катодными пятнами, на рабочей поверхности катода (масштаб  $10.0U = 10 \text{ мкм}$ ): *а* – холодный катод; *б* – температура катода, 800 К; *в* – температура поверхности, 1000 К

Внутренняя структура катодного пятна состоит из значительного числа одновременно существующих ячеек – эктонов с размерами порядка нескольких микрометров и менее [3.6]. Время существования ячейки составляет  $10^{-7} \dots 10^{-9}$  с. При распаде одних ячеек возникают другие, как внутри пятна, так и вне его границ.

При движении катодное пятно во все последующие моменты времени, всегда перемещается на менее прогретый участок катода, поэтому его ско-

рость определяется уровнем подводимой мощности и временем достижения в катодной ячейке рабочей температуры испарения. Время, затрачиваемое на разогрев поверхности, зависит от начальной температуры в точке нахождения катодного пятна.

При этом следует учитывать, что при определении температуры материала, находящегося в различных фазах с подвижной границей, требуется также находить законы фазовых переходов с учетом выделяющейся (или поглощаемой) при этом теплоты.

Для непрерывно перемещающегося по рабочей поверхности эмиссионного центра, возникновение пятна на новом месте обеспечивается горящим пятном и накладывающимися внешними факторами [3.7]. Здесь следует особо подчеркнуть, что при движении катодного пятна следует учитывать следующие процессы:

- эмиссию электронов из существующего эмиссионного центра;
- формирование в токовом канале в плазме, со стороны максимума индукции магнитного поля, избыточного числа заряженных частиц;
- разогрев нового участка поверхности катода, (при этом существенны процессы, связанные с изменением размеров катодного пятна);
- эмиссия материала (испарение слоя вещества, в котором происходит изменение фазового состава);
- уменьшение мощности подводимой к старому эмиссионному центру и его остывание;
- выравнивание температур в эмиссионных центрах;
- переход эмиссионного центра на подготовленный участок.

Изучение характера перемещения катодных пятен по рабочей поверхности катода осуществлялось на вакуумно-дуговом устройстве протяженной конструкции (рис. 3.5), работающее в импульсном режиме и формирующее направленный ленточный поток плазмы [3.8].

Внешнее магнитное поле, создаваемое соленоидом 1, обеспечивало удержание катодного пятна 7 в рабочей зоне на рабочей поверхности протяженного цилиндрического катода 2 при его перемещении от поджигающего электрода 6 в сторону токового ввода 3 до дугогасящего экрана 4. Частота следования токовых импульсов определяется временем прохождения катодными пятнами  $\tau$  расстояния от поджигающего электрода 6 до дугогасящего экрана 4.

В процессе работы было установлено, что при токе разряда 200 А максимальное время прохождения катодными пятнами рабочего участка водоохлаждаемого циркониевого катода длиной 0.45 м, диаметром 0.06 м, превышало 100 мс. При этом наблюдаемое сокращение длительности токовых импульсов было связано с увеличением температуры катода (рис. 3.6).

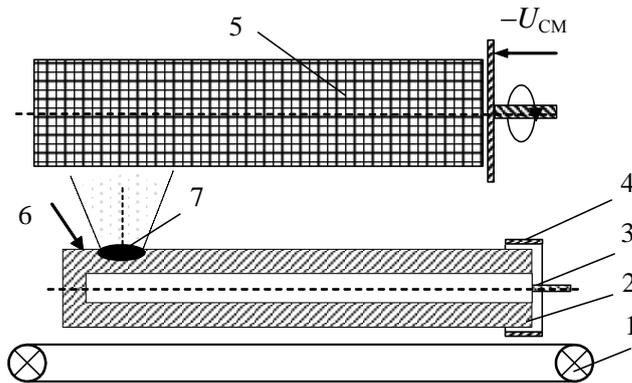


Рис. 3.5. Вакуумно-дуговой источник плазмы протяженной конструкции: 1 – магнитная система; 2 – катод; 3 – токовый ввод; 4 – дугогасящий экран; 5 – обрабатываемое изделие; 6 – поджигающий электрод; 7 – катодное пятно

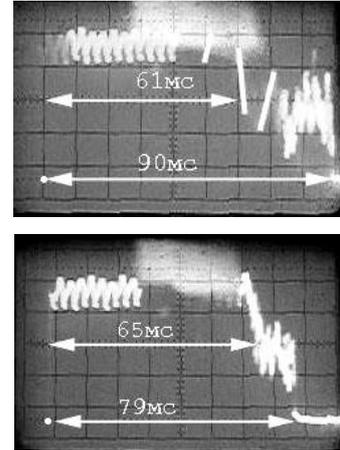


Рис. 3.6. Изменение длительности токовых импульсов в процессе работы испарителя, наблюдаемое с повышением температуры катода

Катодное пятно смещается в сторону максимума индукции магнитного поля  $\Sigma \vec{B}_{\max} = \vec{B}_{\text{пл}} + \vec{B}_{\text{кат}}$ , создаваемого токовым каналом плазменного потока  $I_{\text{пл}}$  и током, протекающим по телу катода  $I_{\text{кат}}$  (рис. 3.7, а). На элементарную частицу, находящуюся в плазменном потоке действует сила Лоренца и сила электрического поля:  $\vec{F}_r = e[\vec{v}_z \times \vec{B}]$ ,  $\vec{F}_z = e[\vec{v}_r \times \vec{B}]$ ,  $\vec{F}_E = e\vec{E}$ .

Для расчета траектории движения электронов, выходящих из катодного пятна, используются следующие расчетные выражения:

$$a_z = \frac{\vec{F}_z}{m_e} + \frac{\vec{F}_E}{m_e} = \frac{e[\vec{v}_r \times \vec{B}]}{m_e} + \frac{e\vec{E}_E}{m_e}, \quad a_r = -\frac{\vec{F}_r}{m_e} = -\frac{e[\vec{v}_z \times \vec{B}]}{m_e},$$

$$\vec{v}_z = \vec{v}_{0z} + a_z \Delta t, \quad \vec{v}_r = \vec{v}_{0r} + a_r \Delta t,$$

$$z = z_0 + \vec{V}_z \Delta t, \quad y = y_0 + \vec{v}_y \Delta t,$$

$m_e$  – масса заряженной частицы (электрона);  $\vec{F}_L$  – проекция силы Лоренца на оси  $z$  и  $r$ ;  $\vec{v}$  – проекция скорости движения заряженной частицы на оси  $z$

и  $r$ ;  $\vec{v}_0$  – проекция скорости движения заряженной частицы на оси  $z$  и  $r$  в предыдущий момент времени;  $a$  – ускорение заряженной частицы по оси  $z$  и  $r$ ;  $\Delta t$  – шаг по времени;  $z$  – положение заряженной частицы на оси  $z$ ;  $z_0$  – проекция положения заряженной частицы на ось  $z$  в предыдущий момент времени;  $y_0$  – положение заряженной частицы на оси  $r$ ;  $r_0$  – проекция положения заряженной частицы на ось  $r$ , в предыдущий момент времени.

Результаты расчета, характеризующие условия существования катодных пятен на рабочей поверхности, представлены на рис. 3.7, б и 3.7, в.

В процессе перемещения катодного пятна наблюдается трансформация его размеров, изменяющая условия эмиссии электронов.

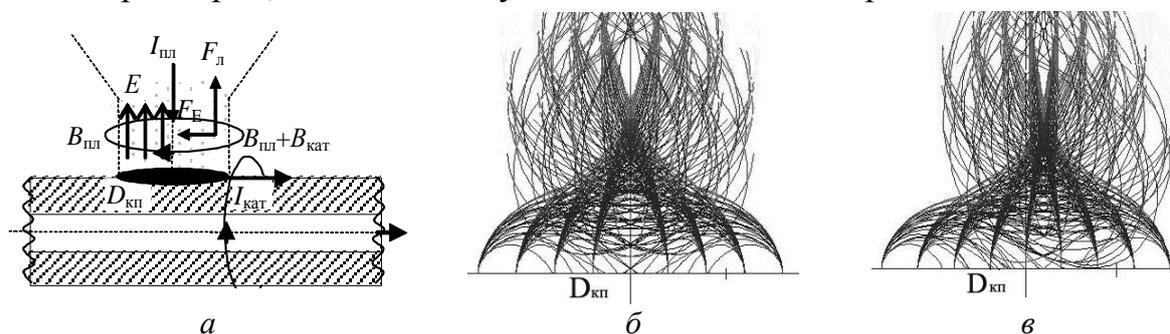


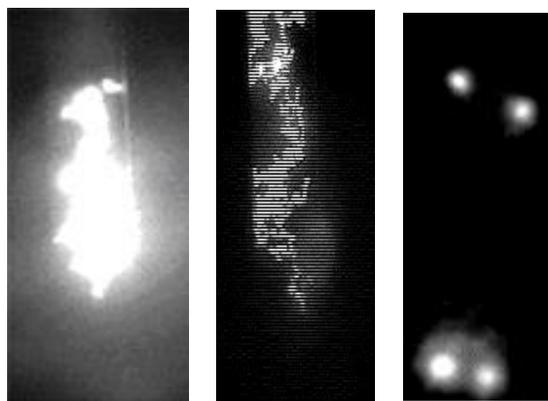
Рис. 3.7. Моделирование движения электронов из области катодного пятна: а – математическая модель расчета с учетом силы Лоренца; расчет траекторий движения электронов из катодного пятна без учета (б) и с учетом (в) тока, протекающего по катоду

Учитывая, что первые токовые импульсы имеют большую длительность, для регистрации перемещения катодных пятен по рабочей поверхности катода использовалась видеокамера формата VHS.

Стандарты телевидения имеют чересстрочную развертку: в одной секунде 25 кадров и 50 полей (полукадров) с четными и нечетными строками. В компьютерном мониторе развертка построчная и в одну секунду отображается 25 полных кадров. При обработке видеоряда с аналоговой видеокамеры компьютер преобразует каждые два поля в один кадр. Поэтому на компьютерном мониторе отображается кадр с двумя зафиксированными моментами наблюдаемого движения: первый момент соответствует нечетному полю, а второй – четному.

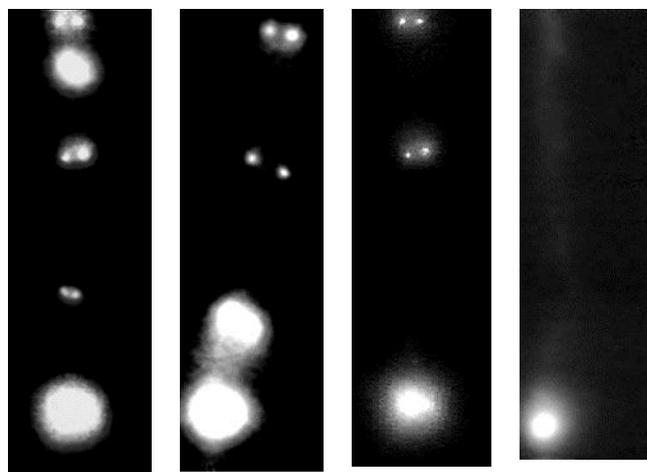
Если при по кадровом рассмотрении учитывать только те кадры, на которых начало совпадает с возникающим токовым импульсом, то последовательно следующие друг за другом кадры видеоряда дают представление о характере перемещения катодных пятен по рабочей поверхности [3.9].

В результате обработки видеоматериала была получена покадровая развертка изображения, позволяющая наблюдать трансформацию катодных пятен во времени и оценивать скорость их перемещения по рабочей поверхности с точностью до 20 мс – времени отображения одного поля.



*a*                      *б*                      *в*

*Рис. 3.8.* Зафиксированные моменты перемещения катодных пятен, полученные при использовании различных светофильтров: *a* – с засветкой без выделения катодных пятен; *б* – траектория перемещения катодных пятен; *в* – зафиксированные моменты перемещения катодных пятен: верхний ряд – нечетное поле, нижний – четное, время между ними ровно 20 мс



*a*                      *б*                      *в*                      *г*

*Рис. 3.9.* Изменение характера перемещения катодных пятен по рабочей поверхности катода, связанное с изменением его температуры:  
*a* – наблюдаемое перемещение катодных пятен по рабочей поверхности в первоначальный момент времени на холодном катоде, полученное из 3 кадров видеоряда; *б, в* – переходной этап разогрева катода, сложен из 2 кадров видеоряда; *г* – установившейся тепловой режим на катоде, один кадр

Съемка осуществлялась при фиксированных величинах тока разряда и внешнего магнитного поля, но с применением различных светофильтров. На рис. 3.8 представлены наблюдаемые зафиксированные кадры: с сильной засветкой (рис. 3.8, *a*) и с классической траекторией перемещения катодных пятен по рабочей поверхности катода (рис. 3.8, *б*).

На рис. 3.8, *в* представлен кадр с зафиксированными моментами перемещения выделенных катодных пятен по рабочей поверхности для нечетного (вверху) и четного (внизу) полей. Временной интервал между пятнами равен 20 мс. На рис. 3.9 представлено изменение характера движения катодных пятен по рабочей поверхности с увеличением температуры катода. Первый токовый импульс длительностью  $\tau = 80$  мс, зафиксированный на холодном катоде, соответствует трем кадрам видеоряда (рис. 3.9, *a*).

Групповое катодное пятно, наблюдаемое внизу кадра, связано с его задержкой у дугогасящего экрана, что при используемой частоте видеосъемки, не позволяет, к сожалению, точно определить момент достижения пятном дугогасящего экрана.

Задержка катодных пятен в области дугогасящего экрана иногда превышает оптимальное время пробега в 1.5...2.0 раза. Данные условия приводят к неравномерной эрозии материала катода.

Катодное пятно, перемещающееся по рабочей поверхности катода в сторону токового ввода, представляет собой точечный источник тепла, нагревающий катод вдоль пути своего перемещения. Тепло распространяется, в основном, в направлении, перпендикулярном оси симметрии катода. Непрерывное перемещение катодных пятен по ограниченной рабочей поверхности катода, независимо от начального распределения температуры, приводит к установлению на ней некоторой средней равновесной температуры, определяемой диаметром и длиной катода, а также условиями его охлаждения.

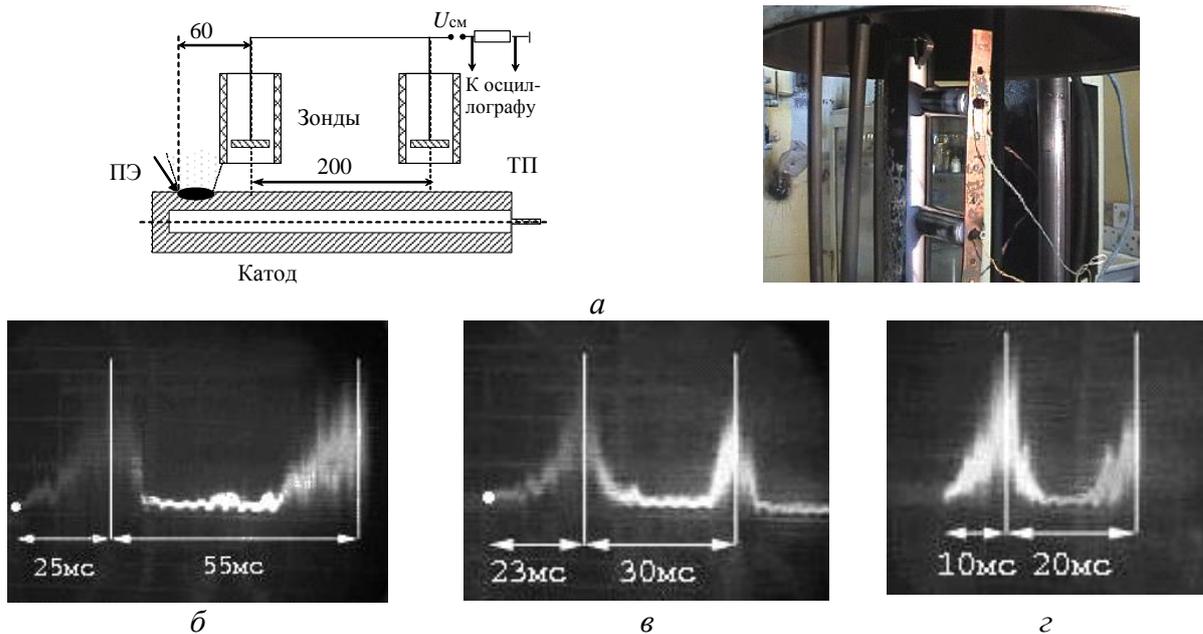


Рис. 3.10. Зондовая схема измерения скорости перемещения катодных пятен по рабочей поверхности катода во времени (а) и осциллограммы изменения тока во времени (б, в, г)

По мере повышения температуры катода количество фиксируемых моментов движения катодных пятен за один импульс сокращается. Рис. 3.9, б сложен из двух кадров и имеет три момента перемещения ( $\tau = 60$  мс). При этом четко видно, как в процессе движения изменяются геометрические размеры пятен. Два момента перемещения ( $\tau = 40$  мс) отражены на

рис. 3.9, в. Один момент перемещения ( $\tau = 20$  мс, один кадр), при этом отчетливо виден след оставляемый катодным пятном (рис. 3.9, з). Учитывая, что расстояние от поджигающего электрода до дугогасящего экрана равно 0.4 м получаем возрастание скорости прохождения катодными пятнами рабочего участка катода с 5 до 20 м/с, при этом также возрастает скорость прохождения катодными пятнами начального, у поджигающего электрода, менее прогреваемого участка.

Перемещение катодных пятен исследовалось с помощью зондовой схемы (рис. 3.10). С этой целью по высоте катода, на определенных расстояниях от поджигающего электрода до дугогасящего экрана, были размещены зонды 5 с фиксированной приемной поверхностью. Конструкция зондов и их расположение обеспечивало регистрацию максимума ионной составляющей плазменного потока на экране осциллографа при условии совпадения перемещающихся катодных пятен с приемной поверхностью электрических зондов.

На рис. 3.11 представлены осциллограммы токовых импульсов в зависимости от температуры циркониевого катода.

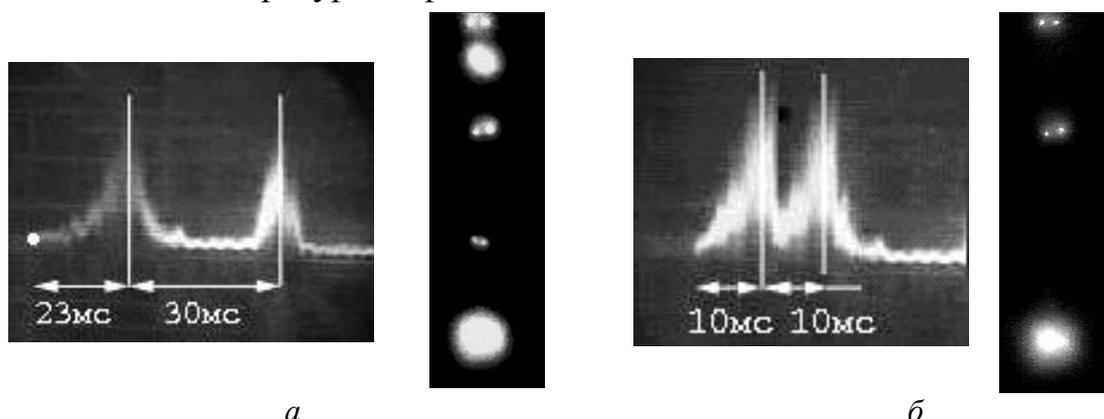


Рис. 3.11. Изменение скорости перемещения катодными пятнами рабочей поверхности, связанное с изменением температуры катода

Наблюдаемое на всех фотографиях плавное нарастание тока на отрезке от поджигающего электрода до первого зонда характеризуется хаотическим перемещением катодных пятен на начальном участке и связано с прогревом катода. С ростом температуры катода шумовые составляющие сигнала на осциллограммах уменьшаются, а направленная скорость перемещения катодных пятен по рабочей поверхности увеличивается.

При перемещении катодного пятна наблюдается трансформация его размеров. Катод, в области катодных пятен подвержен интенсивному разрушению. Поддержание разряда из катодного пятна невозможно ниже не-

которой в нем температуры, определяемой теплофизическими свойствами материала катода. Этим объясняется некоторый порог потока энергии в катодное пятно. В этом случае количество ионов, образующихся в зоне ионизации и являющихся основным источником энергии в пятне, не может быть больше количества испаренных атомов, а изменение размеров катодного пятна приводит к изменению степени ионизации плазменного потока. В свою очередь, при малых размерах катодного пятна, задаваемый уровень температуры достигается за более короткий промежуток времени, чем в пятнах, более крупного размера. Кроме этого, уменьшение размеров катодного пятна и изменение плотности ионного тока оказывает влияние на напряженность электрического поля.

Изменение размеров пятна приводит к изменению напряженности, плотности эмиссионного и ионного токов, баланса энергии в зоне генерации, баланса тепла на поверхности катода и уравнений для определения температуры катода, при этом все выше перечисленное влечет за собой изменение параметров генерируемого плазменного потока [3.10].

Электрическое поле у поверхности твердого тела может быть образовано не только за счет внешней разности потенциалов, но также за счет поля положительно заряженных ионов, находящихся у поверхности катода. Подобный слой ионов формируется при испарении эмиссионного катода в процессе его разогрева. Последующая ионизация испарившихся атомов приводит к созданию у поверхности катода слоя плотной неравновесной плазмы. Сильное электрическое поле в пограничной области вызывает как дополнительное усиление электронной эмиссии, так и изменение суммарного теплового потока в катод и температуры катодных пятен.

Таким образом, плотность эмиссионного тока и тип существующей эмиссии определяется температурой в катодном пятне  $T_{\text{кп}}$  и напряженностью электрического поля  $E$ , создаваемой у поверхности катода:  
$$j_e = f(T_{\text{кп}}, E).$$

В свою очередь, напряженность электрического поля  $E = f(U_{\text{к}}, r_{\text{кп}}, j_i / j_e)$ , где  $U_{\text{к}}$  – падение потенциала в области пространственного заряда;  $r_{\text{кп}}$  – радиус катодного пятна;  $j_i / j_e$  – соотношения плотностей ионного и электронного токов, и определяется уравнением Маккоуна.

### 3.1.3. Генерация капельных образований

Особенностью генерации из катодного пятна является наличие в плазменном потоке капельных образований. Эмиссия капельной фазы является следствием выброса (*splashing*) расплавленного материала из эрозионных кратеров под действием давления плазмы (рис. 3.12).

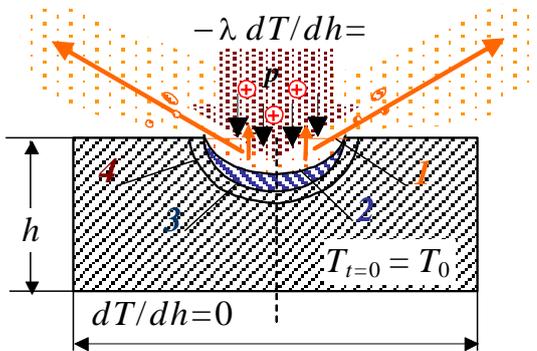


Рис. 3.12. Модель воздействия теплового потока на поверхность: 1 – начальное положение катодного пятна на поверхности; 2 – нижняя граница при кипении; 3 – нижняя граница жидкой фазы; 4 – граница прогрева катода до температуры эмиссии

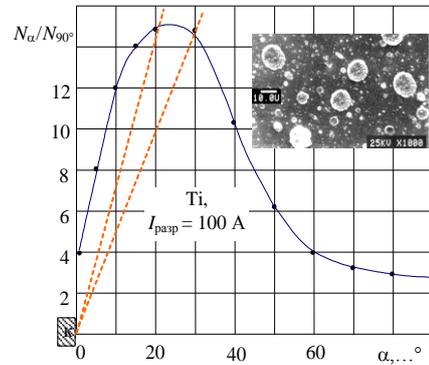


Рис. 3.13. Пространственное распределение капельной фракции в рабочем объеме испарителя с фотографией поверхности (10.0U = 10мкм)

Наличие в продуктах эрозии капельной фракции объясняется образованием в катодном пятне расплавленной зоны и формированием на поверхности катода эрозионных кратеров [3.11]. В этом случае над катодным пятном наблюдается высокая концентрация паров металла электрода, создающая сплошной спектр излучения, характерный для дуг высокого давления. Давление, оказываемое на поверхность лунки жидкого металла, в зоне действия катодного пятна можно оценить как [3.12]:

$$p = Fj = \frac{I_i}{I_{разр}} \frac{m_i \vartheta_i}{2\xi e} j ,$$

где  $F$  – действующая на катод сила реакции плазменной струи, приведенная к единице тока дуги;  $j$  – плотность тока;  $\xi$  – среднее зарядовое число.

Получаемые значения давления с хорошей степенью точности совпадают с результатами прямых измерений, что служит доказательством того, что сила, действующая на катод, обусловлена, в основном, ионной составляющей плазменного потока [3.2].

Под действием этого давления, из-за разбрызгивания металла, образуются жидкометаллические струи и капли, попадающие в рабочий объем. Распределение эмитируемых капельных образований по специфическим

параметрам (размер, угол наклона траекторий, скорость) существенно зависит от конструкции и режимов работы вакуумно-дугового источника плазмы. Так в [3.13] распределение по размерам аппроксимируется по экспоненциально спадающей (после максимума) функцией  $f(r) = Q \exp(-\alpha r)$ , где  $Q$  – количество электричества электричества через катод;  $\alpha$  – константа свойств материала катода. Максимум углового распределения плотности потока частиц [3.14] соответствует направлению примерно  $10...30^\circ$  к рабочей поверхности катода (рис. 3.13).

Минимальный размер капель в импульсных и стационарных вакуумных дугах оценивается как  $5...20$  нм, в то время как для катодов из легкоплавких материалов в стационарных дугах размер капель может достигать значений в десятки микрон (рис. 3.13).

Для различных материалов катода капельная фракция эрозии тем больше, чем ниже температура плавления материала и чем выше температура катода.

Скорость, сообщаемая жидкому металлу, а следовательно, и каплям под действием давления  $p$ ,двигающихся под малыми углами к поверхности, при отсутствии потерь на трение, определяется следующим образом:  $v_{\text{кп}} = (2p/\rho)^{1/2}$  и лежит в пределах  $10...10^2$  м/с. В межэлектродном пространстве нормальная составляющая скорости капельных образований может заметно увеличиться за счет момента, передаваемого им ионами, движущимися по направлению к аноду. Этим, в частности, можно объяснить то, что с уменьшением размеров частиц угол наклона их вектора скорости к поверхности катода увеличивается [3.14].

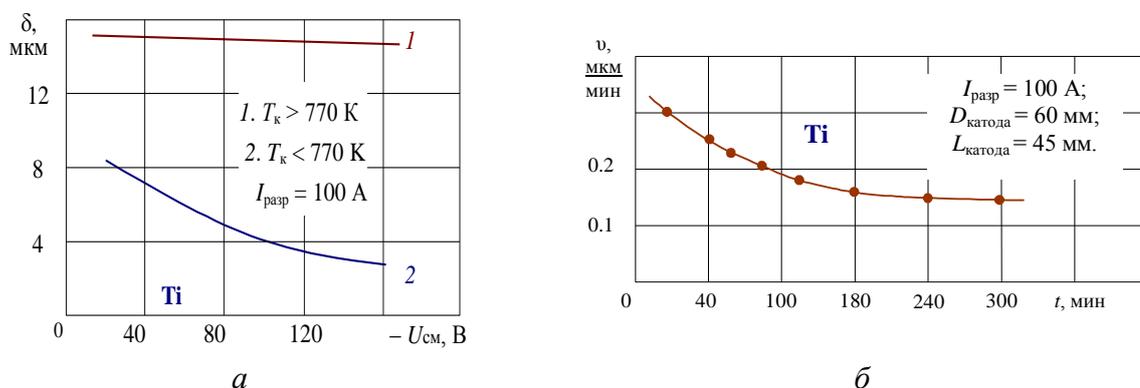


Рис. 3.14. Зависимость скорости роста наносимого покрытия от длины катода: 1 –  $4 \cdot 10^{-2}$  м; 2 –  $2 \cdot 10^{-2}$  м (а) и по мере выработки катода (б)

С ростом рабочей температуры катода в потоке увеличивается процентное содержание нейтрального пара и капельных образований [3.10],

что подтверждается зависимостями скорости роста наносимого покрытия от величины отрицательного смещения, задаваемого на подложку, полученными при различной длине катода:  $4 \cdot 10^{-2}$  и  $2 \cdot 10^{-2}$  м (рис. 3.14, а), и соответственно при различной его температуре. При толщине катода  $4 \cdot 10^{-2}$  м задаваемое смещение не оказывает влияния на скорость роста формируемого покрытия, так как в потоке преобладает наличие капельных образований. Таким образом, количественный состав капельных образований, связан с изменением в процессе работы интегральной температуры катода (рис. 3.14, б).

Увеличение тока разряда приводит к повышению скорости эрозии материала катода и, следовательно, производительности процесса осаждения наносимого покрытия. Однако при этом увеличивается и процентное содержание в плазменном потоке капельных образований.

Уменьшением тока разряда нельзя снизить содержание капель до произвольно малого значения, так как стационарное горение дуги наблюдается лишь при токе разряда не менее критического значения  $I_{\min}$  для данного материала ( $I_{\text{раз}} \geq I_{\min}$ ), которое зависит от теплофизических свойств материала катода [3.15].

Существует минимальный пороговый ток на одно пятно, а, следовательно, и дуги в целом. Благодаря положительной вольт-амперной характеристике вакуумная дуга может нормально функционировать и при столь малых токах, при которых ее поддержание обеспечивается единичным катодным пятном. При дальнейшем уменьшении тока происходит погасание дугового разряда. Минимальное значение тока разряда объясняется необеспеченностью процессов, связанных с выделением энергии на электродах и последующим ослаблением эмиссии электронов с катода.

Предполагая, что падение напряжения между электродами определяется в основном катодными процессами, значения токов, пропускаемых пятном, практически ложатся на прямую линию, если их наносить в двойном логарифмическом масштабе в зависимости от произведения температуры плавления на корень квадратный из теплопроводности  $T_{\text{пл}} \lambda^{1/2}$ .

Данное значение минимального тока  $I_{\min}$ , при котором разряд способен существовать в стационарном режиме, определяется как материалом катода (ток тем меньше, чем выше давление паров и ниже теплопроводность материала), так и конструкцией вакуумно-дугового источника плаз-

мы и способом стабилизации катодных пятен на рабочей поверхности катода. Из-за этого в литературе представлены различные значения критического тока для одного и того же материала. Отличительной чертой вольт-амперных характеристик вакуумно-дугового разряда является возрастание падения напряжения с увеличением тока, что связывают с увеличением падения напряжения на прианодном слое.

### 3.2. Тепловой режим работы катода

Результатом локализации энергии с высокой плотностью в малых объемах и выделение ее за времена от наносекунд до единиц микросекунд являются сложные физико-химические процессы, протекающие на поверхности твердого тела и приводящие к изменению структурного и фазового состава поверхностного слоя. Данные изменения влияют, как на динамику развития катодных пятен, так и на процессы в разрядном промежутке вакуумно-дугового разряда.

#### 3.2.1. Математическое моделирование катодного пятна

Катод нагревается в области катодных пятен за счет выделения энергии ионов, складывающейся из их кинетической энергии, приобретенной в области катодного падения и равной произведению катодного падения  $U_k$  на заряд иона, и потенциальной энергии, выделившейся при нейтрализации [3.16]. Полнота передачи кинетической энергии зависит от коэффициента аккомодации иона и от разности температур падающей частицы и атомов поверхности, которая по возможности должна быть минимальна. В области катодных пятен пары металла контактируют с поверхностью катода, поэтому можно считать, что соответственные коэффициенты равны единице:

$$W_k = eU_k \alpha_1,$$

где  $\alpha_1$  – коэффициент аккомодации иона.

Для передачи потенциальной энергии ион должен нейтрализоваться. Электрон, необходимый для нейтрализации, должен быть извлечен из катода. Поэтому в случае однозарядного иона потенциальная энергия, переданная катоду, будет определяться выражением:

$$W_p = e(U_i - \varphi_{эф}) \alpha_2,$$

где  $U_i$  – потенциал ионизации;  $\varphi_{эф}$  – эффективная работа выхода электрона с учетом эффекта Шоттки;  $\alpha_2$  – коэффициент аккомодации иона, превратившегося в нейтральный атом.

Процесс нейтрализации иона можно рассматривать, как процесс прямой - или двухступенчатой Оже нейтрализации. В первом случае электрон из зоны проводимости металла переходит непосредственно в основное состояние иона, нейтрализуя его. При этом избыточная энергия отдается другому электрону, находящемуся в зоне проводимости, который в благоприятном случае может выйти из металла. Подробное рассмотрение показывает, что во всех случаях, когда потенциал ионизации атома  $U_i$  больше работы выхода  $\varphi$ , то вероятность нейтрализации близка к единице.

При условии совпадения энергетического метастабильного уровня иона с энергией, какого-то уровня в зоне проводимости, может идти процесс двухступенчатой Оже-нейтрализации. В этом случае электрон из зоны проводимости совершает переход на метастабильный уровень, в результате чего возникает метастабильный атом. Затем другой электрон из зоны проводимости переходит в основное состояние атома, сообщая метастабильному электрону свою избыточную энергию. Двухступенчатая нейтрализация возможна только в случае  $U_i > \varphi + W_{мет}$ , где  $W_{мет}$  – энергия метастабильного уровня относительно нулевого уровня, за который принимается энергия электрона в континууме металла.

При расчете теплового баланса следует учитывать возможность попадания высокоэнергетических электронов на поверхность катода. Однако если средняя энергия электронов плазмы порядка величины  $kT_e$ , то можно считать, что они полностью отражаются от внешней части потенциального барьера слоя объемного заряда и, следовательно, электронами плазмы в слое объемного заряда и их потоком на поверхность  $j_{еоб}$  можно пренебречь.

Мощность, выделяющуюся на катоде  $P_k$ , выражают через полную мощность, вкладываемую в разряд, и коэффициент катодной мощности  $h_k$ :

$$P_k = h_k I_{раз} U_k = h_k I_{раз} (\xi_{ср} U_{i\ ср}), \quad (3.1)$$

где  $\xi_{ср}$  – среднее зарядовое число;  $U_{i\ ср}$  – средний потенциал ионизации.

Таблица 3.1

Значения коэффициента катодной мощности для металлов [3.17]

$h_k$	Материал катода					
	Mo	W	Cu	Ti	Zr	Ni
Расчет	0.25...0.27	0.24...0.29	0.28...0.34	0.5...0.6	0.6	0.42...0.51
Эксперимент	0.2...0.25	0.1...0.15	0.3...0.45	0.5...0.7	0.4...0.75	0.5...0.6

Значение коэффициента катодной мощности  $h_k$  (табл. 3.1) зависит от многих факторов, включая и такие как работа выхода материала катода  $\varphi$ , температура электронов  $T_e$ , прикатодное падение напряжения  $U_k$ .

Мощность, подводимая к катоду, расходуется на испарение, излучение, определяемое законом Стефана–Больцмана, и эмиссию электронов [3.18].

При расчете эффекта эмиссионного охлаждения обычно анализируют два предельных случая: автоэлектронную и термоавтоэлектронную эмиссию. При автоэлектронной эмиссии охлаждения не происходит, так как энергия на выход электронов не затрачивается, а напротив, может наблюдаться эффект эмиссионного нагревания за счет эффекта Ноттингема. Если при термоэлектронной эмиссии электроны обладают энергией, соответствующей работе выхода, а эмиссионное охлаждение, вызванное одним электроном, равно  $e\varphi$ , то для термоавтоэлектронной эмиссии используется понятие эффективной работы выхода  $e\varphi_{\text{эф}}$ , учитывающей сни-

жение потенциального барьера за счет эффекта Шоттки  $\Delta\varphi = \sqrt{e^3 E / (4\pi\epsilon_0)}$ :

$$j_{\text{ТАЭЭ}} = A_0 T^2 \exp\left(-\frac{e\varphi - \Delta\varphi}{kT}\right),$$

где  $A_0$  – постоянная Ричардсона;  $T$  – температура катода;  $\varphi$  – работа выхода.

Мощность, затрачиваемая на испарение материала катода, может быть выражена через скорость эрозии:

$$P_{\text{исп}} = W_{\text{исп}} \left( \frac{dn_{\text{исп}}}{dt} \right) = W_{\text{исп}} \left( \frac{\mu I_{\text{раз}}}{m_a} \right),$$

где  $W_{\text{исп}}$  – удельная энергия, затрачиваемая на испарение материала катода, пересчитанная на один атом;  $dn_{\text{исп}}/dt$  – скорость испарения;  $\mu I_{\text{раз}}$  – масса материала, уносимая с поверхности катода в единицу времени;  $\mu$  – коэффициент электропереноса: С –  $0.21 \cdot 10^{-7}$ ; Al –  $1.25 \cdot 10^{-7}$ ; Cu –  $1.16 \cdot 10^{-7}$ ;

Ti –  $0.52 \cdot 10^{-7}$ ; Zr –  $0.58 \cdot 10^{-7}$ ; Mo –  $0.47 \cdot 10^{-7}$ ; W –  $0.62 \cdot 10^{-7}$  (кг/Кл);  $m_a$  – масса атома.

Коэффициент электропереноса  $\mu$  определяется уменьшением массы катода на значение  $\Delta m$  за промежуток времени  $t$  при установленном значении разрядного тока  $I_{\text{раз}}$ . С ростом переносимого заряда и уменьшением диаметра катода  $\mu$  увеличивается, поскольку повышается подвод энергии на единицу поверхности катода, вызывающий увеличение его локальной температуры, определяющей скорость испарения нейтральных атомов и генерацию капельных образований из расплавленных участков поверхности катода.

Мощность, расходуемая на излучение, определяется по закону Стефана-Больцмана

$$P_{\text{изл}} = S_{\text{к}} \sigma \varepsilon (T_{\text{к}}^4 - T_0^4),$$

где  $S_{\text{к}}$  – излучающая поверхность катода;  $\sigma$  – постоянная Стефана-Больцмана;  $\varepsilon$  – интегральный коэффициент излучения;  $T_{\text{к}}$  и  $T_0$  – температуры катода и окружающей среды соответственно.

Имея значения указанных мощностей, можно оценить мощность, которую необходимо отвести от катода системой охлаждения  $P = P_{\text{к}} - P_{\text{исп}} - P_{\text{изл}}$ , то для расчета температуры в тепловом источнике воздействия, моделирующем катодное пятно, можно использовать следующее значение мощности [3.19]

$$\frac{S_{\text{к}}}{L_{\text{к}}} \lambda (T_{\text{к}} - T_0) = P_{\text{к}} - P_{\text{исп}} - P_{\text{изл}},$$

где  $\lambda$  – коэффициент теплопроводности материала катода;  $L_{\text{к}}$  – длина катода.

Катодное пятно, как тепловой источник воздействия на поверхность катода, моделируется в форме круга радиусом  $R$  (рис. 3.15).

Полагая, что плотность электрического тока, протекающего через поверхность катодного пятна, одинакова во всех точках области, и пренебрегая краевыми эффектами в первом приближении интенсивность распределения мощности теплового источника можно считать равномерной по пятну.

Таким образом, в пределах катодного пятна тепловой поток, подводимый из разряда и взаимодействующий с поверхностью, постоянен для лю-

бого момента времени  $-\lambda(dT/dh)_{h=0}=q$ , ( $0 \leq r \leq R$ ), а вне него – равен нулю. Катод, по отношению к эффективному размеру источника тепла, является полубесконечным телом, поэтому на бесконечном удалении от поверхности тепловой поток равен нулю, а температура постоянна  $(dT/dh)_{h=0}=0$ , ( $-\infty \leq r \leq -R$  и  $R \leq r \leq \infty$ ) ( $-R \leq r \leq R$ );  $(dT/dh)_{h=\infty}=0$ ;  $T_{h=\infty}=T_0$ . В исходном состоянии температура поверхности катода одинакова во всех точках  $T_{t=0}=T_0$ .

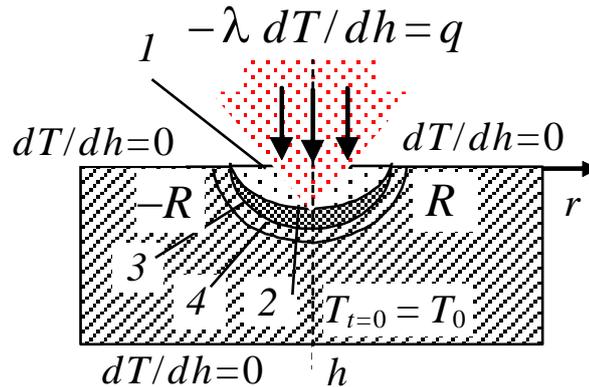


Рис. 3.15. Модель воздействия теплового потока на поверхность: 1 – начальное положение катодного пятна на поверхности; 2 – нижняя граница при кипении; 3 – нижняя граница жидкой фазы; 4 – граница прогрева катода до температуры эмиссии

Решение задач теплопроводности встречает большие математические трудности. Методы теории подобия дают возможность на основе анализа краевых задач перейти от обычных физических величин к безразмерным величинам комплексного типа. Для определения безразмерных величин нет необходимости в завершеном аналитическом решении, а достаточно располагать дифференциальными уравнениями и формулировкой конкретных краевых задач. С этой целью температура тела в произвольной точке с координатами  $(x, y, z)$  в момент времени  $t$  представляется в виде функции  $T = T(x, y, z)$  и для решения используется основное дифференциальное уравнение теплопроводности, связывающее временные и пространственные изменения температуры тела, записанное в прямоугольной системе координат,

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a \left( \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) + \frac{q_{\text{э}}}{c\rho} = a \nabla^2 T + \frac{q_{\text{э}}}{c\rho}, \quad (3.2)$$

где  $a = \lambda / c\rho$  – коэффициент температуропроводности;  $\lambda$ ,  $c$ ,  $\rho$  – теплофизические параметры материала: теплопроводность, удельная теплоемкость и плотность материала;  $q$  – объемная плотность теплового потока.

Уравнение (3.2) – дифференциальное уравнение теплопроводности или уравнение Фурье. Коэффициент температуропроводности  $a$  является физическим параметром вещества и из (3.8) следует, что изменение температуры во времени для любой точки тела пропорционально его величине.

При решении следует различать три вида величин: независимые переменные – время  $t$  и пространственные координаты  $x$ ,  $y$ ,  $z$ ; зависимую переменную – температура  $T$ ; постоянные, задаваемые при постановке задачи,  $\lambda$ ,  $c$ ,  $\rho$ .

Так как в основное дифференциальное уравнение температура входит под знаком производной, то отсчет температуры можно проводить от любой фиксированной для данного процесса температуры  $T^*$ . В случае, если начальное распределение температуры характеризуется постоянной величиной  $T_0 = \text{const}$ , то именно эта температура выбирается в качестве исходной  $T^*$ . В этом случае безразмерная избыточная температура  $\Theta$  определяется выражением  $\theta = T/T^*$ , или  $\theta = (T - T^*)/T^*$ .

Для рассматриваемой задачи теплового воздействия и выбранных начальных граничных условий, распределение температуры от поверхности в глубину тела можно представить в следующем виде [3.20]:

$$T_{\max} = T_0 + \Theta \frac{qR}{\lambda},$$

где  $\Theta$  – функция, характеризующая степень отклонения температуры от его максимального значения.

Критерий относительной избыточной температуры имеет вид:

$$\theta = 2\sqrt{\text{Fo}} \left[ \text{ierfc} \left( \frac{0.5\eta}{\sqrt{\text{Fo}}} \right) - \text{ierfc} \left( 0.5\sqrt{\frac{\eta^2 + 1}{\text{Fo}}} \right) \right],$$

где  $\text{Fo} = a\tau/R^2$  – критерий тепловой гомохромности Фурье, сопоставляющий скорость изменения внешней обстановки и скорость развития процесса внутри тела, обусловленный его толщиной и коэффициентом температуропроводности  $a$ ;  $\tau$  – время воздействия теплового источника;  $\eta = h/R$  –

безразмерная координата, изменяющаяся от 0 до 1;  $\text{ierfc}$  – интегральная форма функции ошибок Гаусса.

На поверхности тела в центре пятна [3.21], где  $\eta = 0$ , функция принимает следующий вид:

$$\theta = 2\sqrt{\text{Fo}} \left[ \frac{1}{\sqrt{\pi}} - \text{ierfc} \left( \frac{1}{2\sqrt{\text{Fo}}} \right) \right].$$

Используя расчетные выражения для табулированной функции ошибок Гаусса

$$\text{ierfc}(z) = [(\sqrt{\pi})^{-1} \exp(-z^2)] - z \text{erfc}(z),$$

где  $\text{erfc}$  – дополнительная функция ошибок, определяемая через неэлементарную функцию ошибок  $\text{erf}(x) = (2/\sqrt{\pi}) \int_0^x \exp(-t^2) dt$ , возникающую в

теории дифференциальных уравнений в частных производных:

$$\text{erfc}(z) = 1 - \text{erf}(z) = (2/\sqrt{\pi}) \int_z^{\infty} \exp(-t^2) dt,$$

$$\text{ierfc}(z) = [(\sqrt{\pi})^{-1} \exp(-z^2)] - z[1 - \text{erf}(z)] = [(\sqrt{\pi})^{-1} \exp(-z^2)] - z + z \text{erf}(z),$$

получим

$$\theta = 2 \frac{\sqrt{\text{Fo}}}{\sqrt{\pi}} \left[ 1 - \exp(-1/4\sqrt{\text{Fo}}) \right] + \left[ 1 - \exp(1/2\sqrt{\text{Fo}}) \right].$$

Для расчета теплового режима на глубине равной радиусу теплового источника воздействия ( $h = R$ ) –  $\eta = 1$ , для безразмерной температуры было получено следующее выражение

$$\theta = 2\sqrt{\text{Fo}} \left[ \text{ierfc}(0.5/\sqrt{\text{Fo}}) - \text{ierfc}(0.707/\sqrt{\text{Fo}}) \right],$$

$$\Theta = 1.129\sqrt{\text{Fo}} \exp(-0.25/\sqrt{\text{Fo}}) [1 - \exp(-0.25/\sqrt{\text{Fo}})] + \\ + 0.414 + [\text{erf}(0.5/\sqrt{\text{Fo}}) - \sqrt{2}\text{erf}(0.707/\sqrt{\text{Fo}})].$$

Расчет теплового режима на глубине  $h$  равной диаметру  $2R$  теплового источника воздействия  $h = 2R$  ( $\eta = 2$ ),

$$\theta = 2\sqrt{\text{Fo}} \left[ \text{ierfc}(1/\sqrt{\text{Fo}}) - \text{ierfc}(\sqrt{5}/2\sqrt{\text{Fo}}) \right],$$

$$\Theta = 1.129\sqrt{\text{Fo}} \exp(-1/\sqrt{\text{Fo}}) [1 - \exp(-0.25/\sqrt{\text{Fo}})] + \\ + 0.414 + [2\text{erf}(1/\sqrt{\text{Fo}}) - \sqrt{5}\text{erf}(0.707/\sqrt{\text{Fo}})].$$

При  $t \rightarrow \infty$  поле предельного состояния процесса распространения тепла при неподвижном точечном источнике температура на поверхности достигает своего максимального значения

$$T_{\max} = T_0 + \frac{qR}{\lambda}. \quad (3.3)$$

На глубине равной радиусу источника  $h = R$ , когда  $t \rightarrow \infty$ , температура не превышает значения 0.41 от максимальной температуры на поверхности в центре источника, т. е.

$$(T - T_0)_{h=R} < 0.4 \frac{qR}{\lambda}. \quad (3.4)$$

На глубине равной диаметру  $h = 2R$  температура не превышает 0.24 от своего максимального значения :

$$(T - T_0)_{h=2R} < 0.24 \frac{qR}{\lambda}. \quad (3.5)$$

Изотермические поверхности в этом случае – сферы с центром в точечном источнике. Температура изменяется обратно пропорционально расстоянию от источника тепла и определяется только мощностью источника и коэффициентом теплопроводности материала катода.

Таким образом, в каждый момент времени при любых условиях существования дугового разряда необходим определенный промежуток времени для достижения в катодном пятне рабочей температуры. При этом при условии не нулевой начальной температуры катода, время достижения заданной температуры сокращается.

Таким образом, показано, что для обеспечения необходимого тока эмиссии из катодного пятна, при условии его перемещения на менее прогретый участок, требуется определенное время для достижения заданной температуры. При этом с увеличением температуры катода это время сокращается, что способствует увеличению скорости прохождения катодными пятнами рабочего участка катода.

### ***3.2.2. Тепловой режим протяженного катода***

В вакуумно-дуговых источниках плазмы протяженной конструкции (рис. 3.16, а) используются массивные охлаждаемые металлические катоды  $I$ , поэтому процессы установления стационарного распределения температуры в объеме металлического тела весьма длительны и составляют десятки секунд, что эквивалентно сотням токовым импульсам.

Частота следования импульсов в каждом конкретном случае определяется временем прохождения катодным пятном 2 рабочего участка катода от поджигающего электрода 3, до дугогасящего экрана 4,  $\tau = L_{\text{кат}} / v_{\text{кп}}$ .

При перемещении по рабочей поверхности катода источника тепла с большой скоростью основная нагреваемая область располагается узкой полосой вдоль пути его перемещения, и чем выше его скорость, и частота следования импульсов, тем более вытянуты получаемые изотермы и тем более они сдвинуты в уже пройденную область. Основное же тепло при этом распространяется в направлении, перпендикулярном оси перемещения источника.

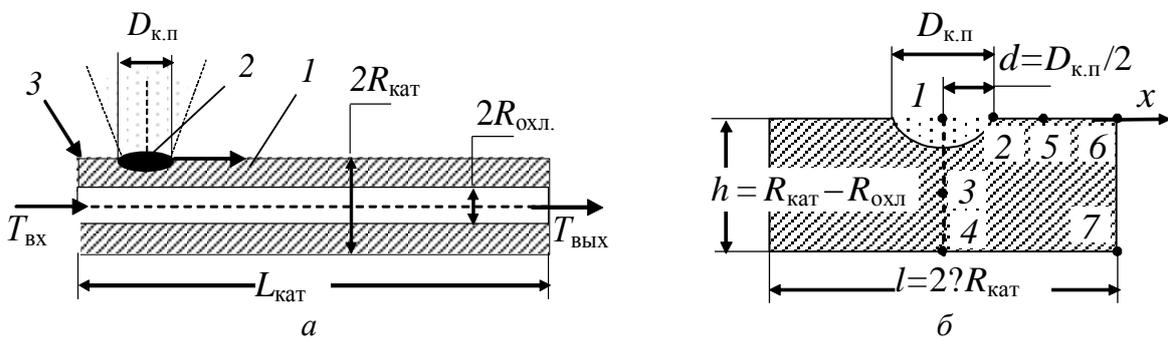


Рис. 3.16. Модель теплового расчета протяженного катода

С увеличением температуры катода возрастает скорость прохождения катодными пятнами рабочего участка  $v_{\text{кп}}$  и наблюдается их трансформация с увеличением геометрических размеров [3.9].

Простые численные оценки показывают, что за один импульс выделяемой энергии недостаточно для существенного повышения температуры катода. Длительная работа испарителя и непрерывное перемещение катодных пятен по фиксированной поверхности катода, независимо от начального распределения, приводит к установлению на ней некоторой температуры предельного состояния, определяемой геометрическими размерами катода и условиями его охлаждения.

Для расчета средней температуры в зоне нагрева [3.22] катод представили в виде плоской пластины шириной  $l = 2 \pi R_{\text{кат}}$ , соответствующей внешней длине окружности катода, и толщиной  $h = R_{\text{кат}} - R_{\text{охл}}$  (рис. 3.14, б). На одну из ее поверхностей, на участке, ограниченном размерами катодного пятна  $D_{\text{к.п}} = 2d$ , воздействует тепловой поток  $q = -\lambda (\partial T / \partial h)$ . Вектор  $\bar{q}$  направлен в сторону уменьшения температуры, тогда как градиент температуры направлен в сторону увеличения температуры. Знак ми-

нус отражает противоположность направлений векторов плотности теплового потока и температурного градиента.

Противоположная поверхность охлаждается теплоносителем по закону Ньютона. Потери тепла через остальные поверхности считаем пренебрежимо малыми:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} &= 0; \\ -\lambda \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_{y=0} &= q, \quad (0 \leq x \leq \Delta); \quad -\lambda \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_{y=0} = q, \quad (\Delta \leq x \leq l); \\ \lambda \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x=0} &= 0; \quad \lambda \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x=l} = 0; \quad \lambda \frac{\partial T}{\partial y} + \alpha T \Big|_{y=h} = 0, \end{aligned}$$

где  $T$  – текущая температура в любой точке пластины, взятая относительно температуры теплоносителя;  $\alpha$  – коэффициент теплоотдачи, представляющий собой плотность теплового потока между теплоносителем и стенкой при разности температур 1 К.

Получаемое методом разделения переменных аналитическое решение последнего уравнения удобно для анализа относительно толстых пластин, у которых возмущение температурного поля слабо зависит как от критерия Био, так и толщины пластины:

$$\Theta = \frac{1}{\text{Bi}} + (\beta - \eta) + \frac{2}{\pi^2 \varepsilon} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\sin(n\pi\varepsilon)}{n^2} \frac{\text{ch}[n\pi(\beta - \eta)]}{\text{ch}(n\pi\beta)} \frac{n\pi + \text{Bi} \cdot \text{th}[n\pi(\beta - \eta)]}{n\pi \cdot \text{th}(n\pi\beta) + \text{Bi}} \cos(n\pi\zeta) \quad (3.6)$$

где  $\Theta$  – безразмерная температура;  $\eta = y/l$ ,  $\zeta = x/l$  – текущие относительные координаты точек в пластине;  $\beta = h/l$  – относительная толщина;  $\varepsilon = d/l$  – относительная ширина зоны нагрева;  $\text{Bi} = \alpha l/\lambda$  – критерий подобия процессов нестационарной теплопроводности Био, характеризующий связь между полем температуры в твердом теле и условиями теплоотдачи его поверхности.

Критерии  $\text{Fo}$  и  $\text{Bi}$  называются определяющими критериями, состоящими из независимых переменных и условий однозначности, а функция  $\Theta$  определяемой.

Первые два слагаемых описывают развитое тепловое состояние пластины, которое возникло бы при равномерном растекании теплового потока по всей поверхности.

Третий член, содержащий сумму ряда, определяет возмущение температурного поля относительно предельного состояния.

Решая исходное уравнение методом конечного косинусо-интегрального преобразования Фурье

$$T_{FC} = \int_0^h T(x, y) \cos \frac{\mu_n}{h} y dy,$$

получаем более сложную форму, соответствующую двум различным функциям, справедливым только для определенных условий:

– горячего участка  $0 < \zeta \leq \varepsilon$ ,  $0 < \eta \leq \beta$ :

$$\Theta^* = 1 + \text{Bi}^* (1 - \eta/2) - 2\text{Bi}^* \sum_1^{\infty} D_n \frac{\text{sh}(\mu_n/\beta)(1 - \zeta)}{\text{sh}(\mu/\beta)} \text{ch}(\mu_n/\beta) \zeta \cdot \cos(\mu/\beta)\eta;$$

– холодного участка  $\varepsilon \geq \zeta \leq 1$ ,  $0 < \eta \leq \beta$ :

$$\Theta^* = 2\text{Bi}^* \sum_1^{\infty} D_n \frac{\text{sh}(\mu_n/\gamma)}{\text{sh}(\mu/\beta)} \text{ch}(\mu_n/\beta)(1 - \zeta) \cdot \cos(\mu/\beta)\eta,$$

$$D_n = \frac{\mu_n^2 + \text{Bi}^{*2}}{\mu_n^2(\mu_n^2 + \text{Bi}^{*2} + \text{Bi}^*)},$$

где  $\mu_n$  – корни трансцендентного уравнения  $\mu \text{tg} \mu = \text{Bi}^*$ ,  $\text{Bi}^* = \alpha h / \lambda$ ;  $\Theta^* = T\alpha / q = \Theta \text{Bi} \varepsilon$ ;  $\text{Bi}^* = \text{Bi} \beta$ ;  $\text{Bi} \varepsilon = \text{Bi}^* \gamma$ .

Для расчета максимальной температуры поверхности  $T_{\max}$  нагреваемой пластины, при условии охлаждения противоположной стороны  $T_{\min}$  используем  $\zeta = 0$ ,  $\eta = 0$  и  $\zeta = 0$ ,  $\eta = \beta$ :

$$T_{\max} = \Theta_1 \frac{qd}{\lambda};$$

$$\Theta_1 = \frac{1}{\text{Bi}} + \beta + \frac{2}{\pi^2 \varepsilon} \sum_1^{\infty} \frac{\sin(n\pi\varepsilon)}{n^2} \frac{n\pi + \text{Bi} \cdot \text{th}(n\pi\beta)}{n\pi \cdot \text{th}(n\pi\beta) + \text{Bi}}; \quad (3.7)$$

$$T_{\min} = \Theta_2 \frac{qd}{\lambda};$$

$$\Theta_2 = \frac{1}{\text{Bi}} + \frac{2}{\pi\varepsilon} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\sin(n\pi\varepsilon)}{n} \frac{1}{\text{ch}(n\pi\beta)} \frac{1}{n\pi \cdot \text{th}(n\pi\beta) + \text{Bi}}. \quad (3.8)$$

Для оценки температуры катода было осуществлено калориметрирование водяного потока. При расходе воды  $v = 2$  л / мин разность между температурой холодной воды на выходе системы и на входе в установившемся режиме составила  $\Delta T = 276.2$  К, откуда мощность рассеиваемая на

катоде  $P = \Delta T \nu / 14.3$ , составила 38.63 Вт. Удельная тепловая нагрузка на поверхность охлаждения равнялась  $4.4 \text{ Вт/см}^2$ , коэффициент теплоотдачи  $\alpha = 0.2 \text{ Вт/(см}^2 \cdot \text{°C)}$ .

Расчет производился для ленточного потока задаваемой ширины. Полагая, что пятно имеет форму круга, а плотность электрического тока, протекающего через поверхность катодного пятна, одинакова во всех точках области. При расчете использовались следующие соотношения:

– для толстой пластины:

$$\Theta_1 = \frac{1}{\text{Bi}} + \beta + \frac{2}{\pi} \left[ 1 - \ln \pi \varepsilon + (\ln \pi - 1) \varepsilon^{2.1} \right];$$

– при малых  $\varepsilon$  (большая концентрация):

$$\Theta_1 = \frac{1}{\text{Bi}} + \beta + \frac{2}{\pi} (1 - \ln \pi \varepsilon),$$

где  $\varepsilon$  – относительная протяженность зоны нагрева;  $\beta$  – относительная толщина;  $T = T_{\text{max}} - T_{\text{ср}}$ .

Температура в рабочей зоне катода в точке  $T_1 = \Theta_1 (qd / \lambda)$  при выбранных условиях не превышает 570 К.

Для нахождения температуры в других точках моделируемой пластины используем выражения, полученные на основе точного обобщенного решения (3.6).

Легко показать, что температура на краю источника  $\Theta_2$  (точка 2) может быть рассчитана при малых  $\varepsilon$  ( $\varepsilon < 0.5$ ) по аналогичным выражениям, как и для  $\Theta_1$ , только в этом случае при расчете используется величина  $2\varepsilon$ . Температура в точке на краю источника шириной  $\varepsilon$  (толстая пластина  $\beta = (h/l) > 0.4$  при малых  $\varepsilon$ ) использовалось следующее выражение:

$$T_2 = \frac{qd}{\lambda} \left[ \frac{1}{\text{Bi}} + \beta + \frac{2}{\pi} (1 - \ln 2\pi \varepsilon) \right]. \quad (3.9)$$

Расчет температуры в центре нагреваемой пластины  $\eta = \frac{h}{2l} = \frac{\beta}{2}$ ;  $\zeta = 0$ :

$$T_3 = \frac{qd}{\lambda} \left[ \frac{1}{\text{Bi}} + \frac{\beta}{2} + \frac{2}{\pi^2 \varepsilon} \cdot \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\sin(n\pi \varepsilon)}{n^2} \frac{\text{ch}(n\pi \eta)}{\text{ch}(n\pi \beta)} \frac{n\pi + \text{Bi} \cdot \text{th}(n\pi \eta)}{n\pi \cdot \text{th}(n\pi \beta) + \text{Bi}} \right]. \quad (3.10)$$

Температура охлаждаемой поверхности в точке 4

$$T_4 = \frac{qd}{\lambda} \left[ \frac{1}{\text{Bi}} + \frac{2\sin(n\pi\varepsilon)}{\pi\varepsilon} \left( \frac{1}{\pi \sin \beta + \text{Bi} \operatorname{ch}(\pi\beta)} \frac{e^{-2\pi\beta} \cos(\pi\varepsilon)}{\pi + 0.5\text{Bi}} \right) \right]. \quad (3.11)$$

Температура в точке 5, расположенной посередине пластины с нагреваемой стороны,  $\eta = 0$ ;  $\xi = 0.5$  для толстых пластин  $\beta > 0.4$

$$T_5 = \frac{qd}{\lambda} \left( \frac{1}{\text{Bi}} + \beta + \frac{2}{\pi^2 \varepsilon} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\sin(n\pi\varepsilon)}{n^2} \cos \frac{n\pi}{2} \right). \quad (3.12)$$

Расчет температуры на краю пластины, точка 6, и в точке 7:

$$T_6 = \frac{qd}{\lambda} \left( \frac{1}{\text{Bi}} + \beta - \frac{2}{\pi} [\ln 2 + (1 - \varepsilon^2)^{1/2} + (\ln \pi - 1)\varepsilon^{3/2} - 1] \right), \quad (3.13)$$

$$T_7 = \frac{qd}{\lambda} \left[ \frac{1}{\text{Bi}} - \frac{2\sin(n\pi\varepsilon)}{\pi\varepsilon} \left( \frac{1}{\pi \sin \beta + \text{Bi} \operatorname{ch}(\pi\beta)} \frac{e^{-2\pi\beta} \cos(\pi\varepsilon)}{\pi + 0.5\text{Bi}} \right) \right]. \quad (3.14)$$

Предложенный метод расчета позволил получить распределение температуры на поверхности катода, при этом максимальная температура в рабочей зоне (точка 1) не превысила 600 К.

В процессе работы испарителя с ростом температуры катода скорость направленного перемещения катодных пятен по рабочей поверхности увеличивается.

Объяснить данный эффект можно следующим образом: основным типом эмиссии из катодного пятна считается термоавтоэлектронная, которая зависит от температуры катода и напряженности электрического поля, возникающего в прикатодном слое. Из условия, что катодное пятно всегда находится в движении, то во все моменты движения, после возбуждения, оно всегда перемещается на менее прогретый участок катода. В этом случае для поддержания горения разряда мощность, подводимая непосредственно к испаряющейся поверхности, должна быть затрачена на нагрев катода в катодном пятне до температуры необходимой для поддержания тока за счет того или иного типа эмиссии. Время, затрачиваемое на разогрев катода, будет определяться исходной температурой катода и подводимой мощностью.

### 3.3. Плазменный поток в рабочем объеме

Масс-спектрометрический анализ состава потока плазмы показал, что степень ионизации продуктов эрозии и зарядовый состав, зависят не только от материала катода, но и от режима работы испарителя. Степень иони-

зации пара материала катода определяется его свойствами. Доля ионизованных частиц в потоке, испускаемом поверхностью катода, для таких материалов, как углерод, молибден и вольфрам, составляет 70, 80 и 90 % соответственно. При уменьшении температуры кипения материала эта доля снижается, до 30...50 % для меди и серебра и 15...25 % для кадмия и цинка.

Приведенные значения заряда свидетельствуют о наличии в продуктах эрозии катода ионов различной степени зарядности (табл. 3.2). В основном это одно-, двух- и трехзарядные ионы. При этом, чем более тугоплавким является материал (за исключением графита), тем выше средний заряд его ионов в плазме вакуумной дуги.

Таблица 3.2

Параметры, характеризующие плазменный поток

Материал	Заряд, %				Потенциал ионизации, В				Катодное падение, В
	+1	+2	+3	+4	$U_1$	$U_2$	$U_3$	$U_4$	
Al	49/38	44/51	7/11	–	5,98	18,82	28,44	119,9	17,2...18,6
Ti	27/11	65/76	6/12	2/1	6,83	13,57	28,14	43,24	16,8...17,6
Ni	48	48	3	–	7,63	18,15	36,16	(56)	16,3...17,3
Cu	30/28	54/53	15/18	0,4/1	7,72	20,29	36,83	(59)	14,7...15,4
Zr	14	60	21	5	6,84	12,92	24,80	33,97	17,7...18,5
Mo	16/7	69/30	13/40	2/20	7,13	15,72	29,60	46,40	16,6...17,2

Для определения состава плазменного потока, использовался эмиссионный спектральный анализатор на базе модернизированной одномерной ПЗС-линейки TCD 1304, имеющей 3648 пикселей размером  $8 \times 200$  мкм. Исследуемый диапазон излучения лежит в диапазоне длин волн 220...950 нм с разрешением 1.5 нм. Время записи спектра изменялось от 0.01 до 10 с. В качестве эталона использовался спектр излучения ртутно-кварцевой лампы низкого давления. Для обработки данных использовалась программа ASPECT 2100 [3.23].

Участки спектра дугового разряда в видимом диапазоне, представленные на рис. 3.17, получены в области подложки при токе разряда 80 А: *a* – разряд горит на титановом катоде в вакууме при давлении  $7.8 \cdot 10^{-3}$  Па, *б* – на титановом катоде в парах бензола при давлении  $8.7 \cdot 10^{-2}$  Па. На спектрограммах отмечены линии возбужденных нейтральных атомов (TiI), однозарядных (TiII) и двухзарядных (TiIII) ионов титана, а также однозарядных ионов углерода (CI).

Введение паров бензола в плазменный поток существенно видоизменяет спектр наблюдаемого излучения, оказывая влияние на состав титановой плазмы. В этом случае основные линии титана фиксируются в диапазоне от 429.97 ( $\text{Ti}^+$ ) до 518.96 ( $\text{Ti}$ ) нм с наиболее интенсивными линиями для нейтральных атомов  $\text{Ti}$  – 453.47 и однозарядных ионов  $\text{Ti}^+$  – 453.39 нм. Из зафиксированных линий углерода наиболее интенсивная линия соответствует однозарядному иону углерода  $\text{C}^+$ : 657.63 нм.

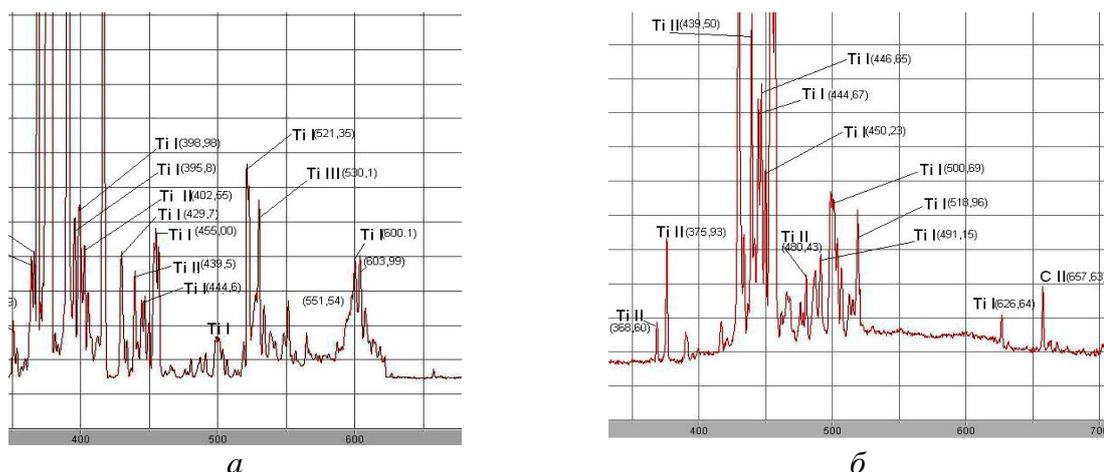


Рис. 3.17. Спектр излучения дугового разряда в диапазоне 350...650 нм в режиме напыления титана (а) и карбида титана в парах бензола (б)

Увеличение тока разряда приводит к уменьшению содержания в потоке многозарядных ионов и к увеличению числа однозарядных ионов. При этом максимум распределения ионов по энергиям смещается в область малых энергий.

Особенностью вакуумно-дугового разряда является то, что полный ионный ток составляет 6...10 % от значения тока разряда. На основании этого считают, что ионный ток составляет 8 % разрядного тока, а аппроксимацию вида  $I_i \approx 0.08 I_{\text{раз}}$  можно использовать практически во всех случаях, связанных с рассматриваемой формой разряда.

В вакуумно-дуговых источниках плазмы коаксиальной конструкции из-за наличия внешнего аксиально-симметричного магнитного поля распределение плотности заряженных частиц в рабочем объеме неоднородно, причем максимум распределения находится на оси системы (рис. 3.18). При токе разряда более 100 А на характер распределения ионного тока в пространстве оказывает влияние собственное магнитное поле токового канала, приводящее к возникновению в плазме электрического поля, имею-

щего компоненту, направленную к оси потока плазмы, и обуславливающего фокусировку плазменного потока, вследствие чего диаграмма его направленности сужается. Степень сужения диаграммы пропорциональна току дуги.

Для построения картины процессов, протекающих в рабочем объеме вакуумно-дугового источника плазмы, и определения концентрации, температуры и скорости заряженных частиц использовался зондовый метод Ленгмюра (рис. 3.18, а). В этом случае в плазму помещался металлический электрод малых размеров (электрический зонд), на который задавался потенциал  $U_3$  относительно одного из электродов (функции опорного электрода может выполнять как катод, так и анод, либо специально введенный опорный зонд) и снималась зависимость тока, поступающего на зонд, от приложенного напряжения  $I_3 = f(U_3)$ . Электрический ток с зонда складывается из токов электронов и положительно заряженных ионов  $I = I_e + I_i$ .

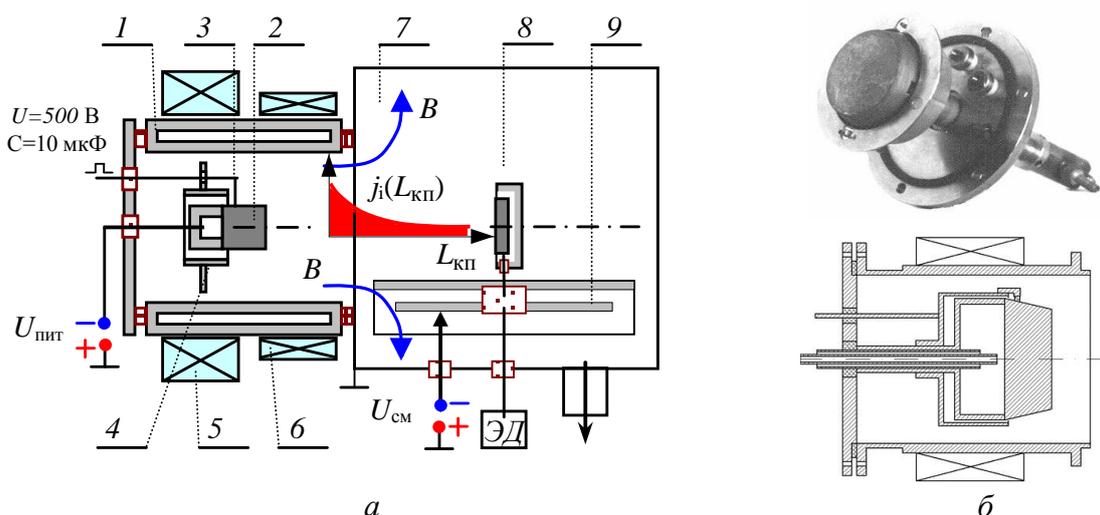


Рис. 3.18. Конструкция вакуумно-дугового источника плазмы коаксиальной конструкции (а) и катода диаметром 100 мм (б): 1 – анод; 2 – катод; 3 – поджигающий электрод; 4 – экран; 5, 6 – стабилизирующий и фокусирующий соленоиды; 7 – рабочий объем; 8 – зонд или обрабатываемое изделие; 9 – планетарный механизм

Электронный ток насыщения на зонд связан с тепловой скоростью электронов  $v_e$ , значительно превышающей скорость  $v_{\text{пл}}$ , поэтому ход электронной ветви ВАХ не отличается зависимости, получаемой в неподвижной плазме. Однако при этом, следует учитывать, что магнитное поле, приводит к сдвигу точки плавающего потенциала зонда  $U_{\text{пл}} = (kT_e / e) \ln(m_i / m_e)$ . Наблюдаемые изменения происходят не из-за изменения потенциала плазмы, который в условиях термодинамического

равновесия не зависит от величины магнитного поля и равен химическому потенциалу, а за счет уменьшения падения напряжения на призондовом слое. Таким образом, температуру электронов можно определить стандартным способом по углу наклона экспериментальной зондовой зависимости  $\ln I_{e3}(U_3)$ :

$$T_e = \frac{e}{k} \frac{\Delta U_s}{\Delta \ln j_s} = 11600 \frac{\Delta U_s}{\Delta \ln j_s},$$

где  $\Delta \ln j_s$  – приращение логарифма электронного тока;  $\Delta U_s$  – вызвавшее это приращение,

а для определения концентрации электронов можно использовать соотношение

$$n_e = 4.03 \cdot 10^{15} \frac{j_e}{\sqrt{T_e}}.$$

Ионный ток насыщения в неподвижной плазме определяется значением ионно-звуковой скорости  $v_{is}$ , которая, в свою очередь, меньше скорости распространения плазменного потока  $v_{пп}$ . По этой причине ионная ветвь зондовой характеристики в потоке движущейся плазмы по величине тока насыщения отличается от таковой для неподвижного плазменного образования. При диагностике плазменного потока ионная ветвь зондовой характеристики также зависит как от формы зонда, так и от ориентации его в пространстве.

Анализ имеющихся в литературе экспериментальных данных указывает на значительные расхождения при выборе величины приемной поверхности цилиндрического зонда. Для получения достоверных результатов экспериментально изучались особенности взаимодействия плазменного потока с цилиндрическими объектами, диаметр которых варьировался в широких пределах. Было получено, что за преградой образуется свободная от плазмы область, а плазменный поток расширяется со скоростью, определяемой скоростью ионного звука  $v_{is}$  (рис. 3. 19, а). Угол при вершине треугольной области  $\alpha$  можно определить из соотношения [3.24]:

$$\operatorname{tg} \alpha \approx \frac{v_{is}}{v_{пп}}.$$

Анализ шлифов поперечного сечения исследуемых образцов показал, что покрытие формируется исключительно на поверхности, обращенной к

источнику плазмы (рис. 3. 19, *a*). Получаемая толщина наносимого покрытия  $\delta$  пропорциональна косинусу угла  $\varphi$  между вектором скорости потока и внешней нормалью к поверхности:

$$\delta = \delta_0 \cos \varphi,$$

где  $\delta_0$  – толщина покрытия на участке ортогональном вектору  $v_{\text{пл}}$ .

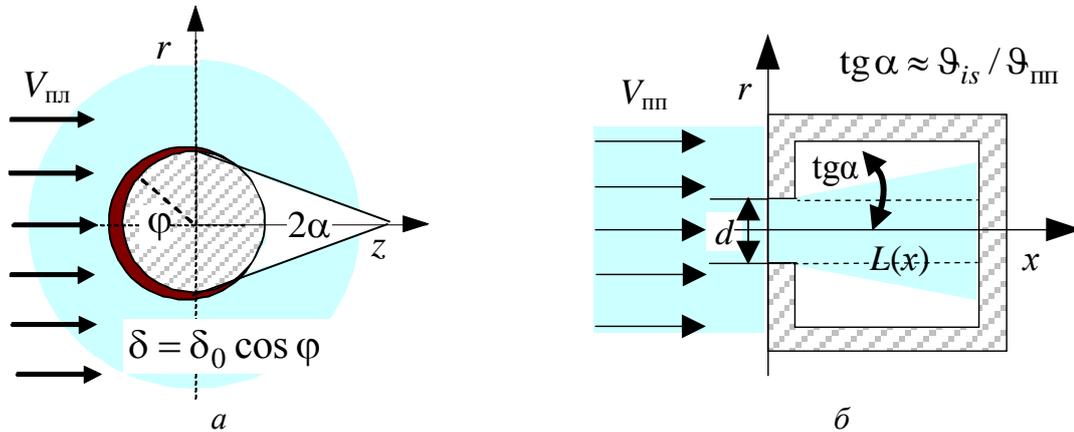


Рис. 3.19. Взаимодействие плазменного потока с преградой: цилиндрическим зондом (*a*) и при проникновении потока в цилиндрическую полость (*б*)

Исходя из того, что толщина покрытия связана с осаждением ионов из плазмы наносимого материала, величина  $\delta$  пропорциональна плотности ионного тока на различные участки обрабатываемой поверхности. Из выражения следует, что эффективной приемной поверхностью зонда для ионов является площадь продольного сечения зонда, определяемая произведением  $2r_3 L_3$ , где  $r_3$  и  $L_3$  – радиус и высота приемной поверхности зонда, соответственно, в то время как для электронов эта приемная поверхность определяется выражением  $\pi r_3 L_3$ . Эти соотношения справедливы при условии, если толщина пограничного слоя существенно меньше диаметра зонда и если  $v_{is} \ll v_{\text{пл}}$ .

Данное обстоятельство учитывается при определении концентрации ионов в потоке, а также при вычислении скорости плазменного потока  $v_{\text{пл}}$  по данным, получаемым из зондовых измерений:

$$n_i = 4I_{i0} (r_3 L_3)^{-1} (\sqrt{kT_e / m_i})^{-1}; \quad n_e = 4I_{e0} (r_3 L_3)^{-1} (ev_e)^{-1}$$

$$v_{\text{пл}} = 0.5 I_{i0} (r_3 L_3)^{-1} (en_e)^{-1},$$

где  $I_{e0}$ ,  $I_{i0}$  – токи насыщения электронов и ионов на зонд.

В табл. 3.3 представлены значения скорости распространения плазменного потока, генерируемого вакуумно-дуговым источником плазмы ко-

аксиальной конструкции диаметром 60 мм, полученные предложенным зондовым методом. Данные результаты находятся в хорошем соответствии с литературными источниками.

Таблица 3.3

Скорость распространения плазменного потока

Материал	Al	Ti	Cu	Zr	Mo
$\vartheta_{\text{пл}}, \text{ м/с}$	$1.3 \cdot 10^4$	$1.2 \cdot 10^4$	$1.0 \cdot 10^4$	$1.1 \cdot 10^4$	$1.5 \cdot 10^4$

Ситуация в плазменном потоке видоизменяется при взаимодействии его с преградой произвольной формы. Для изучения вопросов взаимодействия заряженной компоненты плазменного потока с плоскостью, произвольно ориентированной в пространстве, использовался макет с плоской приемной поверхностью, одна из сторон которого была электрически изолирована.

Макет устанавливался на вал электродвигателя, что обеспечивало изменение условий взаимодействия потока с приемной поверхностью. На зонд задавался отрицательный потенциал, обеспечивающий протекание ионного тока насыщения. Сигнал ионов, поступающих из плазмы на поверхность в зависимости от ее ориентации относительно вектора скорости плазменного потока, регистрировался осциллографом и фиксировался самопишущим прибором (рис. 3. 20, а). Для сглаживания шумов, связанных с колебаниями тока вакуумной дуги, сигнал на осциллограф подавался через интегрирующую цепочку. Влияние ориентации поверхности в потоке разреженной металлической плазмы на величину ионного тока представляется в виде суммы двух составляющих:

$$I_i(\alpha) = I_{i0} + I_{in} \cos \alpha = 0.5 S n_e \sqrt{\frac{kT_e}{m_i}} + e n_e v_{\text{пл}} S \cos \alpha.$$

Величина  $I_{i0}$  не зависит от ориентации поверхности относительно плазменного потока и связана лишь с выходом ионов из плазмы с ионно-звуковой скоростью  $\vartheta_{is} = \sqrt{kT_e / m_i}$ .

Взаимодействие приемной поверхности с плазменным потоком целесообразно представить отношением ионного тока на нее при угле  $\alpha \neq 0$  к зафиксированному значению тока при  $\alpha = 0$ . На основании выражений для  $n_i$  и  $v_{\text{пл}}$ , отношение  $I_i(\alpha) / I_i(\alpha = 0)$  записываются в следующем виде:

$$\frac{I_i(\alpha)}{I_i(\alpha = 0)} = \frac{(0.5 v_{is} / v_{\text{пл}}) + \cos \alpha}{(0.5 v_{is} / v_{\text{пл}}) + 1}.$$

Полученные результаты представлены на рис. 3.20 *а*, где также приведены экспериментальные результаты измерений ионного тока при различных углах ориентации приемной поверхности (рис. 3.20, *б*).

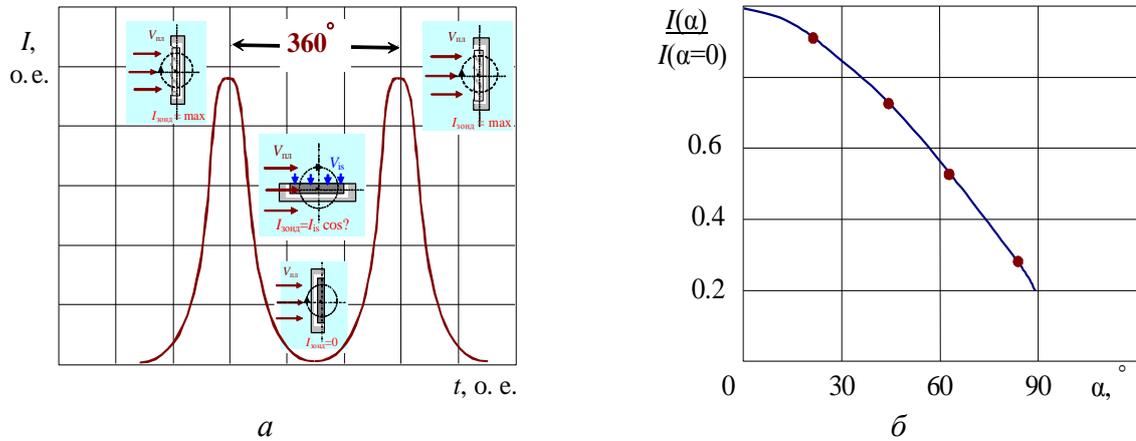


Рис. 3.20. Осциллограмма ионного тока насыщения на плоский зонд вращающийся в потоке плазмы (*а*) и влияние ориентации поверхности зонда на ионный ток насыщения (*б*)

Для автоматической диагностики параметров плазменного потока использовалась схема на базе микроконтроллера PIC16F877, управляющего ключевыми элементами электрической схемы: мультиплексором, широтно-импульсным модулятором и блоком питания [3.25]. Сигнал, последовательно снимаемый с гребенки из 10 плоских зондов, расположенных на расстоянии 15 мм друг от друга, обрабатывался микроконтроллером и через интерфейс RS232 (COM port) передавался на персональный компьютер.

Результатами обработки вольт-амперных характеристик, снимаемых с зондов, являлись: их полулогарифмическая часть, плотность заряженных частиц, электронная температура и скорость плазменного потока.

### 3.4. Моделирование распределения индукции магнитного поля в зоне транспортировки плазменного потока

В вакуумно-дуговых источниках плазмы управляющие свойства магнитного поля в зоне транспортировки плазменного потока зависят, прежде всего, от геометрии силовых линий. В процессе работы генерируемый плазменный поток заполняет весь рабочий объем. При условии замагниченности электронов, когда параметр Холла, равный произведению циклотронной частоты  $\omega_e$  на характерное время их столкновений  $\tau_e$  значительно превышает единицу, движение отрицательно заряженной компоненты осуществляется вдоль силовых линий магнитного поля.

Для рассматриваемых вакуумно-дуговых источников плазмы, формирующих плазменный поток в магнитном поле с индукцией  $3 \cdot 10^{-4}$  Тл, при температуре электронов порядка 3 эВ и концентрации заряженных частиц  $2 \cdot 10^{17} \text{ м}^{-3}$ , данные условия соблюдаются [3.19].

Таким образом, выбор формы и величины индукции магнитного поля обусловлен конструкцией используемого вакуумно-дугового устройства, а также требованиями, предъявляемыми к наносимому покрытию и типу обрабатываемого изделия.

В целом, магнитная система является сложным комплексным узлом, который должен удовлетворять следующему требованию: формирование необходимого пространственного распределения магнитного поля для обеспечения максимально возможной эффективности управления движением плазменного потока.

Проектирование магнитных систем в первую очередь ставит задачу определения и получения в заданной области необходимой картины распределения магнитного поля. Точность расчета составляющих индукции магнитного поля определяет точность производимого расчета траекторий движения заряженной компоненты плазменного потока [3.26].

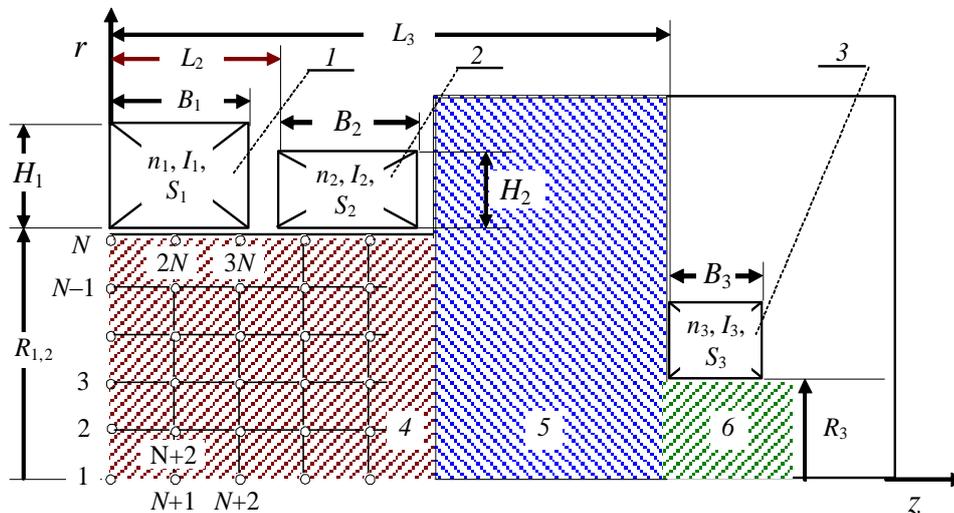


Рис. 3.21. Магнитная система вакуумно-дугового источника плазмы:

1, 2, 3 – стабилизирующий, фокусирующий и дополнительный соленоиды

На рис. 3.21 представлена магнитная система коаксиального вакуумно-дугового источника плазмы, включающего стабилизирующий 1 и фокусирующий 2 соленоиды и часто используемый на практике дополнительный соленоид 3, устанавливаемый на оси системы в вакуумной камере, для перераспределения плотности ионного тока в области обрабатываемых изделий.

Цилиндрические катушки создают аксиально-симметричное магнитное поле, в связи, с чем решение задачи превращается в двухмерную, т. е. индукция магнитного поля в этом случае имеет лишь две составляющие: радиальную  $B_r$  и осевую  $B_z$ , которые зависят от координат  $r$  и  $z$ .

В рассматриваемых вакуумно-дуговых устройствах, создаваемое магнитное поле имеет существенную пространственную неоднородность из-за использования на достаточно протяженном участке соленоидов с различной геометрией, а движение заряженных компонент осуществляется на значительном расстоянии от оси.

Для решения рассматривают элементарные токовые кольца радиусом  $r'$  (рис. 3.22) с сечением  $dz'dr'$  и с постоянной плотностью тока  $jdz'dr'$ . Составляющие вектора индукции магнитного поля в некоторой точке пространства, определяемые по закону Био–Савара:

$$H'_r(r, z) = I \frac{(z - z')}{4\pi} r' \int_0^{2\pi} \frac{\cos\alpha}{r_0^3} d\alpha; \quad H'_z(r, z) = I \frac{r'}{4\pi} \int_0^{2\pi} \frac{r' - r \cos\alpha}{r_0^3} d\alpha,$$

где  $r_0 = \sqrt{(z - z')^2 + r^2 + r'^2 - 2rr' \cos\alpha}$  – расстояние от точек контура до точек наблюдения;  $z, r$  – координаты точки наблюдения;  $z', r'$  – координаты токового канала соответственно;  $\alpha$  – тороидальный угол.

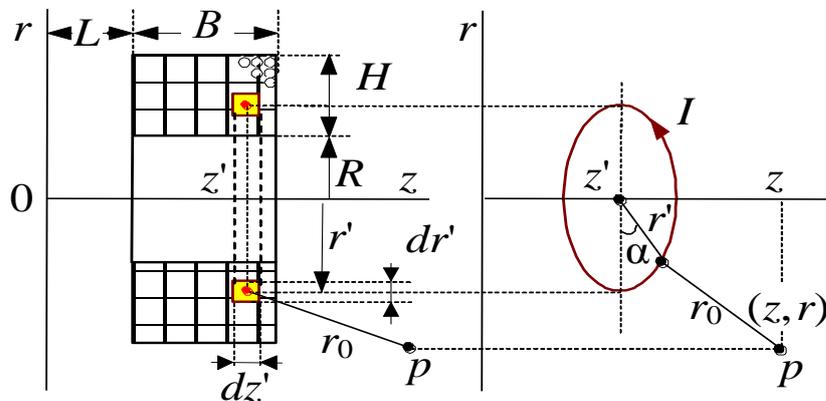


Рис. 3.22. Сечение соленоида радиусом  $R$  и составляющие вектора напряженности магнитного поля линейного кругового тока  $I$  в цилиндрической системе координат

Геометрические размеры соленоида имеют следующие обозначения: длина катушки –  $B$ , толщина обмотки –  $H$ , внутренний радиус –  $R$ , расстояние от катушки до начала координат или плоскости начала расчета –  $L$ . Для решения магнитостатической задачи используется цилиндрическая система координат  $(r, \varphi, z)$ . Расчет магнитного поля, имеющего осевую сим-

метрию, можно отнести к категории задач с известным математическим алгоритмом.

В соответствии с принципом наложения искомое поле соленоида находится путем интегрирования предложенных выражений по всему объему токового кольца.

Таким образом, радиальная составляющая поля цилиндрической катушки имеет вид

$$B_r(r, z) = \frac{j\mu\mu_0}{4\pi} \int_R^{R+H} r' \int_0^{2\pi} \cos\alpha \int_L^{L+B} \frac{z-z'}{r_0^3} dz' d\alpha dr'.$$

После интегрирования по переменной  $z'$ , выражение переписывается следующим образом:

$$B_r(r, z) = \frac{j\mu\mu_0}{4\pi} \int_R^{R+H} r' \sum_{\nu=1}^2 (-1)^{\nu+1} \int_0^{2\pi} \frac{\cos\alpha}{\sqrt{(z-z')^2 + r^2 + r'^2 - 2rr'\cos\alpha}} d\alpha dr',$$

где  $z'_1 = L + B$ ,  $z'_2 = L$ .

Интеграл по переменной  $\alpha$  приводит к эллиптическим интегралам: используя новую переменную  $\beta$ , определяемую через соотношение  $\alpha = \pi - 2\beta$ , имеем  $\cos\alpha = \cos(\pi - 2\beta) = \cos\pi\cos\beta - \sin\pi\sin\beta = 2\sin^2\beta - 1$ ,  $d\alpha = -2d\beta$  и, следовательно:

$$\begin{aligned} \int_0^{2\pi} \frac{\cos\alpha d\alpha}{\sqrt{(z-z'_\nu)^2 + r^2 + r'^2 - 2rr'\cos\alpha}} &= - \int_{\pi/2}^{-\pi/2} \frac{2(2\sin^2\beta - 1)d\beta}{\sqrt{(z-z'_\nu)^2 + (r^2 + r')^2 - 4rr'\sin\beta}} = \\ &= \frac{4}{\sqrt{(z-z'_\nu)^2 + (r+r')^2}} \int_0^{\pi/2} \frac{2\sin^2\beta - 1}{\sqrt{1 - k_\nu^2 \sin^2\beta}} d\beta, \\ k_\nu &= \sqrt{4rr' / [(z-z'_\nu)^2 + (r+r')^2]}. \end{aligned}$$

В свою очередь,

$$\int_0^{\pi/2} \frac{2\sin^2\beta - 1}{\sqrt{1 - k_\nu^2 \sin^2\beta}} d\beta = \left( \frac{2}{k_\nu^2} - 1 \right) K(k_\nu) - \frac{2}{k_\nu^2} E(k_\nu) = \frac{2}{k_\nu^2} \left[ \left( 1 - \frac{k_\nu^2}{2} \right) K(k_\nu) - E(k_\nu) \right]$$

где  $K(k_v^2) = \int_0^{\pi/2} \frac{d\beta}{\sqrt{1-k_v^2 \sin^2 \beta}}$  и  $E(k_v^2) = \int_0^{\pi/2} \sqrt{1-k_v^2 \sin^2 \beta} d\beta$  – полные эллиптические интегралы, соответственно, первого и второго рода, являющиеся функциями параметра  $k_v$ .

Используя данные преобразования, получаем окончательное выражение для радиальной составляющей индукции магнитного поля катушки:

$$B_r(r, z) = j \frac{\mu\mu_0}{2\pi r} \int_R^{R+H} \sum_{v=1}^2 (-1)^{v+1} \sqrt{(z-z'_v)^2 + (r+r')^2} \left[ \left(1 - \frac{k_v^2}{2}\right) K(k_v^2) - E(k_v^2) \right] dr' \quad (3.15)$$

Выражение для осевой составляющей индукции магнитного поля соленоида получается следующим образом. Воспользовавшись соотношением для радиальной составляющей и составив выражение  $B_z(r, z)$  для искомого поля и после интегрирования его по переменной  $z'$ , получаем:

$$B_z(r, z) = \frac{j\mu\mu_0}{2\pi} \int_R^{R+H} r' \int_0^{2\pi} (r' - r \cos \alpha) \int_L^{L+B} \frac{1}{r_0^3} dz' d\alpha dr' = \frac{j\mu\mu_0}{2\pi} \int_R^{R+H} r' \sum_{v=1}^2 (-1)^{v+1} \times \\ \times \int_0^{2\pi} \frac{-(z-z'_v)(r' - r \cos \alpha)}{r_0(r^2 + r'^2 - 2rr' \cos \alpha)} d\alpha dr'.$$

Используя переменную  $\beta$  и формулу для модуля  $k_v$ , выражение для осевой составляющей переписывается в виде:

$$B_z(r, z) = j \frac{\mu\mu_0}{2\pi r} \int_R^{R+H} \sum_{v=1}^2 (-1)^{v+1} \frac{(z-z'_v)k_v r' \pi/2}{(r+r')\sqrt{rr'}} \int_0^{\pi/2} \frac{\left(\frac{2r}{r+r'} \sin^2 \beta - 1\right)}{(1-h \sin^2 \beta)\sqrt{1-k_v^2 \sin^2 \beta}} d\beta dr' \quad (3.16)$$

где  $h = 4rr'/(r+r')^2$ .

Интеграл от 0 до  $\pi/2$  раскладывается на эллиптические интегралы по переменной  $\beta$ . В этом случае окончательное выражение для осевой составляющей индукции магнитного поля катушки имеет вид:

$$B_z(r, z) = j \frac{\mu\mu_0}{2\pi r} \int_R^{R+H} \sum_{v=1}^2 (-1)^v \frac{(z-z'_v)}{\sqrt{(z-z'_v)^2 + (r+r')^2}} \left[ K(k_v^2) + \frac{r'-r}{r'+r} \Pi(h, k_v) \right] dr'$$

где  $P(h, k_v) = \int_0^{\pi/2} \frac{d\beta}{(1-h \sin^2 \beta) \sqrt{1-k_v^2 \sin^2 \beta}}$  — полный эллиптический интеграл третьего рода.

Таким образом, расчет составляющих индукции магнитного поля соленоида (3.15) и (3.16) сводится к задаче численного интегрирования лишь по одной переменной  $z'$  [3.27].

Входная информация для расчета, содержит описание геометрии соленоидов: длина  $B$ , внутренний радиус  $R$ , толщина намотки  $H$ , расстояние до начала координат  $L$  и их электрических параметров: плотность тока  $j$  в соленоидах, выбираемая с учетом степени заполнения обмотки медью.

При расчете необходимо предусмотреть возможность разбиения расчетной области на подобласти, в каждой из которых расчет производится с различным шагом как по оси  $z$ , так и по оси  $r$ . Данное обстоятельство связано с движением плазменного потока вдоль оси  $z$  на различных участках (рис. 3.21). На первом — транспортировка осуществляется в полости цилиндрического анода, и граница расчета определяется его внутренним диаметром; на втором — граница расчета определяется геометрическими размерами вакуумной камеры; а на третьем участке — определена внутренним диаметром дополнительного соленоида 3. Расчет осуществляется только в области, ограниченной геометрией системы, исключая границы области.

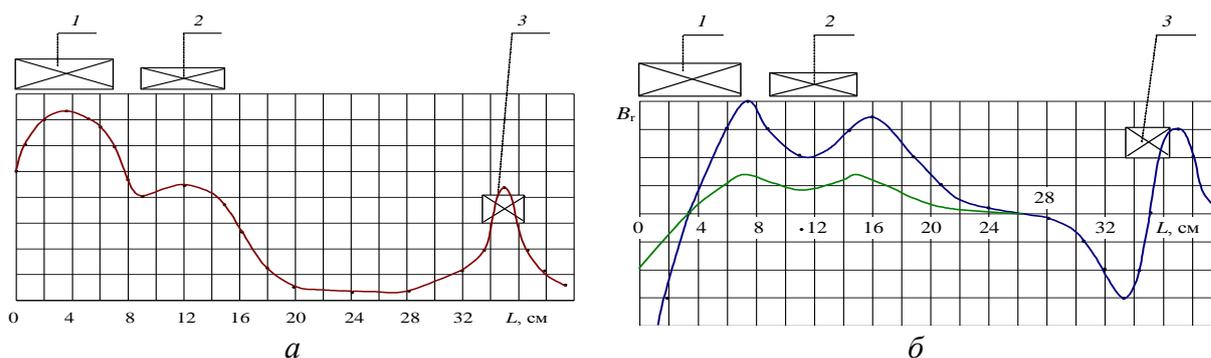


Рис. 3.23. Распределение аксиальной (б) и радиальной (в) составляющих индукции магнитного поля в рабочем объеме испарителя

Расчет производится в каждой точке, определяемой шагом по координате  $z$  для данной точки  $r$ . Окончательный результат находится после сложения (при этом обязательно учитывается полярность включения соленоидов) результатов расчета для точки с координатами  $z$  и  $r$  для всех используемых магнитных источников (рис. 3.23).

Для решения использовались комплекс программ *Elcut* и пакет прикладных программ *Matlab*. В первой программе непосредственно производился расчет магнитного поля. В результате проведенной работы были получены распределения осевой и радиальной магнитной индукции в расчетной области. Далее данные были перенесены в *Matlab*, где были построены графики в виде двумерного распределения и графики по сечениям следующих величин  $B$ ,  $B_z$ ,  $B_r$ .

Так же рассматривалась модель с аналогичными начальными условиями в программном комплексе *MathCad*. В результате проведенной работы были получены распределения осевой и радиальной магнитной индукции в расчетной области.

### **3.5. Движение плазменного потока в осесимметричном магнитном поле**

Направление разрядного тока совпадает с силовыми линиями магнитного поля. Электронная температура при этом застabilизирована на относительно невысоком уровне, а из-за совпадения направления тока и магнитных силовых линий электронная теплопроводность вдоль магнитного поля достаточно велика, что ведет к выравниванию электронной температуры.

В этом случае использование гидродинамической модели представляется достаточно обоснованным для решения задач движения интенсивных потоков в заданных внешних полях. Однако, как отмечается, корректность получаемых результатов не может быть гарантирована, так как в рамках гидродинамической модели нельзя учесть перемешивание слоев потока. В [3.28] рассматривается дискретная (квазигидродинамическая) модель потока, допускающая пересечение отдельных слоев и позволяющая тем самым учесть эффект неламинарности. В этом случае поток частиц разбивается на некоторое конечное число трубок тока. Предполагается, что скорость частиц, принадлежащих данной трубке тока, является однозначной функцией точки. В связи, с чем описание движения каждой трубки в отдельности может быть проведено в рамках гидродинамического приближения [3.29].

Переход к гидродинамическим уравнениям для бесстолкновительной плазмы происходит в результате преобразований уравнения Власова с самосогласованным полем

$$\frac{df_\alpha}{dt} + \bar{v} \frac{\partial f_\alpha}{\partial \bar{r}} + e_\alpha [\bar{E} + \bar{v} \times \bar{B}] \frac{\partial f_\alpha}{\partial \bar{p}_\alpha} = 0,$$

где  $\bar{E}(\bar{r}, t)$  и  $\bar{B}(\bar{r}, t)$  – суммарные величины электрического и магнитного полей в точке нахождения частицы, складывающиеся из внешних и само-согласованных полей, получают следующую систему гидродинамических уравнений для электронов и ионов:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_\alpha}{\partial t} + \text{div}(\rho_\alpha \bar{v}) &= 0, \\ \rho_\alpha \frac{\partial \bar{g}}{\partial t} &= -\nabla p + en_\alpha [\bar{E} + \bar{v} \times \bar{B}], \end{aligned} \quad (3.17)$$

$$\frac{dT}{dt} + \frac{T}{c_\gamma} \text{div} \bar{v} = 0, \quad (d/dt = \partial/\partial t + v\nabla),$$

где  $c_\gamma$  – удельная теплоемкость, отнесенная к одной частице.

Данные соотношения (3.17) представляют собой систему гидродинамических уравнений для идеального газа: первое уравнение это уравнение непрерывности, второе – уравнение движения, а третье – уравнение теплового баланса, выражающее закон сохранения энергии. Уравнения не содержат ни вязких сил, ни тепловых потоков, обусловленных вязкостью и теплопроводностью. Или другими словами, данные уравнения описывают только обратимые течения газа, где в качестве функции распределения используется локальное квазиравновесное максвелловское распределение, в котором заложено соответствующее предположению об обратимости процесса [3.30].

Для описания необратимых процессов недостаточно нулевого приближения функции распределения, а обязательно следует учитывать и условия взаимодействия частиц. Необратимые процессы пропорциональны времени установления термодинамического равновесия в системе. Вследствие большого различия в массах между электронами и ионами, и связанного с этим затрудненного обмена энергией между ними, в плазме имеет место трехступенчатая релаксация: первоначально устанавливается квазиравновесное распределение электронов, затем квазиравновесное распределение ионов и, наконец, равновесное распределение между электронами и ионами. Время релаксации  $\tau = [(m_e + m_i)^2 / 2m_e m_i] v_{ei}^{-1}$  тем меньше, чем меньше различие масс взаимодействующих частиц.

Отсюда вытекает, что при  $t \rightarrow \infty$  функция распределения  $f(\vec{p}, t)$  независимо от своего начального значения  $f(\vec{p}, 0)$  асимптотически стремится к максвелловскому распределению и по прошествии времени  $t \approx \tau$  она уже близка к ней.

Грубая теория проводимости полностью ионизованной плазмы может быть представлена в рамках двухжидкостной теории, которая предполагает, что электроны массой  $m_e = 9.1 \cdot 10^{-31}$  кг и зарядом  $e = 1.6 \cdot 10^{-19}$  Кл и положительно заряженные ионы массой  $m_i = A \cdot 1.66 \cdot 10^{-26}$  кг, где  $A$  – атомная масса материала, и зарядом  $q = \xi e$  образуют две различные жидкости, движущиеся независимо, но оказывающие друг на друга тормозящее действие, которое поддерживает их относительную скорость малой. В систему уравнений входят уравнения движения:

$$m_i n_i \frac{d\vec{v}_i}{dt} = -\nabla p_i + e n_i (\vec{E} + \vec{v}_i \times \vec{B}) + \frac{n_i m (\vec{v}_i - \vec{v}_e)}{\tau_{ei}}, \quad (3.18)$$

$$m_e n_e \frac{d\vec{v}_e}{dt} = -\nabla p_e - e n_e (\vec{E} + \vec{v}_e \times \vec{B}) - \frac{n_e m_e (\vec{v}_i - \vec{v}_e)}{\tau_{ei}}, \quad (3.19)$$

и уравнения непрерывности:

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \text{div } n_e \vec{v}_e = 0; \quad \frac{\partial n_i}{\partial t} + \text{div } n_i \vec{v}_i = 0. \quad (3.20)$$

Данная система уравнений Эйлера – Навье – Стокса представляет собой уравнения для ионов и электронов в единичном объеме плазмы, учитывающие влияние сил, действующих со стороны электростатического и магнитного полей, а также влияние градиентов давления ионов и электронов и силы трения между этими заряженными частицами. К гидродинамическим уравнениям необходимо присоединить уравнения Максвелла, дающие соответствующие соотношения для электромагнитных величин.

Для стационарных или квазистационарных устройств электростатическое поле потенциально:  $\vec{E} = -\text{grad } U$ .

Рассматриваемая плазма является квазинейтральной  $n_e \approx n_i \approx n$ . Данное соотношение записано для условия однозарядности положительных ионов. Кроме этого считают, что  $m_e n_e (dv_e / dt) = 0$ , так как масса иона значительно превышает массу электрона  $m_i \gg m_e$ . С учетом изложенных упрощений система уравнений (3.18), (3.19) принимает вид

$$m_i n_i \frac{d\vec{v}_i}{dt} = -\nabla p_i + en_i (\vec{E} + \vec{v}_i \times \vec{B}) - \frac{en}{\sigma} \vec{j}, \quad (3.21)$$

$$0 = -\nabla p_e - en_e (\vec{E} + \vec{v}_e \times \vec{B}) + \frac{en}{\sigma} \vec{j}, \quad (3.22)$$

где  $\sigma = ne^2\tau_{ei}/m_e$  – удельная проводимость плазмы.

Уравнение движения электронов (3.22) фактически играет роль обобщенного закона Ома, устанавливая связь между плотностью тока  $j$  и напряженностью электрического поля  $E$ . С учетом параметра Холла  $\beta = \omega_e \tau_e = (eB/m_e)\tau_e$  и используя выражение для скорости  $v_e = v_i - j/(en)$  обобщенный закон Ома можно представить в виде:

$$j = \sigma \left( E + v \times B + \frac{1}{ne} \nabla p_e \right) - \frac{\beta}{B} j \times B.$$

Представленные уравнения необходимы для анализа движения плазмы в произвольных электрическом и магнитном полях.

Система уравнений переноса соответствует модели плазмы в виде совокупности взаимопроникающих друг в друга заряженных газов ионов и электронов. Теоретический анализ движения плазменных потоков в неоднородном магнитном поле встречает серьезные трудности даже в простейшем случае магнитогидродинамического приближения [3.30].

Линейная комбинация, к которой можно перейти, будет представлять плазму, как единый жидкостный поток. При этом вместо отдельных уравнений движения для ионов и электронов получают уравнение движения для всей плазмы в целом, являющееся обобщенным уравнением движения обычной гидродинамики.

Данный переход к одножидкостной модели является наиболее полезным при решении рассматриваемой задачи. Для простоты пренебрегают тензором вязких напряжений. Данное допущение возможно в случае, если ларморовский радиус частицы много меньше характерных масштабов системы, на которых происходит изменение всех параметров, что в нашем случае соблюдается.

При сложении уравнений для ионной (3.21) и электронной (3.22) компонент получаем одножидкостное уравнение движения для всего плазменного потока:

$$m_i n_i \frac{d\vec{v}_i}{dt} = -\nabla p + [\vec{j} \times \vec{B}]. \quad (3.23)$$

Как видно данное уравнение гидродинамики, в силу общей нейтральности жидкости, не содержит в явном виде электрического поля. Через  $p$  обозначено полное давление плазмы  $p = p_e + p_i = nk(T_e + T_i)$ .

При расчете траекторий движения в неоднородном магнитном поле следует иметь в виду, что индуцированный в плазме вихревой ток  $j_\phi$  создает собственное аксиальное магнитное поле, но так как внешнее магнитное поле  $B_{вн}$  оказывается значительно больше индуцированного  $B_{соб}$  (при этом учитываются геометрические размеры потока и его электрические характеристики), то в дальнейшем будем считать  $\sum B = B_{вн}$ .

Учитываем, что направление разрядного тока совпадает с силовыми линиями магнитного поля. Электронная температура при этом застabilизирована на относительно невысоком уровне, а из-за совпадения направления тока и магнитных силовых линий электронная теплопроводность вдоль магнитного поля достаточно велика, что ведет к выравниванию электронной температуры.

Использование гидродинамической модели представляется достаточно обоснованным для решения задач движения интенсивных потоков в заданных внешних полях. Однако, как отмечается, корректность получаемых результатов не может быть гарантирована, так как в рамках гидродинамической модели нельзя учесть перемешивание слоев потока. Дискретная (квазигидродинамическая) модель потока, допускающая пересечение отдельных слоев и позволяющая тем самым учесть эффект неламинарности. В этом случае поток частиц разбивается на некоторое конечное число трубок тока. Предполагается, что скорость частиц, принадлежащих данной трубке тока, является однозначной функцией точки. В связи, с чем описание движения каждой трубки в отдельности может быть проведено в рамках гидродинамического приближения.

Рассматриваемое движение квазинейтрального потока плазмы происходит в аксиально-симметричном магнитном поле. Поток эрозионной плазмы материала катода распространяется в виде осесимметричной струи, степень ионизации которой считается постоянной.

Для расчета траекторий движения заряженных частиц, имеющих следующие составляющие скорости  $dv_{r\alpha} = dr_\alpha / dt$ ;  $dv_{\phi\alpha} = r d\phi_\alpha / dt$ ;  $dv_{z\alpha} = dz_\alpha / dt$ , где  $r$  – текущая координата;  $B_r, B_\phi, B_z$  – составляющие маг-

нитной индукции, используется цилиндрическая система координат и решается следующее уравнение:

$$m_i n_i \frac{d\vec{v}_i}{dt} = en(\vec{v}_i \times \vec{B} - \vec{v}_e \times \vec{B}). \quad (3.24)$$

Решение дифференциальных уравнений движения совместно с уравнениями аксиальной и радиальной составляющих индукции магнитного поля, изменяющих свою величину как по оси  $z$ , так и по оси  $r$ , позволяют произвести траекторный анализ движения заряженных частиц и получить картину распределения плотности ионного в рабочем объеме вакуумного дугового источника плазмы [3.18], [3.19].

Для этого требуется найти траектории движения частиц в замкнутой области, на границе которой заданы начальные данные для координат и скоростей частиц, и распределение плотности тока.

При решении поставленной задачи исходят из условия неразрывности токов, и используется модель больших частиц, или более экономичная модель – метод недеформированных трубок тока. В последнем случае предполагается, что все элементарные частицы, влетающие, со скоростями находящимися в заданном интервале скоростей за интервал времени  $\Delta t$ , в расчетную область через площадку  $\Delta S$ , образуют элементарную трубку с неизменной величиной переносимого ею тока:

$$I = \int_{\Delta S} \int_{\Delta \vartheta} j(r, \vartheta) d\vartheta dS,$$

Форма рассматриваемой трубки отождествляется с траекториями частиц, стартующих с краевых границ рассматриваемого интервала площади катода с одинаковой начальной скоростью. Для необходимости учета распределения частиц по скоростям проводится разбиение потока на энергетические и угловые группы. В этом случае из каждой точки катода запускается несколько частиц с соответствующими начальными условиями. Таким образом, формируемый поток в заданном магнитном поле определяется путем расчета достаточно большого количества траекторий с последующим суммированием всех токов, проходящих через расчетное сечение.

Начальные условия распределения плотности ионного тока для рассматриваемого многоскоростного потока задаются из экспериментальных данных. Рабочая поверхность катода разбивалась на конечное количество площадок  $N$  величиной  $\Delta S_N$ . При этом координаты их краевых точек принимались за начальные данные для расчета траекторий [3.31].

Величина тока, соответствующая выбранной элементарной трубке для расчетного угла  $\varphi$ , при условии, что распределение плотности ионного тока  $j_i$  над поверхностью катода равномерно, определялось из соотношения:  $I_i = j_i \Delta S_N \cos \varphi / \sum \cos \varphi$ . Угловое распределение заряженных частиц, движущихся из плоскости катода, определялось по закону косинуса. Расчет осуществлялся как при положительных, так и при отрицательных углах старта. Увеличение количества расчетных траекторий повышает точность проводимых расчетов.

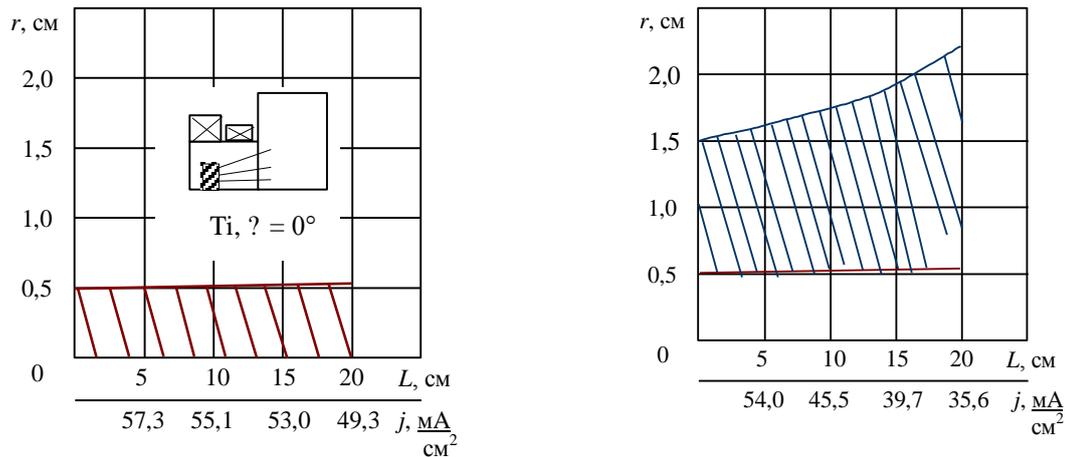


Рис. 3.24. Вариантов расчета трубок тока с титанового катода при  $\varphi = 0^\circ$

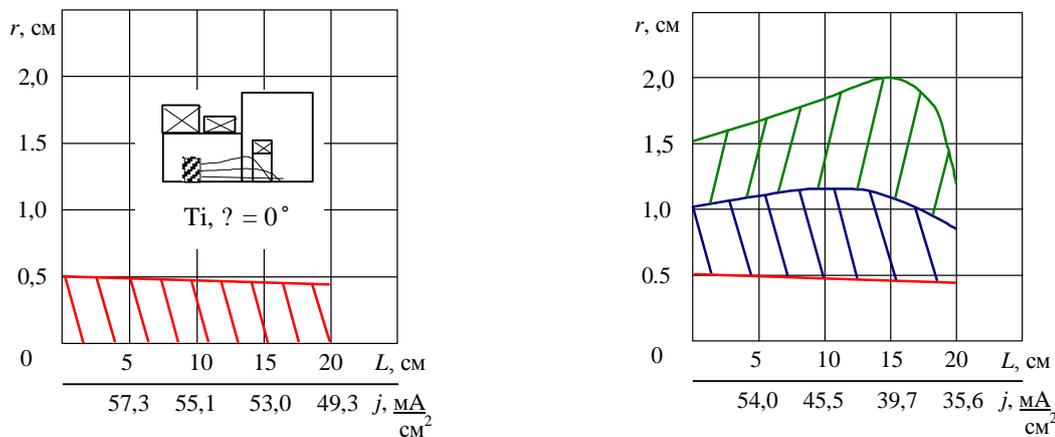


Рис. 3.25. Вариант расчета трубок тока с титанового катода при использовании дополнительного фокусирующего соленоида и при начальных условиях  $\varphi = 0^\circ$

Начальное сечение струи выбирается на внешней границе слоя объемного заряда  $z_0$  при следующих условиях:  $z_{t=0} = z_0$ ;  $r_{t=0} = 0..r_k$  – с выбранным шагом расчета  $\Delta r$ ;  $\varphi_{t=0} = 0..90^\circ$  – с выбранным шагом расчета  $\Delta \varphi$ ;  $dQ/dt_{t=0} = 0$ ;  $dz/dt_{t=0} = \mathfrak{G}_{\text{III}}$ ;  $dr/dt_{t=0} = 0$ . Для выбранной модели потока считаем, что скорость частицы одинакова и равна некоторой конеч-

ной величине. На рис. 3.24 и 3.25 приведены варианты расчета траекторий движения для ионов титана.

Распределение плотности ионного тока на оси системы может быть оценено выражением, которое с хорошей степенью точности согласуется с экспериментальными данными. Среднее во времени и пространстве значение плотности ионного тока на расстоянии  $L$  от катода, при отсутствии дополнительного соленоида, можно определить, исходя из допущения о том, что сверхзвуковой поток плазмы, исходящей из области катодного пятна, расширяется в радиальном направлении со скоростью ионного звука (рис. 3.18, *a*):

$$j_i = 4I_i / \pi(D_k + 2L_{к-п} \frac{v_{is}}{v_{пл}})^2,$$

где  $I_i$  – ионный ток;  $D_k$  – диаметр катода;  $L_{к-п}$  – расстояние от катода до подложки.

Максимальное значение полного ионного тока, получаемое при фокусировке потока, генерируемого ускорителем с магнитным удержанием катодного пятна, существенно выше, чем при использовании ускорителя с автостабилизацией катодного пятна. В последнем случае устойчивое горение дуги обеспечивается за счет компенсации магнитного поля в прикатодной области ускорителя, приводящее к большим потерям положительно заряженных частиц. К этим потерям следует добавить еще потери на дополнительное отражение ионов продольным электрическим полем на входе плазменного потока в область фокусировки.

Фокусировка плазменного потока при использовании испарителя с магнитным удержанием пятна обуславливает возможность устойчивой работы ускорителя без компенсации внешнего фокусирующего поля в прикатодной области, что приводит к более высокому значению полного ионного тока на выходе системы. Суммарный выходной ионный ток при наличии фокусировки в системе возрастает примерно на 30...40 %.

При разработке конструкций вакуумно-дуговых устройств пытаются устранить все факторы, приводящие к неэффективному использованию плазмообразующего вещества. В литературе отмечено, что ионный ток регистрируется и в области, расположенной ниже рабочей поверхности катода, несмотря на то, что уход катодного пятна на боковую, нерабочую, поверхность катода не наблюдался.

Часть плазменного потока отражается от электромагнитного барьера,

возникающего в области искривления магнитных силовых линий на границе раздела стабилизирующего и фокусирующего соленоидов (рис. 3.18). Для устранения этого недостатка создано вакуумно-дуговое устройство, магнитная система которого представлена в виде одного соленоида: объединяющего и стабилизирующую, и фокусирующую катушки (рис. 3.26, а).

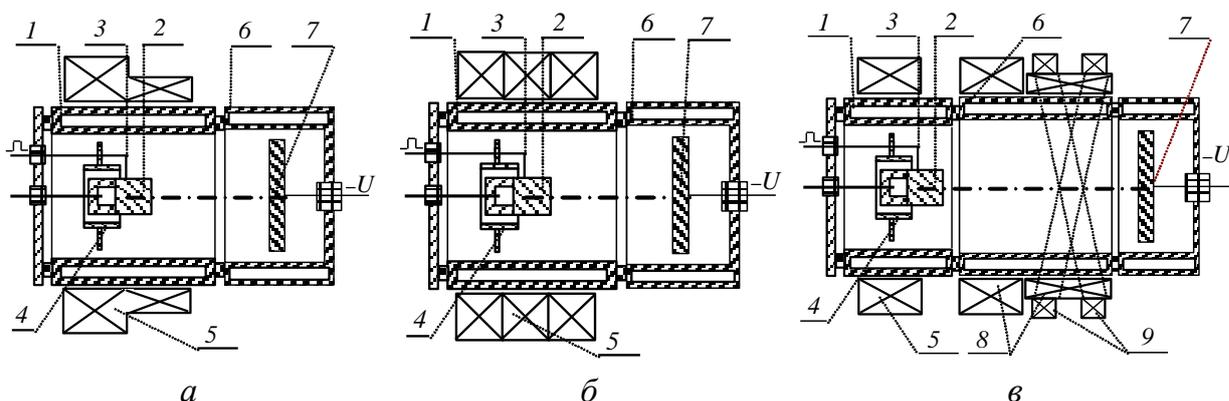


Рис. 3.26. Конструкции вакуумно-дуговых устройств: 1 – анод; 2 – катод; 3 – поджигающий электрод; 4 – экран; 5 – магнитная система источника плазмы; 6 – плазмовод; 7 – подложка; 8 – магнитная система транспортировки; 9 – соленоиды, обеспечивающие сканирование плазменного потока по обрабатываемой поверхности

Соленоид расположен с внешней стороны анода так, что выступает за рабочий торец катода на длину, равную двум расстояниям от рабочего торца катода до поджигающего электрода. Число витков на единице длины соленоида в части, охватывающей не рабочую поверхность катода, не менее чем в 2 раза больше, нежели в части, выступающей перед рабочей поверхностью.

Обрабатываемые изделия при этом расположены в вакуумной камере в непосредственной близости от торца анода, стыкующегося с рабочим объемом, где расхождение магнитных силовых линий еще незначительно. Данное преобразование позволило повысить ионный ток на изделие примерно в 5 раз.

С этой же целью может быть использована конструкция, представленная на рис. 3.26, б.

В ряде случаев при использовании плазмооптических фокусирующих систем возникает необходимость видоизменить характер распределения плотности плазменного потока в рабочем объеме. На рис. 3.26, в показано устройство, обеспечивающее сканирование плазменного потока в пределах диаметра выходного отверстия анода и выравнивающее плотность ионного

тока. Управление диаграммой направленности плазменного потока осуществляется с помощью магнитной системы отклонения, состоящей из двух обмоток, угол наклона которых  $\pm 30^\circ$  относительно оси системы  $\alpha$ . Угол отклонения плазменного потока  $\beta$  от оси определяется соотношением между векторами фокусирующего  $B_{\text{фок}}$  и отклоняющего  $B_{\text{отк}}$  полей:

$$\beta = \arctg \left( \frac{B_{\text{отк}} \sin \alpha}{B_{\text{отк}} \cos \alpha + B_{\text{фок}}} \right) \leq \alpha.$$

Использование данного устройства позволяет получать равномерные по толщине покрытия на подложке с диаметром, равным внутреннему диаметру плазмоведа.

### 3.6. Управление плотностью плазменного потока

В основе вакуумно-плазменной технологии лежит формирование покрытий за счет осаждения ионов обладающих высокой кинетической энергией. В этом случае обрабатываемая поверхность подвергается сильному тепловому воздействию. Для получения пленок высокого качества, с хорошей адгезией и минимальным уровнем напряжений необходимо, чтобы температура поверхности соотносилась с температурой плавления наносимого материала примерно следующим образом:  $T_{\text{пов}} \sim (1/3 \dots 2/3) T_{\text{плав}}$ . Данные условия позволяют сформировать переходный слой, устраняющий опасные межфазовые напряжения, связанные с различием кристаллических решеток, и улучшающий прочность адгезионного соединения (рис. 3.27).

Однако выполнение этих условий затрудняет процесс формирования металлических покрытий: например, перегрев диэлектрического образца или стеклянной подложки может привести к механическому его разрушению. Для изделий машиностроения на любой стадии обработки, температура подложки не должна превышать температуру рекристаллизационного отжига, которая может находиться на уровне 500...800 К, а при работе с инструментальными материалами (сверла, фрезы) – и еще ниже. Таким образом, тепловой режим обрабатываемой поверхности является определяющим при использовании вакуумных дуговых источников плазмы для нанесения покрытий.

Данное условие обязывает найти и поддерживать определенную связь между предельно допустимой температурой образца и параметрами плаз-

менного потока в процессе всего технологического процесса формирования покрытия.

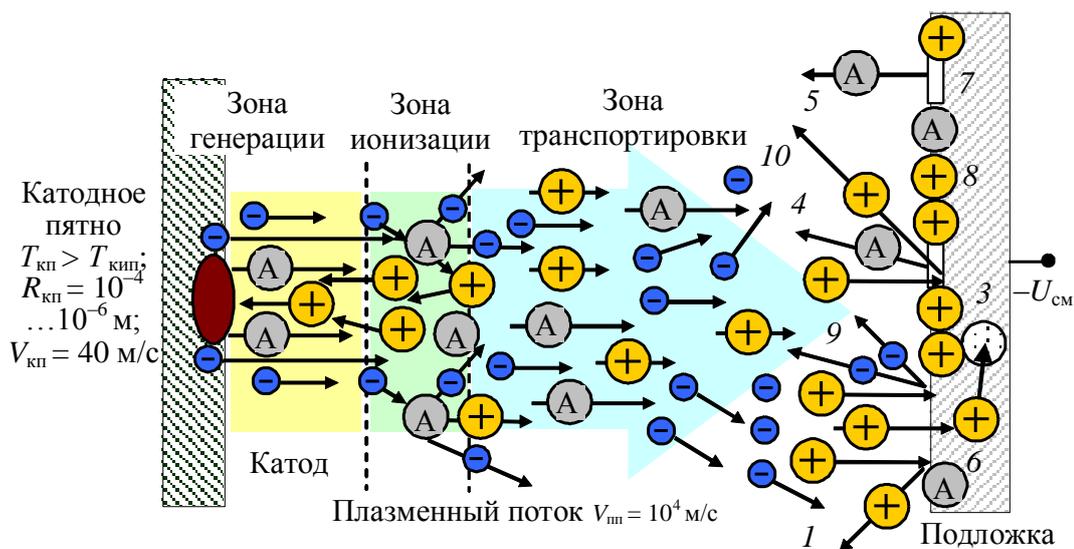


Рис. 3.27. Взаимодействия металлических ионов с поверхностью твердого тела: 1 – рассеяние ионов на атомах; 2, 3 – поверхностные и внутренние дислокации; 4, 5 – физическое и химическое распыление; 6 – ионная имплантация; 7 – перенос заряда; 8 – адсорбция ионов; 9 – эмиссия электронов; 10 – эмиссия поверхностных ионизированных ионов

Для количественной связи допустимой температуры подложки и плотности плазменного потока следует исходить из следующих предположений [3.32]: для скорости роста наносимого покрытия:

$$\vartheta_p = j_i(\chi(W_i) - k(W_i)) / qn_0;$$

формируемой за время работы толщины покрытия:  $\delta = t \vartheta_p$ ; мощности,

выделяющейся на образце и отводимой излучением:  $P_{\text{выд}} = i_i U_{\text{см}}$ ;

$$P_{\text{изл}} = \sigma \varepsilon (T_{\text{max}}^4 - T_0^4).$$

Используя данные формулы, было получено выражение для определения скорости распыления материала, которую он может выдержать без перегрева, при максимальной для этого концентрации заряженных частиц:

$$v_p = \frac{n_e}{\xi n_0} v_{\text{эф}} (\chi(W_i) - k(W_i)); \quad (3.25)$$

откуда

$$n_e \leq \frac{\sigma \varepsilon (T_{\text{max}}^4 - T_0^4)}{e U_{\text{см}} v_{\text{эф}}}. \quad (3.26)$$

где  $T_{\text{max}}$  – максимально допустимая температура поверхности подложки;

$v_{\text{эф}} = 0.5v_{\text{ис}} + v_{\text{пп}} \cos\beta$  – эффективное значение скорости, определяющее ход процесса ионной очистки в металлической плазме и учитывающее ориентацию поверхности в потоке.

Данный подход позволяет получить необходимую концентрацию заряженных частиц и принять решение о необходимости в дальнейшем использовать дополнительные меры по трансформации плазменного потока.

Так для плазменного потока титана:  $m_i = 8 \cdot 10^{-26}$  кг;  $v_{\text{пп}} = 10^4$  м/с;  $v_{\text{ис}} = 2.5 \cdot 10^3$  м/с;  $\varepsilon_r = 0.6$ ;  $T_{\text{max}} = 700$  К;  $T_0 = 300$  К;  $U_{\text{см}} = 1000$  В, для крайних положений поверхности в потоке плазмы, когда нормаль коллинеарна вектору  $v_{\text{пп}} (\beta = 0)$  или когда вектор тангенциален поверхности  $v_{\text{пп}} (\beta > \pi/2)$ , были получены следующие значения концентрации заряженных частиц:  $n_e \approx 3 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-3} \rightarrow \beta = 0$  и  $n_e \approx 2 \cdot 10^{16} \text{ м}^{-3} \rightarrow \beta = \pi/2$ . Отсюда можно оценить длительность процесса очистки обрабатываемой детали.

К отличительным особенностям технологических вакуумных дуговых источников плазмы следует все-таки отнести отсутствие достаточно гибкой регулировки плотности плазменного потока в процессе формирования покрытия.

В определенных пределах изменять условия конденсации, в процессе напыления, удастся за счет изменения величины ускоряющего потенциала, задаваемого на подложку и позволяющего регулировать энергию осаждающихся ионов, и частично их плотностью, а, следовательно, и управлять протеканием технологического процесса, переводя его из режима распыления – в режим формирования покрытия.

Предварительная стадия подготовки включает в себя очистку обрабатываемой поверхности потоком ускоренных ионов от адсорбированных и окисных пленок. Говоря об оксидных пленках, следует подчеркнуть, что после предварительной очистки (механическая обработка, ультразвуковая обработка, обезжиривание) на поверхности успевает образоваться слой оксидов толщиной до  $25 \text{ \AA}$ , а после прогрева в вакууме до температуры конденсации покрытия толщина окисла способна возрасти еще в два раза. Для удаления этих загрязнений необходимо подать на подложку отрицательное напряжение смещения порядка  $10^3$  В, в результате чего удастся получить чистые, на атомном уровне, поверхности. Установлено, что для получения высоких адгезионных свойств необходимо с помощью ионного распыле-

ния снять поверхностный слой толщиной не более  $5 \cdot 10^{-6}$  м, так как дальнейшее распыление материала подложки не способствует последующему росту адгезии.

После завершения операции очистки напряжение смещения понижается до величины, определяемой уже типом обрабатываемого изделия, видом наносимого покрытия и предъявляемыми к ним температурными требованиями.

Особенностью осаждения ионов из плазмы вакуумно-дугового разряда на отрицательно заряженную поверхность является также невысокая электрическая прочность системы подложка – плазма, что требует создания дополнительной защиты цепи отрицательного смещения от возникновения пробоев. Нарушение электрической прочности системы связано с образованием на обрабатываемой поверхности катодных пятен, вызывающих эрозию материала. Вероятность их образования на поверхности образца зависит, в частности, от качества обрабатываемой поверхности, степени ее подготовки, величины приложенного напряжения и плотности плазменного потока.

Необходимый тепловой режим обрабатываемого изделия и условия, предотвращающие возникновение на нем катодных пятен, могут быть достигнуты за счет устройств, обеспечивающих управление плотностью плазменного потока [3.33].

Для ослабления плотности потока используется плазменный аттенюатор, состоящий из набора плоско-параллельных пластин шириной  $L$  и с расстоянием  $H$  между ними (рис. 3.28). Устройство располагается в рабочем объеме на пути плазменного потока и находится под плавающим потенциалом, что позволяет в процессе работы снизить на него тепловые воздействия.

Положительно заряженная компонента плазменного потока, двигаясь со скоростью порядка  $10^4$  м/с, обладает высокой проникающей способностью, за счет чего и обеспечивается возможность частичного ее прохождения сквозь объем плазменного аттенюатора, при условии частичного осаждения на его стенках. Поэтому необходимо, чтобы геометрия системы электродов и параметры плазменного потока удовлетворяли следующему условию:  $L/\vartheta_{\text{пл}} \geq H/2\vartheta_{\text{ис}}$ , т.е. чтобы время достижения заряженными ча-

стицами боковых стенок аттенюатора, за счет наличия ионно-звуковой скорости  $\vartheta_{is} = \sqrt{kT_e / m_i}$ , было меньше времени прохождения его объема.

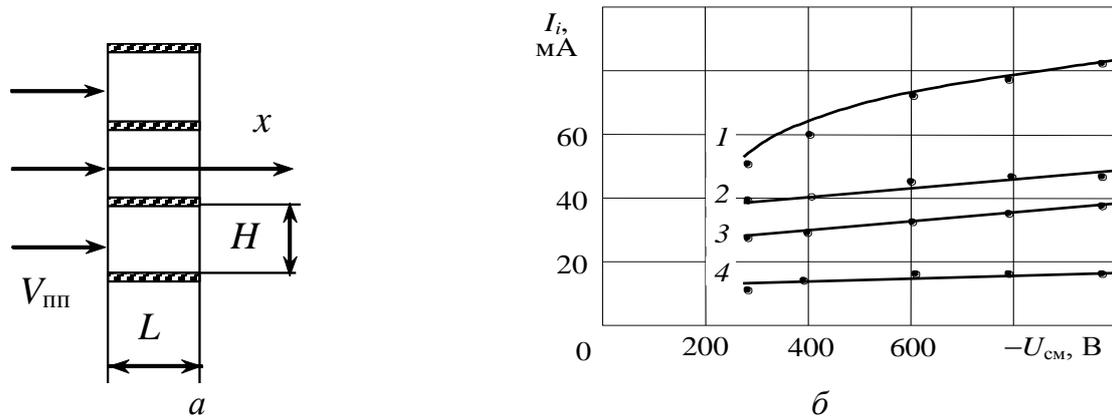


Рис. 3.28. Конструкция плазменного аттенюатора (а) и вольт-амперные характеристики (б): 1 – плазменный поток без аттенюатора; 2 – с аттенюатором  $L = 15$  мм,  $H = 5$  мм; 3 –  $L = 35$  мм,  $H = 10$  мм; 4 –  $L = 35$  мм,  $H = 5$  мм

Основным параметром, характеризующим прохождение заряженной компоненты плазменного потока, является плотность ионного тока. Коэффициент прозрачности системы определяется отношением ионного тока, измеренного за системой электродов  $I_i(L)$ , к току этих частиц на входе –  $I_i(L = 0)$ :

$$\eta = \frac{I_i(L)}{I_i(L = 0)}.$$

Взаимодействие плазменного потока с системой электродов рассматривалось из условия баланса положительно заряженной компоненты:

$$I_i(L) = I_i(L = 0) - \int_S j_i(L) dS,$$

где  $j_i(L)$  – плотность тока ионов, нейтрализующихся на поверхности электродной системы.

За системой электродов скорость плазменного потока не изменяется, а изменяется только его плотность. Анализ записанных соотношений для коэффициента прозрачности электродной системы дает следующее решение:

$$\eta = \exp\left(-\frac{\vartheta_{is} H}{\vartheta_{пп} L}\right). \quad (3.27)$$

Сопоставление экспериментальных данных, для систем с различной геометрией, и расчетных результатов (рис. 3.28, а) свидетельствует о том, что предложенная математическая модель в целом удовлетворительно описывает взаимодействие потока плазмы с системой плоскопараллельных

электродов, и позволяет с достоверной степенью точности определить коэффициент ослабления для ионной компоненты металлической плазмы, генерируемой вакуумным дуговым разрядом.

Для наглядности расчетные и экспериментальные значения для коэффициента прозрачности сведены в табл. 3.3. Цифровой индекс у экспериментальных значений  $\eta_3$  соответствует номеру зависимости на рис. 3.28, б, определяющей геометрию аттенюатора. Разброс экспериментальных значений  $\eta_3$  связан с определением прозрачности при минимальном и максимальном напряжении смещения.

Сопоставление приведенных в таблице результатов свидетельствует о том, что предложенная математическая модель с достаточной степенью точности описывает взаимодействие потока плазмы с системой плоскопараллельных пластин и позволяет достоверно определить прозрачность аттенюатора для положительно заряженной компоненты плазменного потока.

Таблица 3.4

Коэффициент ослабления плазменного аттенюатора

№	Экспериментальные значения	Расчетные значения
$\eta_{32}$	0.58...0.64	0.55
$\eta_{33}$	0.53...0.61	0.51
$\eta_{34}$	0.18...0.27	0.25
$\eta_{35}$	0.11...0.12	0.14

Таким образом, предложенное устройство позволяет при обработке изделий в достаточно широких пределах изменять плотность потока металлической плазмы. Предварительная обработка изделий дозированным потоком способствует увеличению адгезии формируемых покрытий, за счет равномерного повышения температуры образца, способствующего снятию возникающих напряжений.

При ориентации аттенюатора относительно плазменного потока под некоторым углом  $\alpha$  удастся добиться частичной очистки плазменного потока от капельной фракции (рис. 3.28, а). В этом случае для получения коэффициента прозрачности  $\eta_3$  исходили из следующих условий:

$$I_i(L) = I_i(L=0) - \int_S dI_i;$$

$$dI_i = dI_{in} + dI_{i0};$$

$$dI_n = en_e(L) \vartheta_{\text{III}} H \operatorname{tg} \alpha dL;$$

$$dI_{i0} = 0.5en_e(L)\vartheta_{is}HdL;$$

$$I_i(L=0) = en_e(L)\vartheta_{\text{пп}}LH.$$

Данная система уравнений записана для малых углов  $\alpha$ . Результатом решения этой системы уравнений является следующее выражение:

$$n_e(L) = n_e(L=0)\exp\left[-\left(\text{tg}\alpha + \frac{\vartheta_{is}}{\vartheta_{\text{пп}}}\right)\frac{H}{z}\right],$$

где  $z = L\cos\alpha$ .

Отсюда для коэффициента прозрачности системы имеем:

$$\eta = \exp\left[-\left(\text{tg}\alpha + \frac{\vartheta_{is}}{\vartheta_{\text{пп}}}\right)\frac{H}{L\cos\alpha}\right] \quad (3.28)$$

и применительно к геометрии электродной системы (рис. 3.28, а):

$$\frac{\eta(\alpha)}{\eta(\alpha=0)} = \exp\left[-\left(\text{tg}\alpha + \frac{\vartheta_{is}}{\vartheta_{\text{пп}}}\right)\frac{H}{L}\right]. \quad (3.29)$$

Влияние прохождения плазменного потока от величины угла наклона электродов иллюстрируются расчетными и экспериментальными данными, представленными на рис. 3.28, б.

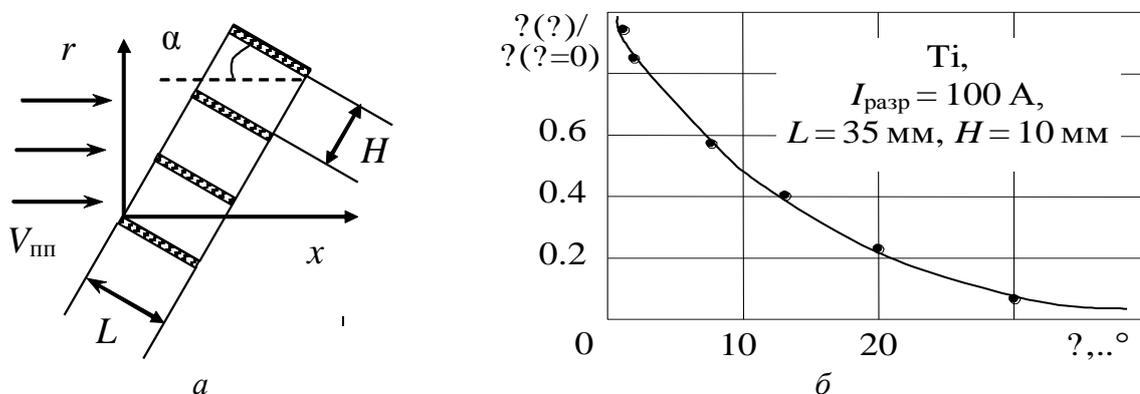


Рис. 3.28. Ориентация электродной системы в плазменном потоке (а) и сопоставление экспериментальных данных (точки) по прозрачности электродной системы с расчетным выражением (б)

Использование предложенных систем управления плазменного потока, с полученными для них математическими моделями (3.27 и 3.28) позволяет сформировать дозированный плазменный поток, позволяющий согласовать тепловые режимы подложки, как в процессе ионной очистки, так и в процессе формирования покрытия. В этом случае устраняется возможность образования катодных пятен на обрабатываемой поверхности изделий, повышается качество наносимого покрытия и существенно расширяется ассортимент обрабатываемых изделий [3.34].

### 3.7. Устройства для очистки плазменного потока

При проведении исследований, связанных с термоядерным синтезом, для получения сгустков водородной плазмы высокой чистоты были разработаны устройства по транспортировке плазмы в криволинейном магнитном поле. Транспортировка плазменного сгустка с концентрацией заряженных частиц порядка  $10^{19} \text{ м}^{-3}$ , осуществлялась в магнитном поле тороидального соленоида. Движение замагниченной плазмы в криволинейном магнитном поле, из-за его неоднородности и появляющейся при этом центробежной силы, вызывает дрейф заряженных частиц перпендикулярно средней плоскости тора со скоростью:

$$v_0 = \frac{m_i}{q r_B} \frac{v^2}{B},$$

где  $r_B$  – радиус кривизны магнитных силовых линий.

Скорость дрейфа заряженных частиц в этом случае пропорциональна их массе. Поэтому тяжелые ионы дрейфуют значительно быстрее, чем легкие. Время, в течение которого ион достигает стенки разрядной камеры, определяется отношением  $t = 2R/v_0$ , где  $R$  – радиус разрядной камеры. Отсюда, условие прохождения ионной компоненты плазменного сгустка, при соответствующей величине магнитного поля и радиусе кривизны их силовых линий, заключается в том, чтобы время движения плазменного сгустка в магнитном поле было меньше времени дрейфа ионов до стенки камеры и в то же время, было больше времени дрейфа ионов примеси большей массы:

$$\frac{R_{\text{пл}}}{v_0} > \frac{L_{\text{пл}}}{v}, \quad (3.30)$$

где  $R_{\text{пл}}$  – внутренний радиус плазмооптической системы транспортировки;  $L_{\text{пл}}$  – длина искривленного участка поля.

Дрейф заряженных частиц вдоль криволинейного магнитного поля, для двух компонентного плазменного сгустка, приводит к появлению на его краях, не скомпенсированных электрических зарядов и электрического поля поляризации, вызывающего появление сил, разворачивающих плазменный сгусток по силовым линиям магнитного поля.

При этом ионы дрейфуют как в направлении оси  $z$ , так и в направлении оси  $r$ . Поэтому для сгустка частиц с массой  $m_i$  и скоростью поступа-

тельного движения  $v$  условием прохождения через объем тороидального соленоида длиной  $L$  будет являться выполнение следующего неравенство:

$$\frac{R_{\text{пл}}}{L_{\text{пл}}} > \frac{m_i v}{e B r}. \quad (3.31)$$

Прохождение и очистка плазменного потока выполняется при условии, если время установления равновесия между ионами и электронами превышает время прохождения плазмой участка тороидального соленоида. В противоположном случае нарастающее электрическое поле приводит к неустойчивости движения плазмы вдоль криволинейного магнитного поля.

Результаты экспериментальных работ удовлетворительно совпадают с приведенными соотношениями для условий прохождения и очистки. При этом показано, что в плазменном сгустке, с энергией ионов порядка 3 кЭв и с плотностью заряженных частиц  $10^{19} \text{ м}^{-3}$ , после прохождения тороидального магнитного поля, количество примесей уменьшается с 30 %, от общего количества плазмы, до 5 %.

Очистка плазменного потока от примесей ведет к уменьшению и количества заряженных частиц в потоке, которое, в свою очередь, зависит и от величины индукции магнитного поля. Так при  $B=0.76 \text{ Тл}$  коэффициент прохождения на оси системы не превышал 40 %.

Развитие технологических процессов с применением дуговых источников плазмы в свою очередь выдвинуло аналогичную задачу выделения из состава плазменного потока нейтральных частиц и капельных образований.

Сокращение общего количества капельных образований в потоке и уменьшение их размеров может быть достигнуто за счет снижения разрядного тока дуги. Однако с уменьшением тока дуги в 2.5 раза относительное содержание капельной фазы в конденсате уменьшается лишь на 20...25 %, хотя общий объем распыляемого материала при этом снижается более чем в 5 раз. Таким образом, уменьшением тока можно получить лишь более тонкие покрытия и при этом не обеспечить поставленной задачи по достижению необходимого качества наносимого покрытия. При этом следует подчеркнуть, что если зависимость скорости роста формируемого покрытия от величины тока горения дуги имеет линейный характер, то постоянная кристаллической решетки и полуширина дифракционных максимумов изменяются нелинейно.

На основе анализа параметров генерируемых плазменных потоков по-

казано, что для вакуумно-дугового разряда сохраняются условия эквипотенциальности магнитных силовых линий  $\Phi = \Phi(\psi)$ . Использование принципов плазмооптики позволяет, за счет изменения конфигурации магнитного поля источника плазмы, управлять движением заряженной компоненты плазменного потока [3.35]. В этом случае необходимое магнитное поле определяется выполнением условия замагниченности электронов:  $r_e \ll R < r_i$ , где  $r_e$  и  $r_i$  – электронный и ионный ларморовские радиусы;  $R$  – поперечный размер плазмоведа.

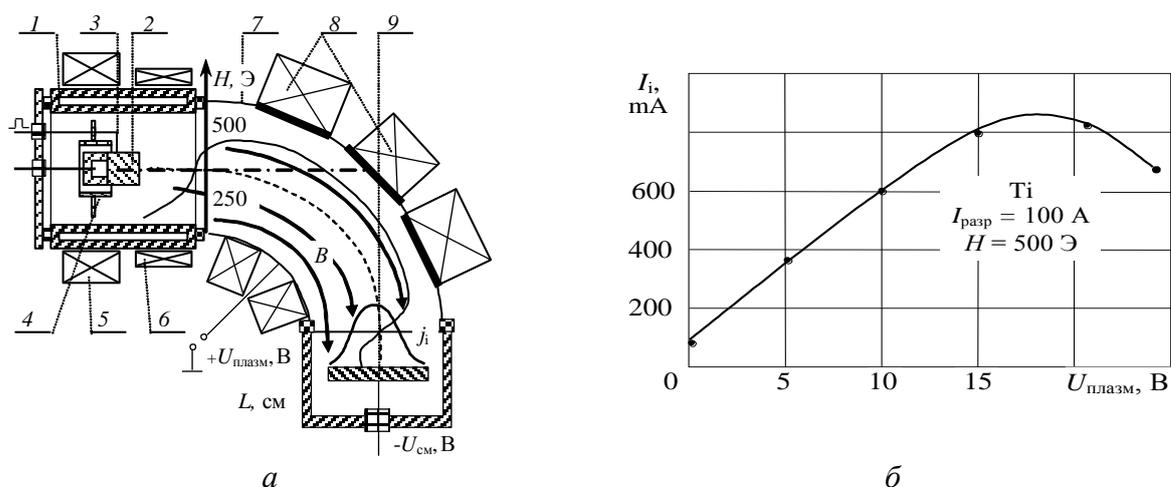


Рис. 3.29. Источник плазмы с криволинейной системой транспортировки плазменного потока (а): 1 – анод; 2 – катод; 3 – поджигающий электрод; 4 – экран; 5, 6 – стабилизирующий и фокусирующий соленоиды; 7 – плазмовод; 8 – соленоиды сопровождения; 9 – подложка и зависимость прохождения системы ионами от напряжения смещения, задаваемого на плазмовод (б)

В криволинейной системе транспортировки (рис. 3. 29, а), при наложении магнитного поля индукцией 0.22 Тл и заземленном аноде, коэффициент пропускания системы  $\eta = I_{i\text{ВЫХ}} / I_{i\text{ВХ}}$  не превышает 2...4 % ( $I_{i\text{ВХ}}$  и  $I_{i\text{ВЫХ}}$  – ионные токи насыщения на входе и выходе плазмоведа). Для обеспечения более эффективной транспортировки плазменного потока вдоль криволинейного плазмоведа необходимо обеспечить магнитное поле с индукцией не менее 1 Тл. Создание таких стационарных полей вызывает определенные технические трудности, связанные с чрезмерным увеличением размеров установки и повышением требуемой для ее работы мощности источников питания, что, в конечном счете, снижает экономическую эффективность используемых систем.

Транспортировка плазменного потока вдоль криволинейной плазмооптической системы со скрещенными  $\vec{E} \times \vec{B}$  полями существенно облегчает

возможность управления его движением. Наличие положительного потенциала на плазмоведе и создание внешнего продольного магнитного поля вызывает возникновение в плазме азимутального холловского тока электронов, обеспечивающего существование в плазме радиального электрического поля, направленного к оси системы. Вследствие эквипотенциальности магнитных силовых линий, геометрия которых повторяет форму криволинейного плазмоведа, ионы продвигаются к выходу плазмоведа.

С ростом задаваемого на стенку плазмоведа потенциала наблюдается увеличение коэффициента прохождения заряженной компоненты плазменного потока, но только до определенного уровня, выше которого ионный ток насыщения на выходе начинает уменьшаться (рис. 3.29, б). Данное обстоятельство связывают с отражением части ионов на входе в плазмовод тормозящим электрическим полем, возникающим в связи с ослаблением магнитного поля и усилением воздействия его радиальной составляющей.

Для разделения плазменного потока могут быть использованы и другие конструкции вакуумно-дуговых устройств, реализующие принципы магнитного управления движением заряженной компоненты плазмы, но являющиеся более простыми в конструктивном исполнении.

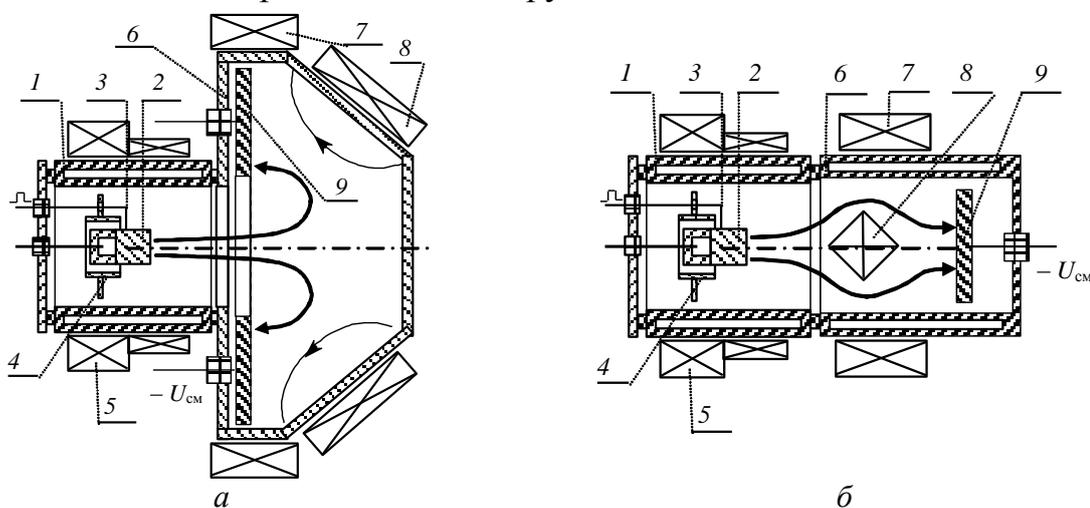


Рис. 3.30. Магнитные сепарирующие системы: с разворотом плазменного потока на  $180^\circ$  (а) и с «магнитным островом» (б)

На рис. 3.30, а представлена установка, в которой используется отражение заряженной компоненты плазмы от электромагнитного барьера, формируемого скрещенными  $\vec{E} \times \vec{B}$  полями. Вакуумная камера имеет конусообразную форму, с внешней стороны которой расположен управляющий соленоид, формирующий встречное поле магнитной системе источника плазмы. Внутри камеры и на периферии крышки расположены экраны,

на которые задан невысокий положительный потенциал, обеспечивающий малую проводимость в тех областях, где силовые линии магнитного поля пересекают ее стенки. Обрабатываемые изделия устанавливаются на крышке камеры.

Условием для разделения компонентов плазменного потока является величина потенциала, задаваемая на анод. Если потенциал анода  $U_a > W_{i0} / \xi e$ , где  $W_{i0}$  – начальная энергия иона, то они отражаются от магнитной поверхности и осаждаются на поверхности обрабатываемого изделия. Ионы, обладающие энергией  $W_{i0} / \xi e > U_a$ , не отражаются барьером электрического потенциала, а осаждаются на экране или на камере. Технологическая производительность установки определяется напряжением, задаваемым на камеру, и величиной индукции магнитного поля. При напылении титана на обрабатываемых изделиях осаждается до 35...40 % массы испаряемого материала катода.

Известны плазмооптические сепарирующие системы с «магнитным островом» (рис. 3.30, б). Заряженная компонента, двигаясь вдоль силовых линий неоднородного осесимметричного магнитного поля, образуемого встречно включенными обмотками внутреннего (отклоняющего) и наружного соленоида, транспортируется к обрабатываемой поверхности. Данные устройства обладают преимуществом перед тороидальной системой за счет своей простоты и формирования более широкой диаграммы направленности выходного потока чистой плазмы.

Для разделения плазменного потока могут быть использованы и другие конструкции вакуумно-дуговых устройств, реализующие принципы магнитного управления движением заряженной компоненты плазмы, но являющиеся более простыми в конструктивном исполнении.

Для очистки плазменного потока используется сепарирующая система с магнитным островом (рис. 3.31, а). Формируемое магнитное поле, в котором осуществляется транспортировка заряженной компоненты плазменного потока, создается магнитной системой источника плазмы и встречно включенного соленоида, расположенного в рабочем объеме на пути плазменного потока. В данном случае силовые линии магнитного поля направлены от оси системы. Заряженная компонента плазмы, двигаясь по искривленным силовым линиям магнитного поля, отклоняется в направлении стенок камеры. В этом случае, если обрабатываемый образец устанавливается на пути движения заряженной компоненты, то исключается возмож-

ность осаждения на его поверхности капельных образований и удается получить покрытие высокой чистоты, исключительно из ионов материала распыляемого катода.

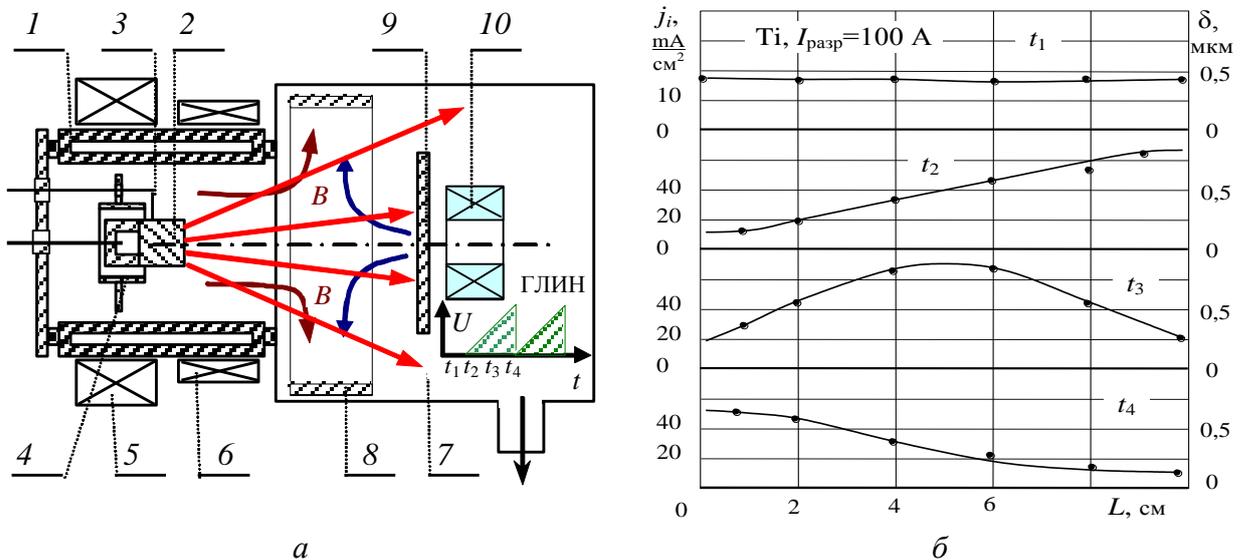


Рис. 3.31. Источник коаксиальной конструкции с сепаратором плазмы (а): 1 – анод; 2 – катод; 3 – поджигающий электрод; 4 – экран; 5, 6 – стабилизирующий и фокусирующий соленоиды; 7 – рабочий объем; 8 – подложка; 9 – экран; 10 – соленоид и распределение плотности ионного тока на подложке при условии сканирования по его поверхности плазменного потока (б)

Радиальное распределение плотности ионного тока в плоскости дополнительного соленоида наглядно иллюстрирует возможность отклонения заряженной компоненты плазмы (рис. 3.31, а). Перераспределению подвергается даже зона, расположенная вблизи оси системы [3.36]. Однако следует отметить, что концентрация заряженных частиц на оси системы за счет развивающихся эффектов плазмооптической фокусировки, претерпевает меньшие изменения, чем в области вблизи оси. Уменьшение внутреннего диаметра управляющего соленоида позволяет более эффективно воздействовать на частицы, двигающиеся вблизи оси.

Движение заряженной компоненты по определенным силовым линиям приводит к тому, что распределение зараженных частиц в пространстве неравномерно и имеет соответствующие минимумы и максимумы. Толщина наносимого покрытия в этом случае будет определяться исключительно распределением плотности ионного тока по поверхности подложки, а за счет того, что условия транспортировки не изменяются во времени, то существующие перепады распределения приводят к получению покрытия неравномерного по толщине.

Сканирование потока заряженной компоненты плазмы по поверхно-

сти подложки позволяет достичь заданную степень равномерности формируемого покрытия по толщине за счет суммарного выравнивания числа осаждаемых частиц в каждой точке (рис. 3.31, б). Значение встречного магнитного поля катушки изменяется от минимального значения, при котором обеспечивается максимально возможная плотность ионного тока на краю подложки, обращенной к магнитной катушке, до значения, способствующего перемещению потока к противоположному краю подложки. При сканировании потока по поверхности подложки, неравномерность не превышала 15 %.

Для обеспечения сканирования заряженной компоненты плазменного потока по поверхности подложки использовались пилообразные импульсы тока. Начальный уровень обеспечивал такую величину встречного магнитного поля, при котором на краю подложки, обращенного к соленоиду, наблюдалась максимально возможная плотность ионного тока. Амплитуда импульса выбиралась такой, чтобы при условиях эксперимента встречное магнитное поле обеспечивало перемещение потока плазмы к противоположному краю подложки.

Встречное магнитное поле в каждом конкретном случае зависит от параметров магнитной системы источника плазмы и встречных соленоидов, их расположения, размеров детали и ее положения в рабочем объеме, при этом удается получать покрытия с заданной степенью неравномерности.

Следует отметить, что в ряде практических случаях не удается использовать рассмотренные магнитные системы для очистки плазмы, поэтому наиболее простой и эффективной конструкцией сепаратора представляется устройство, создающее сплошной, непроходимый барьер для образований, имеющих прямолинейные траектории движения.

В этом случае их осаждение осуществляется на поверхности сепаратора, обращенной в сторону рабочей поверхности катода. Скорость роста формируемого покрытия, при условии полной очистки плазменного потока, определяется исключительно плотностью ионного тока  $j_i$  на деталь 9.

На рис. 3.32 представлена конструкция сепаратора 8 [3.37], у которого конические кольца ориентированы большим диаметром в сторону катода 2. Результаты, характеризующие прохождение плазменного потока, представлены на рис. 3.33 в виде зависимости отношения плотности ионного

тока при наличии сепаратора и при его отсутствии, для различных углов наклона конических колец.

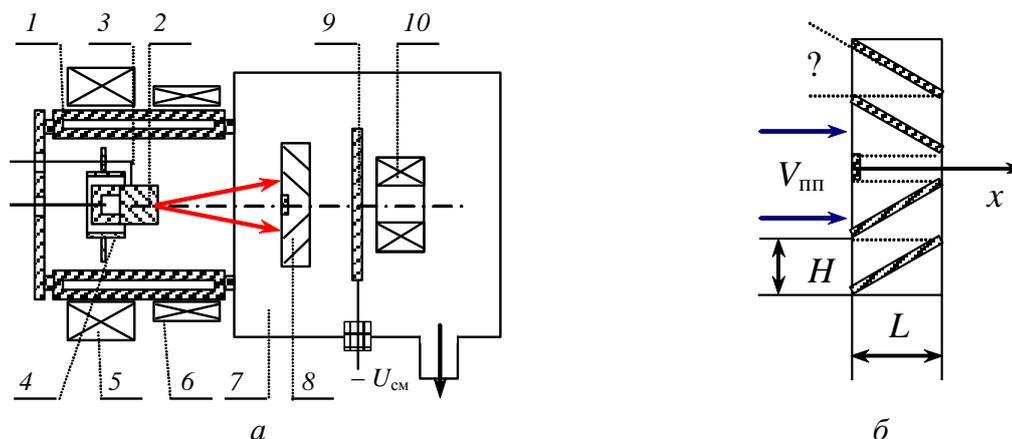


Рис. 3.32. Вакуумно-дуговой источник коаксиальной конструкции (а) с сепаратором плазмы (б): 1 – анод; 2 – катод; 3 – поджигающий электрод; 4 – экран; 5, 6 – стабилизирующий и фокусирующий соленоиды; 7 – рабочий объем; 8 – сепаратор; 9 – подложка; 10 – дополнительный соленоид

Видно, что плазменный поток проходит объем сепаратора с достаточно большими потерями. Коэффициент прохождения не превышает 15 %. Столь невысокое значение прохождения объясняется тем, что движение заряженной компоненты плазменного потока осуществляется в убывающем, расходящемся аксиально-симметричном магнитном поле источника плазмы.

В свою очередь кольца сепаратора наклонены к оси системы, что и затрудняет их прохождение. Для повышения коэффициента прохождения плазменного потока и повышения скорости роста наносимого покрытия за подложкодержателем устанавливался дополнительный соленоид.

Фокусирующие или расфокусирующие свойства создаваемого магнитного поля в рабочем объеме зависят от режима включения дополнительного соленоида. Согласное его включение с магнитной системы источника плазмы обеспечивает фокусировку плазменного потока, что благоприятно сказывается на процессе транспортировки заряженной компоненты сквозь объем сепаратора.

Эффективность системы транспортировки заряженной компоненты плазменного потока определяется согласованностью геометрии используемого сепаратора и пространственного распределения управляющего магнитного поля, создаваемого дополнительным магнитным источником.

Зависимость прохождения плазменного потока наглядно иллюстрирует влияние сопровождающего магнитного поля, приближая коэффициент

прохождения к 45 %. Увеличению коэффициента прохождения заряженной компоненты способствует и наличие положительного потенциала на сепараторе, что, однако, ставит трудно решаемую задачу его охлаждения в процессе работы.

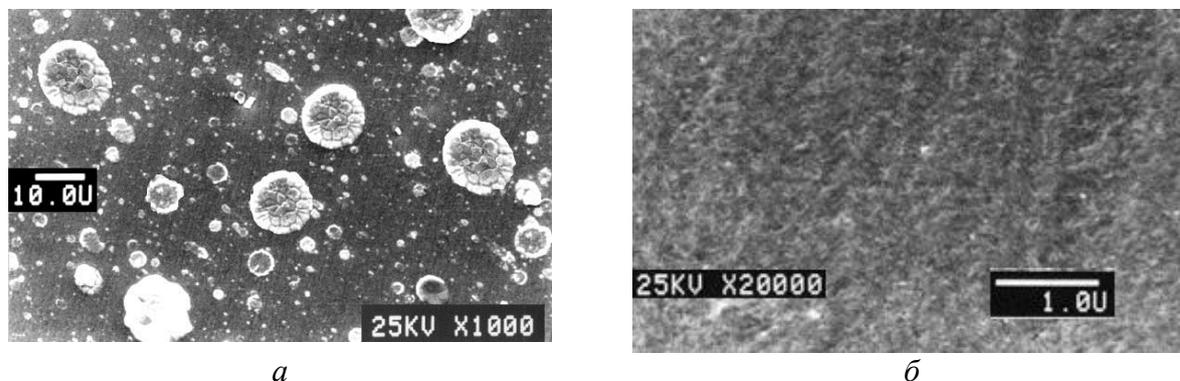


Рис. 3.33. Покрытие нитрида алюминия, полученное без сепарации плазменного потока (*a*) и при использовании сепаратора плазмы (*б*) (увеличение —  $10.0U = 10 \text{ мкм}$ )

Рассмотренная система очистки (рис. 3.32) использовалась для плазмохимического синтеза нитрида алюминия  $\text{AlN}$  (рис. 3.33, *б*). Качество покрытия  $\text{AlN}$ , получаемое из потока металлической плазмы вакуумно-дугового разряда, определяется наличием и размерами капельных образований, осаждающихся на поверхности. В ряде случаев размеры капель достигают 10 мкм и сопоставимы или превышают толщину формируемого покрытия, что приводит к снижению качества покрытия (рис. 3.33, *a*).

Предложенный метод позволил получить упорядоченное покрытие нитрида алюминия толщиной 1.5...2.0 мкм с размером зерна не более 500...600 Å.

Развитие плазменной технологии позволило точно регулировать давление и состав реакционного газа, управлять плотностью плазменного потока и обеспечивать сепарацию потока от капельной фазы и открыло возможность создания композиционных покрытий.

Управление технологическим процессом формирования покрытия позволяет получать составы с изменяемыми свойствами в зависимости от процентного соотношения распыляемых металлов. При этом изменяются твердость, коэффициент трения, шероховатость поверхности и цвет покрытия. Все это позволяет оптимизировать свойства покрытия для выполнения конкретной задачи.

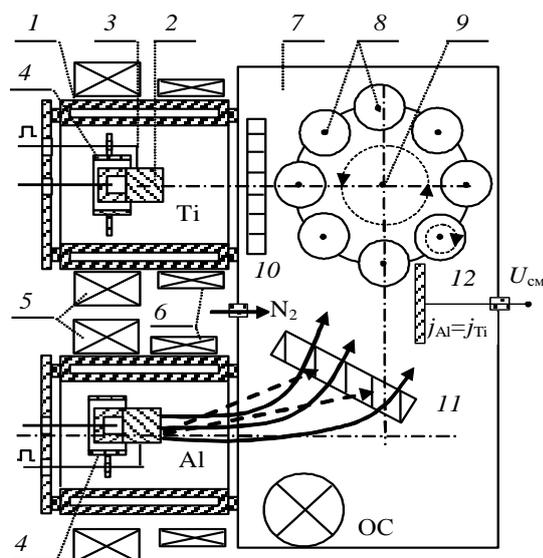


Рис. 3.34. Технологическая установка для получения сложных композиционных покрытий: 1 – анод; 2 – катод; 3 – поджигающий электрод; 4 – экран; 5 – стабилизирующий соленоид; 6 – фокусирующий соленоид; 7 – рабочий объем; 8 – обрабатываемые изделия; 9 – планетарный механизм вращения; 10 – плазменный аттенюатор; 11 – сепаратор плазмы; 12 – подложка

Для нанесения комбинированного покрытия Ti – Al использовалась технологическая установка (рис. 3.34), позволяющая использовать одновременную работу двух испарителей.

Основная задача заключается в согласовании плотности ионных токов на образец и очистке плазменного потока от капельных образований алюминия. С этой целью для ослабления потока, например, титановой плазмы использовался аттенюатор 10, а для очистки – сепаратор 11. В результате плотность ионного тока на образец не превышала  $20 \text{ mA} / \text{cm}^2$ . У полученных образцов  $\text{Ti}_2\text{AlN} ((\text{AlN}) 8\text{H} - \text{sys. hexagonal}, a_0 = 2.994)$  расчетное межплоскостное расстояние при интегральной ширине дуплета  $0.1612^\circ$  и  $0.1498 \pm 0.0286^\circ$  и максимуме профиля без фона при  $2\Theta = 13.376^\circ$  равнялось  $6.6194 \pm 0.0081 \text{ \AA}$  и  $6.6827 \pm 0.0026 \text{ \AA}$ , в то время как табличное значение для  $hkl - [002]$  по картотеке *ASTM* равняется 6.8. При различных условиях напыления, наряду с комбинированным покрытием, наблюдалось, или присутствие чистого титана или алюминия.

### 3.8. Вакуумно-дуговые технологические устройства

Использование вакуумно-дуговых источников плазмы требует создания специального электрофизического оборудования с необходимым комплексом основных и вспомогательных узлов, удовлетворяющих требова-

ниям их эксплуатации в условиях массового производства [38]. При разработке оборудования решались следующие технические задачи:

1. Обеспечение чистоты получаемых покрытий предъявляет строгие требования к предельному вакууму и составу остаточной газовой среды в рабочем объеме. Поэтому технологическая установка должна обладать современным оборудованием для получения вакуума, обеспечивающего высокую скорость откачки и необходимую степень разрежения:  $5 \cdot 10^{-3}$  Па и ниже.

2. Конструкция источника плазмы должна обеспечивать равномерное нанесение покрытия на обрабатываемое изделие.

3. Электрофизическая установка должна быть обеспечена необходимыми стабилизированными и управляемыми источниками питания:

– дугового разряда с падающей вольтамперной характеристикой, причем чем выше ее крутизна, тем меньше критический ток, стабильнее дуговой разряд и выше вероятность его зажигания при однократном инициировании; основные требования: ток разряда до 500 А, напряжение холостого хода до 80 В;

– схемы инициирования вакуумно-дугового разряда;

– цепи смещения, основные требования: напряжение до 1000 В, ток до 10 А; источник должен быть снабжен устройством, предотвращающим возникновение катодных пятен на обрабатываемой поверхности;

– магнитной системы источника плазмы, включающей фокусирующий и стабилизирующий соленоиды.

4. Рабочий объем установки должен быть снабжен планетарным механизмом перемещения обрабатываемых деталей относительно источника плазмы и загружаться максимально возможным числом обрабатываемых изделий для обеспечения максимальной производительности оборудования.

5. Технологический режим работы испарителя должен обеспечивать заданные параметры генерируемого плазменного потока, контролируемые диагностической схемой измерения.

На рис. 3.35 приведены основные технологические узлы, учитываемые при конструировании и создании электрофизического оборудования.

Вакуумно-дуговые источники плазмы относительно просты в своем конструктивном исполнении, однако следует отметить, что данный тип устройств далеко не доведен до необходимой степени совершенства.



Рис. 3.35. Основные разрабатываемые узлы электрофизической установки ионно-плазменного нанесения покрытий

Вакуумно-дуговой разряд является устойчивым, если на рабочей поверхности катода поддерживается динамическое равновесие между процессами распада и последующим возникновением новых эмиссионных центров. Время жизни отдельной ячейки катодного пятна является величиной случайной, поэтому и продолжительность горения дуги также оказывается случайной величиной. О стационарном горении дуги можно говорить лишь в том случае, если общее количество элементарных ячеек достаточно для поддержания минимального разрядного тока для данного материала.

Разряд поддерживается напряжением, превышающим потенциал ионизации материала катода [39]. Основную часть этого напряжения составляет его катодное падение. Наблюдаемые осциллограммы напряжения показывают наличие постоянной составляющей и большого числа флуктуаций, связанных с колебаниями разрядного тока. Уменьшение тока дуги ведет к уменьшению постоянной составляющей с сопутствующим ростом амплитуды шумов.

Технологическое вакуумное дуговое устройство выполняет свое функциональное предназначение лишь в том случае, если зоной вероятного существования пятна является исключительно рабочая поверхность катода.

Управление катодными пятнами и повышение надежности их удержания в заданной зоне эрозии, является одной из самых актуальных проблем при разработке вакуумных дуговых генераторов плазмы с интегрально-холодным катодом.

Одинокое катодное пятно хаотически перемещается по поверхности катода. Характерное движение катодных пятен во внешнем магнитном поле противоречит правилу Ампера. Как известно, на любой проводник с током, находящийся в магнитном поле, действует сила, поверхностная плотность которой связана с величиной плотности тока  $\vec{j}$  и магнитной индукции  $\vec{B}$  соотношением  $\vec{j} \times \vec{B}$ . Однако катодное пятно вакуумной дуги перемещается в направлении противоположном вектору  $\vec{j} \times \vec{B}$ , где  $\vec{B}$  – индукция внешнего магнитного поля. В этом и проявляется характерный для катодных пятен эффект обратного движения в магнитном поле [40].

Скорость обратного движения катодных пятен нелинейно увеличивается с ростом тока дуги и индукции магнитного поля (рис. 3.36). Наличие магнитного поля не является причиной перемещения катодных пятен, а лишь придает ему направленный характер [42]. В случае если материал катода характеризуется высоким значением давления насыщенного пара, указанный эффект связан с увеличением давления газа или пара. Для тугоплавких металлов это связано преимущественно с увеличением интенсивности термоэлектронной эмиссии и меньшими значениями плотности катодного тока при более высокой температуре электрода. Катодное пятно на катоде из углерода обратного движения не обнаруживает.

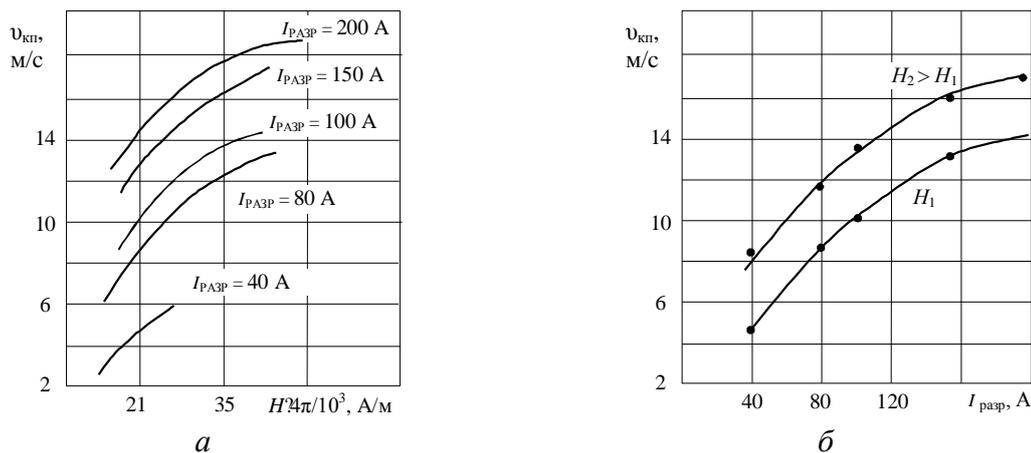


Рис. 3.36. Влияние магнитного поля на скорость движения катодных пятен от величины внешнего магнитного поля (а) и тока разряда (б) [41]

С увеличением давления в рабочем объеме наблюдается замедление скорости обратного движения катодного пятна. При некотором давлении оно останавливается, после чего изменяет направление своего движения с обратного – на соответствующее правилу Ампера. Это критическое давление увеличивается с уменьшением тока дуги и ростом индукции тангенциального магнитного поля.

Обратное движение катодного пятна подавляется или прекращается с увеличением температуры катода.

Объяснению обратного движения катодных пятен посвящено большое количество работ, при этом было высказано множество различных предположений. Единым для всех этих гипотез является то, что поведение пятен в магнитном поле объясняется избирательностью возникновения новых эмиссионных центров при гибели прежних.

В [43] показано, что катодное пятно вакуумной дуги имеет тенденцию двигаться в направлении максимального значения тангенциальной составляющей индукции магнитного поля, складывающегося из внешнего магнитного поля и собственного магнитного поля токового канала. При произвольно ориентированном векторе индукции магнитного поля катодное пятно смещается в сторону, определяемую минимальным углом вектора индукции к поверхности катода (правило острого угла).

По способу решения процесса стабилизации катодных пятен на рабочей поверхности катода дуговые источники плазмы можно разделить на источники без применения специальных мер по удержанию катодного пятна и источники с магнитной стабилизацией катодного пятна.

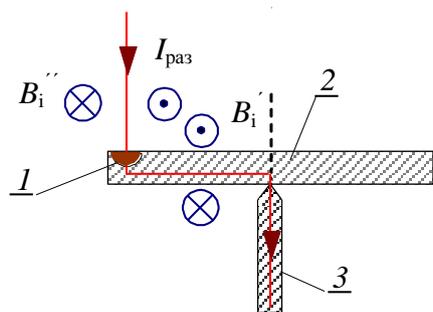


Рис. 3.37. Картина формирования магнитного поля на поверхности плоского катода с центральным токовым вводом: 1 – катодное пятно, 2 – катод, 3 – токовый ввод



Рис. 3.38. Протяженный катод

На основе анализа магнитных векторов на плоском катоде в форме диска с центральным токовым вводом (рис. 3.37) видно, что противоамперово направление, в случае вакуумной дуги, удерживает катодные пятна на рабочей поверхности в окрестности точки токового ввода. Наличие преимущественной области локализации катодных пятен объясняется распределением токов и соответствующих им магнитных полей. Электрический ток в зоне пятна состоит из двух составляющих: тока разряда в плазме и тока, протекающего по катоду. Магнитные поля, создаваемые этими токами, считают приближенно полями, образованными линейными токами. Оба поля направлены тангенциально катоду.

При их сложении слева и справа от пятна возникает асимметрия в распределении суммарного поля. В соответствии с принципом максимума предпочтительным будет центростремительное движение катодного пятна, причем оно тем более ярко выражено, чем тоньше катод и чем больше его диаметр. В данном случае неуправляемый дуговой разряд имеет невысокую стабильность, которая несколько возрастает с увеличением радиальных размеров катода.

Однако во всех случаях, при использовании подобных конструкций, место расположения токового ввода является местом наиболее вероятного нахождения катодных пятен, что приводит к неравномерной эрозии поверхности катода.

На характер движения катодного пятна по протяженному цилиндрическому испарителю, работающего в импульсном режиме, влияние оказывает магнитное поле токового канала в плазме и тока, протекающего по катоду (рис. 3.7, а). Катодные пятна перемещаются от поджигающего электрода в сторону токового ввода, имея составляющие как продольного пе-

ремещения вдоль катода, так и азимутальную составляющую. Таким образом, катодное пятно, совершая вращательное движение вокруг цилиндрического катода, смещается в сторону токового ввода. Достигнув дугогасящего экрана, катодные пятна попадают в зазор между катодом и экраном, что и приводит к погасанию разряда. Время жизни катодных пятен на рабочей поверхности катода определяется временем их перемещения к дугогасящему экрану и зависит от величины разрядного тока.

Магнитная стабилизация вакуумной дуги включает в себя локализацию катодных пятен на рабочей поверхности катода при помощи магнитного поля, за счет чего достигается повышение устойчивости всего разряда в целом. В этом случае стационарное поддержание разряда возможно при токах вдвое меньших, чем в автостабилизированных источниках. При наложении внешнего магнитного поля  $B_{вн}$  движение катодных пятен, в соответствии с принципом максимума, приобретает направленный характер. Согласно этому принципу они смещаются в направлении максимума тангенциальной к катоду составляющей индукции суммарного магнитного поля на границе пятна:  $B_{\Sigma} = B_{r\text{соб}} + B_{r\text{вн}}$ , где  $B_{r\text{соб}}$  и  $B_{r\text{вн}}$  – тангенциальные составляющие индукции собственного поля катодного пятна и внешнего поля соответственно. Это происходит в результате поляризации объемного заряда прикатодной плазмы в магнитном поле. Объемный отрицательный заряд формируется на границе катодного пятна в области минимума магнитного поля, а положительный – в области его максимума. Отрицательный заряд подавляет эмиссию электронов с поверхности катодного пятна, тогда как положительный, напротив, ее усиливает. В результате происходит перемещение эмиссионных центров и, следовательно, всего катодного пятна в направлении максимума тангенциального магнитного поля. Указанные закономерности лежат в основе работы плазменных источников с аксиально-симметричными управляющими магнитными полями.

Используемые магнитные системы [44] представляют собой сложные комплексные узлы. В каждом конкретном случае выбор конфигурации и величины индукции магнитного поля обуславливается конструкцией используемого вакуумного дугового источника плазмы и требованиями, предъявляемыми к наносимому покрытию и типу обрабатываемого изделия.

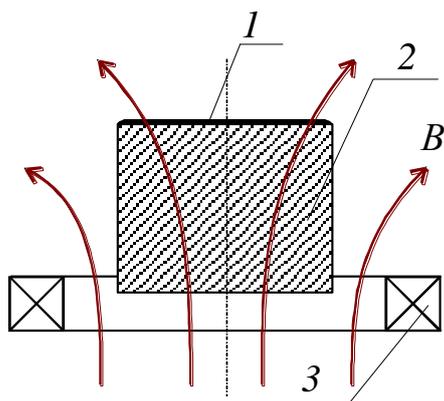


Рис. 3.39. Схема стабилизации катодных пятен на рабочей поверхности торцевого катода: 1 – рабочая поверхность, 2 – катод, 3 – магнитная система стабилизации

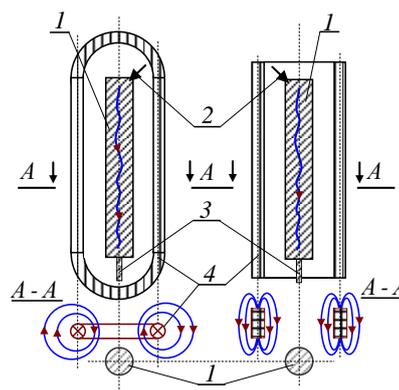


Рис. 3.40. Магнитная система стабилизации катодных пятен на рабочей поверхности катода протяженной конструкции: 1 – катод; 2 – поджигающий электрод; 3 – токовый ввод; 4 – магнитная система стабилизации

Так в источниках с коаксиальной системой электродов (рис. 3.18) используется внешняя магнитная система, создающая достаточно сильное магнитное поле, силовые линии которого пересекают поверхность под острым углом  $\alpha$ . В этом случае при индукции магнитного поля  $10^{-2}$  Тл удержание катодных пятен осуществляется на рабочей – торцевой поверхности конического или цилиндрического катода (рис. 3.39).

В устройствах с протяженной конструкцией катодного узла, накладываемое магнитное поле (рис. 3.40), своей ортогональной составляющей индукции магнитного поля удерживает от азимутального перемещения, в то время как тангенциальная составляющая – обеспечивает их продольное перемещение по прямолинейной траектории. Конструкция магнитной системы выполнена таким образом, чтобы краевые эффекты не искажали прямолинейного характера перемещения катодных пятен на начальном и конечном участке движения.

Так наложение внешнего магнитного поля уже величиной в несколько миллитесла упорядочивает характер перемещения катодных пятен по рабочей поверхности катода и сокращает время пробега ими рабочего промежутка.

Простым и надежным способом стабилизации катодных пятен является использование магнитного поля арочной конфигурации (рис. 3.41). Поле такой структуры применяется в магнетронных распылительных системах, но при большей величине индукции магнитного поля и с другими основами взаимодействия разряда с прикатодной плазмой. При арочном поле, в

соответствии с правилом острого угла, зона эрозии на рабочей поверхности катода будет сосредоточена под вершиной магнитной арки.

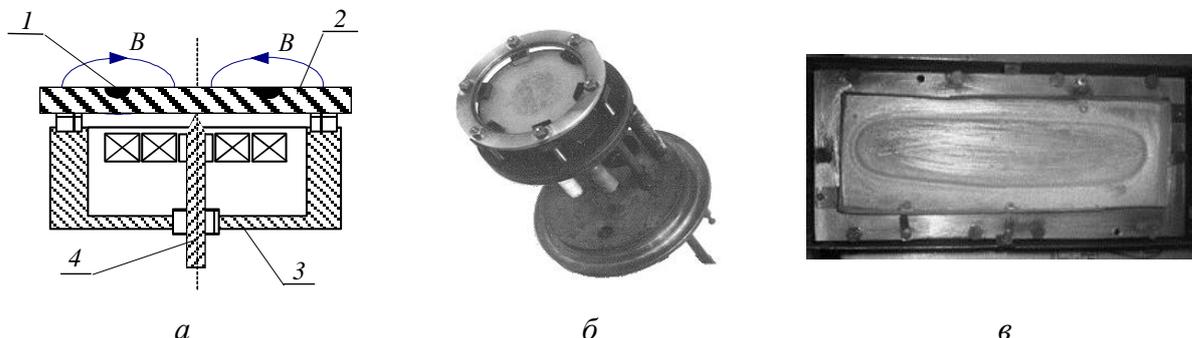


Рис. 3.41. Конструкция (а) и вакуумно-дуговые устройства (б, в) с арочной системой стабилизации катодных пятен: 1 – катодное пятно; 2 – катод; 3 – система магнитной стабилизации; 4 – токовый ввод

Эффект стабилизации разряда в этом случае уже наблюдается при индукции магнитного поля порядка  $5 \cdot 10^{-4}$  Тл. Начиная с этого значения, на хаотическое перемещение катодных пятен по поверхности катода, накладывается их заметное направленное (азимутальное) движение. По мере увеличения индукции – скорость азимутального движения возрастает, а траектории приближаются к форме окружности.

Таким образом, стационарная траектория движения пятен повторяет форму магнитной системы и может иметь при этом форму различных замкнутых кривых. Данный метод стабилизации катодных пятен с помощью арочного магнитного поля позволяет создать источники плазмы сложной геометрии.

Однако в мало изменяющихся, неподвижных магнитных полях, использующих одну стабилизирующую систему, область локализации катодных пятен в процессе работы остается неизменной, что является их существенным недостатком. В этом случае наблюдается неравномерное испарение материала с поверхности катода, с максимумом эрозии над магнитной системой.

Источники плазмы с коаксиальной системой электродов генерируют неоднородный, ограниченный по размерам плазменный поток, что сужает возможность их практического применения.

Для обработки длинномерных или крупногабаритных изделий, требуется создание вакуумных дуговых устройств протяженной геометрии, которые в настоящее время не имеют еще отработанных конструктивных решений.

На рис. 3.42 представлена конструкция протяженного источника плазмы, работающего в импульсном режиме и формирующего направленный ленточный поток [45, 46].

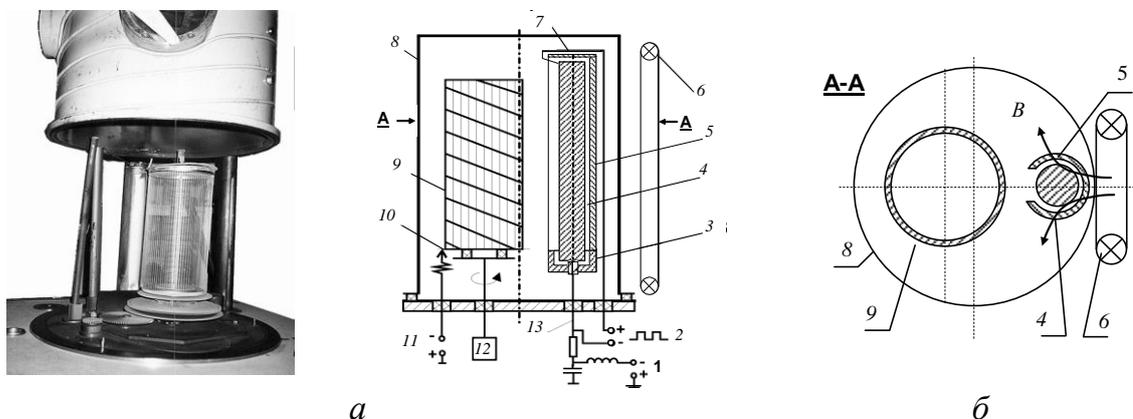


Рис. 3.42. Рабочий объем (а) и система стабилизации катодных пятен (б) вакуумно-дугового источника плазмы протяженной конструкции с сеткой мощной генераторной лампы: 1 – источник питания дуги; 2 – блок иницирования разряда; 3 – дугогасящий экран; 4 – катод; 5 – экран; 6 – магнитная система; 7 – поджигающий электрод; обрабатываемое изделие; 8 – вакуумная камера, анод; 9 – деталь; 10 – планетарный механизм; 11 – источник отрицательного смещения; 12 – двигатель; 13 – токовый ввод;

Импульсный режим работы испарителя обеспечивает более низкую рабочую температуру катода, за счет чего достигается снижение количества капельных образований, генерируемых в плазменный поток, и повышение качества покрытия, формируемого, например, в процессе плазмохимического синтеза соединений.

Источник состоит из протяженного цилиндрического катода 4, дугогасящего экрана 3, произвольно расположенного со стороны токового ввода 13, анода 8 и протяженной магнитной системы 6, ориентированной вдоль катода и установленной с противоположной стороны относительно генерируемого потока плазмы. Экран 5 формирует на поверхности катода: от поджигающего электрода 7 до дугогасящего экрана 3, прямолинейный участок рабочей поверхности, с которой и происходит эрозия плазмообразующего материала. Экран выполнен в виде тонкостенного цилиндра из немагнитного материала, который электрически изолирован от катода, и при горении разряда находится под плавающим потенциалом [47].

При работе на поверхности катода 4 у поджигающего электрода 7 формируются катодные пятна, которые в магнитном поле петлевой обмотки перемещаются к токовому вводу 13.

При попадании катодных пятен в зазор между катодом 4 и дугогасящим экраном 3 происходит погасание дугового разряда. Интервал между поджигающими импульсами больше или равен среднестатистическому времени жизни катодных пятен на поверхности катода. Стабилизация катодных пятен на рабочей поверхности осуществляется в соответствии с магнитной системой представленной на рис. 3.42, б.

При работе испарителя в импульсном режиме существенно усложняются условия эксплуатации электродной системы инициирования разряда, которая в этом случае должна выдерживать большое количество стартовых импульсов, при условии воздействия на нее электротермических ударных нагрузок большой интенсивности.

Поэтому выбирается высокопрочная алюмооксидная керамика 22ХС с содержанием 95.1 % оксида алюминия и электрической прочностью 50 МВ/м на частоте 50 Гц. Электрическая схема обеспечивает импульсный режим работы источника плазмы с частотой следования импульсов от 2 до 20 Гц.

Физический принцип формирования плазменного образования, при подаче электрического импульса на поджигающее устройство, заключается в омическом разогреве локального участка токопроводящей пленки и ее испарении. Переходные процессы в момент инициирования разряда определяются электрическими параметрами схемы: напряжением питания  $U_{\text{пит}}$ , емкостью накопительного конденсатора  $C$ , значением разрядного сопротивления  $R$  и энергией запасенной конденсатором  $W = CU^2 / 2$ ; геометрическими размерами инициирующего электрода: расстоянием от поджигающего электрода до катода и площадью его рабочей поверхности  $S$ , а также толщиной металлической пленки  $h$ .

Выделяющаяся мощность определяется из условий разряда конденсатора: изменением во времени прикладываемого к разрядному промежутку напряжения  $U_c = U_n \exp(-t_{\text{имп}} / RC)$  и протекающим током  $I = (U_n / R_3 + R_{\text{пленки}}) \exp(-t_{\text{имп}} / RC)$ .

Использование в электрической цепи емкости 10...100 мкФ и при постоянной времени  $10^{-3}$  с, в непосредственной близости от катода, давление паров испаренного материала достигает величины, необходимой для обеспечения искрового пробоя между электродами, приводящего к нагреву по-

верхности катода, стимулированию процессов автоэлектронной эмиссии и образования катодного пятна.

Основное падение напряжения приходится на вакуумную область между фронтом расширяющейся катодной струи и анодом. Проведенные исследования показали, что скорость распространения ионной составляющей в момент инициирования разряда в 2...3 раза выше, чем в стационарной вакуумной дуге. Для алюминия эта скорость увеличивается с  $1.3 \cdot 10^4$  до  $3.4 \cdot 10^4$  м/с, для молибдена с  $1.5 \cdot 10^4$  до  $2.0 \cdot 10^4$  м/с, для меди с  $1.1 \cdot 10^4$  до  $2.6 \cdot 10^4$  м/с, а для титана и циркония эта скорость увеличивается с  $1.2 \cdot 10^4$  до  $2.6 \cdot 10^4$  м/с и с  $1.1 \cdot 10^4$  м/с до  $2.8 \cdot 10^4$  м/с соответственно.

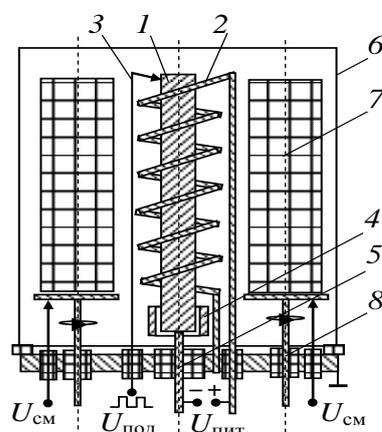


Рис. 3.43. Вакуумно-дуговой источника плазмы, формирующий радиально-расходящийся плазменный поток: 1 – катод; 2 – спиральная магнитная система; 3 – поджигающий электрод; 4 – дугогасящий экран, 5 – токовый ввод, 6 – вакуумная камера, анод; 7 – обрабатываемое изделие, 8 – планетарный механизм вращения;  $U_{пит}$  – источник питания дуги;  $U_{см}$  – источник смещения;  $U_{под}$  – источник, вырабатывающий инициирующие импульсы

Плазменный источник с радиально расходящимся плазменным потоком (рис. 3.43) позволяет увеличить количество обрабатываемых изделий.

Принцип действия вакуумного дугового источника плазмы основан на управлении движением катодных пятен с помощью внешнего магнитного поля, создаваемого протяженной магнитной системой, выполненной в виде спирали [3. 48]. Отрицательный полюс источника питания дуги, в этом случае, подключен через балластное сопротивление к токовому вводу протяженного катода, а положительный полюс подключен к вводу магнитной системы со стороны поджигающего электрода, другой ввод, которой заземлен и имеет потенциал анода. Магнитная система изготовлена из медной трубки и обеспечена водяным охлаждением.

Время жизни катодных пятен на поверхности катода определяется временем их перемещения до дугогасящего экрана. Движение катодных пятен в этом случае носит упорядоченный характер за счет локализации их на рабочей поверхности катода под аркой магнитного поля, создаваемого спиральной магнитной системой при протекании по ней тока дугового разряда  $I_{\text{раз}} = I_{\text{сол}}$ . При попадании катодных пятен в зазор дугогасящего экрана погасание дугового разряда и система возвращается в исходное состояние.

Расчет распределения витков соленоида позволяет достичь равномерного распределения плотности ионного тока вдоль оси катода, а упорядоченный характер движения катодных пятен обеспечивает получение покрытия, равномерного по высоте обрабатываемых изделий.

Величина индукции и структура магнитного поля оказывает влияние не только на стабилизацию катодных пятен на рабочей поверхности катода, но и на такие параметры разряда как величина разрядного тока вакуумной дуги, состав плазменного потока и на пространственное распределение заряженных частиц в рабочем объеме.

В зависимости от направления протекания тока в соленоиде удастся управлять движением катодного пятна и формировать плазменные потоки различной геометрии.

### Список литературы к главе 3

3.1. Харрис Л. Катодные процессы // Вакуумные дуги. Под ред. Дж. М. Лафферти – М.: Наука, 1982. – С. 153–209.

3.2. Кузнецов В. Г., Лисенков А. А. Локальное и интегральное тепловое воздействие катодного пятна вакуумной дуги на движущийся ленточный проводник // Металлообработка, 2009. № 4. С. 12–19.

3.3. Кузнецов В. Г. Использование катодного пятна вакуумной дуги для поверхностной закалки металлов // Вакуумная техника и технология. 2009. Т. 19. № 2. С. 81–84.

3.4. Лисенков А. А., Ветров Н. З., Гончаров В. Д. О динамике развития катодных пятен вакуумно-дугового разряда // Известия СПбГЭТУ «ЛЭТИ», серия «Физика твердого тела и электроника». 2004. № 1. С. 49–53.

3.5. Месяц Г. А. Эктоны. – Екатеринбург: УИФ Наука, 1993. – 184 с.

3.6. Mesyats G.A. Ectons and their role in plasma processes // Plasma Phys. Control. Fusion. 2005. Vol. 47. P. A109-A151.

3.7. Лисенков А. А. Влияние температуры катода на скорость перемещения катодных пятен вакуумно-дугового разряда // Известия СПбГЭТУ «ЛЭТИ», серия «Физика твердого тела и электроника», 2004. № 2. С. 24–28.

3.8. Патент РФ № 2180472. МКИ H05H1/50, C23C14/35. Вакуумно-дуговой источ-

- ник плазмы / Н. З. Ветров, А. А. Лисенков, Н. М. Радциг и др. 2002. Бюл. № 7.
- 3.9. Лисенков А. А. Катодные пятна вакуумно-дугового разряда и динамика их развития // Вакуумная техника и технология, 2004. Т. 14. № 4. С. 221–226.
- 3.10. Мойжес Б. Я., Немчинский В. А. К теории движущегося катодного пятна вакуумной дуги // ЖТФ. 1984. Т. 54. №1. С. 13–18.
- 3.11. Кесаев И. Г. Катодные процессы вакуумной дуги. – М.: Наука, 1968. – 244 с.
- 3.12. Аксенов И. И., Хороших В. М. Потoki частиц и массоперенос в вакуумной дуге. – М.: ЦНИИ атоминформ, 1984. – 57 с.
- 3.13. Othon R. Monteiro and Anders A. Vacuum-arc generated macroparticles in the nanometer range // IEEE Trans. Plasma Sci. 1999. V. 27, No. 4. P. 1030-1033.
- 3.14. А.с. № 1561739. СССР. МКИ НО1 7/18. Способ вакуумно-дугового нанесения титановых покрытий / И. С. Абрамов, М. Ф. Бояринова, В. Г. Кузнецов и др. // 1996. – Б.И. № 4.
- 3.15. Барченко В. Т., Быстров Ю. А., Колгин Е. А. Ионно-плазменные технологии в электронном производстве. – СПб.: Энергоатомиздат, 2001. – 332 с.
- 3.16. Лукацкая И. А., Раховский В. И., Тимофеева Г. Г. Электрическая дуга низкого давления // Грановский В. Л. Электрический ток в газе. – М.: 1971. Гл. 9. С. 99–141.
- 3.17. Волохонский Л. А. Вакуумные дуговые печи. – М.: Энергоатомиздат, 1985. – 232 с.
- 3.18. Лисенков А. А., Ветров Н. З. Вакуумные дуговые источники плазмы. – СПб.: Энергоатомиздат. 2000. – 208 с.
- 3.19. Лисенков А. А., Фролов В. Я. Вакуумно-дуговые устройства. Учебное пособие. – СПб.: СПГПУ, Изд. политехн. ун-та. 2008. – 248 с.
- 3.20. Тепломассообмен / М. С. Лобасова, К. А. Фиников, Т. А. Миловидова и др. // Электронный учебно-методический комплекс. Красноярск: ИПК СФУ, 2009. – 295 с.
- 3.21. Лисенков А. А., Ветров Н. З., Гончаров В. Д. Характеристика катодных пятен и динамика их развития // Петербург. журнал электроники. 2005. № 3 (44). С. 72–81.
- 3.22. Исламгазина Л. А., Карнышев А. П., Лисенков А. А. Температурный режим работы катода вакуумно-дугового источника плазмы протяженной конструкции // Известия СПбГЭТУ «ЛЭТИ», серия «Физика твердого тела и электроника», 2005. № 1. С. 24–28.
- 3.23. Колгин Е. А., Ухов А. А., Савушкин А. В. Спектрометры на основе полихроматора и одномерной ПЗС матрицы: опыт разработки и применения // Петербург. журнал электроники. 2008. № 2–3. С. 120–126.
- 3.24. Абрамов И. С., Лисенков А. А. Влияние ориентации поверхности в потоке плазмы на величину ионного тока // Электронные приборы: Сб. ст. – Рязань: РРТИ, 1993. – С. 85–87.
- 3.25. Lisenkov A. A., Barachovich Y. V., Simkin A. V. Method of automatic diagnostics plasma flow, generated vacuum-arc discharge // Plasma Physics and Plasma Technology. 4 International conference. Minsk, Belarus, 2003. V. 1. P. 380–384.

3.26. Лисенков А. А. Исследование движения плазменного потока в неоднородном магнитном поле // Вакуумная и плазменная электроника: Известия Ленингр. электротехнического института. Вып.408, 1989. С. 49–53.

3.27. Верещагин Д. В., Лисенков А. А. К вопросу о расчете траекторий движения заряженных частиц, генерируемых вакуумно-дуговым устройством // Вакуумная и плазменная электроника: Известия СПбГЭТУ – СПб, Вып.455, 1993. С.38–42.

3.28. Молоковский С. И., Сушков А. Д. Интенсивные электронные и ионные пучки. – М.: Энергоатомиздат, 1991. – 304 с.

3.29. Брушлинский К. В., Морозов А. И. Расчет двумерных течений плазмы // Вопросы теории плазмы. 1974. В. 8. С. 88–163.

3.30. Арцимович Л. А., Лукьянов С. Ю. Движение заряженных частиц в электрических и магнитных полях. – М.: Мир, 1978. – 224 с.

3.31. Верещагин Д. В., Лисенков А. А., Шаронов В. П. Расчет траекторий движения заряженных частиц, генерируемых вакуумно-дуговым устройством // Вакуумная и плазменная электроника: Сборник научных трудов. – РРТИ, Рязань, 1993. С.117–120.

3.32. Исследование возможности применения дуоплазматрона с вакуумным дуговым разрядом для создания пленок из порошковых материалов с низкой проводимостью / И. С. Абрамов, В. Т. Барченко, А. А. Лисенков и др. // Изв. вузов. Физика. – 1994. – № 3. – С. 121–131.

3.33. Патент № 2058423. СССР. МКИ 6С23С14/24. Вакуумно-дуговое устройство / И. С. Абрамов, Ю. А. Быстров, А. А. Лисенков // 1996. Б. И. № 11.

3.34. Burov I. V., Lisenkov A. A., Pavlova V. A. Adjustment of the plasma density in the process of coating formation // Plasma Devices and operations. 2002. V. 10. № 1. P. 9–15.

3.35. Транспортировка плазменных потоков в криволинейной плазмооптической системе / И. И. Аксенов, В. А. Белоус, В. Г. Падалка и др. // Физика плазмы. 1978. № 4. С. 312–317.

3.36. Патент № 1552688. РФ МКИ С23С14/32. Способ нанесения покрытий в вакууме / И.С. Абрамов, Ю.А. Быстров, А.А. Лисенков и др. // 1996. – Б.И. № 2.

3.37. Патент № 2039849 РФ, МКИ С23С14/32. Вакуумно-дуговое устройство / Абрамов И. С., Быстров Ю. А., Лисенков А. А. и др. // 1995. – Б. И. № 20.

3.38. Гочаров В. Д., Лисенков А. А. Создание электрофизического оборудования на основе вакуумно-дугового разряда // Вакуумная техника и технология, 2008. Т. 18. № 2. С. 67–74.

3.39. Любимов Г.А., Раховский В.И. Катодное пятно вакуумной дуги // УФЖ. Т. 125, № 2. С. 665–706.

3.40. Немчинский В. А. О причине перемещения катодного пятна вакуумной дуги и оценка скорости ретроградного движения в магнитном поле // ЖТФ. 1983. Т. 53, № 2. С. 241–250.

3.41. Саблев Л. П., Ключко Г. В. Электродуговой испаритель металлов для нанесения покрытий на тела вращения // Мат-лы 4 Всес. конф. по плазменным ускорителям и ионным инжекторам. – М.: ВНИИЦ ГКНТ, 1978. – С. 382–383.

42. Мойжес В. Я., Немчинский В. А. Об аномальном направлении движения ваку-

умного пятна в магнитном поле // Письма в ЖТФ. 1979. Т. 5, № 4. С. 197–200.

3.43. Саксаганский Г. Л. Электрофизические вакуумные насосы. – М.: Энергоатомиздат, 1988. – 277 с.

3.44. Ветров Н. З., Гончаров В. Д., Лисенков А. А. Магнитные системы стабилизации катодных пятен // Петербург. журнал электроники, 2003. №4(37). С. 33–42.

3.45. Абрамов И. С., Лисенков А. А. Технологический дуговой источник плазмы протяженной конструкции // Вакуумная и плазменная электроника: Известия СПбГЭТУ – СПб, 1997. Вып. 503. С. 3–4.

3.46. Пат. на изобр. № 2072642 РОССИЯ. МКИ 6С23С14/32. Вакуумно-дуговой источник плазмы / Абрамов И. С., Быстров Ю. А., Лисенков А. А. и др. // 1997. – Б. И. № 3.

3.47. Пат. на изобр. № 2180472. РОССИЯ. МКИ 6С23С14/35. Вакуумно-дуговой источник плазмы / Н. З. Ветров, В. Г. Кузнецов, А. А. Лисенков и др. // 2002. – Б. И. № 7.

3.48. Пат. на изобр. № 2098512. РОССИЯ. МКИ 6С23С14/32. Вакуумно-дуговой источник плазмы / И. С. Абрамов, Ю. А. Быстров, А. А. Лисенков // 1997. – Б. И. № 34.