

УДК 537.525.5

ФОРМИРОВАНИЕ ПОТОКОВ ВАКУУМНО-ДУГОВОЙ ПЛАЗМЫ ИСТОЧНИКАМИ С ШИРОКОАПЕРТУРНЫМ ФИЛЬТРОМ

**И.И. Аксёнов, Д.С. Аксёнов, В.В. Васильев, А.А. Лучанинов, А.О. Омаров,
 В.Е. Стрельницкий**

Національний Науковий Центр "Харківський фізико-техніческий інститут",
 ул. Академическая 1, Харьков 61108, Украина
 Поступила в редакцию 24 декабря 2007 г.

Рассмотрены особенности поведения эрозионной плазмы вакуумной дуги катодного типа в магнитном фильтре с криволинейным широкоапертурным плазмоводом. Экспериментально установлено, что увеличение размеров поперечного сечения плазмовода (до 200 – 300 мм) при малом отношении радиуса кривизны к радиусу канала способствует значительному увеличению пропускной способности системы. Основные потери плазмы при её транспортировке вдоль плазмоведущего канала фильтра приходятся на его криволинейный участок. Потери здесь обусловлены диффузией плазмы поперёк магнитного поля, а также её центробежным и градиентным дрейфами. Установлено, что дрейфовые потери могут быть снижены локальной корректировкой магнитного поля путём углового смещения катушки в криволинейной части плазмовода. Обнаружено, что заметное снижение потерь может быть достигнуто подачей отрицательного потенциала на определённые участки стенок плазмовода при положительном потенциале смещения на плазмоводе в целом. Описаны опытно-промышленные версии источников плазмы, при разработке которых использованы результаты данных исследований.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: эрозионная плазма, магнитный фильтр, дрейфовые потери, ионный ток, потенциал смещения, пропускная способность.

За сравнительно короткое время (с середины 1970-х г.г.) вакуумно-дуговой метод осаждения покрытий и поверхностного модифицирования материалов [1] получил широкое признание в инструментальном производстве и в ряде областей машиностроения [1-3]. Вместе с тем, присутствие макрочастиц (МЧ) катодного материала в плазме вакуумной дуги препятствует более широкому практическому использованию метода, прежде всего в таких областях как оптика, микроэлектроника, точная механика, медицина, технологии наноструктурных покрытий. Проблемы, связанные с физикой процесса генерирования МЧ, с методами подавления их эмиссии и удаления из плазменных потоков, являются предметом многочисленных исследований, систематизированных в обзорах [4-7]. Наиболее эффективным средством удаления МЧ из плазмы вакуумной дуги являются магнитные фильтры.

Первый такой фильтр был разработан в Харьковском физико-техническом институте (ХФТИ) [7-9]. Необходимость создания фильтра была вызвана разработкой методов синтеза алмазоподобных углеродных (DLC – diamond-like carbon) плёнок. Применив такой фильтр в своих исследованиях, Стрельницкий и Аксёнов с сотрудниками получили результаты, которые сняли принципиальное ограничение на использование вакуумно-дугового разряда для формирования плёнок DLC высокого качества [10]. Именно эти результаты послужили толчком к развитию широкомасштабных исследований в области вакуумно-дугового синтеза безводородных DLC покрытий во многих странах мира [3].

В общих чертах механизм очистки эрозионной плазмы магнитными фильтрами может быть представлен следующим образом. Между подложкой и активной поверхностью катода, эмитирующей плазму с МЧ, размещается некая преграда, исключающая прямую видимость между катодом и подложкой. Такой преградой могут служить экран или стенки изогнутой трубы – плазмовода. Макрочастицы, двигаясь прямолинейно, наталкиваются на эту преграду и не попадают на подложку, в то время как ионная компонента плазменного потока с помощью магнитного поля определённой конфигурации направляется на подложку в обход преграды. Механизм транспортировки ионов в криволинейных магнитоэлектрических полях плазменных фильтров исследовался многими авторами. Результаты этих исследований систематизированы в обзорах [4-7].

Согласно сложившимся представлениям, транспортировка ионной компоненты плазмы в криволинейных фильтрующих системах в условиях замагниченности электронов происходит вдоль магнитных силовых линий, пересекающих активную поверхность катода [7,11]. Для успешного прохождения плазмы через фильтр эти линии нигде не должны пересекать стенки плазмоведущего канала. Эффективность транспортировки определяется уровнем потерь плазмы при её прохождении вдоль транспортирующего канала. Критерием эффективности прохождения (транспортировки) плазмы через фильтр принято считать отношение суммарного ионного потока на выходе канала к разрядному току (I/I_a). Что же касается МЧ, то они, имея очень большую массу (по сравнению с ионами) и слабый заряд, на поле практически не реагируют. Входя в криволинейный плазмовод, эти частицы неизбежно наталкиваются на его стенки.

Вследствие того, что не все МЧ полностью теряют кинетическую энергию даже при нескольких последовательных столкновениях со стенками, заметная их часть проходит до выхода из плазмовода и,

следовательно, – на подложку. Таким образом, эффективность очистки плазмы тем выше, чем длиннее плазмовод, чем он уже, и чем больше угол его суммарного изгиба. Но при этом непременно возрастают потери полезной (ионной) компоненты транспортируемого потока; производительность системы падает, а сложность её изготовления и стоимость – возрастают. Попытки повысить эффективность систем и упростить их конструкцию минимизацией длины и угла изгиба плазмоведущего канала при относительно широком его поперечном сечении или путём использования простейшей магнитной системы в виде двух последовательных прямолинейных соленоидов под углом 45° к желаемому результату не приводят: значительные конструктивные упрощения системы не сопровождаются адекватным повышением её эффективности [7]. Упрощение магнитной системы в рассматриваемых случаях ухудшает её транспортирующие качества. Но самым серьёзным негативным последствием таких "упрощений" является снижение фильтрующих качеств системы, т.к. перечисленные пути "упрощения", очевидно, вступают в противоречие с требованиями, выполнение которых необходимо для эффективной очистки плазмы от МЧ.

Следует также отметить, что все известные криволинейные фильтры характеризуются крайне неоднородным поперечным распределением плотности выходного плазменного потока. Эффективная площадь поперечного сечения потока в лучшем случае составляет несколько десятков квадратных сантиметров. Это, в свою очередь, обуславливает соответствующие неудобства при использовании рассматриваемых устройств на практике. Обработка изделий с размерами, превышающими сечение плазменного потока, нанесение покрытий с равномерным распределением свойств (в первую очередь – толщины) невозможно без дополнительного усложнения систем введением сканирующих узлов [10].

Анализ опубликованных данных по эффективности транспортировки плазмы вдоль криволинейных магнитных полей показывает, что наиболее высокие результаты достигнуты с применением системы преобразования аксиальных потоков в радиальный [7,12]. Однако в ряде случаев применение такой системы представляет определённые неудобства. Поэтому проблема достижения возможно более высокой эффективности традиционных систем, генерирующих аксиальный поток плазмы, продолжает оставаться актуальной. В связи с тем, что система, генерирующая радиальный поток плазмы, отличается от систем для формирования аксиальных потоков, главным образом, шириной плазмоведущего канала и аспектовым отношением R/a (a и R – внутренний радиус плазмовода и радиус кривизны его оси), представляется целесообразным исследовать "аксиальную" систему с пониженной величиной R/a , характерной для "радиальных" систем.

Целью настоящей работы является экспериментальное исследование возможности снижения потерь плазмы при транспортировке её в криволинейных системах, изогнутых на 90° , путём подбора электрических и магнитных полей в канале большого диаметра и с малым аспектовым отношением, а также проверка эффективности концепции широкоапertureных плазмоводов при создании новых источников фильтрованной плазмы, оптимизированных с точки зрения эффективности транспортировки плазменного потока вдоль фильтра и выравнивания распределения плотности выходного потока по его сечению.

МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ

Схема исследуемой системы представлена на рис. 1. В качестве источника плазмы использовано устройство, описанное ранее в работах [13,14]. Катод 1 источника имеет форму усечённого конуса с диаметрами оснований 60 мм и 50 мм. Высота катода по мере его расходования уменьшалась от исходного значения 50 мм до 30 мм. Стабилизация и управляемое перемещение катодного пятна (КП) на рабочей поверхности катода осуществлялось магнитным полем стабилизирующей катушки 2. КП инициировалось с помощью поджигающего устройства 3, описанного в работах [15,16]. Водоохлаждаемый анод 4 выполнен в виде цилиндра длиной 300 мм с внутренним диаметром 210 мм. Катушка 5 служит для создания фокусирующего магнитного поля. Выходным торцом анод 4 пристыкован к верхней грани плазмовода 6, имеющего форму куба с ребром 300 мм. К соседней, боковой, грани под прямым углом к оси анода пристыкована выходная секция 7 плазмоведущего тракта. Длина этой секции – 330 мм, внутренний диаметр – 220 мм. Анод 4, плазмовод 6 и выходная секция 7 выполнены из немагнитной нержавеющей стали. Магнитное поле в выходной секции создаётся катушкой 8 и "сшивается" с полем анодной секции полем катушки 9. При включении всех катушек в системе создавалось транспортирующее магнитное поле, силовые линии которого направлены вдоль плазмоведущего тракта (анод 4 – плазмовод 6 – выходная секция 7), изогнутого на 90° . Откачка системы осуществлялась через вакуумную камеру 10 до остаточного давления $\sim 2 \cdot 10^{-4}$ Па. Стабильность дугового разряда обеспечивалась анодной вставкой 11 в виде решётки из графитовых стержней [17].

Измерение ионной компоненты плазменного потока на выходе исследуемой системы и внутри секции 7 осуществлялось с помощью плоского коллектора 12 (немагнитная нержавеющая сталь) диаметром 210 мм.

Прохождение ионной компоненты в плазмоводе 6 изучалось с помощью плоского коллектора диаметром 240 мм, который размещался поочерёдно в позициях, показанных на рис. 2. Коллектор устанавливался так, чтобы его плоскость была перпендикулярна плоскости симметрии (плоскости чертежа), а его центр был совмещён с криволинейной осью на радиусе $R = 220$ мм. Положение коллектора характеризовалось угловой

координатой θ . С помощью этого же коллектора определялось распределение скорости осаждения V конденсата DLC в тех же плоскостях сечения, что и ионный ток. Измерялись распределения V по осям x и y с началом координат в центре коллектора. Ось x направлена в пространство над чертежом, ось y – в сторону центра кривизны системы (против R). Перед каждым экспериментом поверхность коллектора полировалась. DLC покрытие осаждалось в течение непродолжительного времени (около 3 мин) до получения на полированной поверхности коллектора четкой интерференционной картины. Процесс формирования этой картины наблюдался через смотровое окно 13 (рис. 1). Скорость осаждения конденсата определялась как $V = h/t$, где h – толщина конденсата, t – время его осаждения. Толщина h определялась по формуле

$$h = \frac{(2m+1)\lambda}{4n}. \quad (1)$$

Здесь m – порядок интерференционного максимума, λ – длина волны света, отраженного от конденсата в изучаемой точке поверхности коллектора, n – абсолютный показатель преломления, который для DLC равен 2 [18].

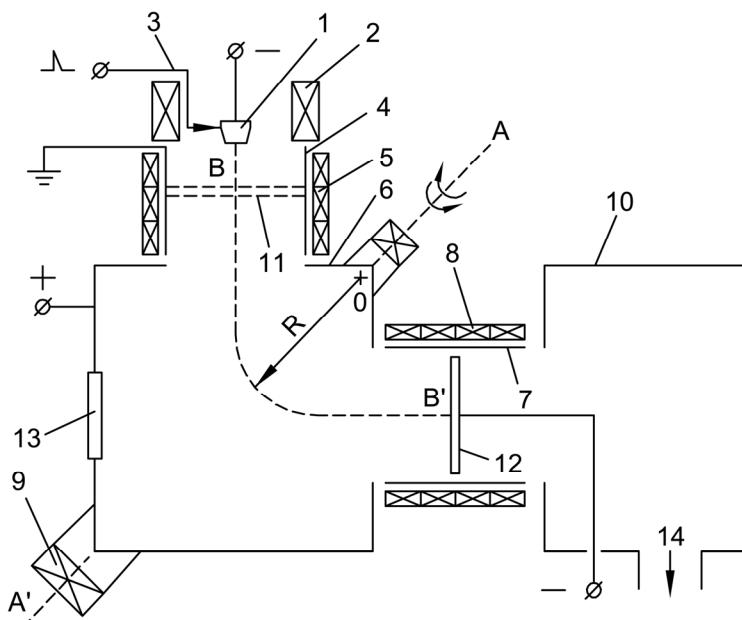


Рис. 1. Схема экспериментальной установки

Распределение по азимуту φ скорости осаждения конденсата V , формируемого потоками на стенках плазмовода в области, примыкающей к выходному отверстию, исследовалось с помощью ленточного коллектора. Стальная лента коллектора длиной 700 мм и шириной 240 мм была изогнута в виде подковы с радиусом кривизны 150 мм. Схема размещения коллектора приведена на рис. 3. Диаграмма распределения толщины покрытия на коллекторе характеризовала распределение потерь плазменного потока на нижнюю и боковые стенки кубического плазмовода.

Характер изменения радиальных потоков плазмы, определяющих её потери на стенах криволинейной части плазмоведущего канала, исследовался по распределениям скорости осаждения конденсата DLC вдоль периметра кольцевых зондов, размещенных по схеме, приведенной на рис. 2. Внутренний диаметр колец – 220 мм, ширина – 10 мм. Между собой кольца скреплены стальной полосой, изогнутой в виде четверти окружности, и соединённой с плазмоводом. Как уже отмечалось, магнитные поля катушек 5 и 8 в криволинейной части плазмоведущего канала сшивались с помощью поля, создаваемого катушкой 9 овальной формы. Большая ось АА' овала этой катушки находилась в плоскости симметрии системы (в плоскости чертежа рис. 1) под углом 45° к оси анода. Некоторое смещение направления силовых линий магнитного поля в области катушки 9 осуществлялось поворотом её на несколько градусов вокруг упомянутой оси. При включении всех катушек системы напряжённость магнитного поля в средней части плазмовода 6 составляло 100 Э.

Исследовался также ионный ток насыщения на плоский зонд-пластины ($240 \times 240 \text{ мм}^2$), размещаемую поочередно у одной из стенок плазмовода 6, в зависимости от потенциала последнего. Варианты размещения зонда-пластины представлены на рис. 4. Одновременно с ионным током на пластину измеряли ионный ток насыщения на коллектор 12 (рис. 1), установленный внутри выходного плазмовода 7 на расстоянии 140 мм от его входа. В процессе измерений на зонд-пластину и коллектор 12 подавали отрицательный потенциал 70 В, обеспечивающий режим насыщения ионного тока.

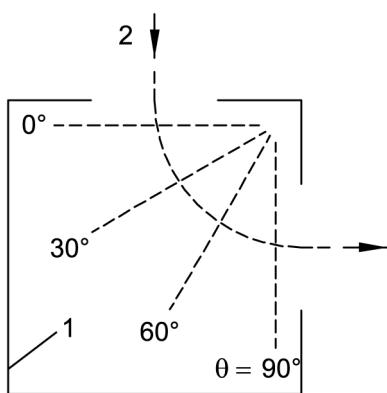


Рис. 2. Схема размещения плоского коллектора (или кольцевых зондов). 1 – плазмовод, 2 – поток плазмы

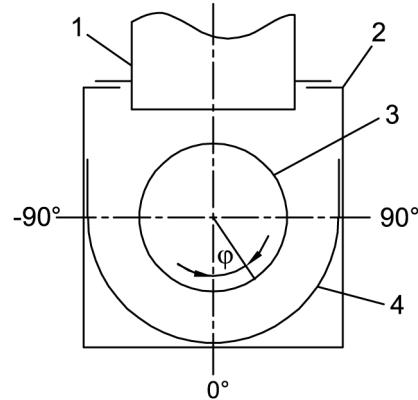


Рис. 3. Положение ленточного зонда коллектора; вид сзади, т. е. со стороны смотрового окна (см. рис. 1). 1 – плазменный поток, 2 – кубический плазмовод, 3 – выходная секция плазмовода, 4 – ленточный зонд-коллектор

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Горение дуги в исследуемой системе при включении катушек фокусирующего и транспортирующего магнитных полей затруднено вследствие того, что перенос тока между катодом и анодом происходит преимущественно поперёк магнитного поля. Кроме того, при использовании графитового катода на стенках водоохлаждаемого анода осаждается слой углеродного конденсата с высоким электросопротивлением. По мере нарастания конденсата падение напряжения на разрядном промежутке увеличивается, что, в свою очередь, ведёт либо к прекращению разряда, либо к пробою плёнки с последующим проплавлением стенки анода в месте пробоя. Для нормализации работы источника, как уже отмечалось, нами использовалась анодная вставка из графита [17].

Результаты измерения потока ионной компоненты плазмы с помощью плоского дискового коллектора (рис. 2) представлены на рис. 5. Измерения проводились с использованием титанового и графитового катодов. Приведенные данные свидетельствуют о заметном повышении эффективности транспортировки ионов с ростом положительного смещения на стенках плазмовода (от плавающего $+ (5 \pm 2)$ В до "принудительного" $+ 30$ В), что качественно согласуется с результатами других исследователей [7].

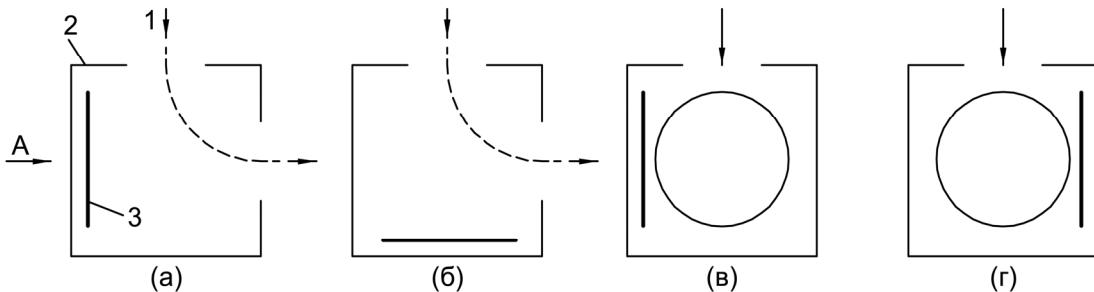


Рис. 4. Расположение экрана. 1 – плазменный поток, 2 – кубический плазмовод, 3 – экран. (а,б) – вид сбоку, (в,г) – вид по стрелке А (сзади)

Прохождение углеродной плазмы через криволинейную часть плазмовода более эффективно, чем прохождение плазмы титана. Это объясняется более низкой энергией и меньшей массой транспортируемых ионов углерода. Однако разница между эффективностью транспортировки ионов Ti и C плазм в исследуемой системе не столь значительна, как в экспериментах, описанных в работе [10], и составляет не более 20%. (В работе [10] ток ионов углерода превышал ток ионов титана примерно вдвое). По-видимому, это объясняется тем, что наши эксперименты проводились при существенно более слабых магнитных полях (100 Э против 600 Э), при которых вклад замагниченности ионов углерода в механизм их транспортировки исключён практически полностью.

Из приведенных кривых $I_i(\theta)$ видно также, что в условиях наших экспериментов плазменный поток, проходя через криволинейный участок плазмовода, ослабевает значительно медленнее, чем в экспериментах других авторов [19-22]. Скорее всего, это связано с особенностями геометрии исследуемого нами плазмовода. Так, аспектовое отношение для плазмовода нашей системы составляло $R/a = 1,3$, в то время как в других

работах исследовались фильтры с большими значениями R/a (например: 5,6 [9,23], 5,2 [24], 7,3 [25]). Так или иначе, для рассматриваемой здесь системы в исследуемых пределах величин I_a и U_{nl} коэффициент пропускания $I_{i(\text{вых})}/I_{i(\text{вх})}$ принимал значения 0,43 – 0,67 для углеродной плазмы и 0,47 – 0,68 – для титановой. (Здесь $I_{i(\text{вх})}$ и $I_{i(\text{вых})}$ – ионные токи на входе и выходе фильтра соответственно). Это приблизительно вдвое выше, чем для подавляющего большинства других систем. Условия в нашей системе более всего приближаются к условиям в системе Кейдара и др. [26], которые расчётыным методом с применением газодинамической модели исследовали поведение плазменного потока в тороидальном магнитном поле в отсутствие ограничивающих стенок. Результаты наших измерений удовлетворительно согласуются с результатами их расчётов (рис. 6 [26]).

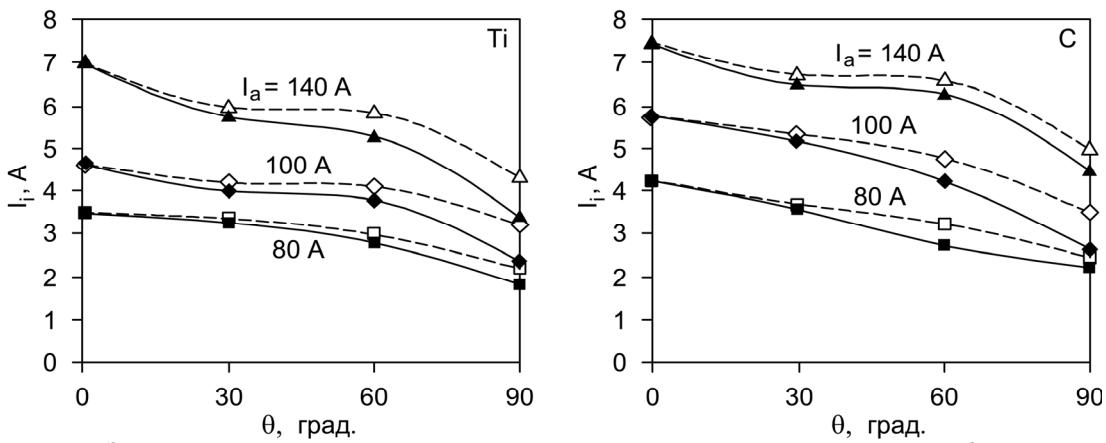


Рис. 5. Зависимость ионного тока насыщения на коллектор от его положения в полости кубического плазмовода для титана и углерода. Сплошные линии – плавающий потенциал плазмовода ($U_{nl} = +7 \pm 2$ В), штриховые – "принудительный" (+30 В). $H = 100$ Э

В качестве численной характеристики транспортирующих свойств криволинейного фильтра некоторыми исследователями [25] используется так называемая "характеристическая длина ослабления", равная расстоянию (вдоль криволинейной оси) от входа в плазмовод до сечения, где интенсивность плазменного потока падает в e раз. В нашем случае эта характеристика, очевидно, не имеет смысла, поскольку в исследуемой системе плазменный поток, проходя даже через всю криволинейную часть фильтра, ослабевает не более, чем в 2,3 раза.

Об уровне и характере потерь плазмы в криволинейной части плазмоведущего канала можно судить по распределениям скорости осаждения углеродного конденсата на плоском, многокольцевом и ленточном зондах-коллекторах. Результаты измерений распределения скорости осаждения DLC конденсата на плоском коллекторе (рис. 2) вдоль x и y приведены на рис. 6 и рис. 7. Здесь ось x направлена перпендикулярно плоскости чертежа в сторону наблюдателя, а ось y направлена параллельно радиусу R к центру кривизны системы. Начало координат находится в центре коллектора, который, в свою очередь, размещен на криволинейной оси системы. Приведенные кривые представляют собой профили скорости осаждения конденсата вдоль линий, проходящих через максимум толщины конденсата параллельно осям x и y . Из рисунка видно, что закономерность изменения суммарного потока (ионы и нейтралы) с увеличением θ (от 0° до 90°) и U_{nl} (от +5 до +30 В) имеет тот же характер, что и в случае ионной компоненты (рис. 5). Из этого следует, что нейтральная компонента в транспортируемом потоке практически отсутствует. Следует также отметить, что все кривые $V(x)$ и $V(y)$ смешены в сторону положительных значений x и y за исключением кривой $V(x)$ для $\theta = 60^\circ$ и $U_{nl} = +(5 \pm 2)$ В. Для выяснения причины этого отклонения от общей закономерности потребуются дополнительные исследования.

При подаче на плазмовод "принудительного" положительного потенциала ($U_{nl} = +30$ В) "прибавка" в скорости осаждения конденсата (по сравнению с режимом плавающего потенциала плазмовода при $U_{nl} = +(5 \pm 2)$ В составляет около 20% при $\theta = 30^\circ$. По мере удаления коллектора вглубь плазмовода "прибавка" уменьшается и при $\theta = 90^\circ$ составляет 11%. Кроме того, профили $V(y)$ смешаются влево (при $\theta = 60^\circ$ и 90°) или вправо (при $\theta = 30^\circ$), что означает смещение плазменного потока по R и против R соответственно. Смещение кривых $U_{nl}(x)$ относительно центра коллектора вправо на 0,5 – 2 см (в зависимости от θ) вполне укладывается в рамки сложившихся представлений о дрейфовом смещении потока плазмы с замагниченными электронами и незамагнеченными ионами в криволинейном магнитном поле с градиентом в сторону центра кривизны с учётом электростатического поля положительно заряженных стенок плазмовода. Это относится к кривым, полученным как при плавающем потенциале плазмовода, так и при $U_{nl} = +30$ В. Исключение составляет кривая для $\theta = 60^\circ$, которая смешена влево. О неслучайности этого отклонения от общей закономерности свидетельствует смещение влево азимутального распределения потерь, полученного для $\theta = 60^\circ$ в аналогичных условиях (рис. 7).

Характер распределения потоков плазмы, направленных к стенкам криволинейной части плазмоведущего

канала, иллюстрирует рис. 7. Здесь представлены распределения скорости осаждения конденсата по периметру колец-зондов, размещённых по схеме рис. 2. Горизонтальная ось координат представляет собой развертку

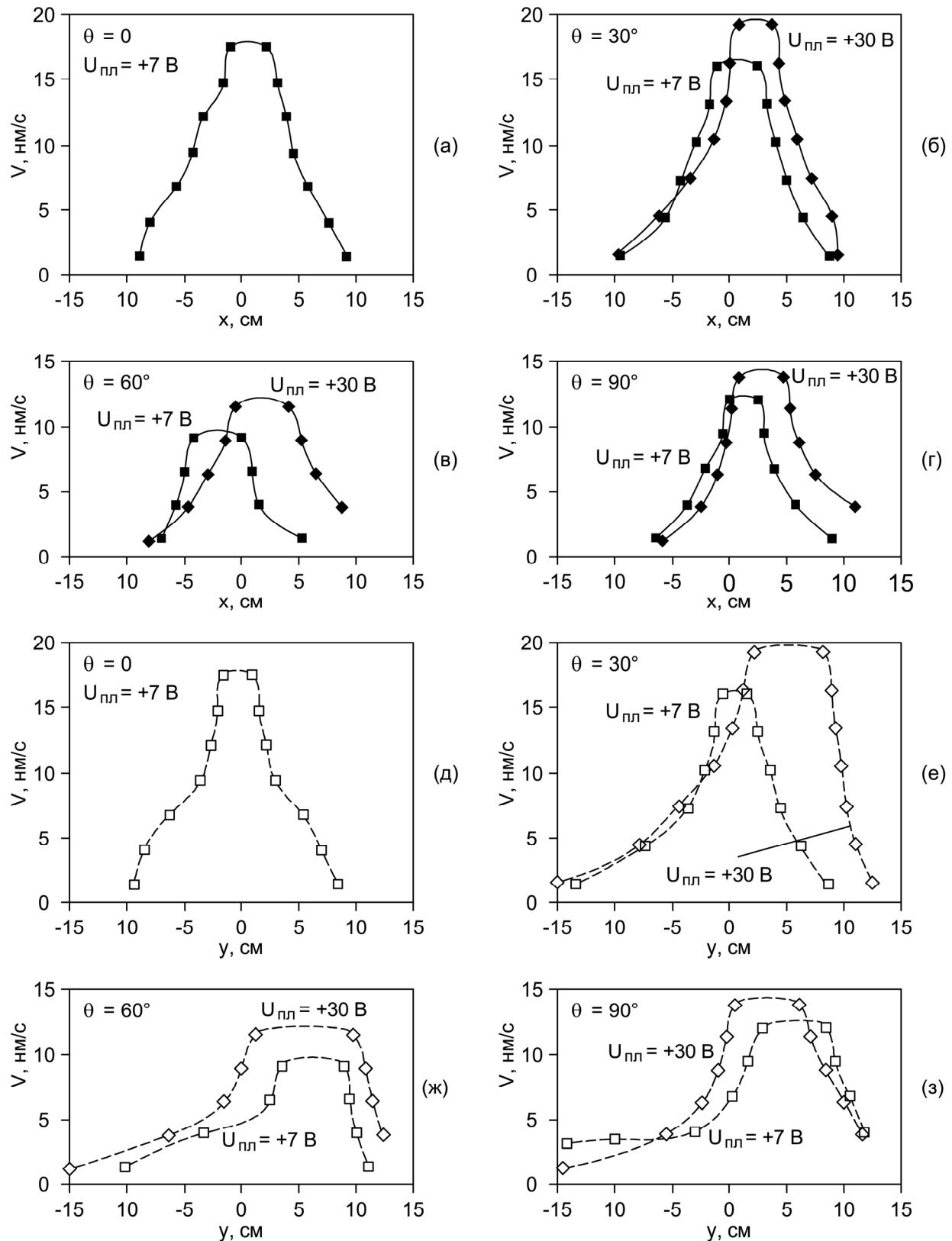


Рис. 6. Влияние положения коллектора (θ) на распределение скорости осаждения конденсата. (а-г) – по оси x , (в-з) – по оси y . Начало координат – в максимуме распределения толщины покрытия. $I_a = 100 \text{ A}$, $H = 100 \text{ Э}$

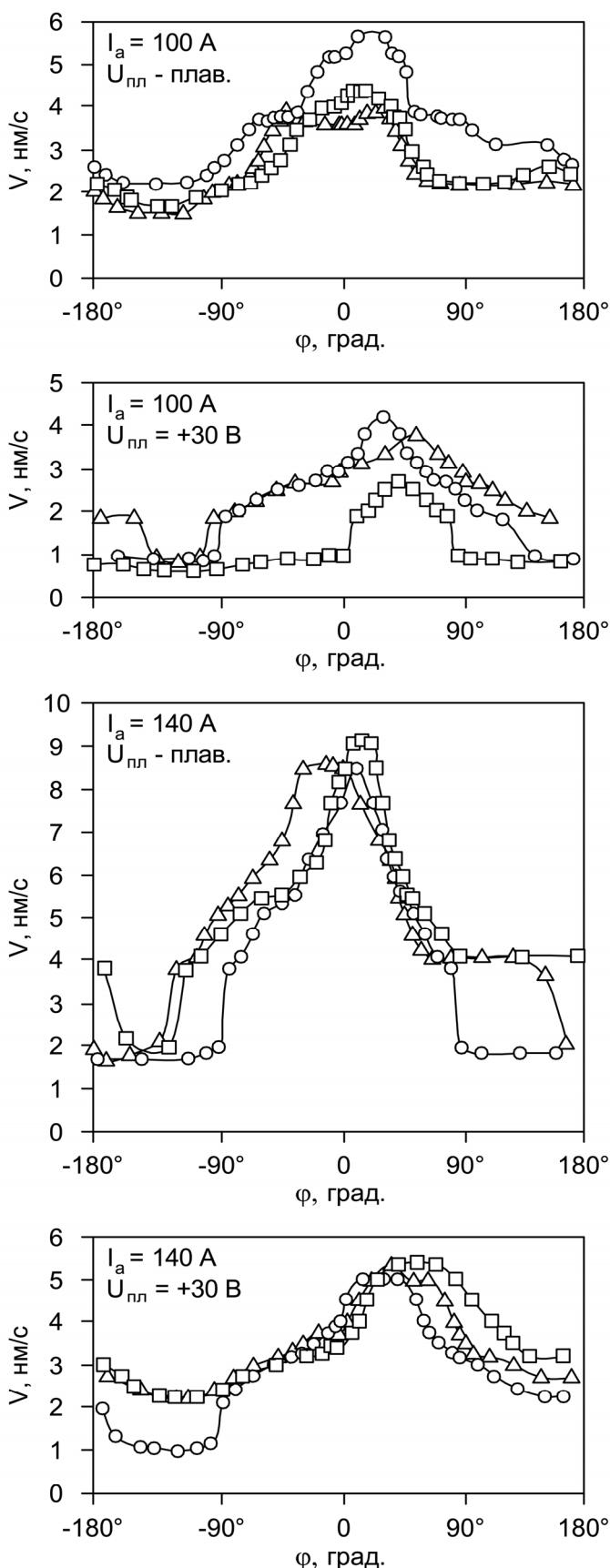


Рис. 7. Распределение скорости осаждения конденсата по внутреннему периметру кольцевого зонда для различных его положений (θ) в плазмоводе (рис. 2) $\square - \theta = 30^\circ$, $\Delta - \theta = 60^\circ$, $\circ - \theta = 90^\circ$

кольца, рассечённого плоскостью симметрии системы (плоскостью чертежа) со стороны центра кривизны системы. На разворотке нанесены значения угловой координаты – угла между радиус-вектором с началом в центре кольца и вектором R , проходящим через этот центр. Из приведенных данных можно видеть, что с увеличением разрядного тока и, следовательно, плотности плазмы, её поток на стенки также возрастает. Для $I_a = 140 \text{ A}$ максимальные потери регистрируются в области $\theta \approx 30^\circ$. Как при плавающем потенциале плазмовода, так и при $U_{\text{пл}} = +30 \text{ В}$ наблюдается смещение потока потерь в направлении $[H \times R]$ (на рисунке 7 – вправо). При этом подача на плазмовод потенциала $+30 \text{ В}$ сопровождается заметным увеличением смещения потоков потерь по сравнению со смещением, характерным для случая плавающего потенциала. Исключением являются кривые, полученные для $\theta \approx 60^\circ$. Здесь, как и в случае основного "стержня" потока (рис. 6), наблюдается смещение кривых влево, что соответствует смещению потока потерь в направлении $-[H \times R]$. Для выяснения причин такой "аномалии", как отмечалось, требуются дополнительные исследования.

Рис. 8 иллюстрирует зависимости интегральных потерь на стенах от угла θ для плавающего и принудительного ($+30 \text{ В}$) потенциалов плазмовода. Здесь ординаты кривых представляют собой усреднённые по периметру колец-зондов значения скорости осаждения конденсата углеродной плазмы в условных единицах, полученные для $I_a = 140 \text{ A}$. Максимальные потери наблюдаются в средней части криволинейного канала, минимальные – в его начале. Повышение положительного смещения на плазмоводе от $+5 \text{ В}$ до $+30 \text{ В}$ ведёт к снижению потерь приблизительно на 45% для $\theta = 30^\circ$ и 60° . На входе и выходе плазмовода потери при этом уменьшаются в меньшей степени (приблизительно на 12% и на 25% соответственно).

На рис. 9 представлены трёхмерные и соответствующие им двумерные (справа) диаграммы распределения скорости осаждения конденсата, полученные с помощью ленточного зонда по схеме рис. 3. Ось x на рисунках направлена по поверхности ленты против движения плазменного потока. Дальний край ленты зонда (по направлению движения потока) соответствует $x = 0$. Ось y (или θ) направлена вдоль распрямленной ленты зонда, т.е. поперёк потока, с нулём посередине ленты. Диаграммы наглядно иллюстрируют соотношение между равномерным по всей поверхности потоком диффузионных потерь (поперёк магнитного поля) и "бугром" дрейфовых потерь для разных значений тока дуги и потенциала смещения на плазмоводе.

Для оценки абсолютных значений потерь на стенках плазмовода измеряли ток на плоский зонд-коллектор в виде квадратной пластины, которая поочередно устанавливалась вблизи левой, правой, задней и нижней стенок плазмовода по схеме рис. 4. Во время измерений на пластины подавали отрицательный потенциал -70 В, что обеспечивало измерение ионного тока в режиме насыщения. Величину этого тока измеряли при различных потенциалах смещения на плазмоводе в целом. Результаты измерений представлены на рис. 10. Из приведенных данных следует, что во всех условиях нашего эксперимента минимальные потоки частиц плазмы (потерь) уходят на левую стенку плазмовода. Ионный ток насыщения на эту стенку во всех случаях не превышал $0,5$ А и имел стабильную тенденцию к уменьшению (до $\sim 0,1$ А при $I_a = 100$ А и до $\sim 0,2$ А при $I_a = 140$ А) по мере роста положительного потенциала на плазмоводе. Приблизительно вдвое интенсивнее был поток на заднюю стенку плазмовода. При небольших величинах положительного смещения на плазмоводе, что соответствовало его плавающему потенциальному, наибольший поток ионов регистрировался на нижнюю стенку: от $1,5$ А до $2,5$ А – в зависимости от условий эксперимента. С ростом положительного потенциала U_{pl} поток частиц на эту стенку уменьшался до $(0,5 - 1)$ А. Совершенно иначе влияет величина U_{pl} на потери, связанные с потоком ионов на правую стенку плазмовода. Если при малых U_{pl} величина ионного тока на эту стенку находится в пределах 1 А, то с ростом смещения она быстро растёт и в определённых условиях (см. рис. 10 г) достигает 2,7 А.

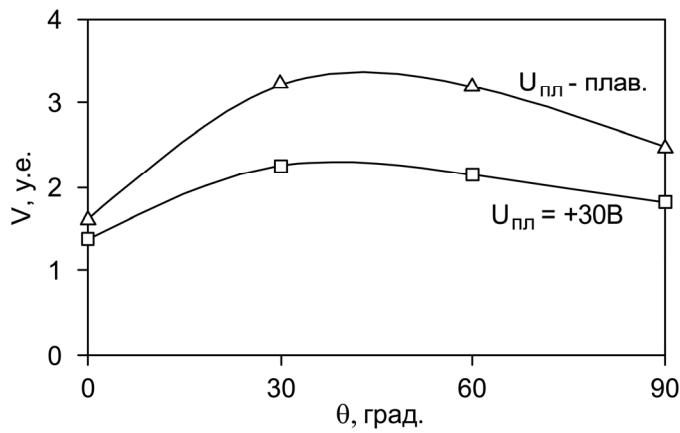


Рис. 8. Усреднённая по периметру кольцевого зонда скорость осаждения конденсата в зависимости от положения (θ) зонда

Полученные результаты могут быть интерпретированы следующим образом.

В прямолинейной (анодной) части плазмоведущего канала исследуемой системы плазменный поток движется вдоль оси системы и входит в её криволинейную часть практически по центру её входного проёма (рис. 6а и рис. 7а). На этом прямолинейном участке поток транспортируется в продольном магнитном и радиальном электрическом полях с осевой симметрией. При этом в плазме с параметрами, типичными для вакуумно-дуговых источников, возникает замкнутый амбиполярный дрейф в азимутальном направлении, т.е. перпендикулярно магнитному и электрическому полям. Плазма вращается вокруг оси как целое со скоростью

$$\mathbf{u}_{e\perp} = \mathbf{u}_{i\perp} = \frac{[\mathbf{E} \times \mathbf{H}]}{H^2}, \quad (2)$$

где $\mathbf{u}_{e\perp}$ и $\mathbf{u}_{i\perp}$ – скорости электронов и ионов соответственно. Для однородной полностью ионизованной бесстолкновительной плазмы это означает равенство нулю проводимости в радиальном направлении. В реальных условиях следует считаться с неоднородностями, обусловленными градиентами плотности и температуры. Для этого случая направленные скорости электронов и ионов могут быть записаны следующим образом [27]:

$$\mathbf{u}_{e\perp} = \frac{c}{H} [\mathbf{E} \times \mathbf{h}] - \frac{c}{enH} [\mathbf{h} \times \text{grad}(nT_e)] - \frac{\bar{v}_{ei}(T_e + T_i)}{m_e \omega_e^2} \cdot \frac{\text{grad}n}{n} + \frac{1}{2} \frac{\bar{v}_{ei}}{m_e \omega_e^2} \text{grad}T_e - \frac{\bar{v}_{ei}}{m_e \omega_e^2} \text{grad}T_i, \quad (3)$$

$$\mathbf{u}_{i\perp} = \frac{c}{H} [\mathbf{E} \times \mathbf{h}] + \frac{c}{enH} [\mathbf{h} \times \text{grad}(nT_i)] - \frac{\bar{v}_{ei}(T_e + T_i)}{m_e \omega_e^2} \cdot \frac{\text{grad}n}{n} + \frac{1}{2} \frac{\bar{v}_{ei}}{m_e \omega_e^2} \text{grad}T_e - \frac{\bar{v}_{ei}}{m_e \omega_e^2} \text{grad}T_i. \quad (4)$$

Здесь \mathbf{h} – единичный вектор магнитного поля, c – скорость света, e – элементарный электрический заряд, n – плотность плазмы, T_e и T_i – температура электронов и ионов соответственно, m_e – масса электрона, ω_e – ларморовская частота, \bar{v}_{ei} – усреднённая по скоростям частота столкновений электронов с ионами. Первые два слагаемых этих выражений дают скорости дрейфа электронов и ионов под действием

електрического поля (см. выше) и дрейфа, связанного с градиентом давления (диамагнитного дрейфа). Эти два дрейфа совпадают по направлению и не участвуют в радиальном переносе частиц. Остальные слагаемые для электронов и ионов одинаковы. Они определяют диффузию заряженных частиц поперёк магнитного поля, обусловленную градиентами концентрации и температуры. Коэффициент поперечной диффузии при этом равен

$$D_{e\perp} = D_{i\perp} = \frac{\bar{v}_{ei}(T_e + T_i)}{m_e \omega_e} = \frac{c^2 \bar{v}_{ei}(T_e + T_i)}{e^2 H^2}. \quad (5)$$

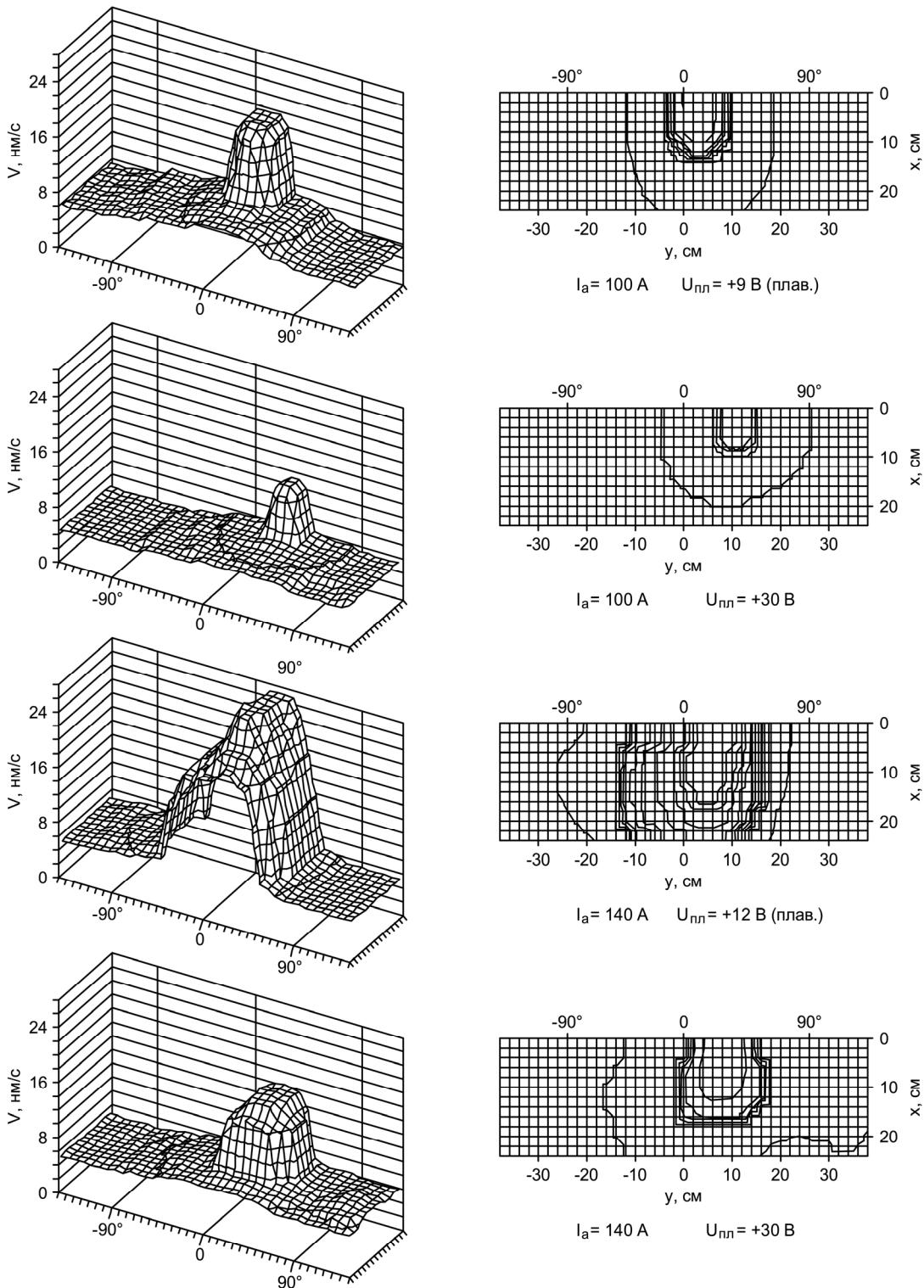


Рис.9. Скорость осаждения покрытия DLC на поверхности ленточного коллектора (рис. 2)

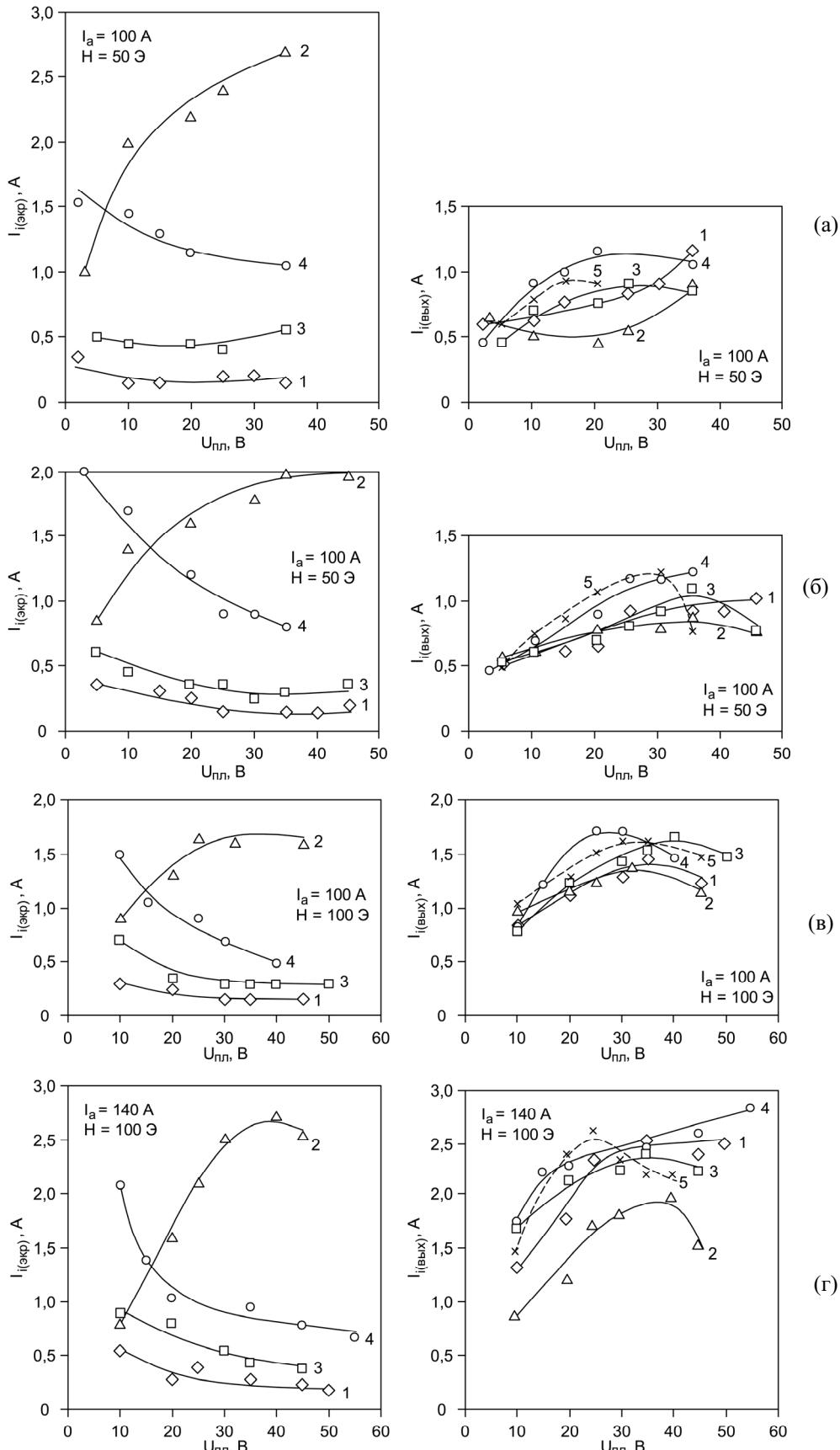


Рис. 10. Залежність іонного тока насыщення (I_s) на екран (рис. 4) і на виході системи ($I_{\text{вых}}$) від напруження смещення на плазмоводі (U_{npl}). Положення екрана: сліва (1), справа (2), сзади (3), снизу (4), без екрана (5). Без компенсації дрейфа (а), з частичною компенсацією (б, в, г)

В относительно слабых магнитных полях, характерных для исследуемой системы ($50 - 100$ Э), замагниченными являются только электроны. Что же касается ионов, то их перемещение от магнитного поля не зависит и определяется их взаимодействием с отрицательным пространственным зарядом электронов удерживаемых приосевым магнитным потоком, пересекающим рабочую поверхность катода, и электрическими полями между заземлённым анодом и транспортируемой плазмой. В связи с высокой проводимостью плазмы вдоль магнитного поля потенциал средней части потока в грубом приближении можно считать равным – ($U_a - U_{kn}$). Здесь U_a – напряжение между анодом и катодом (напряжение горения дуги, в наших условиях равное примерно 50 В), U_{kn} – катодное падение, приблизительно равное напряжению на свободно горящей дуге (без магнитного поля) – около 20 В. Таким образом, уходу ионов на анод препятствует также потенциальный барьер в десятки вольт. В этой связи потери частиц при прохождении вдоль анода минимальны. Как следует из рис. 5, показатель эффективности транспортировки $\eta = I_e/I_a$ для этой части плазмоведущего тракта составляет $\approx 5\%$. Снижение η до этого уровня по сравнению с максимально возможным (около 10% [12]) объясняется наличием в исследуемом источнике анодной вставки, которая перехватывает примерно половину плазменного потока, генерируемого катодным пятном. Такова плата за стабильность дугового разряда в системе [17].

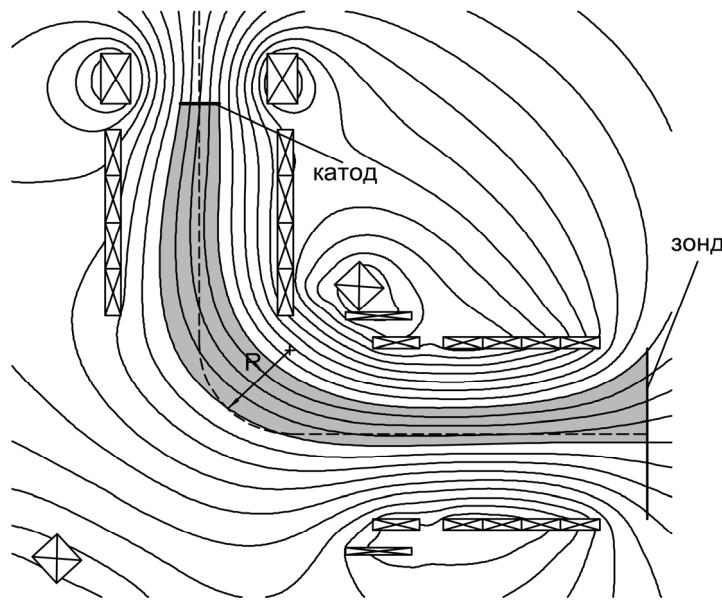


Рис. 11. Магнитные поля в системе с широкоапертурным L-образным фільтром (расчeт). Пучок "ведущих" магнитных силовых линий затушeван. Штриховой линией обозначена криволинейная ось системы

Что касается криволинейной части магнитоэлектрического тракта, формируемого в кубическом плазмоводе, то здесь механизм транспортировки плазменного потока значительно усложняется из-за сильной асимметрии пространственного распределения $E \perp H$ полей. Вследствие малости отношения R/a исследуемая система eщe дальше отстоит от тех идеализированных систем, для которых разработаны существующие модели [7], дающие приближённую картину реальных процессов при соответствующих упрощающих допущениях. В этой связи делать какие-либо количественные прогнозы поведения плазмы в системе не представлялось целесообразным. Качественно же механизм движения плазмы в криволинейной части исследуемой системы с учётом экспериментальных данных, приведенных на рис. 5 – 10, может быть представлен следующим образом.

Частицы плазменного потока, двигаясь в криволинейном магнитном поле, изогнутом подобно классическому тору (рис. 11), диффундируют поперёк магнитного поля к стенкам плазмовода, а также испытывают дрейф в направлении перпендикулярном $\text{grad}H$, т.е. перпендикулярно плоскости симметрии системы, совпадающей с плоскостью чертежа [27]. Этот дрейф приводит к поляризации плазмы вследствие разделения пространственных зарядов. Под действием электрического поля поляризации и магнитного поля заряженные частицы и плазма как целое смещаются в сторону наружной стенки плазмовода (по R). Этот так называемый градиентный дрейф является результатом наличия поперечной составляющей скорости частиц. Продольное движение плазмы в криволинейном магнитном поле приводит к разделению зарядов и к поляризации плазмы в плоскости кривизны магнитных силовых линий: замагниченные электроны движутся по винтовой траектории вдоль магнитных линий, а незамагниченные ионы, двигаясь по инерции прямолинейно, смещаются под действием центробежной силы G , т.е. в направлении выпуклости линии. Возникшие таким образом электрическое поле поляризации направлено к центру кривизны системы (против R) и обуславливает "центробежный" дрейф плазмы как целого в направлении $[H \times G]$ или $[H \times R]$. В полном соответствии с

рассуждениями, касающимися центробежного дрейфа, находятся полученные нами экспериментальные данные (рис. 7 – 10). Кривые на рис. 6, характеризующие профиль распределения плотности плазменного потока вдоль оси x , смещены вправо, что соответствует направлению $[H \times G]$.

Что же касается смещения потока в направлении y , которое должно быть связано с градиентным дрейфом, то, судя по положению кривых $V(y)$, центральная, наиболее плотная часть плазменного потока (его "стержень") при прохождении вдоль криволинейной части плазмоведущего канала отклоняется от криволинейной оси плазмовода в сторону центра кривизны канала. Это в корне расходится как с приведенными выше рассуждениями о градиентном дрейфе, так и с теоретическими и экспериментальными данными других исследований (см. обзоры [6]), в соответствии с которыми плазменный поток, проходя через криволинейный магнитный фильтр, как целое смещается к наружной (относительно центра кривизны) стенке плазмовода. Такое расхождение результатов настоящих исследований с ранее установленными фактами также обусловлено геометрическими особенностями исследуемой нами системы. Действительно, как следует из рис. 11, в нашем случае вследствие малости отношения R/a магнитный поток, по которому распространяется основной усреднённый по времени поток плазмы, испускаемой рабочим торцом катода, сильно смещён относительно криволинейной оси системы в сторону центра её кривизны. Это смещение, в свою очередь, обуславливает соответствующее смещение основного массива осаждаемого на коллекторе конденсата в сторону $+y$, поскольку центр коллектора находится на оси системы. Рассматриваемое смещение "ведущего" магнитного потока и, следовательно, плазменного потока имеет место на всём протяжении плазмовода от его входа к выходу и по величине существенно перекрывает обычно наблюдаемые дрейфовые смещения по вектору R . Вместе с тем, это отнюдь не исключает потерю плазмы за счёт ухода частиц в "градиентном" направлении. Об этом говорит наличие "хвостов" в распределениях $V(y)$ в сторону $-y$. Своим происхождением эти "хвосты", по-видимому, обязаны высокозергетичной части ионной компоненты транспортируемого потока. Аналогичное, "неправильное" поведение плазменного потока наблюдалось Житомирским и др. [28]. Однако авторы этой публикации не приводят какого-либо объяснения такой "аномалии".

Неслучайность "аномалии" подтверждается результатами эксперимента, проведенного нами с широкоапертурным Т-образным фильтром плазменного источника, описанного в работе [29]. Схема эксперимента показана на рис. 12. Здесь изображён Т-образный плазмовод фильтра с входной 1 и выходной 2 секциями и с ловушкой макрочастиц 3. В полости входного плазмовода параллельно его стенкам установлен плоский зонд-коллектор 4 высотой 220 мм и шириной 110 мм. Зонд закреплён на вращающемся тоководе 5 со смещением относительно оси системы на 100 мм. Предусмотрена возможность поворота зонда вокруг оси системы на любой угол α в пределах от 0 до 360° (рис. 12в). Угол $\alpha = 180^\circ$ соответствует положению зонда напротив секции 2. Зависимость ионной компоненты плазменного потока на зонде в функции угла α снималась для двух положениях зонда: для положения, в котором зонд, находясь у входного проёма выходной секции плазмовода 2, полностью перекрывал его по высоте (рис. 12а) и для положения, в котором зонд перекрывал только нижнюю половину этого проёма (рис. 12б). Результаты измерений приведены на рис. 13. Полученные данные наглядно демонстрируют "аномальное" отклонение стержня плазменного потока при прохождении криволинейного участка плазмоведущего тракта магнитного фильтра.

Таким образом, стержень плазменного потока, ведомого пучком магнитных силовых линий, которые берут начало на рабочем торце катода (точнее, пересекают его), по мере прохождения вдоль плазмовода "размывается" в результате диффузии поперёк магнитного поля. Вследствие достаточно сильного градиента магнитного поля в области его кривизны часть периферийной плазмы в условиях нашего эксперимента смещается по направлению к наружным стенкам плазмоведущего тракта. В связи с неоднородностью энергетического состава частиц плазменный поток деформируется. В поперечном сечении он приобретает вид "кометы" с хвостом в сторону $+x$ и $-y$. Отпечаток такой картины получен на стеклянном зонде авторами работы [24]. Интенсивность "хвоста", как следует из приведенных выше данных (рис. 6, 7 и 9), определяет уровень дрейфовых потерь и сильно зависит от величины положительного напряжения смещения на плазмоводе (U_{nl}). С повышением этого напряжения уровень как диффузионных, так и дрейфовых потерь заметно снижается, а поток ионов на выходе системы увеличивается. Отклонение "хвоста" в направлении x с повышением U_{nl} может быть объяснено усилением влияния известного амбиополярного дрейфа $[E \times H]$ на асимметричный плазменный "хвост". Именно смещением хвоста в сторону правой стенки кубического плазмовода, по-видимому, объясняется и аномальное поведение зависимости ионного тока насыщения I_i на эту стенку от U_{nl} (рис. 10). При отрицательном потенциале на правой стенке плазмовода складываются наиболее неблагоприятные условия соотношения потерь к выходному потоку.

В связи с большими поперечными размерами кубического плазмовода, внутри которого формируется транспортирующее магнитное поле, поворот плазменного потока почти на всей криволинейной части его пути осуществляется вдали от стенок. Поэтому ионный поток, сфокусированный в аноде, начинает испытывать основное отклоняющее действие $E \perp H$ полей, находясь ближе к выходу из куба со стороны его нижней стенки (дна). Сообщив этой стенке отрицательный потенциал (с помощью экрана, рис. 4), можно было видеть, что ионный ток на эту часть поверхности куба при невысоких U_{nl} существенно выше чем на другие стенки, поскольку именно к ней максимально смещаются ионы, как за счёт центробежных сил, так и вследствие

градієнтного дрейфа. С збільшенням U_{nl} доля тока на данну поверхні куба (як і на інші його грани) зменшується, а вихідний ток іонів зростає. Необичним було те, що при подачі -70 В на нижнюю грань куба вихідний іонний ток з ростом позитивного U_{nl} зростав гораздо більше, ніж при -70 В на

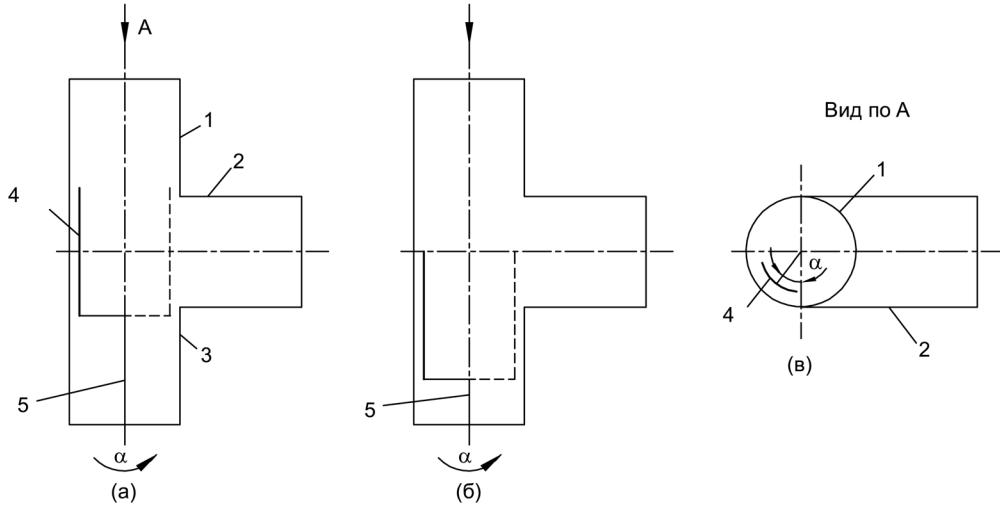


Рис. 12. Схема експерименту по определению направления смещения плазменного потока.
1,2 – входная и выходная секции плазмовода, 3 – ловушка, 4 – зонд, 5 – токоввод. (а) и (б) – зонд в верхнем и в нижнем положении соответственно.

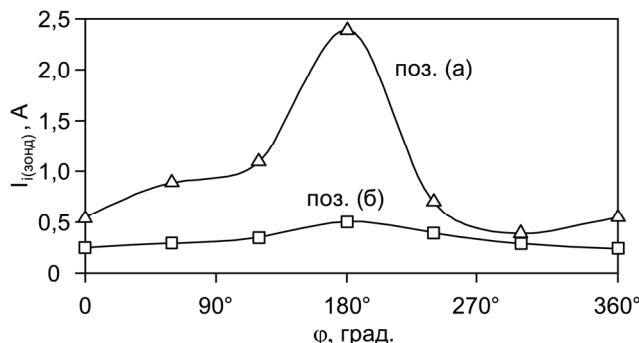


Рис. 13. Іонний ток на зонд-колектор, що знаходитьться в позиціях (а) і (б), в залежності від його кутового смещення (α) відносно осі обертання (рис. 12)

других гранях, і навіть більше, ніж для звичайного, коли всі стінки знаходилися під позитивним однаковим потенціалом. Причина цього, за уявленням, полягає в тому, що поле отрицателій нижній стінки компенсує "центробежну" поляризацію плазми і обумовлений єю центробежний дрейф. Сниження потерпів, обумовлених цим дрейфом, і, відповідно, зростання іонного тока на виході системи досягається також поворотом катушки 9 (рис. 1) на певний кут проти годинникової стрілки, якщо смотріти по R . Ведучий магнітний поток при цьому певною мірою відхиляється від правої бокової стінки плазмовода. Тем самим знижаються дрейфові потерпів на ній і, відповідно, зростає іонний ток на виході системи.

Істочник плазми з Т-образним фільтром

Получені результати використані при розробці нового вакуумно-дугового пристроя для формування потоків плазми, свободної від макрочастинців еродуючого катода. Розробленна система (рис. 14) містить вакуумно-дуговий істочник плазми з магнітною стабілізацією зони переміщення катодного пятна і з магнітною фокусуванням плазменного потока, генерованого цим пятном [13, 14]. Циліндрический анод з фокусуючими катушками цього істочника виконує також функції входної частини Т-образного плазмовода, в якому реалізується принципальна можливість зменшення аспектового співвідношення R/a до абсолютно малого значення, близького до одиниці. У відміну від L-образного варіанта [30], тут плазмовод містить також ловушку для макрочастинців. Ця ловушка представляє собою циліндрический контейнер, бокові стінки якого є продовженням входного плеча L-образного плазмовода, так що в цілому конструкція отримує Т-образну форму. Вихідна секція плазмовода – її форма і розміри – визначаються конструкцією вакуумної камери, на якій предполагається установка системи. Описаний вакуумно-дуговий істочник плазми з Т-образним фільтром викладено в праці [29]. Іспитання розробленої системи підтвердили правильність концепції широкогаптурного L- або Т-образного фільтра з малою аспектовою співвідношенням R/a . Значення показали, що системний коефіцієнт ефективності пристроя $\eta = I_i / I_a$ більше, ніж вдвічі перевищує відповідну характеристику найкращих

образцов других известных устройств аналогичного назначения и составляет около 5% (для катода из титана). Рассматриваемая система успешно эксплуатируется в лабораторной и производственной практике осаждения тонких и сверхтонких (до 2 – 3 нм) функциональных покрытий различного назначения.

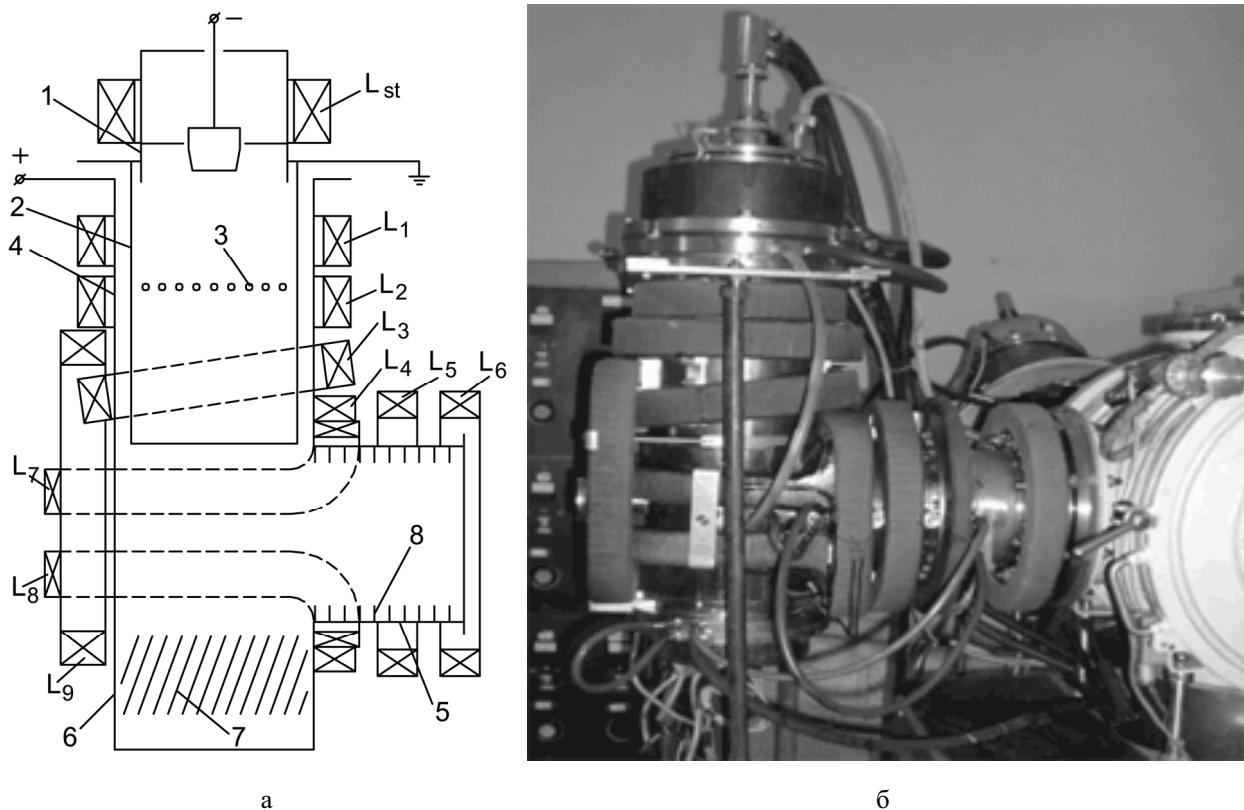


Рис. 14. Источник вакуумно-дуговой плазмы с Т-образным фильтром: схематический чертёж (а), фото (б).
1 – катодный узел, 2 – анод, 3 – анодная вставка, 4 – входная секция плазмовода, 5 – выходная секция плазмовода, 6 – ловушка МЧ, 7 и 8 – экраны и рёбра для улавливания МЧ. L_{st} – стабилизирующая катушка, L_1 – L_6 – катушки транспортирующего магнитного поля, L_7 – L_9 – корректирующие катушки

Двухкатодный источник фильтрованной плазмы

Изложенные в настоящей статье результаты исследований использованы также при разработке экспериментального двухкатодного источника фильтрованной вакуумно-дуговой плазмы. Необходимость создания такого источника диктуется следующими обстоятельствами. Высокотвёрдые композиционные покрытия на основе нитридов и/или карбидов двух и более металлов отличаются более высокими (по сравнению с однокомпонентными покрытиями) механическими характеристиками и находят всё более широкое применение в качестве износостойких и антифрикционных поверхностных слоёв в инструментальном производстве и в машиностроении. Такие покрытия могут быть получены вакуумно-дуговым методом путём распыления мишени (катода), изготовленного из композиционного материала соответствующего состава. Недостаток метода заключается в сложности и высокой стоимости изготовления таких мишеней.

Житомирским и др. [31] исследован метод суперпозиции двух плазменных потоков, генерируемых источником с двумя катодами из разных металлов. Два плазменных потока от этих катодов направлялись на подложку через общий прямолинейный плазмовод с продольным магнитным полем, препятствующим их перемешиванию. В результате, при конденсации потоков на подложке диаметром 40 мм формировалось покрытие с сильно неоднородным распределением концентрации компонентов (Ti-Zr или Ti-Nb). В исследуемой системе не были предусмотрены меры по удалению из конденсируемой плазмы макрочастиц катодного материала. Горюховским [32] и К. Ши и др. [33] предложены двухкатодные плазменные источники с Т-образным и У-образным фильтрами соответственно. Однако опубликованных данных о характере распределения компонентов плазмы, генерируемой этими источниками, и получаемых покрытий не имеется. Ниже описано устройство предложенного нами ранее двухкатодного источника фильтрованной вакуумно-дуговой плазмы [34] с возможностью формирования потока двухкомпонентной плазмы с повышенной однородностью распределения концентрации составляющих.

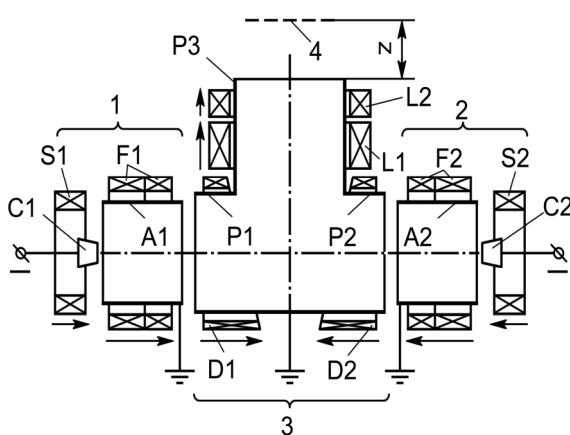


Рис. 15. Двухкатодный источник фильтрованной вакуумно-дуговой плазмы

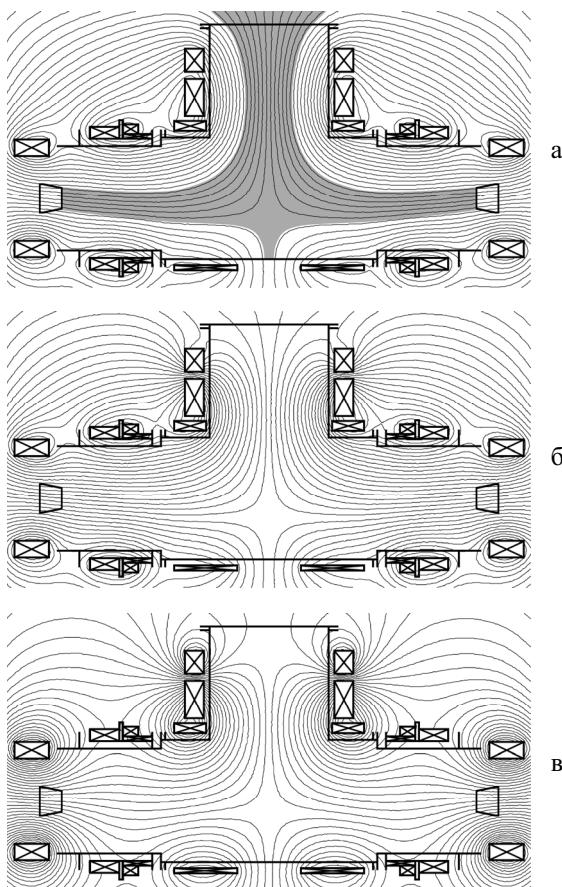


Рис. 16. Распределение магнитных полей в источнике по рис. 15 при $I_F = 1 \text{ A}$, $I_{L1} = 2,6 \text{ A}$, $I_{L2} = 3 \text{ A}$ (а), $I_F = 1 \text{ A}$, $I_{L1} = 4 \text{ A}$, $I_{L2} = -2,5 \text{ A}$ (б), $I_F = 0$, $I_{L1} = 2,6 \text{ A}$, $I_{L2} = -3 \text{ A}$ (в)

осаждения покрытия пропорциональна плотности ионного потока, то толщина покрытия, осаждённого на плоскую неподвижную подложку в условиях "двуторбости" ионного потока, будет также "двуторбым" по форме и заведомо неоднородным по составу.

Иначе выглядит диаграмма распределения плотности выходного ионного тока при встречном включении выходной катушки L2. На выходе фильтра магнитные силовые линии в этом случае сильно расходятся (рис. 16б). Поле здесь ослабляется настолько, что плазменный поток им не удерживается, в результате чего формируется более плоское распределение его плотности (рис. 17б). При определённых соотношениях токов во встречно включённых катушках L1 и L2 формируется так называемая остроугольная структура магнитного

Исследуемый плазменный источник схематически изображён на рис. 15. Источник содержит два генератора плазмы (1 и 2) [13,14], включающие, соответственно, катоды C1 и C2, аноды A1 и A2, стабилизирующие катушки S1 и S2, и анодные (фокусирующие) катушки F1 и F2. Катоды имеют форму усечённых конусов. Тыльная поверхность катодов охлаждается водой (не показано). Водоохлаждаемые аноды изготовлены из немагнитной нержавеющей стали. Внутренний диаметр анодов равен 180 мм, длина – 170 мм. (Система водоохлаждения не показана.) Генераторы плазмы расположены соосно напротив друг друга и пристыкованы, соответственно, к симметричным входным секциям P1 и P2 Т-образного плазмовода магнитного фильтра 3. Третья (выходная) секция плазмовода P3 размещена между входными секциями перпендикулярно к ним. На входных секциях расположены отклоняющие катушки D1 и D2, на выходной секции – выходные катушки L1 и L2. Поджиг вакуумно-дуговых разрядов в системе осуществляется с помощью пусковых устройств, описанных ранее [15,16] (на рисунке не показаны). Плазменный фильтр источника выходным торцом пристыкован к вакуумной камере установки "Булат-6".

Исследуемая система представляет собой вариант вакуумно-дугового плазменного источника с криволинейным магнитоэлектрическим фильтром. На рис. 16а приведена картина распределения магнитных силовых линий в исследуемом источнике плазмы, рассчитанная для случая согласного включения всех его катушек, т.е. такого, при котором направления магнитных полей, создаваемых ими, соответствуют стрелкам на рис. 15. На рисунке область, занятая пучками магнитных линий, исходящих из обоих катодов, выделена серым цветом. Видно, что основная часть линий обоих пучков, а следовательно и плазменных потоков, проходит к выходу фильтра без соприкосновения со стенками, за исключением меньшей части, направленной в противоположную от выхода сторону и уходящую на заднюю стенку плазмовода. Это ответвление потоков определяет значительную часть потерь плазмы.

Измерения с помощью матричного зонда [35] показали, что плазменные потоки работающих одновременно генераторов в полях, изображённых на рис. 16а, проходят сквозь фильтр почти не смешиваясь и формируют на выходе (в плоскости зонда) распределение плотности ионного потока с двумя максимумами (рис. 17в,г). Максимумы ионных потоков смещены по вертикали в противоположные стороны, что соответствует направлениям центробежного дрейфа потоков при прохождении ими области поворота магнитного поля на 90°. В связи с тем, что скорость

поля с нулём напряжённости на оси и с кольцевой щелью между катушками (рис. 16в), происходит симметрирование диаграммы распределения плотности выходного ионного потока (рис. 17а,б) вследствие перемешивания потоков от генераторов 1 и 2 в зонах слабого магнитного поля. Перемешивание потоков разных составов при прохождении через зону магнитного поля остроугольной геометрии способствует формированию композиционного покрытия с достаточно однородным распределением концентраций компонентов. Зондовые измерения показали, что при токах дуги 100 А в каждом плече системы ионный ток на её выходе составляет 5 А и более, что соответствует системному коэффициенту эффективности источника 2,5%. Это означает что разработанный двухкатодный источник фильтрованной плазмы по эффективности не уступает лучшим однокатодным образцам плазменных источников с фильтрами. Полученные результаты следует рассматривать как предварительные, свидетельствующие о целесообразности дальнейших детальных исследований с целью выяснения предельных технологических возможностей нового источника плазмы.

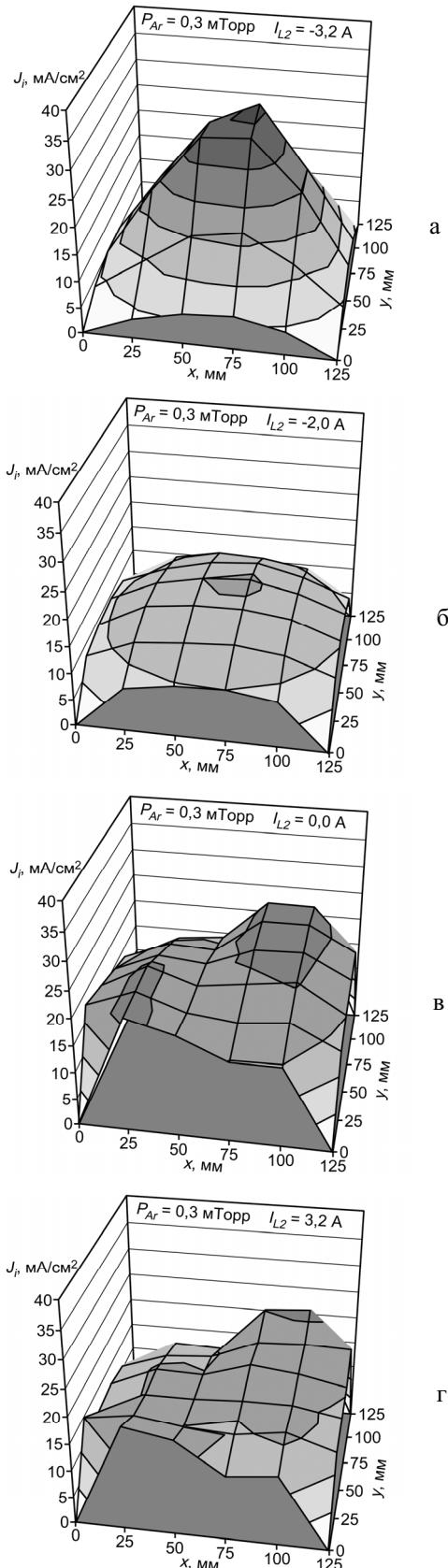


Рис. 17. Распределение плотности ионного тока по сечению выходного потока в двухкатодном источнике плазмы

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основные результаты исследований могут быть сформулированы следующим образом.

Увеличение линейных размеров поперечного сечения плазмовода рассматриваемой системы (в исследуемом варианте – приблизительно до 200 – 300 мм) при малом аспектовом отношении ($R/a \approx 1,3$), близком к минимально возможному ($R/a = 1$), способствует значительному повышению её пропускной способности.

Основные потери плазмы при ее транспортировке приходятся на криволинейную часть плазмоведущего канала. Потери здесь обусловлены диффузией частиц поперёк магнитного поля на стенки плазмовода. Кроме того, часть плазменного потока дрейфует на стенки под действием скрещенных магнитного поля и поляризационных электрических полей, возникающих в плазме из-за неоднородности и кривизны магнитного поля (так называемые градиентный и центробежный дрейфы).

Установлено, что дрейфовые потери могут быть заметно снижены локальной корректировкой магнитного поля путём углового смещения магнитной катушки в криволинейной части плазмоведущего канала.

Обнаружено, что значительное снижение дрейфовых потерь может быть достигнуто подачей отрицательного потенциала на часть стенки криволинейного плазмовода вблизи его выходного проёма со стороны, противоположной направлению $[H \times R]$, или на часть одной из смежных стенок (режим "частично отрицательного" плазмовода).

Уровень потерь, независимо от их происхождения, снижается, а ионный ток на выходе криволинейной части плазмоведущего канала, соответственно, увеличивается с повышением положительного потенциала смещения на плазмоводе в целом. В исследуемом варианте системы её максимальная пропускная способность отмечалась при смещении +25 – +30 В. В режиме "частично отрицательного" плазмовода достигнуты максимальные значения пропускной способности системы. При этом I_i увеличивался, не достигая максимума, с ростом положительного смещения на плазмоводе в целом до 50 В.

Смещение основной части потока в плоскости симметрии

плазмовода происходит в направлении потока ведущих линий магнитного поля, которые берут начало у активной поверхности катода. В исследуемой системе эти линии и, следовательно, ведомый плазменный поток смещены в сторону центра кривизны поля, в то время как сложившиеся представления о движении плазмы вдоль криволинейного плазмовода предписывают обратное направление смещения.

Создание новых высокоеффективных источников фильтрованной плазмы - однокатодного и двухкатодного - с реальной перспективой их широкого практического использования подтверждает плодотворность концепции ширкоапертурного криволинейного плазмовода с малым отношением его внутреннего радиуса к радиусу кривизны.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Anders A. Handbook of Plasma Immersion Ion Implantation and Deposition. – NY: Jon Willey & Sons, Inc., 2000. – 736 p.
2. Karpov D.A. Cathodic arc sources and macroparticle filtering // Surf. Coat. Techol. – 1997. – Vol. 96. – P. 22-33.
3. Стрельницкий В.Е., Аксёнов И.И. Плёнки алмазоподобного углерода. – Харьков: ИПП «Контраст», 2006.– 344 с.
4. Anders A. Approaches to rid cathodic arc plasmas of macro- and nanoparticles: a review // Surf. Coat. Techol. – 1999.– Vol. 120-121.– P. 319-330.
5. Boxman R.L., Goldsmith S. Macroparticle contamination in cathodic arc coatings: generation, transport, and control // Surf. Coat. Techol. – 1992.– Vol.52.– P. 39-50.
6. Boxman R.L. Vacuum arc deposition: early history and recent developments // Proc. of the XIXth ISDEIV. – Xi'an (China). – 2000. – P. 1-8.
7. Аксёнов И.И. Вакуумная дуга в эрозионных источниках плазмы. – Харьков: ННЦ ХФТИ. 2005. – 212 с.
8. Аксёнов И.И., Белоус В.А., Падалка В.Г., Хороших В.М. Транспортировка плазменных потоков в криволинейной плазмооптической системе // Физика плазмы. – 1978.– №4. – С. 758-763.
9. Аксёнов И.И., Белоус В.А., Падалка В.Г., Хороших В.М Устройство для очистки плазмы вакуумной дуги от макрочасиц // ПТЭ.– 1978.– №5.– С. 736,737.
10. Аксёнов И.И., Вакула С.И., Падалка В.Г., Стрельницкий В.Е., Хороших В.М. Высокоеффективный источник чистой углеродной плазмы // ЖТФ. – 1980.– Т.5.– С. 2000-2003.
11. Aksenov I.I., Belokhvostikov A.N., Padalka V.G., Repalov N.S., Khoroshikh. V.M. Plasma flux motion in a toroidal plasma guide // Plasma Physics and Controlled Fusion. – 1986.– Vol. 28, № 5.– P. 761-770.
12. Aksenov I.I. Formation of radial filtered streams of vacuum arc erosion plasma // Proc of the 4th Int. Symp. "Vacuum Technologies and Equipment" –Kharkov (Ukraine). – 2001. – P. 139-144.
13. Патент №4551221 США, МКИ C23C 13.08. Vacuum-arc plasma apparatus. Axenov I.I., Bren V.G., Padalka V.G., Sablev L.P., Stupak R.I., Khoroshikh V.M. (СССР). Заявл. 25.05.80; опубл. 01.07.82. – 5 с.
14. Аксёнов И.И., Падалка В.Г., Толок В.Т., Хороших В.М. Исследование движения потоков плазмы вакуумной дуги в линейной протяжённой плазмооптической системе // Физика плазмы. –1980 – Т. 6, № 4.– С.– 918-924.
15. Аксёнов И.И., Белоус В.А. Возбуждение вакуумной дуги в источниках металлической плазмы // Теплофизика высоких температур.– 1979.– Т. 17.– С. 1-4.
16. Аксёнов И.И., Белоус В.А. Зажигание вакуумной дуги в стационарных источниках металлической плазмы от автономного плазменного инжектора // ПТЭ.– 1979.– №3.– С. 160-162.
17. Aksenov I.I., Vasilyev V.V., Luchaninov A.A., Strel'ntsikij V.E.. Vacuum arc plasma source // Proc. of the XXIst ISDEIV. 2004, Yalta (Crimea). – Vol. 2. – P. 495-497.
18. Zhitomirsky V.N., Boxman R.L., Goldsmith S. Ion current distribution within a toroidal duct of a filterd vacuum arc deposition system // IEEE Trans. Plasma Sci.– 1997.– Vol. 25. № 4.– P. 665-669.
19. Alterkop B., Gidalevich E., Goldsmith S., Boxman R.L. Vacuum arc plasma jet propagation in a toroidal duct // J. Appl. Phys. – 1996.– Vol. 79, № 9.– P. 6791-6802.
20. Xu Shi, Yu Qiang Tu, Hong Siang Tan, Beng Kang Tay, Milne W.I. Simulation of plasma flow in toroidal solenoid filters // IEEE Trans. Plasma Sci.– 1996.– Vol. 24, № 6. – P. 1309-1318.
21. Shi X., Tay B.K, Flynn D.I., Ye Q., Sun Z. Characterisation of filtered cathodic vacuum arc system // Surf. Coat. Technol. – 1997.– Vol. 94-95.– P. 195-200.
22. B. Alterkop, E. Gidalevich, S. Goldsmith, R.L. Boxman. Numerical study of plasma beam propagation in a toroidal duct // Proc. of the XVIIth Int. Symp. on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum.– Berkeley.(USA).– 1996.– P. 853 – 857.
23. Boercker D.B., Sanders D.M., Storer J., Falabela S. Modeling plasma flow in straight and curved solenoids // J. Appl. Phys.– 1991.– Vol. 69, № 1.– P. 115-120.
24. Anders A., Anders S., Brown I.G. Transport of vacuum arc plasmas through magnetic macroparticle filters // Plasma Sources Sci. Technol.– 1995.– № 4.– P. 1-12.
25. Storer J., Galvin J.E., Brown I.G. Transport of vacuum arc plasma through straight and curved magnetic ducts // J. Appl. Phys. – 1989.– Vol. 66, № 11. – P. 5245-5250.
26. Keidar M., Beilis I.I., Anders A., Brown I. Free-boundary vacuum arc plasma jet expantion in a curved magnetic field // IEEE Trans. Plasma Sci.– 1999.– Vol. 27, № 2.– P. 613-619.
27. Голант Б.Е., Жилинский А.П., Сахаров И.Е. Основы физики плазмы.– М.:Атомиздат, 1977.– 384 с.
28. Zhitomirsky V.N., Kaplan L., Boxman R.L., Goldsmith S. Ion current distribution in a filtered vacuum arc deposition system // Surf. Coat. Technol.– 1995.– Vol. 76-77.– P. 190-196.
29. Aksenov I.I., Strel'ntsikij V.E., Vasilyev V.V., Zaleskij D.Yu. Efficiency of magnetic plasma filters // Surf. Coat. Technol.– 2003.– Vol. 163-164.– P. 118-127.
30. Aksenov I.I., Zaleskij D.Yu., Strel'ntsikij V.E. On efficiency of systems for filtered cathodic arcdeposition // Proc. of the 1st Int. Congr. on Radiation Physics, High Current Electronics and Modification of Materials.– Vol.3.– Tomsk (Russia).– 2000. P. 130-138.

31. Zhitomirsky V.N., Boxman R.L., Goldsmith S., Grimberg I., Weiss B.Z. Superposition of two plasma beams produced in a vacuum arc deposition apparatus // Proc. of XVIIth ISDEIV.– V.2.– Eindhoven (The Netherlands).– 1998.– P. 609-612.
32. Gorokhovsky V.I., Bhattacharya R., Bhat D.G. Characterization of large area filtered arc deposition technology: part I – plasma processing parameters // Surf. Coat. Technol.– 2001.– Vol. 140.– P. 82-92.
33. Int. Appl. No.PCT/IB98/01794 Enhanced macroparticle filter and cathode arc source. Shi X., Tan S.H., Tay B.K. Published under PCT No. WO 99/223396. Priority: 24.10.97.
34. Int. Appl. No. PCT/IB2004/003389. Filtered cathodic-arc plasma source. Aksenov I.I., Strelnitskiy V.E., Vasilev V.V., Zabinski J.S., Jones J.G., Voevodin A.A. Published under PCT No.WO 2005/038857 A2. Priority: 21.10.2003.
35. Бизюков Ю.А., Васильев В.В., Лучанинов А.А. Стрельницкий В.Е. Автоматизированная система измерения пространственного распределения плотности ионного тока в потоке плазмы // Харьковская нанотехнологическая ассамблея. Тонкие пленки.– Т.2.– Харьков (Украина).– 2007.– С. 232-235.

FORMATION OF VACUUM-ARC PLASMA STREAMS BY SOURCES WITH THE WIDE APERTURE MAGNETIC FILTER

**I.I. Aksenov, D.S. Aksyonov, V.V. Vasilev, A.A. Luchaninov, A.O. Omarov,
V.E. Strel'nitskij**

*National Science Centre "Kharkov Institute of Physics and Technology",
Academicheskaya Str. 1, Kharkov 61108, Ukraine*

Behavior of erosive plasma of a cathodic vacuum arc in the magnetic filter with curvilinear wide aperture plasma duct is considered. It is experimentally established, that the increase in cross-sectional dimension of the plasma duct (up to 200 – 300 mm) at small ratio of the radius of curvature to the inner radius of the plasma guiding channel (aspect ratio) promotes substantial growth of the system throughput. The main losses of plasma at its transportation along the plasma guiding channel of the filter fall to its curvilinear section. Losses here are caused by diffusion of plasma across magnetic field and also its centrifugal and gradient drift. It is established, that the drifts losses can be noticeably lowered by local correction of the magnetic field by angular displacement of the coil in the curvilinear part of the plasma duct. It is revealed, that appreciable decrease of losses can be reached supplying negative potential to the certain sections of the plasma duct walls at positive bias potential of the plasma duct as a whole. Prototypes of the plasma sources, at which development the results of the given researches were used, are presented.

KEYWORDS: erosive plasma, magnetic filter, drift losses, ion current, bias potential, throughput.