

РАЗДЕЛ ЧЕТВЕРТЫЙ

ФИЗИКА РАДИАЦИОННЫХ И ИОННО-ПЛАЗМЕННЫХ ТЕХНОЛОГИЙ

УДК 537.525.5

ФОРМИРОВАНИЕ РАДИАЛЬНЫХ ПОТОКОВ СЕПАРИРОВАННОЙ ЭРОЗИОННОЙ ПЛАЗМЫ ВАКУУМНОЙ ДУГИ

И.И.Аксенов

*Национальный научный центр "Харьковский физико-технический институт",
г.Харьков, Украина,
тел./факс: (0572) 35-07-55*

Досліджено систему з перетворенням двох зустрічних потоків вакуумно-дугової плазми в радіальний потік, очищений від макрочастиц. Показано, що ефективність транспортування плазми в системі, що досліджувалася, у кілька разів перевершує цей показник для інших відомих пристроїв: іонний струм на виході становить 8,4 % від струму дугового розряду. З використанням комп'ютерного моделювання систему оптимізовано відносно її фільтруючих якостей. Запропоновано метод регулювання просторового розподілу густини вихідного потоку. Одержано зразки "безкрапельних" покриттів з TiCN, Al₂O₃, AlN, Ti, Al, Cu.

Исследована система с преобразованием двух встречных потоков вакуумно-дуговой плазмы в радиальный поток, очищенный от макрочастиц. Показано, что по эффективности транспортировки плазмы исследуемая система в несколько раз превосходит другие известные устройства: ионный ток на выходе составляет 8,4% от тока дугового разряда. С применением компьютерного моделирования система оптимизирована в отношении ее фильтрующих качеств. Предложен метод регулировки пространственного распределения плотности выходного потока. Получены образцы "бескапельных" покрытий из TiCN, Al₂O₃, AlN, Ti, Al, Cu.

A system with transformation of two opposite vacuum-arc plasma flows into a radial flow freed of macroparticles is investigated. It is shown that the system under study greatly surpasses the other known devices in the efficiency of plasma transport: the output ion current makes 8.4% of the arc discharge current. A computer simulation was used to optimize the filtering properties of the system. The method is proposed to control the space distribution of the output flow density. Specimens of "droplet-free" coatings from TiCN, Al₂O₃, AlN, Ti, Al, Cu were obtained.

1. ВВЕДЕНИЕ

Проблема очистки потоков эрозионной плазмы от макрочастиц катодного материала наиболее кардинально решается с помощью сепарирующих устройств, действие которых основано на пропускании плазмы вдоль криволинейных магнитоэлектрических плазмодов (МЭП) [1]. В таких системах заряженные компоненты – ионы и электроны – транспортируются от места их генерации (катодного пятна –КП) до подложки по криволинейной траектории, а тяжелые незаряженные или слабо заряженные макрочастицы и нейтральные пары улавливаются стенками МЭП и на выход системы не попадают. Поскольку степень прохождения ионов вдоль МЭП полностью определяется величинами взаимно перпендикулярных E и H полей в плазмодовде, сепаратор представляет собой также эффективный инструмент, с помощью которого можно управлять в широком интервале плотностью потока плазмы на подложку, регулируя тем самым скорость роста конденсата. Одновременно обеспечивается возможность снижения теплового потока на подложку и ограничения температуры ее нагрева допустимыми пределами.

Созданные ранее магнитные сепараторы позволили решить ряд принципиально важных технологических проблем [2], но не получили широкого рас-

пространения, так как представляют собой достаточно сложные системы со сравнительно невысокими производительностью и коэффициентом полезного использования плазмообразующего материала. Более высокой производительностью обладают осесимметричные МЭП с полями остроугольной или пробочной конфигурации. Генерируемый катодным пятном и движущийся вдоль оси сфокусированный поток плазмы в таких системах трансформируется в широкий радиальный поток с симметричным и однородным по азимуту распределением плотности. Это позволяет обрабатывать одновременно в несколько раз большее (по сравнению с устройствами с узконаправленными потоками плазмы) количество изделий, что в определенных условиях равнозначно повышению производительности процесса.

Действительно, пусть при неизменном потоке ионов площадь поверхности, на которую он воздействует с заданной степенью однородности, удалось расширить от первоначальной S_1 до S_2 (с соответствующим уменьшением плотности потока). Тогда первоначальная производительность процесса $n_1 = S_1/(t_1+t_{a1})$ изменится до величины $n_2 = S_2/(t_2+t_{a2})$. Здесь t_1 и t_2 – времена, затрачиваемые на собственно процесс модифицирования, а t_{a1} и t_{a2} – времена, затрачиваемые на вспомогательные операции цикла при первоначальной S_1 и при расширенной S_2 пло-

щадях подложки соответственно. При $t_{a1} = t_{a2} = t_a$ относительное изменение производительности составляет $n_2/n_1 = (t_1+t_a)/(t_1+t_a \cdot S_1/S_2) = (\alpha+1)/(\alpha+S_1/S_2)$. Таким образом, выигрыш в производительности при расширении плазменного потока тем выше, чем меньше отношение $\alpha = t_1/t_a$ основного и вспомогательного времен первоначального варианта системы и чем значительнее расширение площади обрабатываемой поверхности, т.е. чем больше соотношение S_2/S_1 . Для систем с трансформацией аксиальных потоков в радиальный это соотношение достигает 25 и более.

Другое преимущество таких систем заключается в высокой эффективности транспортировки полезной (ионной) компоненты, определяемой условно отношением I_i/I_a (I_i – ионный ток на выходе, I_a – суммарный ток обеих дуг). Принцип действия систем с трансформацией потоков и некоторые их характеристики приведены в предыдущих публикациях [3...5]. Настоящая работа посвящена дальнейшим исследованиям системы с целью уточнения ее свойств и возможностей практического применения.

2. УСЛОВИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА

Схематический чертеж экспериментальной установки представлен на рис. 1.

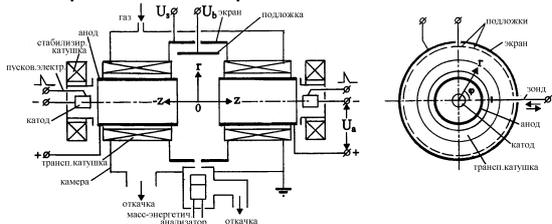


Рис. 1. Схема экспериментальной установки

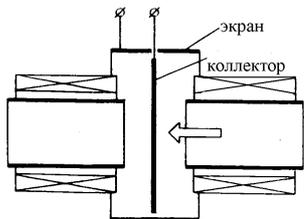


Рис. 2. Схема измерения аксиального потока ионов

Исследуемая система представляет собой два одинаковых вакуумно-дуговых источника плазмы с магнитной фокусировкой [6], размещенных соосно и направленных навстречу один другому. Через кольцевой проем между анодами источников плазма двух встречных осевых потоков выходит наружу одним общим радиальным потоком и попадает на кольцевой экран, охватывающий проем. Внутри экрана по его периметру размещались подложки, закрепленные либо на изолированных от экрана подложкодержателях, либо непосредственно на экране.

Через отверстие в экране частицы радиального потока попадали в датчик масс-энергетического анализа [6]. Через это же отверстие вводили плоский ленгмювский зонд для исследования пространственного распределения плотности ионного потока. Суммарный ионный ток на выходе каждого из источников измеряли плоским коллектором, соединенным с кольцевым экраном (рис. 2).

Ионную компоненту радиального потока определяли с помощью кольцевого экрана. На кольцевой экран и плоский коллектор при этом подавали отрицательный потенциал -100 В. Приведенные в статье величины индукции или напряженности магнитных полей получены измерениями на оси системы в средней части анода каждого из источников. Геометрия магнитных полей в исследуемой системе рассчитывалась с помощью прикладной программы SUPERFISH. Геометрические параметры системы приведены в работе [5].

3. РЕЗУЛЬТАТЫ, ОБСУЖДЕНИЕ

Как отмечалось ранее [3–5], в рассматриваемой системе в зависимости от способа включения анодных (транспортирующих) катушек реализуется либо простейшая структура однощелевой электромагнитной ловушки [7], либо двухзеркальная bottle-necked геометрия (рис. 3).

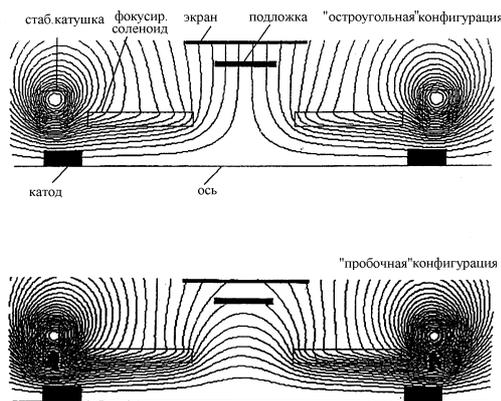


Рис. 3. Магнитные поля в исследуемой системе при встречном и согласном включении анодных катушек

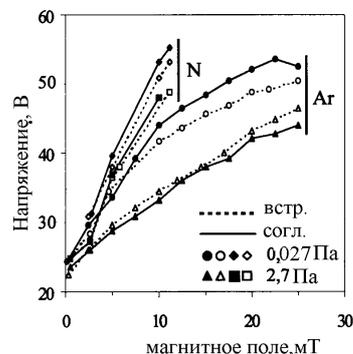


Рис. 4. Напряжение горения разряда при встречных и согласных магнитных полях

В обоих случаях в центральной части системы с минимумом B возникает область отрицательного пространственного заряда электронов, удерживае-

мых магнитным полем, и потенциальная яма для ионов. Сток электронов происходит поперек \mathbf{B} поля на аноды.

Глубина потенциальной ямы определяется разностью потенциалов в пространстве анод-катод, примерно равной напряжению горения дуги за вычетом катодного падения (рис.4), так что при определенном магнитном поле (примерно с 5 мТл и более) указанной разности потенциала достаточно, чтобы предотвратить уход основной части ионов на аноды. Уход ионов из центральной части системы происходит через осевые окна в магнитной ловушке на отрицательные электроды (катоды), а также через кольцевую магнитную щель в зазоре между анодами на кольцевой экран. В bottle-necked варианте сток ионов в радиальном направлении происходит через тот же канал между анодами поперек магнитного поля, продольная составляющая которого здесь минимальна.

Справедливость приведенных рассуждений подкрепляется результатами измерений плавающего потенциала U_{sf} экрана, окружающего зазор между анодами. Влияние давления азота, а также интенсивности и геометрии магнитного поля в системе на U_{sf} иллюстрирует рис.5. Характер зависимостей можно объяснить с учетом анизотропии проводимости плазмы с замагниченной электронной компонентой.

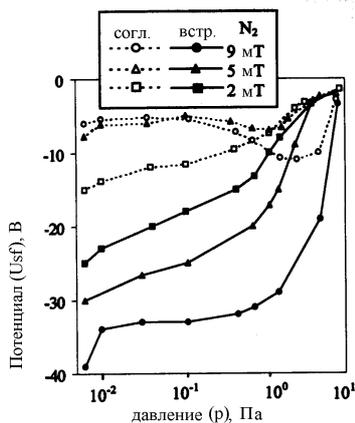


Рис.5. Влияние магнитного поля и давления азота на плавающий потенциал кольцевого экрана

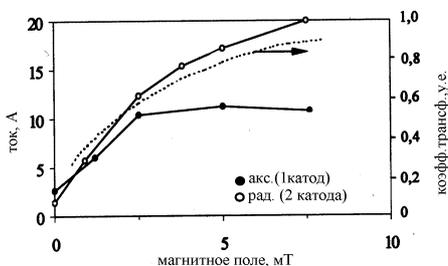


Рис.6. Влияние магнитного поля на аксиальный ($I_{i ax}$) и радиальный ($I_{i rad}$) потоки ионов при встречном включении анодных катушек. Пунктирная кривая – зависимость коэффициента трансформации $I_{i rad}/2 I_{i ax}$ от магнитного поля

При встречном включении полей часть магнитных силовых линий пересекают и экран, и катодную зону разряда. Поскольку в области низких давлений газа проводимость вдоль поля высока, потенциал экрана соответствует потенциалу приосевой плазмы вблизи катода (или с точностью до катодного падения – потенциалу катода). С ростом \mathbf{B} величина U_{sf} растет в той мере, в которой при этом увеличивается разность потенциалов между анодами и катодами.

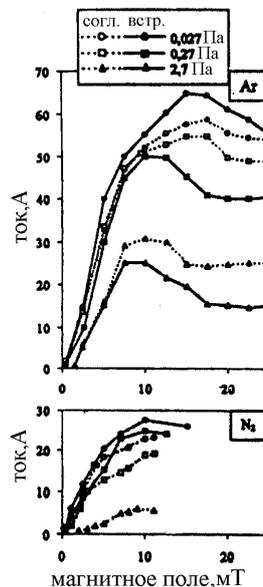


Рис.7. Зависимость полного ионного тока на выходе системы от магнитного поля

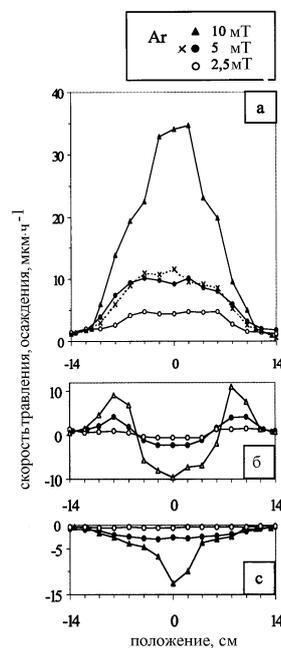


Рис.8. Распределение скоростей осаждения Ti конденсата и травления нержавеющей стали по ширине подложки в зависимости от магнитного поля (согл. включение) при давлениях аргона $2,7 \cdot 10^{-2}$ Па, $2,7 \cdot 10^{-1}$ Па (б), $2,7$ Па (в). Пунктиром показана кривая, полученная при $4 \cdot 10^{-4}$ Па

По мере роста плотности газовой среды, заполняющей систему, сокращается протяженность области токопереноса, ответственной за поддержание дугового разряда и определяющей характер распределения потенциала в остальном пространстве. Межэлектродный промежуток превращается в зону бестоковой плазмы с высокой концентрацией нейтральных частиц. При этом степень замагниченности электронов ослабляется, проводимость плазмы все в большей мере приближается к изотропной, что, в свою очередь, ведет к постепенному выравниванию потенциалов экрана и анода.

Иной характер имеет зависимость U_{sf} от V и p при согласном включении анодных катушек, когда реализуется "пробочная" геометрия магнитных полей. В этом случае в условиях замагниченности электронов потенциал экрана определяют силовые линии, проходящие через точки пространства между катодом и анодом, находящиеся под некоторым промежуточным потенциалом – более низким, чем потенциал катода и катодной области.

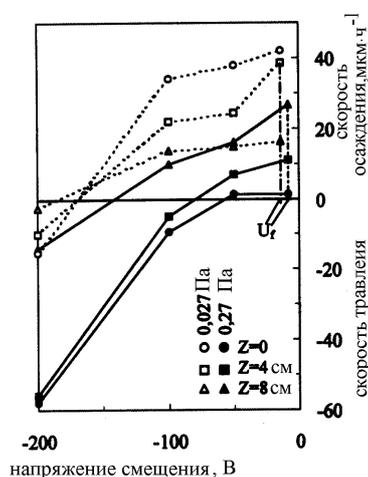


Рис. 9. Интенсивность травления нержавеющей стали и скорость осаждения Ti конденсата в зависимости от потенциала подложки, z – продольная координата; B – 10 мТл; аргон

С другой стороны, чем сильнее магнитное поле, тем слабее поток электронов на экран, что при постоянстве потока незамагниченных положительных ионов равносильно снижению отрицательного потенциала, приобретаемого экраном. Действительно, электроны из центральной части системы под действием кинетического давления $p_{kin} = n_e k T_e$ движутся в радиальном направлении, преодолевая давление

ослабленного здесь магнитного поля $p_{mag} = V^2/2\mu_0$ (n_e – плотность электронов, T_e – их температура, V – индукция магнитного поля, k – постоянная Больцмана, μ_0 – магнитная проницаемость вакуума). Чем сильнее магнитное поле, тем меньшее количество электронов преодолевают его и попадает на экран, тем ниже плавающий потенциал последнего (по абсолютной величине). В области повышенного давления диффузия электронов поперек поля облегчается. Этим объясняется наличие "бугра" на кривых $U_{sf}(p)$ в окрестностях $p \approx 1$ Па.

Следует отметить, что во всем диапазоне исследуемых условий плавающий потенциал экрана сохраняет отрицательную полярность. Это свидетельствует о том, что система в направлении от входа к выходу сохраняет достаточно высокую электронную проводимость и, следовательно, высокие транспортирующие качества. В отличие от классических ловушек, проектируемых для удержания горячей плазмы, в исследуемой системе площадь кольцевой щели существенно превосходит суммарную площадь осевых окон. В этой связи радиальный ("полезный") поток ионов из системы существенно превышает поток ионов, покидающих ловушку через осевые окна и входящих в состав потерь. На практике это проявляется в том, что сумма аксиальных ионных потоков, генерируемых обоими источниками, трансформируется в радиальный поток с достаточно малыми потерями: коэффициент трансформации достигает величины 0,9. Из приведенных на рис. 6 данных с учетом того, что ток дуги составлял 120 А, следует: в режиме генерирования металлической (Ti) плазмы ($p \leq 10^{-3}$ Па) эффективность системы I_i/I_a увеличивается с ростом V и достигает насыщения уже при $V \approx 8$ мТл, принимая значения 8,4%. Это примерно в 2–5 раз выше соответствующих показателей для других наиболее известных источников фильтрованной плазмы, которые работают в режиме постоянного тока (табл. 1). Влияние магнитного поля на ионную компоненту радиального потока плазмы I_{ir} в присутствии рабочих газов (N_2 и Ar) иллюстрирует рис. 7. Приведенные данные дополняют результаты, опубликованные ранее (для N_2 и Ar и их смесей) [3]. Если подъем кривых в их левой части определяется фокусирующим действием полей внутри анодов [6], то их спад после плавного максимума объясняется "перефокусировкой", когда по мере усиления магнитного поля все большая часть потока частиц направляется в осевое "окно" встречного источника.

Таблица 1

Эффективность транспортировки плазмы магнитными фильтрами. I_i – ионный ток на выходе системы; I_a – ток дуги

Тип фильтра *	[8]	[9]	[1]	[10]	[11]	[12]	[13]	[14]	[15]	Рабочий режим
I_i/I_a (%)	1,5	1,1	1,5	2,5*	3,0	2,5	3,0	1,7*	0,3	8,4

*Данные Р.Боксмана [16].

С другой стороны, с ростом V прохождение частиц через магнитную щель затрудняется: доступной для их прохождения остается все более узкая средняя часть щели [7]. Зависимость $I_{ir}(p)$ при $V = \text{const}$ с напуском азота в систему имеет монотонно падающий характер. Иначе на выходной поток ионов влияет присутствие аргона. С повышением давления $210^{-3} \dots 1 \cdot 10^{-1}$ Па ионный ток резко возрастает от некоторого "вакуумного" значения до максимума, после чего с дальнейшим повышением давления также монотонно снижается. В наших экспериментах при $V = 6$ мТл и $p \cong 1 \cdot 10^{-1}$ Па ионный ток на выходе системы достигал 100...110 А, что составляло примерно 42...46% от тока дуги. Такое превышение "предельно допустимого" значения "вакуумной" величины этого параметра (по Кимблину – не более 8...10% от тока дуги [17]) не может быть отнесено исключительно на счет газовой добавки к суммарному потоку ионов. Об этом свидетельствуют результаты измерения скорости осаждения Ti конденсата в присутствии аргона. В диапазоне давлений,

при которых сильнее всего проявляется влияние аргона на величину ионного тока I_{ir} , регистрировались наибольшие скорости осаждения металлического конденсата, недостижимые в отсутствие аргона при прочих равных условиях (рис. 8). По мере роста давления доля ионов аргона в суммарном потоке возрастала, что проявлялось в повышении интенсивности их воздействия на подложку: в средней ее части отмечалось стравливание поверхности. Данные о скорости травления нержавеющей стали в зависимости от величины отрицательного напряжения на подложке приведены на рис. 9.

Падающий характер зависимости $I_{ir}(p)$ для азота и уменьшение I_{ir} с увеличением давления аргона свыше некоторого значения, при котором ионный ток достигает максимума, объясняются процессами рассеяния при перемешивании встречных осевых потоков в области "ловушки". О хаотизации потоков свидетельствует значительное снижение средней энергии частиц в радиальном потоке плазмы (табл.2) по сравнению с их энергией в первичных аксиальных потоках [6].

Таблица 2

Энергия ионов в радиальном потоке

E – энергия, Z – кратность ионизации. $V = 4$ мТл, $P = 1 \cdot 10^{-4} \dots 1 \cdot 10^{-3}$ Па.

Сорт частиц	Ti^+	Ti^{2+}	N^+	N_2^+	Ar^+
$E/Z, эВ$	4...16	4...10	5 ± 1	4 ± 1	2...10

Механизм взаимодействия частиц в этих условиях весьма сложен. Изучение его не входило в нашу задачу, а последствия взаимодействия частиц представляли интерес лишь в той мере, в которой они влияли на функциональные характеристики исследуемой системы. Так, взаимодействие металлической плазмы с аргоном в диапазоне низких давлений характеризуется абсолютным ростом металлической компоненты радиального потока плазмы, что, в свою очередь, проявляется в значительном повышении производительности системы при осаждении металлических покрытий. Механизм этого явления не ясен, хотя ранее и предпринимались попытки его объяснения [18,19]. Иначе представляются зависимости ионного тока I_{ir} и переноса массы конденсируемого материала от давления активного газа – азота. В [5] показано, что максимум скорости формирования покрытий в исследуемой системе смещен по оси давлений относительно положения максимума скорости электропереноса $I_{ir}(p)$ в сторону более высоких давлений более чем на порядок величины.

Возвращаясь к вопросу об эффективности транспортировки плазмы в фильтрующих системах, следует отметить, что показатель I/I_a , характеризующий эту эффективность, введен в предположении, что существует жесткая корреляция между ионным током и переносом массы конденсируемого материала. Это справедливо, пока системы работают в "вакуумном режиме", когда конденсируемый поток плазмы практически полностью состоит из ионов катодного ма-

териала. Эффективность переноса ионной компоненты в этом случае вполне адекватно отражает производительность системы. Напротив, как показывают приведенные выше результаты измерений, при введении рабочего газа в систему (инертного или активного) ионный ток на выходе не всегда является однозначным критерием эффективности переноса конденсируемого материала. Из сказанного следует, что для характеристики технологических систем с плазменными фильтрами, с точки зрения их производительности и эффективности использования плазмообразующего катодного материала, целесообразно, по-видимому, ввести более универсальный показатель, которым при необходимости и пользоваться вместо или наряду с (I_i/I_a) . Таким показателем могло бы быть, например, отношение массы конденсата (приращение массы подложки) Δm_s к убыли массы катода Δm_c в течение технологического цикла: $\Delta m_s/\Delta m_c$. Но и такой показатель, очевидно, не может дать полного представления о степени полезного использования плазмообразующего материала: транспортировать поток плазмы к подложке с минимальными потерями – лишь часть проблемы. Необходимо еще и оптимальным образом распорядиться доставленным в виде плазменного потока материалом, т.е. сконденсировать его в виде покрытия с заданными площадью и профилем и обеспечить при этом требуемое поверхностное распределение служебных характеристик покрытия (например, толщины, твердости, цвета и др.). Управление геометриче-

скими параметрами выходного потока в источниках с магнитными фильтрами чаще всего осуществляется с помощью выходных сканирующих устройств [20,21]. В исследуемой системе при встречном включении транспортирующих (анодных) катушек "качание" выходного радиального потока по заданной программе поперек кольцевого проема (в направлении z) может быть осуществлено с помощью отклоняющей катушки, которая охватывает кольцевой подложкодержатель (рис.10,а). Изменяя величину и направление тока в отклоняющей катушке, можно смещать максимум плотности радиального потока на заданное расстояние от центра системы в любом направлении вдоль z . Пропуская по катушке переменный ток регулируемой амплитуды и формы, можно управлять распределением усредненной во времени плотности потока поперек выходного проема. Другой вариант управления радиальным потоком приведен на рис.10,б. Здесь профиль плотности плазменного потока определяется формой многощелевой магнитной структуры, легко управляемой токами в секциях отклоняющей катушки.

Об эффективности удаления макрочастиц из плазмы в исследуемой системе можно судить по результатам экспериментов, опубликованных ранее [22], а также по данным компьютерных расчетов, выполненных по методике, разработанной Д.Ю. Залеским [23]. При размещении подложек на расстоянии 150 мм от оси системы (максимальное удаление, при котором подложки оставались в пределах прямой видимости с катодов) покрытия содержали большое количество макрочастиц.

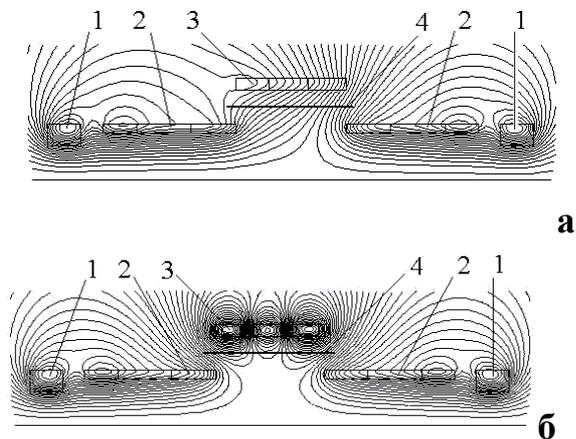


Рис.10. Влияние отклоняющей катушки на форму магнитных силовых линий при встречном включении анодных катушек (а); многощелевая магнитная структура (б). 1 – стабилизирующие катушки; 2 – анодные (транспортирующие) катушки; 3 – отклоняющая катушка; 4 – подложка

При удалении образцов на расстояние $R=175$ (за пределы прямой видимости) качество покрытий кардинально улучшалось, но все же на их поверхности наблюдалось незначительное количество капель размерами до 1.2 мкм, которые, по-видимому, попали на подложку в результате рикошетирования от анодов. Полное устранение таких капель может быть

достигнуто оптимизацией геометрии плазмоведущего тракта. В работе [24] приведены результаты расчета траекторий серии частиц, вылетевших из КП под различными углами α к оси катода в диапазоне $-90^\circ \dots +90^\circ$ с интервалом $\Delta\alpha = 1^\circ$ для трех вариантов системы ($R = 175$ мм): (а) с гладкой поверхностью анодов, (б) с поглощающими ребрами на боковых поверхностях анодов (высота ребер $h = 10$ мм, расстояние между соседними ребрами $l = 20$ мм) и (в) с оптимизированной системой ребер, размещенных на боковых поверхностях и на торцах анодов ($h = 25$ мм, $l = 15$ мм). Из приведенных результатов следует, что известный критерий – отсутствие прямой видимости между катодами и подложкой не является достаточным для гарантии высоких фильтрующих качеств исследуемой системы (как, впрочем, и любой другой [23]).

В случае, когда макрочастицы твердые (частицы графита, субмикронные застывшие капли металлов), без дополнительных мер подавления рикошетирования концентрация этих частиц в выходном потоке плазмы может быть недопустимо высокой.

4. ОСАЖДЕНИЕ ПОКРЫТИЙ

На лабораторной установке, оснащенной рассмотренной здесь системой, получены "бескапельные" покрытия Ti_xN_y , Al_2O_3 , AlN , $TiCN$, Ti , Al , Cu . Покрытия на основе нитридов титана осаждали в смеси азота (60 ат.%) с аргоном (40 ат.%). Покрытия толщиной до 16 мкм получали при скорости роста до 8 нм/с. Микротвердость конденсатов в зависимости от режима осаждения составляла 18...32 МПа [3,5].

Пленки карбонитридов получали в смеси азота с ацетиленом (5 ат.%). Толщина пленок – до 6 мкм, микротвердость около 25 МПа.

Прозрачные пленки Al_2O_3 получали осаждением Al плазмы в кислороде или смеси кислорода (80 ат.%) с аргоном (20 ат.%). Толщины пленок 4...6 мкм, их микротвердость 10...15 МПа. Скорость осаждения – до 4 нм/с.

Нитрид алюминия в виде прозрачных покрытий толщиной 1,5...4 мкм синтезировали конденсацией Al плазмы в атмосфере азота при скорости роста конденсата 3...4 нм/с.

Синтез окислов и нитридов алюминия осуществляли, используя катоды из алюминия, содержащего примеси в количестве не более 0,01%, при подаче (на подложку) ВЧ-потенциала (1 МГц).

Бескапельные пленки Ti , Al [5] и Cu получали осаждением сепарированных радиальных потоков плазмы соответствующих металлов при остаточном давлении в камере около 10^{-4} Па.

Исследования с помощью сканирующего электронного микроскопа показали, что покрытия практически не содержат макрочастиц с размерами более 1 мкм. Хоатизация встречных потоков в присутствии газов определяет возможность осаждения равнотолщинных покрытий на объекты сложной формы. Так, покрытие из нитрида титана толщиной 7 мкм с от-

клонениями, не превышающими погрешность измерений (~5%), было получено на внутренней поверхности в форме полусферы диаметром 30 мм (сталь 40ХНЮ).

Приведенные данные свидетельствуют о возможности применения систем рассмотренного типа в областях с повышенными требованиями к качеству покрытий [2]. Очевидно также, что принципы, изложенные в данной работе и в предыдущих публикациях [3...5], могут послужить основой для создания систем с прямоугольным поперечным сечением плазмодов (анодов) для генерирования одного или двух направленных в противоположные стороны плоских потоков сепарированной плазмы. Такие модификации генератора фильтрованной плазмы могли бы стать весьма перспективными в практике осаждения "бескапельных" покрытий на большие плоские поверхности и рулонные материалы.

5. ВЫВОДЫ

Показано, что система двух встречно ориентированных вакуумно-дуговых источников плазмы с магнитной фокусировкой обеспечивает возможность формирования интенсивных радиальных потоков эрозионной плазмы, очищенной от макрочастиц катодного материала. Эффективность транспортировки плазмы от катодного пятна дугового разряда до обрабатываемого объекта в несколько раз превышает соответствующие показатели для других известных систем, работающих в режиме постоянного тока, и приближается до максимально возможной величины (8...10% от тока дугового разряда).

Применение компьютерной методики расчета траекторий рикошетирующих макрочастиц в системе обеспечивает возможность ее оптимизации в отношении качества очистки плазмы, а также прогнозировать это качество на стадии проектирования системы.

Предлагаются методы управления профилем распределения плотности выходного потока по его сечению, основанные на применении отклоняющей катушки, охватывающий кольцевой проем между анодами.

Представляются перспективными дальнейшие исследования в данном направлении с целью создания систем для нанесения бескапельных покрытий на большие плоские поверхности, в том числе на рулонные и листовые материалы.

Искренне благодарю В.М.Хороших и А.И.Тимошенко за помощь в проведении экспериментов и Д.Ю.Залеского, выполнившего компьютерные расчеты магнитных полей и траекторий макрочастиц.

ЛИТЕРАТУРА

1. И.И. Аксенов, В.А.Белоус, В.Г.Падалка, В.М.Хороших // *Приборы и техника эксперимента*, 1978, №5, с.236-237.
2. L.Voxman and S.Goldsmith // *Surface and Coatings Technology*, 1992, S2, p.39-50.
3. I.I.Aksenov, V.A.Belous and V.M.Khoroshikh // *Proc. of the XVIIth ISDEIV, Berkeley, Calif.*, 1996, p. 895-899.
4. I.I.Aksenov, V.M.Khoroshikh, V.A.Belous and S.A.Leonov // *Proc. of the 6th Int. Symp. on Trends and New Applications of Thin Films (TATF'98), Regensburg, Germany, March 1998*, p.287-290.
5. I.I.Aksenov, V.M.Khoroshikh, N.S.Lomino, V.D.Ovcharenko and Yu.A.Zadneprovskiy // *IEEE Trans. on Plasma Science*, 1999, v.27, N4, p.1026-1929.
6. И.Аксенов, В.Г.Падалка, В.Т.Толок, В.М.Хороших // *Физика плазмы*, 1980, т.6, №4, с.918-924.
7. J.Dolan // *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 1994, v.36, p.1539-1593.
8. I.I.Aksenov, V.M.Khoroshikh // *Proc. of the 6th Int. Symp. on Trends and New Applications of Thin Films (TATF'98), Regensburg, Germany, March 1998*, p.283-286.
9. I.I.Aksenov, V.A.Belous, V.V.Vasil'ev, Yu.Ya.Volkov, V.E.Strel'nitskij // *Diamond and Related Materials*. 1999, v.8, p.468-471.
10. V.I.Gorokhovskiy, R.Bhattacharya and D.G.Bhat // *Int. Conf. Metallurgical Coatings and Thin Films, San Diego, Apr. 2000*.
11. D.B.Boercker, S.Falabella and D.M.Sanders // *Surface and Coatings Technology*, 1992, v.53, p.239-242.
12. P.J.Martin, R.P.Netterfield, T.J.Kinder: US Patent №5,279,723, Jan.18, 1994, C23C014/32.
13. D.M.Sanders, S.Falabella: US Patent №5,282,944, Feb.1, 1994, C23C014/32.
14. R.P.Welty: US Patent №5,997,705, Dec. 1999.
15. M.Kuhn, P.Meja and F.Richter // *Diamond and Related materials*, 1993, v.2, 10, p.1350-1354.
16. R.L.Boxman // *Proc. of the XIXth ISDEIV, Xi'an, China*, Sept. 2000 (to be published).
17. C.W.Kimblin // *J.Appl. Phys*, 1973, v.44, p.3074.
18. А.Ф.Рогозин, Л.Ю.Русин // *Химическая физика*, 1987, т.6, №1, с.45-51.
19. И.И.Аксенов, Н.С.Ломино, В.Д.Овчаренко, Ю.А.Заднепровский // *Вопросы атомной науки и техники. Серия: Физика радиационных повреждений и радиационное материаловедение*. 1998, вып.5 (71), с.65-66.
20. I.I.Aksenov, S.I.Vakula, V.G.Padalka, V.E.Strel'nitskij and V.M.Khoroshikh // *Sov. Phys. Tech. Phys.* 1980, v.25, p.1164.
21. P.J.Martin, R.P.Netterfield and T.J.Kinder // *Thin Solid Films*, 1990, v.193/194, p 77-83.
22. I.I.Аксенов, В.В.Брик, Ю.А.Заднепровський, М.С.Ломіно, В.Д.Овчаренко // *Вопросы атомной науки и техники. Серия: Физика радиационных повреждений и радиационное материаловедение*. 1998, вып.1(67), 2(68), с.138-139.
23. I.I.Aksenov, D.Yu.Zaleskij, V.E.Strel'nitskij // *Proc. of the 1st International Congress on Radiation Physics, High Current Electronics and Modification of Materials*. Tomsk., Russia, Sept. 2000.
24. И.И.Аксенов // *Труды XIV Междунар. конф. по физике радиац. явлений и радиац. материаловедению*. Июнь, 2000г., Алушта, Крым, с.270.