

04;10

Зарядовое распределение ионов в плазме вакуумного дугового разряда в сильном магнитном поле

© А.Г. Николаев, Е.М. Окс, Г.Ю. Юшков

Томская государственная академия систем управления и радиоэлектроники,
635050 Томск, Россия

(Поступило в Редакцию 16 декабря 1996 г.)

Показано, что в сильном магнитном поле существенно возрастает доля многозарядных ионов металлов, генерируемых в плазме вакуумного дугового разряда. Отмеченное влияние наблюдалось для более 30 различных материалов катодов, использованных в эксперименте. Установлена связь между возрастанием средней зарядности ионов и увеличением напряжения горения дуги. Показана возможность дальнейшего повышения напряжения горения вакуумной дуги до 160 В.

Введение

Проявляющийся в последнее время повышенный интерес к исследованию процессов в катодном пятне вакуумного дугового разряда и прилегающей к нему области [1,2] обусловлен не только развитием вакуумных коммутаторов [3], но связан также с использованием вакуумного дугового разряда в ионно-плазменных напылительных устройствах [4] и источниках сильноточных пучков ионов металлов [5]. Именно в последнем случае распределение извлеченных из плазмы ионов по зарядности имеет важное значение, поскольку оно определяет среднюю энергию ионного пучка. Многократная ионизация в плазме вакуумного дугового разряда обеспечивает повышение средней зарядности ионов, что при их отборе приводит к увеличению энергии ионного пучка без повышения ускоряющего напряжения. При обычных условиях горения вакуумной дуги с током разряда в сотни ампер и длительностью импульса разряда в десятки доли миллисекунды в зависимости от материала катода в плазме существуют ионы с зарядностью от 1^+ до 5^+ при средней зарядности от 1 (катод из углерода) до 2.5–3.0 (катоды из тяжелых металлов) [6,7]. Кроме материала катода зарядовое распределение ионов в значительной степени зависит от длительности импульса дуги и давления остаточного газа. Доля многократно ионизированных частиц может существенно уменьшаться при увеличении длительности импульса разряда в масштабе времени десятки и даже сотни микросекунд [8] или при повышении давления с 10^{-6} до 10^{-5} мм Hg [9].

Плазмообразующая среда в вакуумном дуговом разряде возникает, как известно [10], в результате испарения материала электрода в катодном пятне и его ионизации в прилегающей к пятну относительно небольшой области. Именно в этой области осуществляются все процессы, определяющие параметры плазмы вакуумного дугового разряда. На границе этой области практически прекращается ионизация и происходит как бы "замораживание" параметров плазмы [11]. Далее имеет место лишь простое расширение плазмы в объем разрядной камеры [12].

Поскольку создание сильного магнитного поля в локальной области не представляет большой сложности, то это делает возможным исследование влияния такого поля на условия формирования установившихся параметров плазмы вакуумного дугового разряда. При этом под сильным магнитным полем подразумевается поле, которое влияет не только на электронный, но и на ионный компонент плазмы. Очевидно, что сильное магнитное поле способно повысить долю многократно ионизированных атомов, поскольку по крайней мере оно обеспечивает из-за удержания ионов большее время их нахождения в области интенсивной ионизации. Влияние сильного магнитного поля на зарядовое распределение ионов в плазме вакуумного дугового разряда представляло собой объект исследований, результаты которых приведены в настоящей работе.

Техника и методика эксперимента

Схема разрядной системы представлена на рис. 1. Вакуумный дуговой разряд (0.1–4 кА, 0.25–1 мс) между катодом 1 и анодом 4 инициировался вспомогательным разрядом по поверхности керамики при подаче на поджигающий электрод [3] относительно катода положительного высоковольтного (12 кВ) импульса короткой (10 мкс) длительности. Расстояние катод–анод варьировалось от нескольких мм до 10 см. В ряде экспериментов для стабилизации дуги и достижения более высокого напряжения горения разряда по аналогии с системой стабилизации разряда в сильноточном протонном источнике ИЯФ СО РАН [13] межэлектродный промежуток перекрывался системой плоских электродов с центральными соосными отверстиями диаметрами 6 или 12 мм.

Магнитное поле создавалось коротким соленоидом (средний диаметр намотки 35 мм, длина 30 мм), обеспечивающим в центре катушки импульсное магнитное поле до 10 кGs. Электрическое питание соленоида осуществлялось от отдельного источника или он был последовательно подключен к разрядному промежутку.

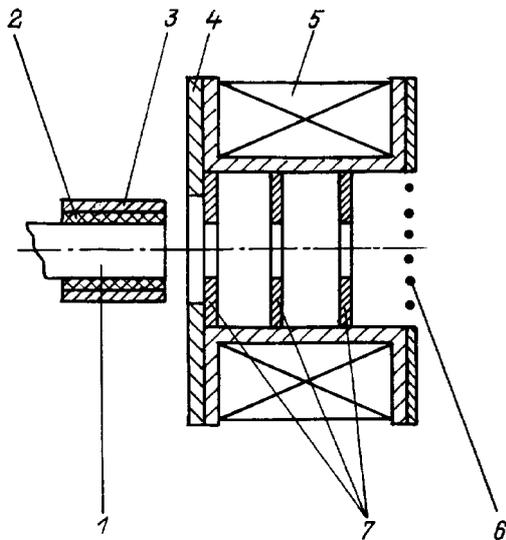


Рис. 1. Схема экспериментальной установки. 1 — катод, 2 — диэлектрик, 3 — поджигающий электрод, 4 — анод, 5 — соленоид, 6 — сетка, 7 — электроды системы стабилизации дуги.

В последнем случае повышение магнитного поля сопровождалось соответствующим увеличением тока дуги.

Исследование зарядового распределения ионов проводилось на экспериментальных стендах Ассоциации по исследованию тяжелых ионов (GSI) (Дармштадт, ФРГ), а также Национальной лаборатории Лоуренса (LBNL) (Беркли, США) в рамках совместных исследовательских проектов с этими научными организациями. Вакуумный дуговой разряд зажигался в электродной системе источников сильноточных широкоапертурных ионных пучков типа МЕВВА-4 [14] и МЕЕВВА-5 (LBNL) [15]. Идентичные по принципу работы, эти устройства имели лишь небольшие конструктивные отличия. Измерение зарядового распределения ионов осуществлялось с помощью магнитного масс-зарядового сепаратора (GSI) [16] и времяпролетного спектрометра (LBNL) [17]. В обоих случаях извлеченные из плазмы ионы ускорялись напряжением 30–60 кВ с помощью трехэлектродной многоапертурной системы извлечения [18]. Для исключения влияния длительности импульса дуги все измерения зарядового распределения ионов осуществлялись через 100 мкс после зажигания разряда. В процессе измерений давление остаточного газа в разрядной системе и трубе дрейфа поддерживалось на уровне 10^{-6} мм рт.ст.

Результаты эксперимента

Результаты измерений зарядового распределения ионов в сильном магнитном поле двумя независимыми методами практически совпадали, что может быть также принято как несомненное доказательство достоверности измерений. Поэтому представленные далее экспериментальные данные являются обобщающими результатами

и подтверждены измерениями на обоих экспериментальных стендах.

Зарядовые распределения ионов в обычных условиях горения разряда без магнитного поля для широкого ряда различных материалов катода представлены в левой части таблицы. Сравнение с ранее опубликованными данными [19] однозначно свидетельствует о практически полном совпадении результатов измерений. Характерными точками для сравнения могут быть, например, 100%-ная доля однозарядных ионов в углеродной плазме или практически такая же доля двухзарядных ионов в случае бариевого катода. Как правило, средняя зарядность ионов Q возрастает с увеличением массы атома. Следует также отметить относительно большое значение Q (близкое к 3) в плазме вакуумного дугового разряда для катодов из ниобия, молибдена, гафния, тантала, вольфрама и урана.

Создание в плазме вакуумного дугового разряда сильного магнитного поля приводит к существенному изменению зарядового распределения ионов, заключающемуся в резком снижении доли одно- и двухзарядных ионов при одновременном заметном повышении многозарядового ионного компонента. Наблюдаемый экспериментальный факт иллюстрируется представленными на рис. 2 импульсами тока коллектора времяпролетного масс-спектрометра в случае использования катода из алюминия. Аналогичные зависимости наблюдались при использовании магнитного масс-зарядового сепаратора. Дополнительным свидетельством эффекта повышения средней зарядности ионов вакуумного дугового разряда в сильном магнитном поле могут служить результаты измерений профиля внедренных ионов титана в

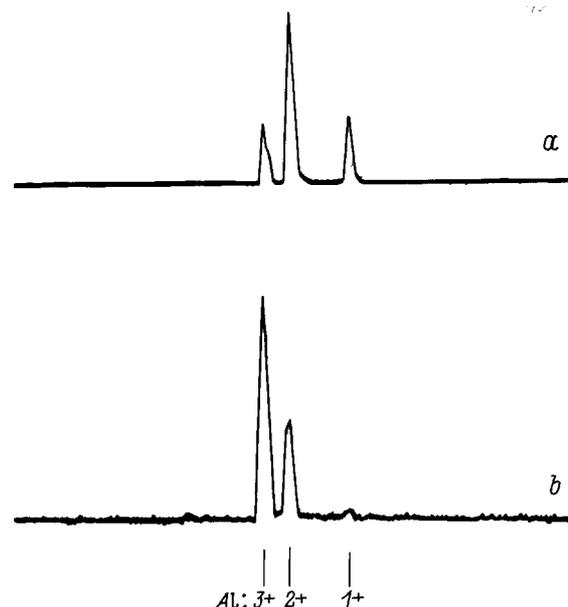


Рис. 2. Оциллограммы тока коллектора времяпролетного масс-спектрометра. *a* — $B = 0.12$ Т, *b* — $B = 0$. Задержка момента измерений 100 мкс относительно начала импульса тока дугового разряда.

Материал катада	Без магнитного поля						Магнитное поле							Параметры	
	зарядовое распределение, %													B, kGs	I _{arc} , kA
	1 ⁺	2 ⁺	3 ⁺	4 ⁺	5 ⁺	⟨Q⟩	1 ⁺	2 ⁺	3 ⁺	4 ⁺	5 ⁺	6 ⁺	⟨Q⟩		
C	96	4				1.0	29	58	13				1.8	3.20	3.20
Mg	51	49				1.5	5	95					1.9	3.75	0.22
Al	38	51	11			1.7	5	11	85				2.8	1.20	1.20
Se	23	66	11			1.9	16	53	59	2			2.5	3.75	0.22
Ti	11	76	12	1		2.0	1	6	15	58	20		3.9	10.0	1.30
V	11	72	15	2		2.1	13	31	48	8			2.5	3.75	0.22
Cr	14	70	15	1		2.0	4	9	20	53	12	2	3.7	6.20	0.80
Mn	48	52				1.5	26	47	25	2			2.0	3.75	0.22
Fe	28	68	6			1.8	6	20	34	38	2		3.7	2.20	2.20
Ni	43	50	7			1.6	1	9	19	32	27	12	3.5	3.40	3.44
Co	34	59	7			1.8	5	46	47	2			2.5	6.00	0.40
Cu	28	53	18	1		1.9	10	22	32	32	4		3.0	4.60	0.60
Y	7	63	29	1		2.2	6	9	77	8			2.9	3.75	0.22
Nb	3	40	39	16	2	2.7	—	6	11	29	51	3	4.3	1.20	1.20
Mo	7	30	40	20	3	2.8	—	10	19	32	27	12	4.1	5.40	1.70
Ba	3	97				2.0	2	41	53	3	1		2.6	3.75	0.22
La	4	65	31			2.3	3	16	61	20			3.0	3.75	0.22
Gd	8	81	11			2.0	1	43	41	15			2.7	3.75	0.22
Er	8	62	30			2.2	2	12	70	16			3.0	3.75	0.22
Ag	13	61	25	1		1.9	7	23	37	30	3		3.0	5.40	0.70
Hf	7	26	48	18	1	2.8	1	5	11	39	41	3	4.2	4.60	0.60
Ta	1	17	39	39	4	3.3	1	5	13	40	41	2	4.2	3.75	0.22
W	1	17	35	35	12	3.4	1	5	16	39	32	7	4.2	3.75	0.22
Pt	12	70	18			2.1	1	16	34	46	3		3.3	10.0	1.2
Pb	40	60				1.6	1	75	24				2.2	3.75	0.22
Bi	89	11				1.1	7	27	57	9			2.7	4.60	0.60
U	20	40	32	8		2.3	1	20	32	28	16	3	3.5	4.6	0.60

кремний, извлеченных из плазмы вакуумной дуги и ускоренных одинаковым ускоряющим напряжением 55 kV (рис. 3). Видно, что при горении дуги в сильном магнитном поле расположение максимума профиля внедренных ионов сдвигается в глубину поверхности кремния. Это однозначно свидетельствует об увеличении энергии ионов, которое при постоянном ускоряющем напряжении

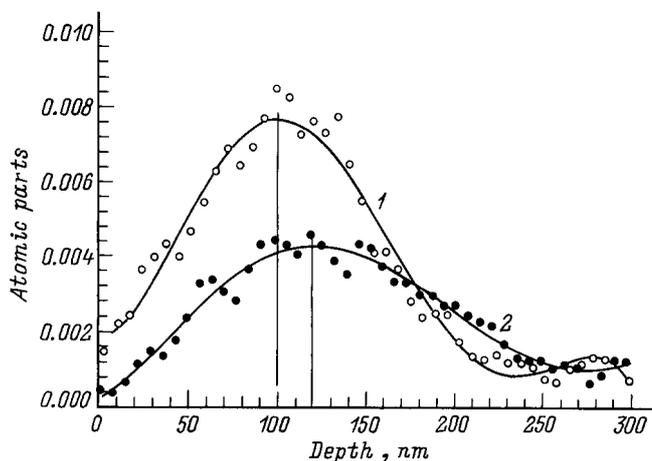


Рис. 3. Распределение профиля внедренных ионов титана в кремний при отборе ионов из плазмы. B, T: 1 — 0, 2 — 0.4.

может быть осуществлено лишь в результате повышения средней зарядности извлеченных из плазмы ионов.

В правой части таблицы представлены зарядовые распределения ионов для дуги в магнитном поле. Представленные в таблице доли ионов определенной зарядности рассчитывались путем деления измеренного цилиндром Фарадея тока данной зарядности на его кратность. Это дает информацию о реальной доле ионов данной зарядности в общем потоке, что важно, например, для технологических применений, связанных с ионной имплантацией. Важно отметить, что в присутствии сильного магнитного поля в зарядовом спектре ионов вакуумного дугового разряда появляются заметные доли ранее не наблюдавшихся компонентов (C^{3+} , Ti^{5+} , Cr^{5+} , Ni^{5+} , Ni^{6+} , Mo^{6+} , Ba^{3+} , Ba^{4+} , Pb^{3+} , U^{5+} и др.). Доля высокозарядных компонентов также резко увеличивается. Так, без магнитного поля в плазме вакуумной дуги с урановым катодом четырехзарядные ионы составляют 8% от общего количества ионов в плазме. В сильном магнитном поле доля U^{4+} возрастает в 4 раза. Это обеспечило получение 30 mA тока четырехзарядных ионов урана в течение 1 ms (рис. 4). Отмеченный результат исключительно важен при создании на основе вакуумного дугового разряда сильноточного инжектора ионов металлов для ускорителей тяжелых ионов.

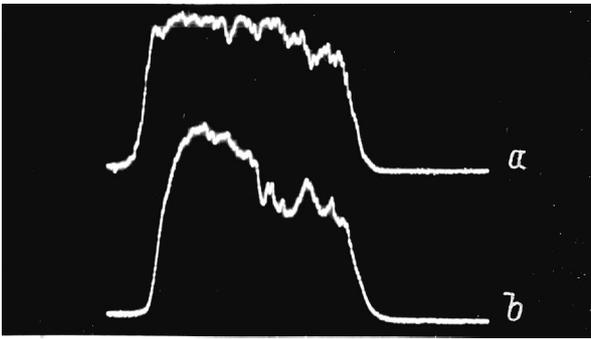


Рис. 4. Осциллограммы полного тока ионов урана и его четырехзарядного компонента после сепарации при $B = 0.4$ Т, уровень запуска осциллографа 0.208 В, задержка относительно запуска нулевая, развертка 0.2 мс/см. a — канал 2, b — канал 1; чувствительность осциллографа по каналам 10 (a), 4 мВ/см (b); ток четырехзарядных ионов урана 40 (a), 8 мА/см (b); нагрузка 25 (a), 50 Ω (b).

Увеличение тока дуги до приблизительно 1 кА практически не влияло на зарядовое распределение ионов. Однако при больших токах дуги повышение тока приводило к существенному изменению этого распределения. На рис. 5 представлены зависимости доли двухзарядных ионов алюминия от тока дуги при последовательном включении соленоида в разрядную цепь и без него. Видно, что влияние тока дуги на изменение доли той или иной зарядности практически идентично влиянию магнитного поля, но без магнитного поля такое влияние имеет место при больших значениях тока. Простые оценки свидетельствуют, что при таких значениях тока величина собственного магнитного поля столба дуги составляет величину порядка 1 кГс и оказывается

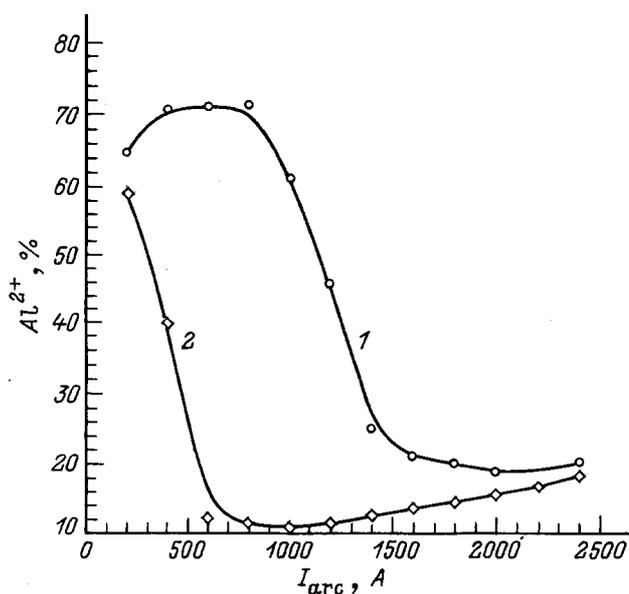


Рис. 5. Зависимость процентной доли двухзарядных ионов алюминия от тока дугового разряда. 1 — без соленоида, 2 — соленоидом.

соизмеримой с величиной внешнего магнитного поля, при которых наблюдалось его влияние на зарядовое распределение ионов.

В экспериментах наблюдалась строгая корреляция между повышением средней зарядности ионов и возрастанием напряжения горения дуги. Так, при максимальных значениях магнитного поля и тока дуги, обеспечивающих достижение наибольшей доли высокозарядных ионов величина напряжения горения дуги достигала 100 – 120 В и превышала в 5 – 6 раз начальный уровень напряжения горения, устанавливающийся в дуговом разряде при относительно низких значениях тока дуги в отсутствие магнитного поля. Сравнение достигнутой величины напряжения горения дуги с потенциалами ионизации показало, что для достижения заметной доли требуемой кратности ионизации необходимо, чтобы напряжение горения дуги достигало величины, близкой к искомому потенциалу ионизации. Поэтому для повышения средней зарядности ионов необходимо обеспечить условия для соответствующего роста напряжения горения. Одним из возможных способов роста напряжения горения состоит в зажигании дуги в сильном магнитном поле и протяженном разрядном промежутке, стабилизированном системой плоских электродов с центральным отверстием. Как показали эксперименты, увеличение расстояния катод–анод до 10 см, его разделение равноудаленными друг от друга 9 электродами обеспечивают в магнитном поле 0.6 Т напряжение горения дуги 160 – 180 В. Такие значения напряжения горения обеспечат дальнейший рост кратности ионизации в вакуумном дуговом разряде и повышение средней зарядности ионов.

Заключение

Создание детальной физической модели и определение основного механизма, ответственного за зарядовое распределение ионов в плазме вакуумного дугового разряда в сильном магнитном поле представляют собой предмет наших дальнейших исследований. Однако уже сейчас очевидно, что возрастание доли многократно ионизированных ионов обусловлено повышением температуры электронов в плазме. Расчеты, сделанные в [20,21], показывают, что для достижения наблюдаемого в эксперименте возрастания средней зарядности ионов достаточно повышения температуры электронов на 25 – 30% или на 1 – 2 эВ. Такой уровень возрастания температуры вполне достижим.

Авторы считают своим приятным долгом поблагодарить руководителя группы применения плазмы Национальной лаборатории Лоуренса Яна Брауна и руководителей Лаборатории ионных инжекторов Ассоциации по исследованию тяжелых ионов Бернхарда Вольфа и Питера Шпедтке за предоставленную возможность измерения зарядового распределения ионов в плазме вакуумного дугового разряда.

Работа проводится при поддержке гранта РФФИ № 96-02-16669.

Список литературы

- [1] Proc. of 17th Intern. Symp. on Discharge and Electrical Insulation in Vacuum. Berkeley (USA), 1996. Vol. 1–2.
- [2] *Месяц Г.А.* Эктоны. Ч. 1–3. Екатеринбург: УИФ "Наука", 1993.
- [3] *Раховский В.И.* Физические основы коммутации электрического тока в вакууме. М.: Наука, 1970.
- [4] Тез. докл. IV Всероссийской конф. "Модификация свойств конструкционных материалов пучками заряженных частиц". Томск, 1996.
- [5] *Brown I.G.* // IEEE Trans. Plasma Sci. 1993. Vol. 21. N 5. P. 537–546.
- [6] *Davis W.D., Miller H.C.* // J. Appl. Phys. 1969. Vol. 40. P. 2212–2221.
- [7] *Brown I.G., Feinberg B., Galvin J.E.* // J. Appl. Phys. 1988. Vol. 63. P. 4889–4898.
- [8] *Anders A., Anders S., Juttner B., Brown I.* // IEEE Trans. Plasma Sci. 1993. Vol. 21. N 3. P. 305–311.
- [9] *Spaedtke P., Emig H., Wolf B.H., Oks E.* // Rev. Sci. Instr. 1994. Vol. 65. N 10. P. 3113–3118.
- [10] Вакуумные дуги / Под ред. Дж. Лафферти. М.: Мир, 1982.
- [11] *Anders S., Anders A.* // J. Phys. D. 1988. Vol. 21. N 1. P. 213–215.
- [12] *Anders A., Anders S., Forster A., Brown I.* // Plasma Sources Sci. Technology. 1992. Vol. 1. P. 263–270.
- [13] *Давыденко В.И., Димов Г.И., Морозов И.И., Росляков Г.В.* // ЖТФ. 1983. Т. 53. Вып. 2. С. 258–263.
- [14] *Wolf B.H., Emig H., Spaedtke P., Ruck D.* // Rev. Sci. Instr. 1994. Vol. 65. N 10. P. 3091–3098.
- [15] *Brown I.G.* // Rev. Sci. Instr. 1994. Vol. 65. N 10. P. 3061–3081.
- [16] *Brown I.G., Spaedtke P., Emig H.* et al. // Nucl. Instr. Meth. 1990. Vol. A295. P. 12–18.
- [17] *Brown I.G., Galvin J.E., Mac Gill R.A., Wright R.T.* // Rev. Sci. Instrum. 1987. Vol. 58. N 9. P. 1589–1592.
- [18] *Oks E., Spaedtke P., Emig H., Wolf B.H.* // Rev. Sci. Instr. 1994. Vol. 65. N 10. P. 3109–3112.
- [19] *Brown I.G., Godechot X.* // IEEE Trans. Plasma Sci. 1991. Vol. 19. N 5. P. 713.
- [20] *Oks E., Anders A., Brown I.* et al. // IEEE Trans. Plasma Sci. 1996. Vol. 24. N 3. P. 1174–1183.
- [21] *Anders A.* Preprint N LBL 38672. UC-427. Berkeley (USA), 1996.