

протонам до энергии 1 ГэВ). Ускоряющая структура с ВЧ квадрупольями является более однородной. Нет необходимости в мостах связи между секциями, что упрощает настройку резонаторов. Существенных конструктивных и технологических усложнений ВЧ квадрупольи не создают. Это позволяет рекомендовать данную фокусировку вниманию разработчиков ускорителей для мезонных фабрик, установок μ -катализа, электроядерного бриддинга и др.

Список литературы

- [1] *Капчинский И.М.* Теория линейных резонансных ускорителей. Динамика частиц. М.: Энергоиздат, 1982. 240 с.
- [2] *Егоров А.А., Земин В.А., Ильевский С.А. и др.* //ЖТФ. 1981. Т. 51. Вып. 8. С. 1643–1647.
- [3] *Барсуков А.Б.* Препринт ИФВЭ. № 90-4. Серпухов, 1990. 16 с.
- [4] *Барсуков А.Б., Буданов Ю.А., Мальцев А.П. и др.* Препринт ИФВЭ. № 90-5. Серпухов, 1990. 14 с.
- [5] *Барсуков А.Б., Буданов Ю.А., Суренский А.В.* Препринт ИФВЭ. № 90-6. Серпухов, 1990. 14 с.
- [6] *Барсуков А.Б.* Препринт ИФВЭ. №90-7. Серпухов, 1990. 12 с.
- [7] *Жеребцов А.В., Мальцев А.П., Тепляков В.А.* Препринт ИФВЭ. № 90-29. Серпухов, 1990. 19 с.
- [8] *Линейные ускорители ионов.* /Под ред. Б.П.Мурина. Т. 1,2. М.: Атомиздат, 1978.
- [9] *Власов А.Д.* Теория линейных ускорителей. М.: Атомиздат, 1965. 308 с.
- [10] *Барсуков А.Б.* Препринт ИФВЭ. № 88-32. Серпухов, 1988. 10 с.

Институт физики высоких энергий
Протвино
Московская область

Поступило в Редакцию
10 июля 1991 г.

04;10
© 1992 г.

Журнал технической физики, т. 62, в. 9, 1992

ВЛИЯНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ИЗВЛЕЧЕНИЕ ИОНОВ В ИСТОЧНИКЕ С СЕТЧАТОЙ СТАБИЛИЗАЦИЕЙ

*А.Г.Николаев, Е.М.Окс, П.М.Шанин,
Г.Ю.Юшков*

В источниках ионных пучков большого сечения отбор частиц осуществляется с развитой поверхности плазмы через эмиссионные отверстия, выполненные в одном из электродов разрядной системы. Обычно потенциал этого электрода, как и потенциал коллектора, оказывается ниже потенциала плазмы. В этом случае плотность ионного тока на электрод совпадает по величине с плотностью тока ионов, извлекаемых из плазмы, и определяется соотношением Бома. Ионный компонент тока распределяется между электродами разрядной камеры и эмиссионной поверхностью пропорционально их площадям. Если не принимать во внимание перехват ионов в результате проникновения ускоряющего поля через эмиссионное отверстие, то в данной ситуации в отличие от случая отбора из плазмы

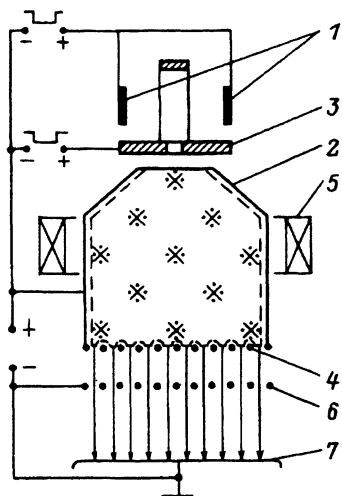


Рис. 1. Принципиальная схема экспериментальной установки.

электронов [1] эмиссия ионов не должна зависеть от размера эмиссионного отверстия. Однако в [2] показано, что в источниках ионов на основе вакуумной дуги при отборе частиц с плазменной поверхности, стабилизированной мелкоструктурной металлической сеткой, величина ионного тока повышается с увеличением размера ячейки сетки.

В настоящей работе приведены результаты исследований ионно-эмиссионных свойств плазмы дуговых разрядов в магнитном поле.

Схема экспериментальной установки представлена на рис. 1. Импульсный разряд (400 мкс), зажигаемый между катодом 1 и анодом 2, контрагировался отверстием диаметром 5 мм в электроде 3. Рабочий газ (азот) непрерывно напускался в анодную полость через отверстие в электроде 3, при этом давление газа в анодной области варьировалось в пределах 0.01–0.1 Па. Под плотной плазмой контрагированного разряда на поверхности электрода 3 инициировались катодные пятна вакуумной дуги, импульсный ток которой той же длительности обеспечивается отдельным источником питания. Таким образом, источник ионов обеспечивал как генерацию ионов газов, так и ионов проводящих твердотельных веществ. Более подробно этот источник описан в [3].

В большинстве экспериментов электрод 3 был выполнен из тантала. Отбор ионов осуществлялся с развитой поверхности плазмы, стабилизированной мелкоструктурной металлической сеткой 4. В экспериментах размер ячейки сетки изменялся от 0,02 до 20 мм так, чтобы реализовать условия, при которых размер ячейки был бы много большим, сравнимым или много меньшим протяженности прианодного слоя пространственного заряда. Для повышения эффективности эмиссии ионов в анодной области создавалось магнитное поле при помощи короткого соленоида 5 индукцией до ~ 20 мТл. Ускорение ионов осуществлялось постоянным напряжением (10–100 кВ), приложенным между эмиссионной 4 и ускоряющей 6 сетками. В устройстве применялись специальные меры для отсечки вторичных электронов, выбитых с коллектора 7.

Используемое нами экспериментальное устройство позволило смоделировать две принципиально разные ситуации, имеющие место при отбо-

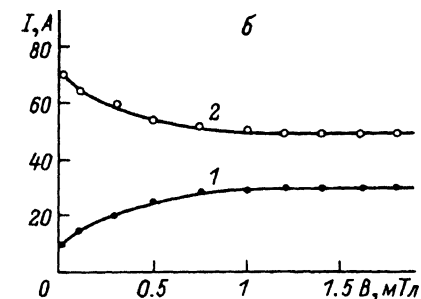
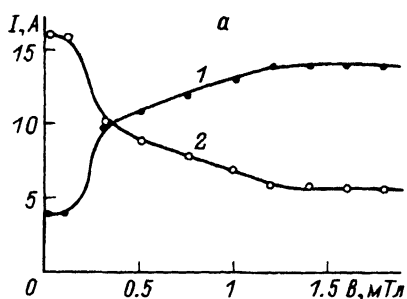


Рис. 2. Перераспределение разрядного тока между эмиссионным электродом (1) и анодом (2) в зависимости от величины магнитного поля.

a — контрагированный разряд, *б* — вакуумная дуга.

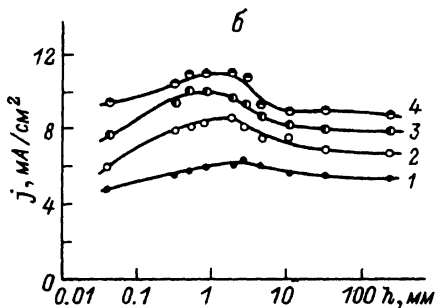
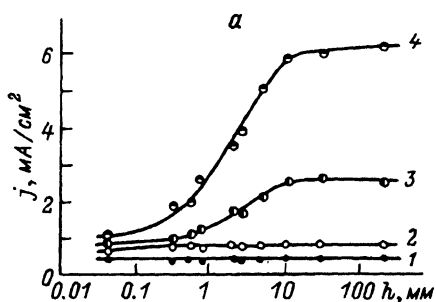


Рис. 3. Зависимость плотности ионного тока от размеров ячейки эмиссионной сетки.

1 — 0, 2 — 0.5, 3 — 1, 4 — 1.5 мТл; *a* — контрагированный разряд, *б* — вакуумная дуга.

ре ионов. В случае контрагированного разряда ионы образуются непосредственно в анодной полости и не имеют направленной скорости. При горении вакуумной дуги ионы в анодную полость поступают из катодного пятна и имеют значительную направленную скорость, соответствующую энергии порядка 100 эВ [4]. Несмотря на такое различие, введение в анодную область магнитного поля приводило в обоих случаях к значительному повышению ионного тока [5]. Это повышение сопровождалось уменьшением тока на боковую стенку анодной полости и соответствующим увеличением доли разрядного тока, замыкающегося на сетчатый электрод 4 (рис. 2а,б).

Общим для отбора ионов из плазмы контрагированного разряда и вакуумной дуги является также слабая зависимость плотности ионного тока j от размера ячейки сетки h при $B = 0$. Это свидетельствует о незначительном влиянии „перехвата“ ионов эмиссионной сеткой при проникновении ускоряющего поля в анодную полость через нее. При создании в анодной полости магнитного поля характер зависимостей j от h существенно различался. Если для „плазменного“ случая (рис. 3,а) наблюдался монотонный рост j с выходом на насыщение, то при отборе „поточковых“ ионов зависимость j от h имела четко выраженный максимум (рис. 3,б).

Измерение потенциала плазмы с использованием эмиссионного зонда, так же как и исследование тормозных характеристик извлеченных из плазмы ионов, свидетельствует о снижении потенциала плазмы при создании в анодной полости магнитного поля [5].

Представленная на рис. 3,а зависимость аналогична наблюдаемой в [6,7], где исследовалась эмиссия из плазмы электронов. В этих работах резкое увеличение тока эмиссии электронов при увеличении размера ячейки сетки объяснялось эффектом "переключения" электронного тока на коллектор.

Полученные экспериментальные результаты в совокупности с имеющимися сведениями об эмиссионных свойствах плазмы позволяют предположить следующий механизм, объясняющий зависимость, представленную на рис. 3,а. Наложение на анодную область магнитного поля снижает подвижность электронов поперек поля до величины, меньшей подвижности ионов. При таких условиях плазма будет стремиться удерживать наиболее подвижный компонент и, следовательно, ее потенциал станет ниже потенциала анода. Таким образом, для ионов, уходящих на анод и электрически соединенную с ним сетку, возникнет потенциальный барьер. Если размер ячейки сетки много меньше, чем толщина слоя пространственного заряда l , отделяющего плазму от электродов, то для выходящих в ускоряющий промежуток ионов существует потенциальный барьер W_B практически такой же величины. Тогда для плотности ионного тока, извлекаемого из плазмы, можно записать

$$j = j_x \exp\left(-\frac{W_B}{W}\right), \quad (1)$$

где j_1 — плотность хаотического ионного тока из плазмы, W_B — величина потенциального барьера для ионов, W — средняя тепловая энергия ионов.

Увеличение h при постоянном ускоряющем поле приводит к снижению барьера в центре отверстия и соответственно к увеличению j . Наибольший рост j достигается при $h \approx 2l$, когда эмиссия ионов осуществляется частично открытой плазменной поверхностью. При дальнейшем увеличении h реализуется режим отбора ионов с открытой плазменной поверхностью, плотность тока ионов достигает своего максимального значения, равного j_x , и перестает зависеть от h . Величину l можно оценить из закона "степени 3/2" для электронного тока на анод, пренебрегая ионным компонентом. Для $U_B = 10$ В, $j_P = 0.1$ А/см²

$$l = \left(2.33 \cdot 10^{-6} U_B^{3/2}\right)^{1/2} \approx 0.3 \text{ мм}. \quad (2)$$

Из-за значительных направленных скоростей ионов, образованных в вакуумной дуге, влияние потенциальных барьеров на их эмиссию несущественно. Поэтому зависимость плотности ионного тока от размера ячейки сетки значительно отличается от представленной на рис. 3,а. Существование максимума на зависимости j от h (рис. 3,б) может быть в этом случае связано с оптимальными условиями для эмиссии ионов, обусловленными проникновением ускоряющего поля через сетку в анодную полость.

В результате проведенных исследований удалось повысить эффективность извлечения ионов (отношение эмиссионного тока к разрядному) для

контрагированного разряда до 3,5%, вакуумной дуги — до 2%. Полученные зависимости позволяют более обоснованно подходить к выбору геометрии эмиссионных систем источников ионов.

Список литературы

- [1] Галанский В.Л., Крейндель Ю.Е., Окс Е.М. // ТВТ. 1989. Т. 27. № 4. С. 813-814.
- [2] Рябчиков А.И., Арбузов Н.М., Васильев Н.А. // Тез. докл. VIII Всесоюз. симпозиума по сильноточной электронике. Свердловск, 1990. Ч. 1. С. 67-69.
- [3] Бугаев С.П., Окс Е.М., Шанин П.М., Юшков Г.Ю. // ПТЭ. 1990. № 6. С. 125-129.
- [4] Вакуумные дуги / Под ред. Дж. Лафферти. М.: Мир, 1982.
- [5] Окс Е.М., Шанин П.М., Юшков Г.Ю. // Тез. докл. VIII Всесоюз. симпозиума по сильноточной электронике. Свердловск, 1990. Ч. 1. С. 49-51.
- [6] Жаринов А.В., Коваленко Ю.А., Роганов И.С., Тюрюканов П.М. // ЖТФ. 1986. Т. 56. Вып. 4. С. 687-693.
- [7] Галанский В.Л., Крейндель Ю.Е., Окс Е.М. и др. // ЖТФ. 1987. Т. 57. Вып. 5. С. 877-882.

Институт сильноточной электроники
Томск

Поступило в Редакцию
16 июля 1991 г.

В окончательной редакции
10 февраля 1992 г.

10

Журнал технической физики, т. 62, в. 9, 1992

© 1992 г.

ОТРАЖЕНИЕ КОМПЕНСИРОВАННОГО ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА ОТ ПРОВОДЯЩЕЙ ПОВЕРХНОСТИ

А.Б.Яковлев

Проведенные экспериментальные исследования [1] показали, что взаимодействие компенсированного электронного пучка с проводящей поверхностью слабее, чем это следует из рассмотренных ранее теоретических моделей [2,3]. Это связано, по-видимому, с тем, что в указанных работах поверхность считалась идеально проводящей и пренебрегалось нестационарностью процесса и влиянием формы траектории пучка на силу взаимодействия. Покажем, как можно учесть последний из перечисленных факторов.

Рассмотрим полностью компенсированный по заряду бесконечно длинный пучок радиуса R_0 , распространяющийся в установившемся режиме по каналу, положение которого не меняется во времени. Ток пучка вызывает возникновение симметричного тока изображения в идеально проводящей плоскости, взаимодействие с которой приводит к искривлению траектории движения пучка. Если радиус R_0 много меньше остальных характерных размеров, то силы самофокусировки больше сил, обусловленных протеканием токов изображения, следовательно, экран способен изменить траекторию пучка, не изменяя его радиуса R_0 .