

Разработка и исследование источника ионов металлов для технологических ускорительных установок

© П.А. Литвинов, В.А. Батурин, С.А. Пустовойтов

Институт прикладной физики НАН Украины,
40030 Сумы, Украина
e-mail: litvinov@ipflab.sumy.ua

(Поступило в Редакцию 7 марта 2013 г. В окончательной редакции 19 августа 2013 г.)

Представлено описание конструкции и принципа работы нового источника ионов металлов распылительного типа. Построение источника основывается на формировании плазменного эмиттера, содержащего ионы металла, с использованием двухступенчатого тлеющего разряда с двойным сжатием плазмы. Необходимый температурный режим электродов разрядной камеры достигается за счет распределения мощности разряда без использования нагревателей. Проведена оптимизация разрядной камеры. Представлены первые результаты экспериментального исследования масс-зарядового состава пучка, генерируемого этим источником.

Введение

Ускоренные пучки тяжелых ионов и, в частности, ионов металлов в настоящее время все более широко используются в радиационном материаловедении [1,2]. Они дают возможность проводить исследования конструкционных сплавов в двух направлениях:

- в радиационных технологиях модификации поверхности материалов с целью придания этой поверхности нужных свойств [3];
- для моделирования основных механизмов деградации исходных физико-механических свойств конструкционных материалов в условиях реакторного и космического облучения [4].

В большинстве случаев для изучения радиационного распухания материала его следует облучать пучками ионов металла, составляющих основу материала, чтобы избежать легирования. Возможность имплантации с помощью ускоренных ионных пучков в испытываемый материал ионов практически любых элементов открывает перспективы для моделирования разнообразных эффектов, обусловленных возникновением химических неоднородностей в материалах [5].

Именно технология имитационного испытания материалов на ускорителе тяжелых ионов способна решать задачи, которые существующими возможностями при облучении нейтронами в реакторах решить затруднительно или невозможно [6].

Одним из важных элементов ускорительной установки, во многом определяющим ее параметры, является ионный источник. Развитие технологий ионно-пучковой модификации поверхности материалов требует совершенствования существующих и создания новых ионных источников. Источник для технологических применений должен эффективно генерировать ионы широкого спектра различных металлов.

Существует несколько типов источников металлических ионов для ускорителей, которые основаны на различных физических принципах подачи ионизируемого

вещества в разряд [7–9]. Наиболее универсальным и надежным способом является распыление. Процессы распыления в отличие от получения атомов металла за счет испарения протекают в поверхностных слоях твердого тела в условиях, далеких от теплового равновесия [10]. Поэтому такой способ создания рабочей среды позволяет формировать атомарную концентрацию и тугоплавких металлов с любой температурой плавления и испарения.

1. Конструкция, принцип работы источника и оптимизация структуры и геометрии его разрядной системы

Целью настоящей работы было создание конструкции источника ионов железа, проведение его стендовых испытаний с целью оптимизации геометрии и теплового режима работы отдельных электродов, а также проведение первых исследований массового и зарядового состава пучка, генерируемого этим источником. Железо в качестве рабочего вещества было выбрано потому, что, во-первых, ионы железа наиболее востребованы в имитационных испытаниях реакторных материалов и, во-вторых, использование в разрядной камере железной распыляемой вставки приводит к сильному искажению первоначального магнитного поля источника. В известных на сегодняшний день конструкциях источников с магнитным полем эта проблема не решалась. Важно было найти технические решения, позволяющие и для источника с ферромагнитной распыляемой вставкой оптимально создавать конфигурацию электродной системы и топографию магнитного поля.

Эксплуатационные характеристики источника ионов металлов в значительной степени зависят от типа используемого катода и типа разряда. При использовании ненакаливаемого катода и тлеющей формы разряда при низком давлении его возможности значительно расширяются.

Построение рассматриваемого источника основывалось на формировании плазменного эмиттера, содержащего ионы железа, с использованием двухступенчатого тлеющего разряда с двойным контрагированием плазмы. Для повышения надежности работы источника из его конструкции были принципиально исключены всевозможные нагреватели, а необходимый температурный режим электродов разрядной камеры достигался за счет распределения мощности разряда. Эксперименты проводились на вакуумной установке с объемом камеры 120 л, которая откачивалась высоковакуумным диффузионным насосом с эффективной скоростью откачки 1000 л/с. Рабочее давление в камере составляло $(5-7) \cdot 10^{-3}$ Па.

Конструкция источника показана на рис. 1. Физической основой принципа действия этого источника являются два последовательных модернизированных разряда — магнетронный *M* и пеннинговский *P*. Инверсный газомagnetрон состоит из холодного молибденового катода *1* и укороченного анода *2*, через который подается плазмообразующий газ (Ar). Катодом пеннинговского разряда является плазма, генерируемая в магнетроне, антикатодом — электрод *3*, а анодом — теплоизолированный электрод *4*. Антикатод имеет выходное отверстие $\varnothing 1.5$ мм и выполняет функцию эмиссионного электрода системы экстракции вдоль магнитного поля.

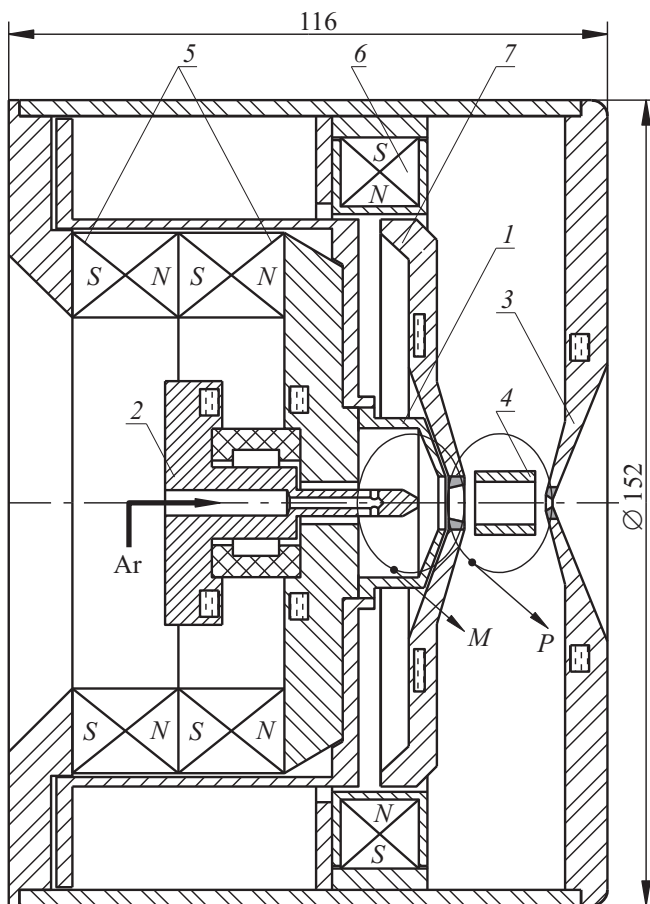


Рис. 1. Конструкция распылительного источника ионов металлов.

Для улучшения условий откачки объема источника и в целях исключения зажигания неконтролируемых разрядов на периферии разрядной камеры в его корпусе просверлено отверстие $\varnothing 10$ мм. Расход газа истончико при этом составил $(1-1.1) \text{ Atm} \cdot \text{cm}^3/\text{min}$. На выходе из магнетрона, где происходит первое (геометрическое) контрагирование плазмы, и в приосевой области антикатада расположены распыляемые вставки (выделены сплошной штриховкой). На первом этапе исследований вставки были изготовлены из железа Армко и находились под потенциалом катода. Магнитная система источника выполнена на постоянных магнитах. Магнитопровод выделен на рисунке штриховкой STEEL. Основные магниты *5*, возбуждающие магнитное поле (~ 0.1 Т) в разрядной камере источника, расположены в его тыльной части. Составные корректирующие магниты *с* с радиальной намагниченностью совместно с дополнительным магнитным полюсом *7* увеличивают напряженность магнитного поля в пеннинговской разрядной камере до 0.2 Т, что приводит ко второму (магнитному) контрагированию плазмы на оси пеннинговского разряда. Характерной особенностью пеннинговского разряда является наличие на его оси аномально быстрых осциллирующих электронов [11]. Конфигурация магнитного поля и тандемный разряд условно делят разрядную камеру источника на последовательные функциональные зоны. В этих зонах локально создаются благоприятные физические условия для реализации нужной последовательности элементарных процессов, конечной целью которой является генерация и эмиссия ионов железа.

В магнетронной разрядной камере реализуются подготовительные процессы:

- 1) эффективное образование аргоновой плазмы в скрещенных $\mathbf{E} \times \mathbf{H}$ полях,
- 2) обогащение аргоновой плазмы на выходе из магнетрона атомами железа из распыляемой прикатодной вставки,
- 3) протягивание плазмы, горящей в газопаровой среде, на вход пеннинговской разрядной камеры,
- 4) запираение распыленных атомов катодного материала, которые могут стать источником примесных ионов в пучке.

В пеннинговской разрядной камере происходит завершение этой цепочки элементарных процессов:

- 5) формирование равномерно распределенной по длине камеры концентрации распыленных атомов железа и их термализация,
- 6) ионизация приосевых атомов эмиссионной области аномально быстрыми электронами, осциллирующими по оси пеннинговского разряда.

Рассмотрим более детально комплекс технических решений, реализованных в конструкции источника, который способствует оптимизации условий для протекания вышеперечисленных процессов.

1. Зажигание тлеющего разряда низкого давления организовано в электродной конфигурации типа инверсный газомagnetрон. В этой конструкции газомagnetрона

удается реализовать как магнитное, так и электростатическое удержание быстрых электронов [12]. Продольное магнитное поле, возбуждаемое магнитами 5, увеличивает время жизни быстрых электронов, которые стартуют с цилиндрической поверхности катода в направлении анода 2. Торцевые стенки катода обеспечивают удержание электронов вдоль магнитного поля. В результате этого время пребывания быстрых электронов в камере магнетрона становится достаточным для того, чтобы они испытали многочисленные столкновения с атомами аргона и произвели необходимое для поддержания самостоятельного разряда число ионизаций, прежде чем уйти на анод.

2. Для эффективного распыления прикатодной вставки приняты меры для увеличения плотности тока ионов из плазмы на ее распыляемую поверхность. Для этого задействовано два фактора: увеличена плотность плазмы в этой области за счет геометрического контрагирования и осуществлено профилирование магнитных силовых линий в направлении распыляемой поверхности. Поскольку материалом вставки в рассматриваемой версии источника является железо, то нужное профилирование магнитного поля достигается за счет того, что она конструктивно выполнена в виде полюсного наконечника охлаждаемого магнитного полюса 7, имеющего потенциал катода.

3. Для протягивания плазмы из газоманетрона в пеннинговскую разрядную камеру необходимо выполнить условие $r > d$, где r — радиус прикатодной вставки, d — толщина прикатодного слоя объемного заряда. Это приведет к устранению потенциального барьера между потенциалом плазмы в газоманетроне и потенциалом анода 4. В разряде низкого давления движение ионов в прикатодном слое можно считать бесстолкновительным и его толщину d можно оценить из закона Чайлда–Ленгмюра

$$d = 2/3 \{ [\epsilon_0 (2q/M)^{1/2} U^{3/2}] / j_i \}^{1/2}, \quad (1)$$

где j_i — плотность тока ионов на катод, q — заряд иона, M — масса иона, U — напряжение на слое, ϵ_0 — электрическая постоянная.

Плотность тока ионов на катод, учитывая, что ионы в разряде немагнитны, можно оценить из закона Бома

$$j_i = en(2kT_e M)^{1/2}. \quad (2)$$

При $n = 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ и электронной температуре $T_e = 5 \text{ eV}$ плотность тока ионов аргона на катод равна $\sim 3 \text{ mA/cm}^2$. Подставляя найденное значение плотности ионного тока в формулу (1) и полагая, что практически все падение напряжения $U = 350 \text{ V}$ сосредоточено в прикатодном слое объемного заряда, получим оценку толщины прикатодного слоя объемного заряда $\sim 3.4 \text{ mm}$.

Таким образом, для надежного протягивания плазмы из газоманетрона в пеннинговскую разрядную камеру необходимо, чтобы диаметр отверстия в прикатодной

распыляемой вставке при минимальном используемом токе разряда был не менее 6.8 mm .

4. В рассматриваемом источнике распыленные атомы с цилиндрической поверхности молибденового катода, не перешедшие в диффузионный режим движения, будут конденсироваться на охлаждаемой поверхности анода магнетрона 2, расположенного на оси катода. Атомы, не попавшие на анод, будут конденсироваться на противоположных стенках катодной полости. Атомы, распыленные с конусной поверхности на выходе катода и движущиеся в пролетном режиме, будут уходить вглубь газоманетрона. Атомы же, перешедшие в диффузионный режим движения, как показывает модель переноса распыленных атомов, развитая в работе [13], не могут проникать в цилиндрическую полость на глубину, более чем в 3 раза превосходящую ее радиус. Принимая во внимание этот фактор, а также условие полученное в п. 3, и учитывая допустимые габаритные размеры теплоизолированного анода пеннинговского разряда, можно выбрать диаметр апертуры прикатодной распыляемой вставки, равный 7 mm , а ее длину 8 mm . В этом источнике использовано еще одно условие, приводящее к локализации распыленных атомов катодного материала в объеме газоманетрона. Этим условием является более высокая концентрация распыленных атомов железа в выходной апертуре катода по сравнению с концентрацией атомов молибдена, движущихся в диффузионном режиме (см. п. 2).

5. Выравнивание распределения концентрации распыленных атомов железа по длине эмиссионной камеры источника достигается за счет двух факторов: во-первых, за счет их распыления с двух противоположно расположенных вставок и, во-вторых, за счет их столкновений с горячей поверхностью анода 4 с последующей миграцией по этой поверхности и десорбцией с нее. Для повышения эффективности распыления вставки в антикатоде она выполнена так же, как и прикатодная вставка — в виде полюсного наконечника охлаждаемой магнитной цепи. При этом силовые линии магнитного поля, выходящие из прикатодной распыляемой вставки, замыкаются на распыляемую вставку в отражательном катоде.

Чтобы адекватно представлять механизм термализации распыленных атомов Fe, происходящий в пеннинговской разрядной камере, необходимо знать величину давления P_0 в камере и их начальную энергию E_0 . За начальную энергию распыленных атомов можно принять величину $E_0 = 10 \text{ eV}$ [10]. Для измерения давления в пеннинговской разрядной камере был изготовлен специальный электрод, который монтировался на место антикатада 3. На оси этого электрода крепился манометрический преобразователь ПМИ-10-2. Величина давления в отсутствие разряда измерялась с учетом исчисления газа из разрядной камеры через эмиссионное отверстие $\varnothing 1.5 \text{ mm}$ и составила $P_0 = 2.5 \text{ Pa}$ при характерной величине расхода газа источником. На основании приведенных значений P_0 и E_0 и при данных

размерах разрядной камеры механизм термализации распыленных атомов можно представить следующим образом. Распыленные атомы железа будут двигаться преимущественно в бесстолкновительном режиме, пока не достигнут разогретой до температуры T_s внутренней поверхности цилиндрического анода 4. (Расстояние между распыляемыми вставками и серединой анода 4 составляет $L \approx 12 \text{ mm}$). После нескольких столкновений с цилиндрической поверхностью и обмена энергией между ними и поверхностью атомы в конечном итоге придут с ней в состояние термодинамического равновесия и будут адсорбированы. В результате тепловых флуктуаций существует вероятность их термической десорбции с температурой, равной температуре поверхности. Таким образом, в пеннинговской разрядной камере, где происходит осцилляция быстрых электронов, будет формироваться концентрация десорбированных атомов Fe с энергией $E_d = kT_s \ll E_0$.

В целях повышения эффективности разогрева теплоизолированного анода за счет использования мощности самого разряда и для более надежной его работы конструкция анода выполнена из двух частей: центральная часть, контактирующая с плазмой, изготовлена из тугоплавкого материала (Mo), а периферийная часть конструкции для увеличения теплового сопротивления этого участка цепи

$$R_t = L/\lambda S \quad (3)$$

из материала с низкой теплопроводностью $\lambda(\text{Ti})$. Периферийная часть анода имеет также длинный участок тепловой цепи L (за счет геометрических параметров конструкции) и малую общую площадь поперечного сечения S контакта с центральной частью (контакт осуществляется в трех точках). Для уменьшения тепловых потерь за счет излучения и для поддержания нужного температурного режима окружающих электродов вся конструкция анода помещена внутрь теплового экрана (на рисунке не показан).

6. Вероятность ионизации распыленных атомов в разряде можно описать выражением, приведенным в работе [14],

$$w_i = \sigma_i j_e L / v_0, \quad (4)$$

где σ_i — сечение ионизации электронным ударом, j_e — плотность тока ионизирующих электронов, L — длина взаимодействия распыленных атомов с ионизирующими электронами, v_0 — скорость распыленных нейтральных атомов. Тогда плотность ионов n_i , образовавшихся после взаимодействия с ионизирующими электронами распыленных нейтральных атомов с плотностью n_0 , можно записать как

$$n_i = w_i n_0 = \sigma_i j_e L n_0 / v_0. \quad (5)$$

Отсюда следует, что для повышения плотности ионов железа на оси разряда надо, чтобы вдоль его оси был сформирован поток ионизирующих электронов высокой

плотности и распыленные атомы с высокой плотностью и с минимальной скоростью.

Из-за неполной ионизации атомов железа в разряде значительная их часть из плазмы попадает на стенки эмиссионной камеры, где они либо вновь десорбируются (с анода), либо вновь распыляются (с торцевых стенок), но в обоих случаях обратно попадают в разряд. Таким образом, потери рабочего вещества в данном источнике сведены к минимуму.

Давление „железного пара“ в пеннинговском разряде для его устойчивого горения должно быть $\sim 14 \text{ Pa}$. Оценить необходимую температуру анода 4, при которой будет устанавливаться такое давление, можно из уравнения для давления насыщенного пара железа P_{Fe} , приведенного в работе [15],

$$\lg P_{\text{Fe}} = 11.1 - 18400/T, \quad (6)$$

где T — температура металла по шкале Кельвина. Из решения этого уравнения получаем температуру, при которой должен работать анод пеннинговского разряда, $T \approx 1848 \text{ K}$. Проведенные измерения температуры электродов источника в наиболее критичных местах его конструкции показали, что такая температура анода 4 достигается при мощности, вкладываемой в разряд, $\sim 1050 \text{ W}$. При этом температура других электродов рассматриваемого источника находится на приемлемом для его работоспособности уровне.

2. Методика измерения эмиссионного тока и первые результаты экспериментов

Схема измерения ионного тока, экстрагируемого из распылительного источника, показана на рис. 2. Источник 1 располагался внутри вакуумной камеры, что дало возможность обойтись практически без вакуумных уплотнений и, соответственно упростило его конструкцию. Извлечение пучка производилось напряжением 18 kV . Приемником общего тока ионов сфокусированного пучка I_{bo} является цилиндр Фарадея 2. В дне цилиндра Фарадея прорезана объектная коллимирующая щель 3 шириной 0.5 mm , а на расстоянии 35 mm от нее располагалась угловая коллимирующая щель 4 такой же ширины. Вырезанный этими щелями из пучка параксиальный ленточный пучок, содержащий все ионные фракции, имеющиеся в полном пучке, попадает в отклоняющее магнитное поле анализатора с индукцией $B = 0.2 \text{ T}$. Под действие поля траектории движения ионов отклоняются от оси анализатора на величину, пропорциональную отношению заряда иона к его массе. Таким образом, на заданном расстоянии от границы поля ионы различных фракций ленточного пучка приобрета-

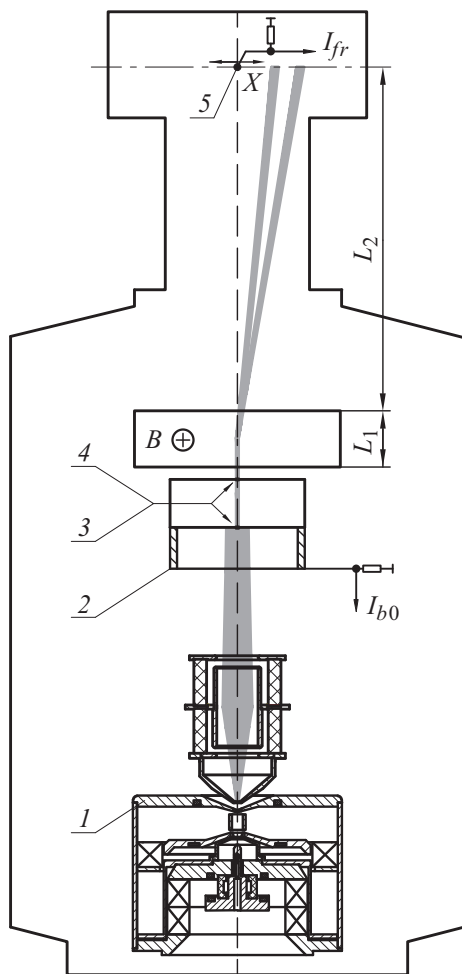


Рис. 2. Схема измерения масс-зарядового спектра пучка ионов.

ют различное смещение X от оси анализатора

$$X = [qL_1B(L_1/2 + L_2)]/Mv, \quad (7)$$

где q — заряд иона, M, v — масса иона и его скорость, B — индукция магнитного поля, $L_1 = 41 \text{ mm}$ — протяженность пути иона в однородном магнитном поле, $L_2 = 250 \text{ mm}$ — расстояние от границы поля до приемника ионов ленточного пучка (проволочного коллектора 5). Масс-зарядовый спектр ионов вырезанного ленточного пучка измерялся подвижным проволочным коллектором 5 с шагом перемещения 0.1 mm . Результаты измерений регистрировались на мониторе компьютера. Ток ионов каждой массы в ленточном пучке пропорционален площади соответствующего пика. Процентное отношение тока каждой ионной фракции ленточного пучка вычислялось от суммы токов всех ионных фракций, имеющих в нем. Полагая, что процентное соотношение токов различных ионных фракций в вырезанном ленточном пучке такое же, как и в полном пучке, результаты этих измерений переносились на полный ток пучка I_{b0} , принимаемый цилиндром Фарадея.

На рис. 3 показан масс-зарядовый спектр ионов пучка, извлекаемых из источника, работающего в непрерывном режиме. Основные рабочие параметры источника (ток, напряжение на разряде, натекание аргона в газоразрядную камеру, а также ток пучка на цилиндр Фарадея) указаны на рисунке. При этих параметрах ток однократно заряженных ионов железа составляет 16%, а двукратно заряженных — 12.5% от общего тока пучка. Ток ионов Ar^+ и Ar^{++} составляет 63.7% и 7.8% соответственно. Общий ток пучка I_{b0} на цилиндр Фарадея равнялся $1000 \mu\text{A}$.

На рис. 4 показан масс-зарядовый спектр ионов пучка, извлекаемых из источника, при других параметрах его работы (указаны на рисунке). Здесь напуск аргона в разрядную камеру уменьшен до $\sim 0.1 \text{ MPa} \cdot \text{cm}^3/\text{min}$ и источник работал на пороге срыва разряда, соответственно возросло падение напряжения на разряде с 350 V до 390 V , а следовательно, возросла энергия

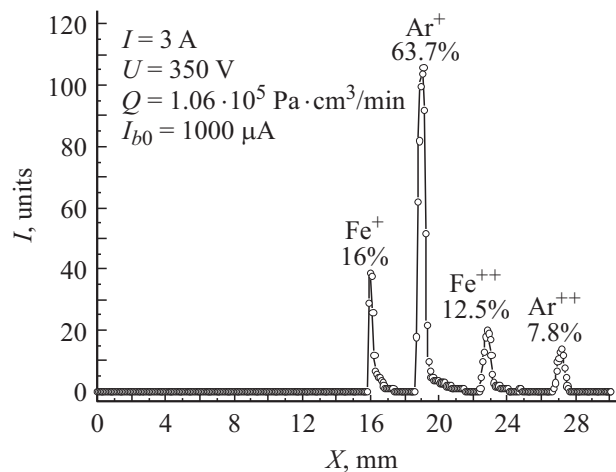


Рис. 3. Масс-зарядовый спектр пучка ионов. Рабочие параметры источника следующие: $I = 3 \text{ A}$, $U = 350 \text{ V}$, $Q = 1.06 \cdot 10^5 \text{ Pa} \cdot \text{cm}^3/\text{min}$, $I_{b0} = 1000 \mu\text{A}$.

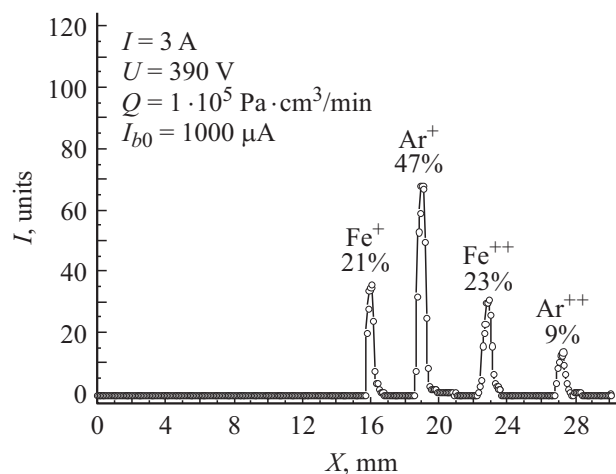


Рис. 4. Масс-зарядовый спектр пучка ионов. Рабочие параметры источника следующие: $I = 3 \text{ A}$, $U = 390 \text{ V}$, $Q = 1 \cdot 10^5 \text{ Pa} \cdot \text{cm}^3/\text{min}$, $I_{b0} = 1000 \mu\text{A}$.

первичных электронов и энергия распыляющих ионов. В результате этого ток ионов Fe^+ возрос с 16 до 21%, а ток ионов Fe^{++} — с 12.5 до 23%. Ток ионов Ar^+ уменьшился с 63.7 до 47%, тогда как ток двукратно заряженных ионов Ar^{++} несколько вырос с 7.8 до 9%. Общий ток пучка I_{b0} на цилиндр Фарадея, как и в предыдущем эксперименте, равнялся $1000 \mu\text{A}$.

Как видно из полученных спектров, тока ионов материала катода (Mo) в экстрагируемом из источника пучке нет (его пик располагался бы в области $X \approx 12.4 \text{ mm}$).

Заключение

Полученные в настоящей работе результаты позволяют отметить следующее.

1. Разработан распылительный источник ионов железа на основе двухкаскадного тлеющего разряда с двойным контрагированием плазмы. Для эффективной работы созданного источника в его эмиссионной камере формируется протяженная область диффузионной концентрации распыленных атомов железа, а вдоль оси этой области осуществляется осцилляция быстрых ионизирующих электронов.

2. Из источника получен ток однократно заряженных ионов железа на уровне 21%, а двукратно заряженных 23% от общего тока пучка, который составляет $1000 \mu\text{A}$.

3. Высокий коэффициент использования рабочего вещества в разрядной камере источника достигается двумя путями: за счет повышения вероятности ионизации распыленных атомов и за счет применения специальной конструкции эмиссионной камеры, препятствующей потерям атомов железа на ее стенках.

4. Незначительный расход газа ($Q \approx 1.06 \cdot 10^5 \text{ Pa} \cdot \text{cm}^3/\text{min}$) этим источником достигнут благодаря тому, что его конструкция позволяет создавать перепад давления между газомagnetроном и камерой, где происходит генерация железосодержащей эмитирующей плазмы.

5. Полученный в источнике коэффициент распыления железа ионами аргона может достигать величины лишь $k \approx 0.7$, что не является оптимальным из-за низкой энергии ($E = 350 \text{ eV}$) распыляющих ионов в разряде. В дальнейшем он будет повышен за счет подачи на распыляемую вставку в антикатоде отрицательного смещения.

Работа выполнена при поддержке проекта НАН Украины — К-9-79/2012 „Разработка источников однозарядных и многозарядных ионов металлов для проведения имитационных экспериментов на ускорителях прямого действия“.

Авторы выражают благодарность В.И. Мирошниченко за поддержку работы, А.Ю. Карпенко за помощь в проведении экспериментов, С.А. Еремину за полезные дискуссии.

Список литературы

- [1] Воеводин В.Н., Неклюдов И.М. / Эволюция структурно-фазового состояния и радиационная стойкость конструкционных материалов. Киев: Наукова думка, 2006. 378 с.
- [2] Иванов Л.И., Платов Ю.М. Радиационная физика металлов и ее применения. М.: Интерконтакт наука, 2002. 300 с.
- [3] Белоус В.А., Лапшин В.И., Марченко И.Г., Неклюдов И.М. // Физическая инженерия поверхности. 2003. Т. 1. № 1. С. 40–48.
- [4] Рогожкин С.В., Алеев А.А., Залужный А.Г. и др. // Физика металлов и металловедение. 2012. Т. 113. № 2. С. 212–224.
- [5] Барашенков В.С. Новые профессии тяжелых ионов. М.: Атомиздат, 1977. С. 59.
- [6] Бородин О.В., Брык В.В., Воеводин В.Н. и др. // Тр. XX Междунар. конф. по физике радиационных явлений и радиационному материаловедению. 10–15 сентября 2012. Алушта, Крым. С. 201.
- [7] Колосов А.И., Вальков А.Е., Демьянов А.В. и др. // Problems of atomic science and technology. 2008. № 5. Series: Nuclear Physics Investigations (50). P. 81–84.
- [8] I'enko V.P., Nekludov I.M., Onishchenko I.N. // Review of Sci. Instr. 1998. Vol. 69. P. 849–851.
- [9] Вересов Л.П., Вересов О.Л., Литвинов П.А. // ЖТФ. 2000. Т. 70. Вып. 4. С. 111–117.
- [10] Плешивцев Н.В. / Катодное распыление. М.: Атомиздат, 1968. 347 с.
- [11] Физика и технология источников ионов / Под ред. Я. Брауна; Пер. с англ. под ред. Е.С. Машковой. М.: Мир, 1998. С. 187.
- [12] Литвинов П.А., Батурич В.А., Карпенко А.Ю. и др. // ЖТФ. 2005. Т. 75. Вып. 4. С. 80–84.
- [13] Бонк О.Г. Автореф. дис. канд. физ.-мат. наук. Калуга; 2002.
- [14] Gersch H.U., Wittmaack K. // J. of Vacuum Science and Technology. A. 1993. Vol. 11. N 1. P. 125–135.
- [15] Зборицки А.М. / Теоретические основы металлургического производства. Донецк: ГВУЗ „ДонНТУ“, 2008. 189 с.