

ПЛАЗМЕННЫЕ ИСТОЧНИКИ ИОНОВ ТВЕРДЫХ ВЕЩЕСТВ

© 2012 г. М. Turek*, А. Drozdziel*, К. Pyszniaк*, S. Prucnal*,
D. Maczka**, Ю. В. Юшкевич, Ю. А. Ваганов

Объединенный институт ядерных исследований

Россия, 141980, Дубна Московской обл., ул. Жолио-Кюри, 6

**Instytut Fizyki UMCS, Lublin, Polska*

***Narodowe Centrum Badan Jadrowych, Otwock-Swierk, Polska*

Поступила в редакцию 18.08.2011 г.

Описаны три варианта конструкции источников ионов: 1) с полым катодом и системой анод-испаритель в задней части источника, 2) с цилиндрическим анодом, 3) с полым катодом и анодом в передней части. Показано, что эти источники наиболее пригодны для получения ионных пучков твердотельных элементов, обеспечивая ионные токи ~70–100 мкА (в случае Al, Bi, As, Sb), 25 мкА (Eu), 15–30 мкА (Fe, V, Cr, а также двухзарядные и молекулярные ионы). Они характеризуются относительно продолжительным временем работы (порядка десятков часов) и низким уровнем потребления энергии (300–400 Вт). Описан принцип действия ионных источников с учетом различия их конструкций. Представлены экспериментальные результаты: зависимости ионных токов от тока разряда, катодного тока и от индукции магнитного поля электромагнита источника, а также результаты компьютерных симуляций, которые базируются на численной модели ионизации атомов в источнике.

1. ВВЕДЕНИЕ

Современные технологии создания электронных схем с большой степенью интеграции, а также новых материалов для оптоэлектроники или спинтроники, как правило, требуют имплантации ионов различных элементов в материал с целью модификации его физико-химических свойств путем легирования или создания радиационных дефектов. Также для получения металлических и полупроводниковых наноструктур посредством распыления [1–4] часто используется техника ионной имплантации, поскольку она позволяет внедрять большие дозы имплантированных ионов (до $\sim 10^{17}$ ионов/см²) [5–8].

Определенные трудности возникают при получении интенсивных ионных пучков редкоземельных элементов, что, прежде всего, связано с высокими температурами их плавления. Отметим, что свойства редкоземельных элементов привлекают специалистов в области спинтроники [9–11] и при создании новых источников света [12–14]. Несмотря на то что существуют и другие способы легирования, например термическая диффузия или эпитаксиальный рост кристаллов, ионная имплантация до сих пор остается привлекательной из-за быстроты и точности локализации примесей в образцах.

В настоящее время существует ряд способов получения ионных пучков элементов, исходно находящихся в твердой фазе [15, 16]. Основным и наиболее широко применяемым способом явля-

ется образование паров рабочей субстанции во внешнем испарителе с последующим направлением их в ионизационную камеру источника ионов. Основными проблемами при реализации этой методики являются обеспечение эффективности транспортировки паров к источнику, а также необходимость применения нагревателей большой мощности в случае использования тугоплавких веществ.

В настоящее время наиболее популярным методом ионизации тугоплавких веществ является использование их более летучих соединений, например хлоридов или органометаллических соединений [17]. Однако обычно эти соединения токсичны и химически агрессивны. Часто для получения паров используется также ионное [18, 19] или электронное распыление [20], а порой, даже и механические способы [21, 22].

Возможность получения ионов, особенно многозарядных, практически из любого вещества является преимуществом ионных источников, в которых используется лазерная абляция [23, 24]. Иногда для получения ионов тугоплавких элементов применяются сплавы с более низкой температурой плавления (например, в источнике типа LMIS (Liquid Metal Ion Source)) [25–26]. Такие источники также позволяют получать стабильные и интенсивные пучки ионов металлов, например Al⁺ [27].

Авторами данной работы в процессе разработки метода имплантации металлических элементов (например, Al, Bi, Fe, а также, что было самой трудной задачей, тугоплавких редкоземельных элемен-

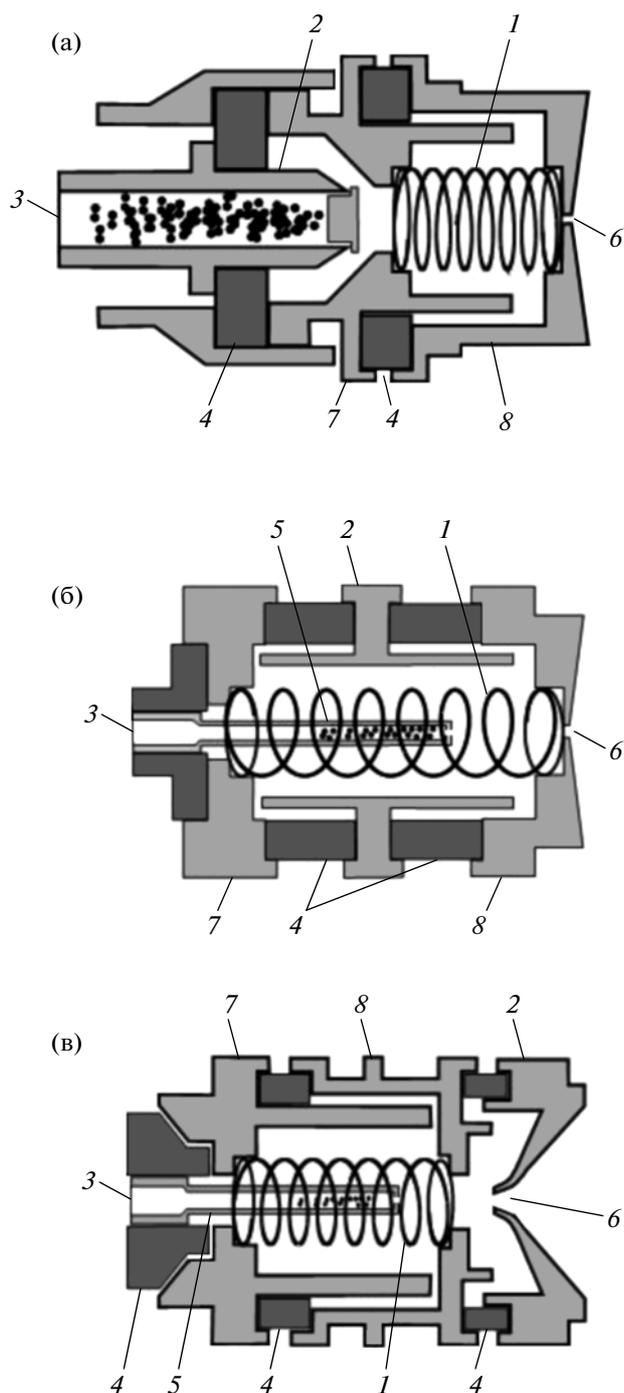


Рис. 1. Конструкции ионных источников с использованием испарителя: **а** – с анодом-испарителем; **б** – с цилиндрическим анодом; **в** – с полым катодом и анодом в передней части источника. 1 – спираль катода; 2 – анод; 3 – ввод газа; 4 – изоляторы; 5 – испаритель; 6 – экстракционное отверстие; 7, 8 – электроды для размещения спирали.

тов) были предложены другие конструкционные решения для источника. Эффективным способом транспортировки паров к ионизационной камере оказалось применение небольшого испарителя,

введенного непосредственно в объем разрядной камеры ионного источника, который обычно используется для получения ионов непосредственно из газовой фазы.

Испаритель с рабочей субстанцией нагревался горячим проволочным катодом и дуговым разрядом между анодом и катодом. Впервые такая конструкция была предложена Сидениусом [28] для имплантации висмута, испаритель в конструкции одновременно использовался в качестве анода [29, 30]. К сожалению, недостаток этого источника было короткое время работы, обусловленное возникновением электрических пробоев из-за напыления на изоляторах.

Выходом из данной ситуации оказалось использование источника с цилиндрическим анодом большого диаметра [31], экранирующим изоляторы, что позволяло уменьшить напыление на них. Применение такого источника дало возможность получать относительно интенсивные пучки ионов редкоземельных элементов [32], например 25 мкА для Eu (в этом случае использовано соединение EuCl_3 из-за более низкой температуры плавления, порядка нескольких сотен градусов, по сравнению с металлическим Eu). Источник такого типа используется также для получения пучков ионов алюминия (~70 мкА) и некоторых других элементов [33, 34].

Очередной модификацией описываемого источника ионов была конструкция, в которой анод являлся передним электродом разрядной камеры и имел отверстие для экстракции ионов. Близость этого отверстия к разрядному объему обеспечивала большую интенсивность извлекаемых ионных пучков по сравнению с источником с цилиндрическим анодом.

В данной работе описаны плазменные источники ионов с испарителем следующих конструкций: с анодом-испарителем, с цилиндрическим анодом (ц.а.) и анодом, размещенным в передней части источника (п.а.). Приводятся различные варианты испарителей в зависимости от физико-химических свойств рабочего вещества. Представлены некоторые результаты тестовых измерений: зависимость ионных токов от тока разряда, тока катода и от индукции магнитного поля, в которое помещена ионизационная камера источника. Также представлена зависимость полученных ионных токов от времени работы источника.

2. КОНСТРУКЦИЯ И ПРИНЦИП ДЕЙСТВИЯ ИОННЫХ ИСТОЧНИКОВ С ИСПАРИТЕЛЕМ

Схемы конструкций источника ионов с анодом-испарителем, цилиндрическим анодом и анодом в передней части источника представлены на рис. 1. В первом варианте источника (рис. 1а) полый катод подобен катоду источника Сидениуса, причем молибденовый анод в виде толстостенной

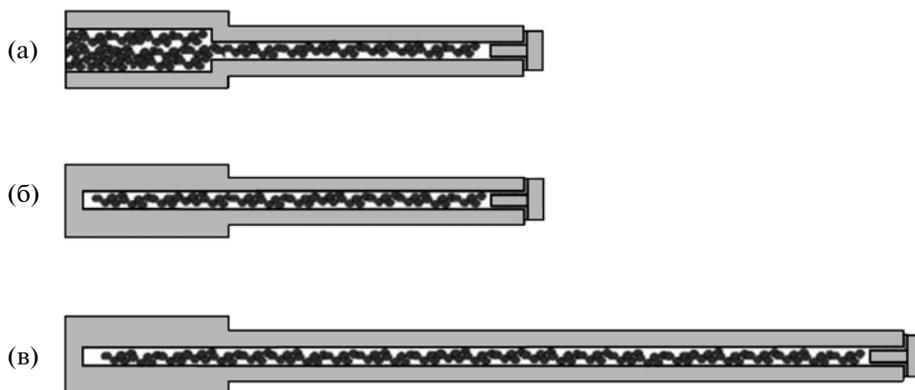


Рис. 2. Три вида используемых испарителей: **а** — с возможностью ввода газа; **б** — испаритель для тугоплавких веществ; **в** — испаритель для веществ с низкими температурами плавления и сублимации.

трубки (внешний диаметр ~ 5 мм, внутренний — 2.5 мм) расположен в тыльной части источника. Первоочередной функцией анодной трубки является обеспечение подачи газа в разрядную камеру.

Для получения ионов твердых тел рабочее вещество (например, металлический порошок) помещалось в заднюю часть анода, выход из которого закрывался пробкой. Пары рабочего вещества, попадая в разрядный объем между катодом и анодом, ионизируются. В описываемой конструкции источника с тыльным анодом (т.а.) только конец анода-испарителя нагревается дугowym разрядом (с интенсивностью тока разряда до 4 А), что затрудняло достижение необходимого давления пара в разрядной камере и ограничивало интенсивность получаемых ионных токов.

Получение интенсивных ионных пучков таким источником было проблематичным также из-за значительного расстояния между разрядным объемом и экстракционным отверстием. Однако основным недостатком этой конструкции было значительное напыление на изоляторах, отделяющих анод от катода, что приводило к электрическим пробоям, сокращающим время работы источника. По этой причине источники с т.а. использовались относительно недолго и были заменены источниками других конструкций.

В случае источника с ц.а. (рис. 1б) разрядная камера ограничена электродами 7 и 8 и цилиндрическим анодом 2 длиной 2 см и внутренним диаметром ~ 1.1 см. Металлические элементы камеры изготовлены из молибдена, так как он термостоек и хорошо поддается механической обработке. Спиральный катод, изготовленный из вольфрамовой проволоки $\varnothing 0.75$ мм, имеет внешний диаметр ~ 6.5 мм и размещен между электродами 7 и 8.

Между металлическими элементами разрядной камеры установлены изоляторы из нитрида бора (BN), которые выдерживают относительно высокую температуру. Важно отметить, что кон-

струкция ц.а. такова, что он закрывает изоляторы, установленные между электродами 7 и 8, что препятствует напылению на них и, следовательно, возникновению электрических пробоев.

Изолятор в тыльной части разрядной камеры имеет отверстие для размещения испарителя из Мо, выполненного в форме цилиндра, расширяющегося к одному из концов. Внешний диаметр испарителя ~ 3.5 мм, внутренний — 2 мм, длина его выбирается в зависимости от специфики рабочего вещества.

На рис. 2 представлены три основных варианта испарителя. Испаритель на рис. 2а позволяет пропускать через себя газ-носитель, что, например, является неизбежным при ионизации EuCl_3 . Его длина ~ 3 см. Для веществ, требующих относительно сильного нагрева (Fe, Al, Cr, Be и т.д.), используется короткий испаритель (рис. 2б), чтобы как можно большая его часть размещалась в камере и нагревалась как разрядом, так и излучением катода. Через катод обычно пропускается ток в пределах 25–35 А в зависимости от рабочего вещества. Температуру испарителя можно регулировать в некотором диапазоне, изменяя не только величину тока катода, но и глубину введения испарителя в разрядную камеру. Самые длинные испарители (рис. 2в), ≥ 6 см, используются для рабочих веществ с низкими температурами плавления или хорошей сублимацией (In, Sb, Cd). В этом случае подогревается лишь небольшая часть испарителя, и по мере убывания рабочего вещества испаритель вводится в глубь источника для поддержания необходимого уровня ионного тока.

Испаритель закрывается пробкой с неплотной резьбой, что ограничивает выход пара рабочего вещества в камеру. Рабочее вещество обычно используется в виде мелкого порошка, маленьких кусков или кристаллов. В случае легкоплавких металлов (таких как In, Pb) испаритель может быть заполнен плотно. На практике, чем выше

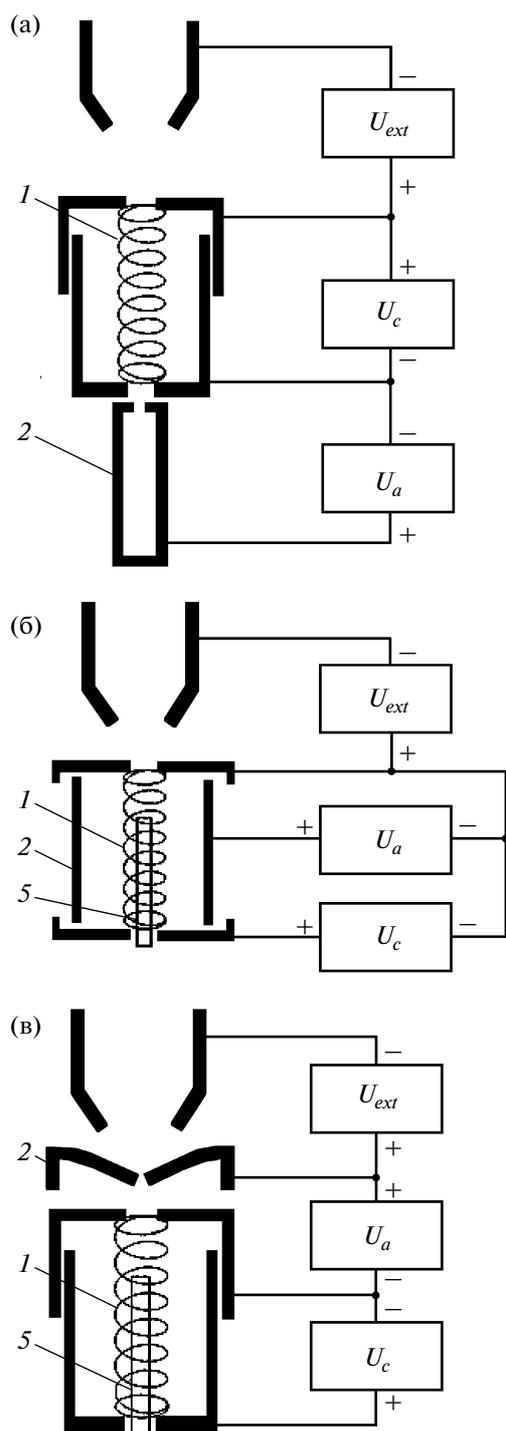


Рис. 3. Схемы электрических соединений источников ионов: **а** – вариант анод-испаритель; **б** – с цилиндрическим анодом; **в** – с полым катодом и анодом в передней части источника. Позиции элементов соответствуют обозначениям на рис. 1.

дисперсность содержимого испарителя, тем выше стабильность получаемых ионных токов.

Размещение испарителя внутри обогревающего его спирального катода в непосредственной

близости к дуговому разряду (источник с ц.а.) способствует тому, что пары рабочего вещества поступают сразу в разряд, где они подвергаются ионизации, прежде всего, в результате столкновения с электронами. Ток разряда для источника с ц.а. обычно составляет 3–4 А. Ионы, образованные в этом объеме, находятся вблизи экстракционного отверстия (обычно диаметром 0.8–1 мм), диффундируют через это отверстие, покидая ионный источник, и ускоряются электрическим полем экстракционного электрода, который имеет отрицательный потенциал по отношению к разрядной камере источника.

Одним из недостатков источника с ц.а. является относительно большое расстояние между разрядной областью и экстракционным отверстием, что несколько снижает интенсивность получаемых ионных токов. Для устранения этого недостатка был разработан вариант конструкции ионного источника, в которой анод находится в передней его части (п.а.). Конструкция разрядной камеры этого источника представлена на рис. 1в.

В источнике с п.а. полый катод образован электродами 7, 8 и спиральным катодом из вольфрамовой проволоки $\varnothing 0.75$ мм. Внутренний диаметр полого катода 16 мм, его длина 19 мм. Металлические части источника также изготовлены из Мо, а изоляторы из – BN. Анод находится в передней части источника и отделен от полого катода изоляторами в виде колец. Углубления в электроде 8 и на аноде служат для предотвращения преждевременного напыления на изоляторы.

Поскольку разрядный объем в описываемой конструкции находится в непосредственной близости к экстракционному отверстию, следует ожидать, что такой источник будет генерировать ионные пучки с более интенсивными токами по сравнению с источником с ц.а. Это обусловлено тем, что плотность плазмы в таком источнике больше, чем в источнике с ц.а., поскольку разряд ограничен конусообразным анодом и отверстием в электроде 8.

На рис. 3 приведены схемы электрического питания для трех вариантов конструкции источника. В случае источника с ц.а. (рис. 3б) положительный полюс питания анода соединен с электродом 8, а затем – с каркасом источника. В источнике с п.а. (рис. 3в) каркас подключен к аноду, а затем – к отрицательному полюсу блока питания анода. Для питания источника с п.а. использован отдельный блок Heinzinger PNC 1500–1200, размещенный в каркасе имплантатора.

Во время работы описываемые источники ионов, независимо от типа, размещены внутри охлаждаемой водой обмотки электромагнита, который создает в объеме источника аксиальное поле. Предназначением этого поля является взаимодействие с сильным магнитным полем, создаваемым спиральным катодом, для формирования

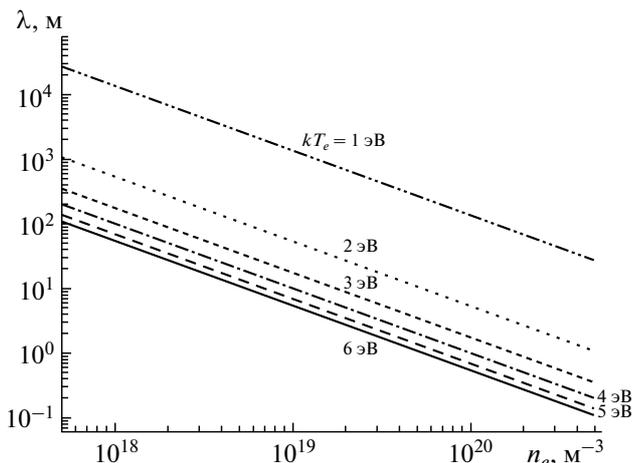


Рис. 4. Зависимости среднего свободного пробега атомов железа при ионизации в результате соударения с электронами от концентрации электронов для разных температур электронов в плазме (цифры у кривых).

плазмы дугового разряда, так чтобы обеспечить эффективную ионизацию внутри источника, а также (что более важно) экстракцию ионов из источника.

Блоки питания анода, катода и электромагнита работают в режиме стабилизации тока и имеют обычную мощность 350–450 Вт. В случае источника с п.а. ток разряда ограничен величиной 1–2 А, но для нагрева катода требуется большая величина, что обусловлено дополнительным нагревом испарителя. Блок питания системы экстракции работает в режиме стабилизации напряжения и позволяет изменять напряжение от 0 до 30 кВ.

3. ХАРАКТЕРИСТИКИ ИОННЫХ ИСТОЧНИКОВ

Источники с ц.а. и т.а. исследовались с целью оценки их характеристик и определения оптимальных параметров их работы. Ниже будут приведены некоторые из полученных характеристик для иллюстрации общих тенденций, характеризующих работу описываемых устройств. Как было сказано выше, источники испытывались в имплантаторе UNIMAS-79 в Институте физики УМКС в Люблине и масс-сепараторе комплекса ЯСНАПП-2 в ЛЯП ОИЯИ.

Ионы извлекались при напряжении экстракции $U_{ext} = 25$ кВ и формировались в пучок определенной геометрической конфигурации с помощью системы триплетов электростатических линз. При попадании ускоренного пучка в секторное (90°) магнитное поле электромагнитного масс-сепаратора выделялись определенные ионы. В случае UNIMAS-79 пучок дополнительно можно было ускорить до 300 кВ.

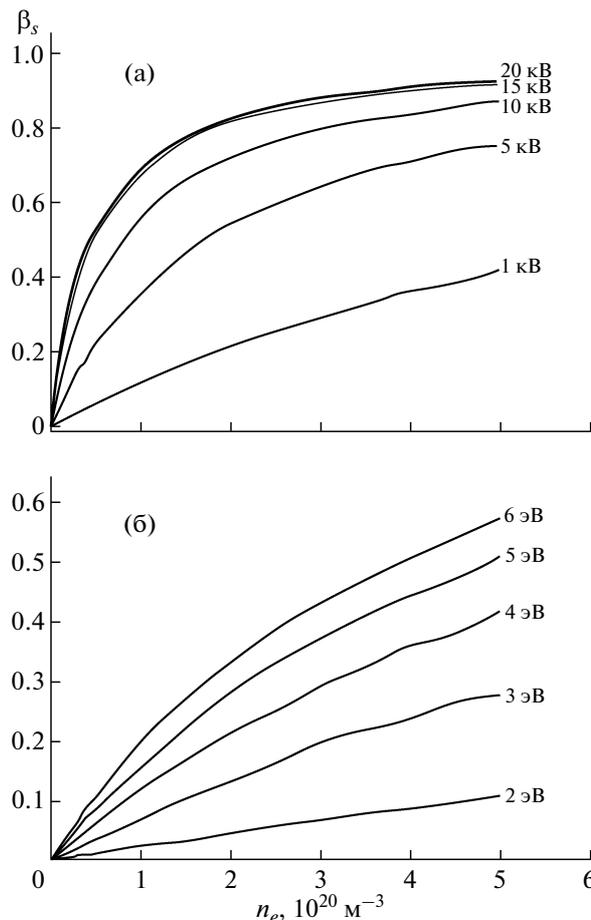


Рис. 5. Эффективность ионизации атомов железа в источнике в зависимости от концентрации электронов: а – для разных величин напряжения экстракции; б – для разных температур электронов в плазме.

Ионные токи измерялись с помощью подвижного цилиндра Фарадея. Расстояние между источником и фокусирующим электродом, а также потенциал последнего подбирались так, чтобы получить максимальную интенсивность попадающего в цилиндр пучка ионов.

Для описываемых источников была разработана численная модель процесса ионизации атомов в плазме разряда. Для оценки величины свободного пробега атома до соударения с электроном, приводящего к ионизации, использовался метод Монте-Карло. Эта модель детально описана в работах [32, 33]. Расчетная программа отслеживает траекторию атомов и ионов, движущихся внутри разрядной камеры ионного источника.

Распределение электростатического потенциала внутри камеры определялось путем решения уравнения Пуассона методом последовательных верхних релаксаций [35] при граничных условиях, определяемых формой и размерами электродов, а также других конструктивных элементов источников ионов.

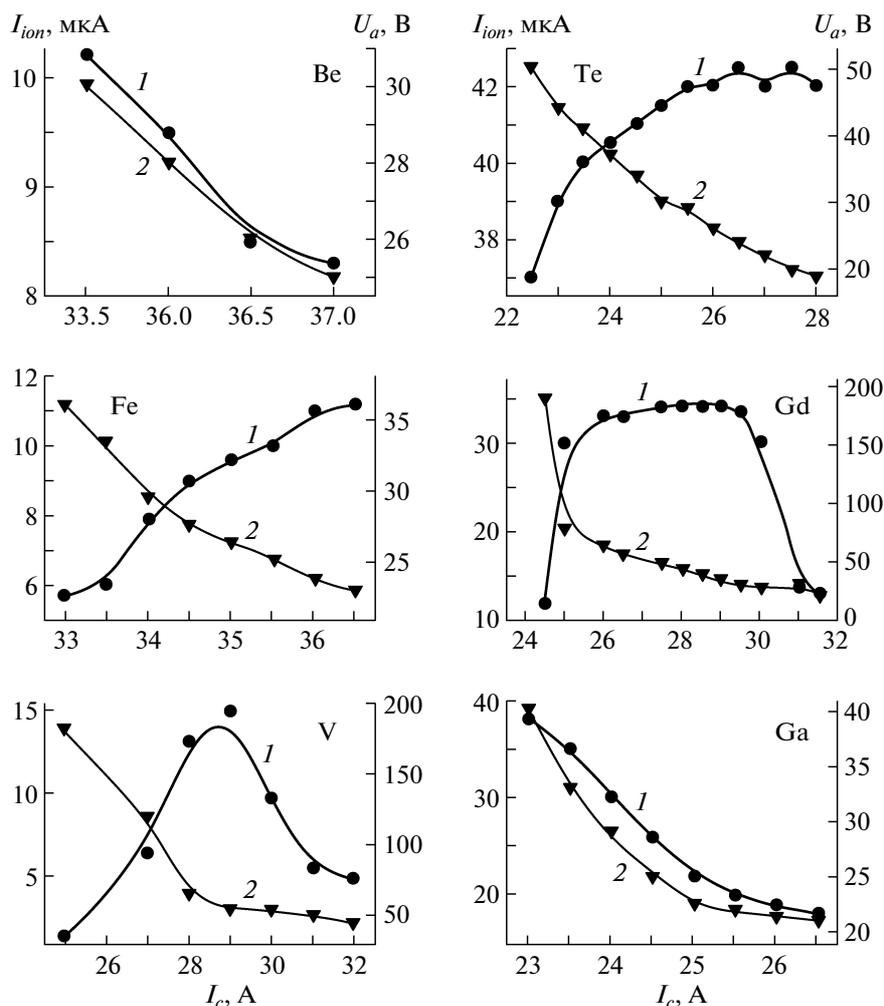


Рис. 6. Зависимости ионного тока (I) и анодного напряжения (U) от тока катода для различных веществ. Результаты получены для источника с ц.а.

Было принято, что ионизация в результате столкновения с электронами происходит после пробега атомом расстояния

$$s = -\lambda \ln(RND), \quad (1)$$

где RND – псевдослучайное число в пределах 0–1. Величину среднего свободного пробега атома до соударения с электроном можно определить по формуле

$$\frac{1}{\lambda} = n_e \int_0^{\infty} \sigma(E) f(E) dE, \quad (2)$$

где n_e – концентрация электронов в плазме разряда, $\sigma(E)$ – сечение ионизации электронами, $f(E)$ – распределение Больцмана–Максвелла.

На рис. 4 приведены результаты вычислений для железа, для которого величина $\sigma(E)$ взята из работы [36]. Видно, что средний свободный пробег уменьшается с ростом температуры электронов в плазме, в то время как кривая распределения Больцмана–Максвелла $f(E)$ приближается к

максимуму $\sigma(E)$. Вероятность ионизации также растет с увеличением концентрации плазмы, что прямо следует из формулы (2). Используемая программа позволяет вычислить количество нейтральных атомов (N_{at}) и ионов (N_{ion}), проходящих через экстракционное отверстие, и на основании этого рассчитать суммарную эффективность ионизации β_s в источнике:

$$\beta_s = N_{ion} / (N_{at} + N_{ion}). \quad (3)$$

Вычисления были выполнены для 10^4 частиц при различных значениях экстракционного напряжения. Согласно рис. 5а, уровень ионизации растет, как и предполагалось, с увеличением концентрации плазмы. Видно также, что начальный быстрый рост эффективности в зависимости от напряжения экстракции U_{ext} замедляется при $U_{ext} > 15$ кВ.

На рис. 5б представлены зависимости эффективности ионизации от концентрации плазмы для различных значений температуры электронов плазмы. Можно отметить быстрый рост эффек-

тивности ионизации в зависимости от температуры: при двукратном росте температуры kT_e (от 2 до 4 эВ) эффективность ионизации β_s возрастает почти в 5 раз.

Результаты расчетов предполагают использование больших значений катодного тока (растет количество первичных электронов и температура) и тока анода. Разработанная модель не учитывает, однако, других факторов, которые с ростом концентрации плазмы могут приводить к ограничению интенсивности получаемых ионных токов. К таким факторам можно отнести падение анодного напряжения U_a и увеличение экранирования экстракционного поля от экстракционного электрода. Экспериментальные результаты показали, что первый из вышеуказанных факторов особенно замедляет рост напряжения анодного тока, поскольку для эффективной ионизации атомов в результате соударения с электронами энергия электронов, зависящая от U_a , должна быть, по крайней мере, в два раза больше, чем энергия ионизации рассматриваемой частицы.

На рис. 6 приведены зависимости тока ионного пучка и анодного напряжения от тока катода I_c , полученные в процессе исследования источника с ц.а. для Be, Ga, Te, Cd, Fe и V. Характеристики измерены при постоянных значениях анодного тока I_a и тока электромагнита, создающего магнитное поле внутри источника.

В большинстве рассматриваемых случаев (не только для вышеуказанного рабочего вещества) ионный ток сначала быстро растет с увеличением I_c , но по достижении некоторых значений I_c тенденция роста для одних веществ (Te, Fe) замедляется, а для других (Cd, V) наблюдается существенное снижение интенсивности ионного тока.

Как отмечалось ранее, это связано с падением анодного напряжения в результате повышения концентрации электронов плазмы и уменьшения вследствие этого эффективности ионизации паров рабочего вещества. Более заметное уменьшение ионного тока с увеличением тока катода наблюдается для Be и Ga, что также обусловлено снижением анодного напряжения с ростом I_c и, следовательно, увеличением электронной плотности плазмы. Поведение кривых $I_{ion}(I_c)$ для V и Cd (подъем—оптимум—падение) можно понять при сравнении формы кривых $I_{ion}(U_a)$ (рис. 7) и зависимостей $\sigma(E)$ для этих элементов, полагая, что U_a приблизительно соответствует энергии электронов [37].

На рис. 8 представлены зависимости ионного тока и анодного напряжения от тока разряда в источнике с ц.а. для разных веществ. В процессе измерений значения тока I_c и магнитной индукции B поля электромагнита поддерживались постоянными. Как и прежде, наблюдается быстрый рост

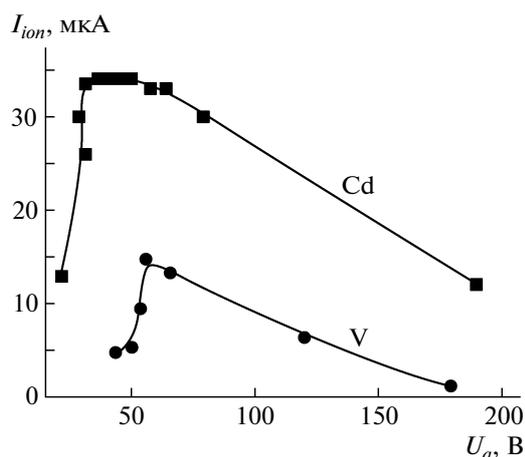


Рис. 7. Изменение ионного тока для Cd и V в зависимости от анодного напряжения U_a .

интенсивности ионного тока в зависимости от тока I_a , что обусловлено как более сильным нагревом испарителя из-за увеличения тока разряда, так и растущей концентрацией электронов в плазме.

В случае ионизации Te и Cd тенденция роста ионного тока замедляется при достижении больших значений тока I_a . Как и в предыдущем случае, причиной этого является уменьшение анодного напряжения. Стоит подчеркнуть, что для Fe, когда анодное напряжение практически постоянно, насыщения зависимости $I_{ion}(I_a)$ не наблюдается.

Таблица 1. Интенсивность ионных пучков в начальной фазе (спустя ~60 мин) работы источника ($U_{ext} = 25$ кВ, $U_{acc} = 75$ кВ)

Ион	Рабочее вещество	Интенсивность ионного пучка, мкА
Cr ⁺	Cr (кусочки)	11
Fe ⁺	Fe (опилки)	15
Al ⁺	Al (кусочки)	55
Mn ⁺	Mn (порошок)	60
In ⁺	In (куски)	62
As ⁺	As (порошок)	100
Eu ⁺	EuCl ₃ + H ₂	25
Ni ⁺	Ni (кусочки)	40
Sb ⁺	Sb (порошок)	45
V ⁺	V (куски)	15
Cu ⁺	Cu (порошок)	50
Ga ⁺	GaAs (порошок)	40
Be ⁺	Be (куски)	12
Cd ⁺	Cd (куски)	35
Te ⁺	Te (куски)	40

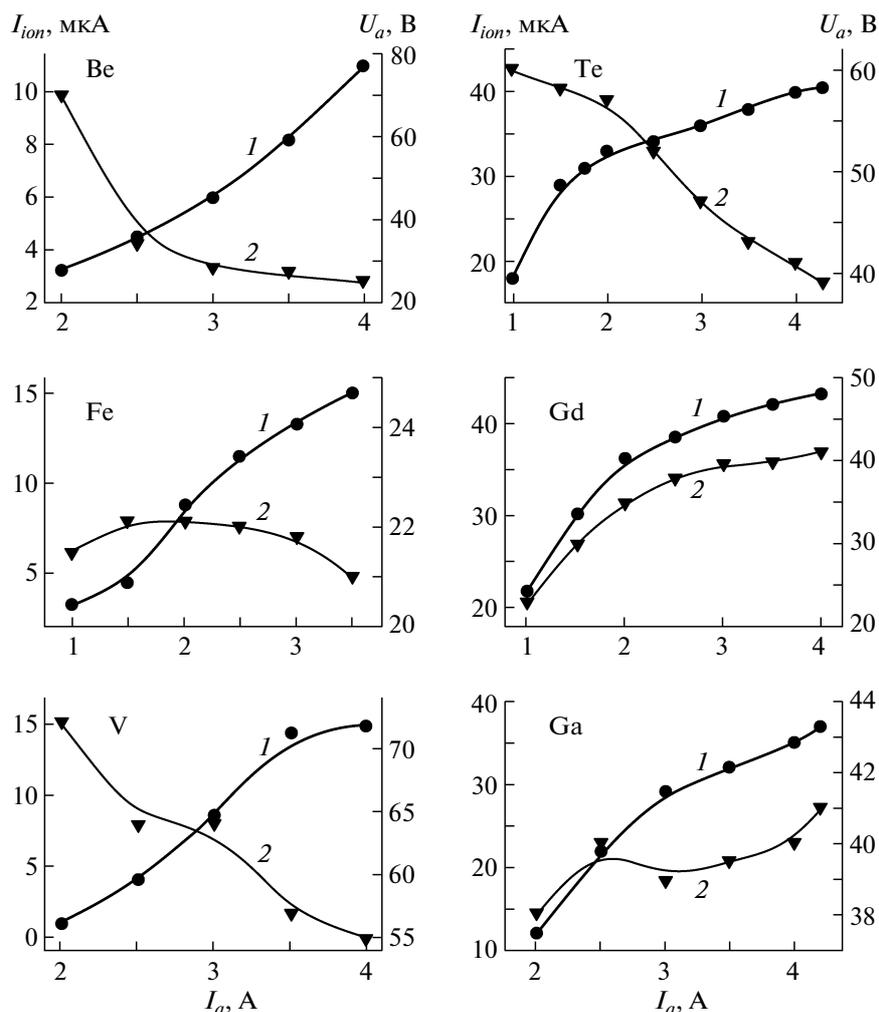


Рис. 8. Зависимости ионного тока (1) и анодного напряжения (2) от тока разряда для различных веществ. Результаты получены для источника с ц.а.

По мере увеличения интенсивности тока разряда иногда наблюдается рост U_a , как это происходит в случае Cd, Mn и In. При этом ионные токи достигают ≥ 100 мкА, что относительно большая величина для источника небольшого размера и мощности.

Различное поведение кривых $I_{ion}(I_a)$ можно, как и ранее, интерпретировать, имея в виду зависимость сечения ионизации атомов при соударении с электронами от их энергии $\sigma(E)$, которая связана с U_a . В случае Fe, когда U_a приблизительно равно энергии, при которой $\sigma_{Fe}(E)$ достигает своего максимума, незначительное изменение U_a не приводит к существенному падению эффективности ионизации, поскольку максимум $\sigma_{Fe}(E)$ очень широк [38].

Для энергии электронов 40–50 эВ (как это имеет место, например, для Cd) сечение ионизации медленно уменьшается с энергией электронов, что может являться причиной насыщения

характеристик $I_{ion}(I_a)$ по мере роста напряжения U_a . Также в случае рабочих веществ с относительно высокими температурами плавления, такими как Be, Fe и V, растущая с ростом I_a скорость испарения этих веществ может иметь основное влияние на интенсивность ионных токов. Уменьшение напряжения U_a до определенного момента может быть вторичным фактором.

Аксиальное магнитное поле, в которое помещена разрядная камера источника, играет важную роль в образовании ионных пучков. Внешнее магнитное поле в совокупности с магнитным полем спирального катода отклоняет траекторию заряженных частиц и способствует образованию плазмы разряда в объеме таким образом, чтобы приблизить плазму как можно ближе к экстракционному отверстию. Это дает возможность получать ионные токи относительно большой интенсивности [39]. При определении зависимостей ионного тока и анодного напряжения от

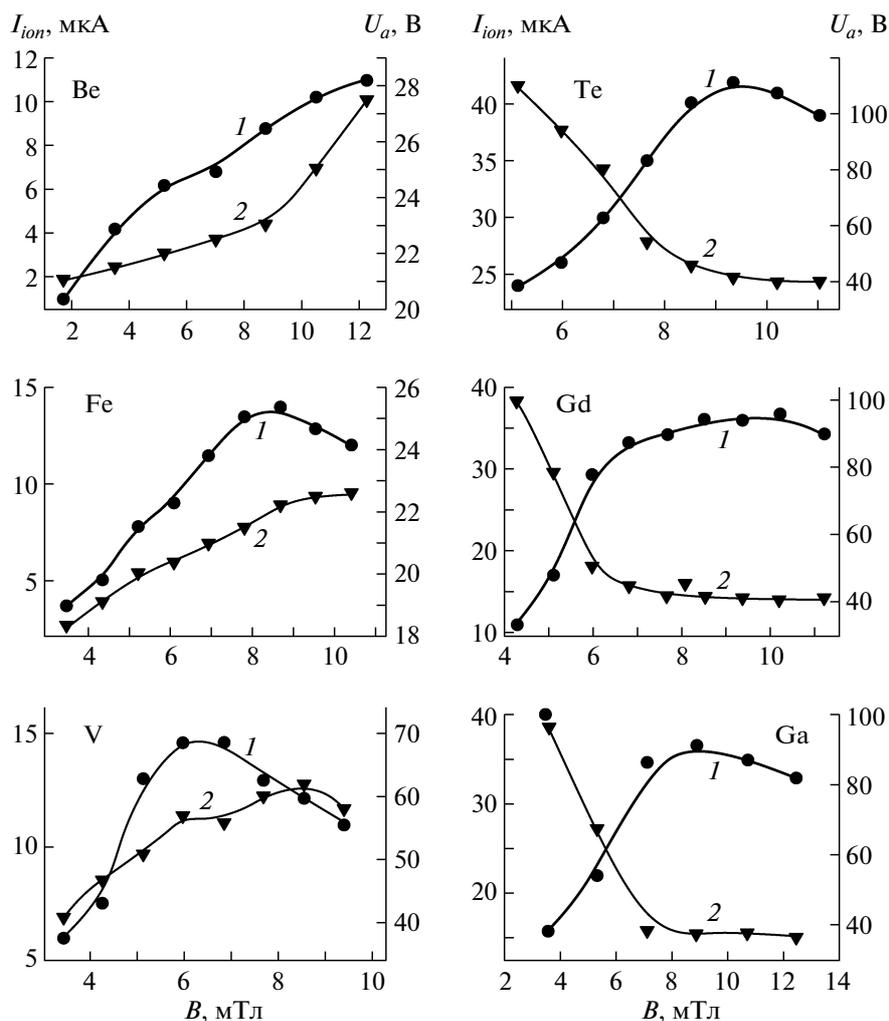


Рис. 9. Зависимости ионного тока (I) и анодного напряжения (U) от индукции магнитного поля источника для различных веществ. Результаты получены для источника с ц.а.

индукции магнитного поля источника изменялся ток магнита, а величина создаваемой магнитной индукции B измерялась с помощью прибора Lake-Shore 450. Результаты измерений представлены на рис. 9.

Для источника ионов с ц.а. полученные зависимости $I_{ion}(B)$ имеют максимум при $B = 7-10$ мТл. Наблюдаемый на характеристиках пик является более острым для веществ с большими температурами плавления (Fe и V) и более широким для относительно летучих веществ (Ga, Te, Cd). В последнем случае можно отметить характерное падение анодного напряжения по мере роста магнитной индукции. Как было упомянуто выше, это ограничивает получение интенсивных ионных токов. Для веществ первой группы концентрация плазмы разряда настолько низка, что чаще всего наблюдается рост U_a с ростом индукции. В случае ионизации Be это более заметно – в исследу-

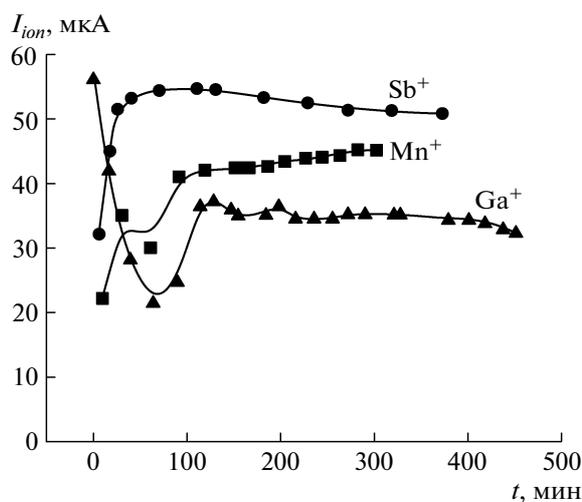


Рис. 10. Изменение интенсивности ионных пучков в процессе работы для Mn, Ga и Sb.

Таблица 2. Ионные токи, получаемые с помощью ионных источников с ц.а. и с п.а. ($U_{ext} = 25$ кВ, $U_{acc} = 75$ кВ)

Ион	Ионный ток, мкА	
	Источник с ц.а.	Источник с п.а.
Al ⁺	25	50
Mn ⁺	35	60
In ⁺	50	80
As ⁺	20	50
Sb ⁺	30	35
Bi ⁺	70	30
He ⁺	15	80
Xe ⁺	20	55
Ar ⁺	40	100

дуемом диапазоне магнитной индукции B максимума на кривых $I_{ion}(B)$ не наблюдалось.

Описываемые варианты источника характеризуются относительно хорошей стабильностью работы. На начальной стадии работы источника, когда происходит нагрев испарителя и постепенный рост интенсивности ионного тока, иногда наблюдаются резкие изменения тока I_{ion} , связанные с изменением давления пара в разрядной камере (резкое плавление вещества или изменение проницаемости пробки испарителя). Стабилизация работы источника происходит обычно спустя 30–60 мин, хотя это время может достигать и 90 мин.

Согласно грубой оценке, стабильность ионных токов, извлекаемых из источника, составляет порядка нескольких процентов в час. Общим правилом является то, что чем мельче порошок рабочего вещества в испарителе, тем выше стабильность работы источника. Подтверждением этого служит рис. 10, на котором представлены зависимости интенсивности тока ионов от времени работы источника для различных веществ.

Типичные значения интенсивности ионных пучков для разных исследуемых веществ приведены в табл. 1. Значения получены после 60 мин работы источника при напряжении экстракции $U_{ext} = 25$ кВ и использовании добавочного напряжения $U_{acc} = 75$ кВ, ускоряющего пучок после разделения в магнитном сепараторе. Для некоторых веществ (Mn, In, As) наблюдается медленный рост тока извлекаемых ионных пучков до значения, достигающего после нескольких часов работы источника даже ≥ 100 мкА. Конечно, часть ионов теряется при прохождении через относительно длинный ионовод имплантатора (~ 5 м), где вакуум $\sim 10^{-4}$ – 10^{-5} Па. По мере увеличения ускоряющего напряжения U_{acc} до 200 кВ наблюдается увеличение измеряемого тока от 30 до 50%.

Ионный источник с п.а. подвергался аналогичным испытаниям. Во время первичных тестов с использованием благородных газов уже было видно преимущество этого варианта. В частности, интенсивность ионных пучков благородных газов была в 2–5 раз выше, чем для источника ионов с ц.а. (см. табл. 2).

Отметим, что интенсивность тока разряда в случае источника с п.а. была ограничена величиной 1–2 А (из-за ограниченной мощности выпрямителя), поэтому в табл. 2 результаты для источника с ц.а. приведены для этой же величины тока разряда. Как и ранее, результаты получены при $U_{ext} = 25$ кВ и $U_{acc} = 75$ кВ. С помощью источника с п.а. проводилась ионизация не только газов, но и веществ в твердой фазе. Как и в случае предыдущей конструкции, в испаритель помещалось 30–50 мг рабочего вещества в виде мелких кусочков (In, Al) или порошка (Sb, Mn, Bi, As).

На рис. 11 представлены зависимости ионных токов и анодного напряжения от тока разряда в ионизационной камере для источника с п.а. Видно, что извлекаемые токи в исследуемых пределах растут линейно с ростом I_a . Это обусловлено ростом температуры как плазмы в разряде, так и испарителя, который нагревается, хотя и в меньшей степени, чем в источнике с ц.а., разрядом между анодом и катодом.

Использованные нами интенсивности тока разряда были слишком низкими для получения насыщенных характеристик $I_{ion}(I_a)$. Анодное напряжение, при котором получены характеристики, представленные на рис. 11, также было относительно низким. Наблюдаемый рост анодного напряжения с увеличением интенсивности тока разряда отвечает приближению к максимуму функции $\sigma(E)$ со стороны низких энергий.

Для других исследованных веществ (например, Mn и As) получаемые анодные напряжения были выше (80–50 В), кроме того, наблюдалось падение напряжения U_a с ростом тока разряда. Однако при $I_a > 1.2$ А снижения эффективности ионизации и ограничения интенсивности ионного пучка в результате падения анодного напряжения, характерных для источника с ц.а., не наблюдалось. Следует ожидать, что при использовании максимально высоких интенсивностей тока разряда поведение характеристик $I_{ion}(I_a)$ и $U_a(I_a)$ будет аналогичным поведению характеристик источника с ц.а.

Полученные для источника с п.а. зависимости интенсивности ионных токов и анодного напряжения от анодного тока (рис. 12) являются более сложными, чем аналогичные им характеристики источника с ц.а. Общей тенденцией является начальный рост интенсивности ионизации с ростом тока катода (I_c), что связано, во-первых, с увеличением концентрации электронов, а во-вторых, с

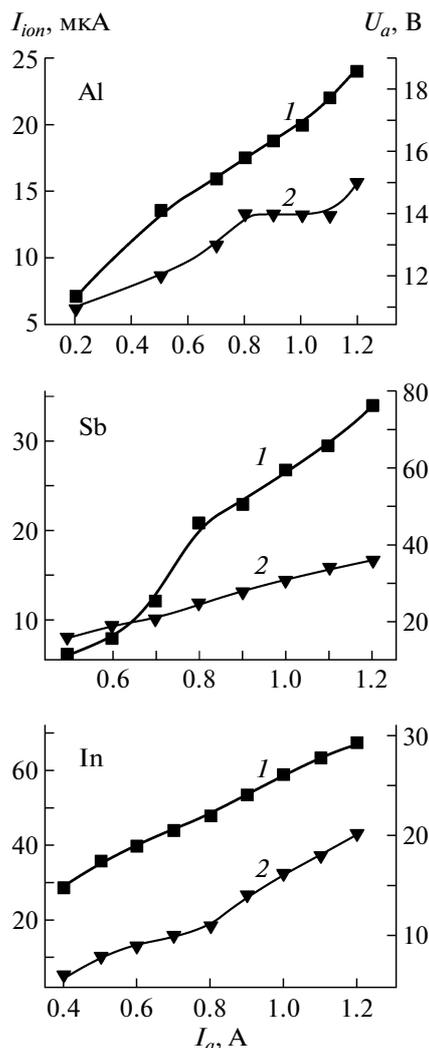


Рис. 11. Зависимости ионного тока (I) и анодного напряжения (2) от анодного тока для Al, Sb и In. Результаты получены для источника с п.а.

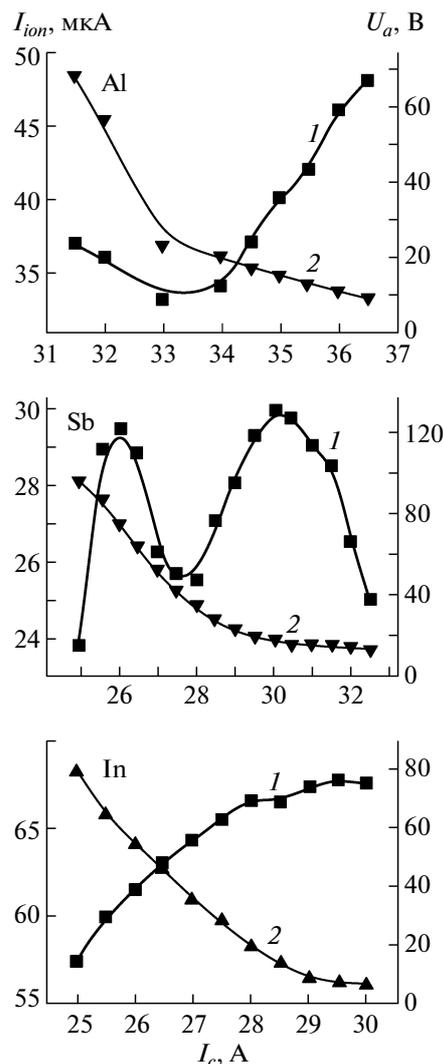


Рис. 12. Зависимости ионного тока (I) и анодного напряжения (2) от тока катода для Al, Sb и In. Результаты получены для источника с п.а.

более быстрым испарением рабочего вещества, нагреваемым, прежде всего, катодом. Падение анодного напряжения с ростом концентрации электронов приводит, однако, к снижению энергии электронов и последующему падению ионного тока, как это имеет место для Sb, или замедлению темпа роста интенсивности ионного тока и насыщению характеристики $I_{ion}(I_c)$ — для In. Для Al наблюдается более эффективное испарение при больших значениях I_c , и интенсивность ионного тока быстро растет с током разряда, несмотря на значительное падение U_a .

Было исследовано также влияние магнитного поля от внешнего электромагнита на эффективность ионного источника. Результаты испытаний представлены на рис. 13. В большинстве случаев, например для Al и In, наблюдались относительно широкие пики на характеристиках $I_{ion}(B)$. Это от-

вечает такой конфигурации полей магнита и спирального катода, при которой параметры разряда, а также пространственное распределение обеспечивают оптимальную экстракцию ионного пучка. Исключением является узкий пик на характеристике для Sb. Для Al и In оптимальная величина индукции внешнего магнитного поля составляет ~10 мТл, для других веществ лучше использовать более низкие величины — 5–7 мТл.

Описанная конструкция источника с дуговым разрядом, горящим вблизи экстракционного отверстия (источник с п.а.), позволила получить интенсивные ионные пучки для ряда элементов. Результаты испытаний для рабочих веществ в твердом состоянии, представленные в табл. 2, показывают, что при $I_a = 1.2$ А источник с п.а. обеспечивает получение ионных пучков с интенсивностью, в 2 раза большей, чем источник с ц.а.

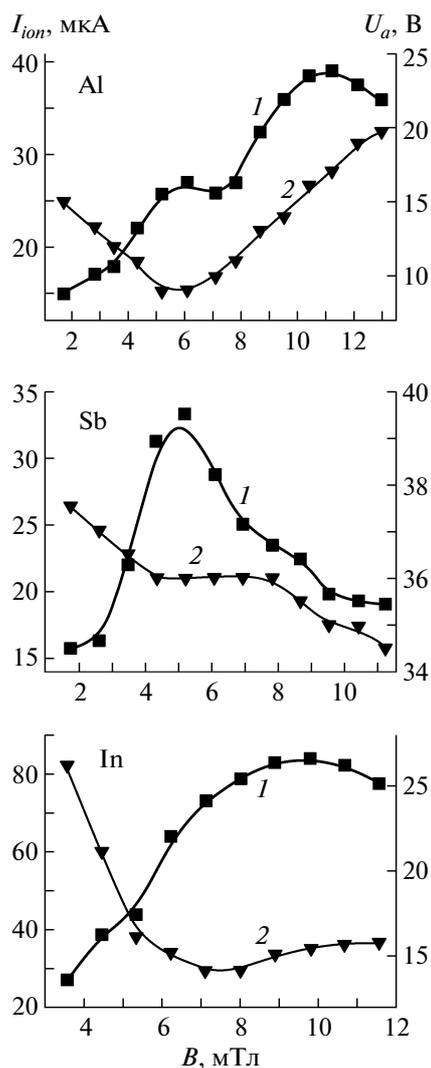


Рис. 13. Зависимости ионного тока (I) и анодного напряжения (U_a) от индукции магнитного поля источника для Al, Sb и In. Результаты получены для источника с п.а.

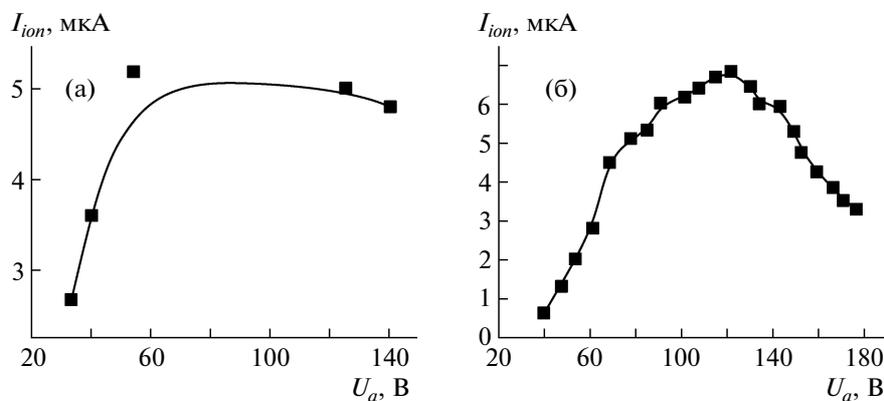


Рис. 14. Интенсивность пучка двухзарядных ионов As^{2+} в зависимости от анодного напряжения для источника с к.а. (а) и источника с п.а. (б).

Можно ожидать, особенно с учетом поведения кривых $I_{ion}(U_a)$, представленных на рис. 11, что увеличение тока разряда до 3–4 А приведет, как минимум, к двукратному росту интенсивности ионных токов. К сожалению, описанная конструкция имеет некоторые ограничения, связанные с тем, что для подогрева испарителя используется, прежде всего, проволока катода и в меньшей степени — разряд между анодом и катодом. Это в свою очередь приводит к тому, что источник с п.а. мало пригоден для веществ с высокими температурами плавления (железо, ванадий, хром или редкоземельные элементы).

Источник ионов с п.а. способен также обеспечить получение относительно сильных пучков двухзарядных ионов. Возможность регулировки расстояния между анодом и катодом путем использования изоляторов большей толщины в этом источнике позволяет обеспечить высокие значения U_a , необходимые для эффективного получения двухзарядных ионов.

Установлено, что источник с п.а. способен обеспечить ионные токи 15 мкА для ионов Bi^{2+} и In^{2+} , 7 мкА для ионов As^{2+} и ~3 мкА для ионов Ne^{2+} . Зависимость интенсивности тока ионов As^{2+} от анодного напряжения для источников ионов обоих типов представлены на рис. 14. Можно отметить качественное подобие полученных кривых типичным зависимостям сечения двукратной ионизации от энергии электронов. Установлено также, что источник с п.а. может обеспечить значительную интенсивность пучка молекулярных ионов, например: 30 мкА для ионов Sb^{2+} (почти равное токам одноатомных ионов) и 35 мкА для ионов As^{2+} .

4. ВЫВОДЫ

Разработанные варианты конструкции плазменных источников ионов с испарителем для

твердых веществ обеспечивают получение ионных пучков практически всех элементов. Параметры разработанных источников сравнимы, а в некоторых случаях даже лучше, чем параметры источников подобных конструкций известных фирм [40]. Интенсивность ионных пучков 50–100 мкА, обеспечиваемая источниками, позволяет реализовать процессы имплантации стандартных образцов диаметром 2 дюйма с дозой имплантации 10^{16} – 10^{17} см⁻² в течение одного цикла работы источника (~10 ч).

Возможности источника ионов с п.а. не были исследованы в полной мере из-за технических ограничений, связанных с использованием блока анодного питания. Однако с большой долей вероятности можно полагать, что при обеспечении интенсивности тока разряда ~3–4 А интенсивность извлекаемых ионных токов повысится в два раза.

Описываемые в этой работе плазменные источники ионов, особенно вариант с п.а., позволяют получать пучки двукратно заряженных ионов Bi^{2+} , Al^{2+} и He^{2+} , что в свою очередь дает возможность удвоить энергию имплантированных ионов при одинаковом ускоряющем напряжении имплантатора U_{acc} . Другими достоинствами описываемых источников являются их низкая цена, простота эксплуатации и низкая потребляемая мощность (~350–400 Вт).

Источники могут использоваться не только для имплантации, но и для исследования ионного распыления, в спектроскопии излучения, испускаемого в результате взаимодействия ионного пучка с твердым телом (PIPE, PIXE), и в других применениях.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Li Wei-qing, Qi Le-jun, Lu Ming et al.* // Phys. Rev. B. 2005. V. 71. P. 155329.
2. *Facsko S., Dekorsy T., Koerdt C. et al.* // Science. 1999. V. 285. P. 1551.
3. *Meldrum A., Boatner L.A., White C.W.* // Nucl. Instrum. and Methods. B. 2001. V. 178. P. 7.
4. *Meldrum A., Buchanan K.S., Hryciw A., White W.* // Adv. Mat. 2004. V. 16. P. 31.
5. *Komarov F., Vlasukova L., Wesch W. et al.* // Nucl. Instrum. and Methods. B. 2008. V. 266. P. 3557.
6. *Комаров Ф.Ф., Мильчанин О.В., Власукова Л.А. и др.* // Известия РАН. Серия физическая. 2010. Т. 74. С. 273.
7. *Prucnal S., Turek M., Drozdziel A. et al.* // Appl. Phys. B. 2010. V. 101. P. 315.
8. *Prucnal S., Turek M., Drozdziel A. et al.* // Central European Journal of Physics. 2011. V. 9. P. 338.
9. *Vijendran S., Lin S.D., Jones G.A.C.* // Microelectronic Engineering. 2004. V. 73–74. P. 111.
10. *Overberg M.E., Gila B.P., Thaler G.T. et al.* // J. Vac. Sci. Technol. B. 2002. V. 20. P. 969.
11. *Ping C., Jian M., Lirong R., Lin G.* // J. Rare Earth. 2006. V. 24. P. 298.
12. *Kanjilal A., Rebohle L., Prucnal S. et al.* // Phys. Rev. B. 2009. V. 80. P. 241313(R).
13. *Prucnal S., Rebohle L., Skorupa W.* // Appl. Phys. B. 2009. V. 94. P. 289.
14. *Castagna M.E., Coffa S., Monaco M. et al.* // Mat. Sci. Eng. B. 2003. V. 105. P. 83.
15. Handbook of Ion sources / Ed by B. Wolf. CRC Press Inc., 1995.
16. *Brown I.G.* The Physics and Technology of Ion Sources. Weinheim: Wiley-VCH, 2004.
17. *Waldmann H., Martin B.* // Nucl. Instrum. and Methods. B. 1995. V. 98. P. 532.
18. *Southon J.R., Roberts M.L.* // Nucl. Instrum. and Methods. B. 2000. V. 172. P. 257.
19. *Belykh S.F., Palitsin V.V., Veryovkin I.V. et al.* // Applied Surface Science. 2006. V. 252. P. 7321.
20. *Feng Y.C., Wong S.P.* // Nucl. Instrum. and Methods. B. 1999. V. 149. P. 195.
21. *Meldison J.* // Vacuum. 1996. V. 47. P. 209.
22. *Meldison J., Drozdziel A., Latuszynski A. et al.* // Vacuum. 2003. V. 70. P. 447.
23. *Rosiński M., Badziak J., Boody F.P. et al.* // Vacuum. 2005. V. 78. P. 435.
24. *Khalil A.A.I., Gondal M.A.* // Nucl. Instrum. and Methods. B. 2009. V. 267. P. 3356.
25. *Ganetsos Th.R., Mair G.L., Aidinis C.J., Bischoff L.* // Physica. B. 2003. V. 340–342. P. 1166.
26. *Mazarov P., Wieck A.D., Bischoff L., Pilz W.* // J. Vac. Sci. Technol. B. 2009. V. 27. P. L47.
27. *Yamada H., Torii Y.* // Rev. Sci. Instrum. 1986. V. 57. P. 1282.
28. *Sidenius G.* // Nucl. Instrum. and Methods. 1965. V. 38. P. 26.
29. *Wiśniewski R., Czachor A., Wilczynska T., Semina V.K.* // High Pressure Research: An International Journal. 2007. V. 27. P. 193.
30. *Wilczynska T., Wiśniewski R., Czachor A., Semina V.K.* // Przegląd Elektrotechniczny. 2008. V. 84. P. 186.
31. *Nielsen K.O.* // Nucl. Instrum. and Methods. B. 1957. V. 1. P. 289.
32. *Turek M., Prucnal S., Drozdziel A., Pyszniak K.* // Rev. Sci. Instrum. 2009. V. 80. P. 043304.
33. *Turek M., Drozdziel A., Pyszniak K. et al.* // Przegląd Elektrotechniczny. 2010. V. 86. P. 193.
34. *Turek M., Prucnal S., Drozdziel A., Pyszniak K.* // Nucl. Instrum. and Methods. B. 2011. V. 269. P. 700.
35. *Hockney R., Eastwood J.* Computer Simulation Using Particles. Philadelphia: Adam Hilger, 1988.
36. *Bartlett P.L., Stelbovics A.T.* // Phys. Rev. A. 2002. V. 66. P. 012707.
37. *Lotz W.* // Z. Physik. 1969. V. 220. P.466.
38. *Freund R.S., Wetzel R.C., Shul R.J., Hayes T.R.* // Phys. Rev. A. 1990. V. 41. P. 3575.
39. *Oks E.M., Yushkov G.Yu.* // Russian Physics Journal. 1994. V. 37. P. 222.
40. High Voltage Engineering model SO-55 ion source leaflet. http://www.highvolteng.com/media/Leaflets/Model_SO-55_Ion_Source.pdf