

P13-2013-75

М. Турек¹, К. Пышняк¹, А. Дроздзель¹, М. Шута²,
Д. Мончка², Ю. В. Юшкевич, Ю. А. Ваганов

**ЧИСЛЕННЫЕ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ
ИССЛЕДОВАНИЯ ПОЛУЧЕНИЯ ДВУХЗАРЯДНЫХ
ИОНОВ ДЛЯ ЦЕЛЕЙ ИМПЛАНТАЦИИ**

¹ Институт физики Университета им. М. Кюри-Склодовской, Люблин,
Польша

² Национальный центр ядерных исследований, Свек, Польша

Турек М. и др.

P13-2013-75

Численные и экспериментальные методы исследования
получения двухзарядных ионов для целей имплантации

Описывается получение двухзарядных ионов из твердых тел и газов с использованием источника с полым катодом с внутренним испарителем, нагреваемым спиралью катода и дуговым разрядом. Полученные токи составляли 15 мкА для Bi^{2+} , 10 мкА для As^{2+} и Al^{2+} , 8 мкА для Kr^{2+} и Xe^{2+} , 5 мкА для In^{2+} и Ge^{2+} , что позволяло поддерживать дозу имплантации двухзарядными ионами на уровне $\sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Для выбора оптимальных рабочих параметров обсуждаются приведенные экспериментальные характеристики ионного источника. Также предложено краткое описание численной модели двух- и однозарядных ионов в источнике. Рассчитанные результаты (в зависимости от ионного тока и анодного напряжения) достаточно хорошо согласуются с данными эксперимента.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем им. В. П. Дзелепова ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2013

Turek M. et al.

P13-2013-75

Numerical and Experimental Methods for Investigations
of Doubly Charged Ion Production for Implantation Purpose

The paper describes production of doubly charged ions from solids and gases using a hollow-cathode ion source with an internal evaporator heated by a spiral cathode filament and arc discharge. The currents were 15 mA for Bi^{2+} , 10 mA for As^{2+} and Al^{2+} , 8 mA for Kr^{2+} and Xe^{2+} , 5 mA for In^{2+} and Ge^{2+} , enabling a moderate ($\sim 10^{15} \text{ cm}^{-3}$) dose of doubly charged ion implantations. Characteristics of the ion source are discussed in order to choose the optimal working parameters. A numerical model of doubly and singly charged ions in the source is briefly described. The calculated results (dependences of ion current on anode voltage) are in good agreement with the experimental data.

The investigation has been performed at the Dzhelepov Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2013

ВВЕДЕНИЕ

Многочарядные ионы широко применяются в различных областях науки и техники. Облучение поверхностей твердых тел ионами с высоким зарядом позволяет достигать больших величин коэффициента распыления [1]. Бомбардировка высокозарядными ионами приводит также к образованию наноструктур [2], например нанохиллоков [3]. Многочарядные ионы используются для модификации свойств металлов [4] и полимеров [5]. Применение двухзарядных ионов (или ионов с более высоким зарядом) является самым простым способом увеличения глубины имплантации без каких-либо изменений в конструкции имплантатора, так как кинетическая энергия иона с зарядом ne в n раз больше энергии однозарядного иона, ускоряемого таким же напряжением.

Существуют несколько методов эффективного получения ионов более высоких степеней заряда. Наиболее известный подход основывается на электронно-циклотронном резонансе [6, 7]. В других решениях используются электронные [8] или лазерные [9, 10] пучки для многократной ионизации. Двухзарядные ионы также эффективно образуются при дуговом разряде [11] и в меньшей степени в жидкометаллических ионных источниках [12, 13].

В статье описывается получение пучков двухзарядных ионов газообразных, металлических и неметаллических элементов с использованием источника ионов дугового разряда с полым катодом и внутренним испарителем [14, 15]. Этот источник является следующим шагом в развитии источника нильсеновского типа [16] на основе дугового разряда с цилиндрическим анодом [17, 18], который стал основным ионным источником в Институте физики Университета им. М. Кюри-Склодовской в Люблине и на масс-сепараторе комплекса ЯСНАПП ЛЯП ОИЯИ. Он позволяет имплантировать разнообразные ионы, включая ионы редкоземельных элементов. Стоит упомянуть, что усовершенствованная версия ионного источника позволила получить ионные токи почти в два раза выше, чем основная. Это было достигнуто главным образом благодаря близости области дугового разряда и отверстия для экстракции ионов. В статье содержится краткое описание ионного источника и экспериментального оборудования. Основные характеристики ионного источника представлены для двухзарядных ионов, как было в случае ионного источника с цилиндрическим анодом [19], включая зависимости ионного тока и напряжения разряда от токов катода и разряда, а также от силы магнитного поля, в которое помещена ионизационная камера. Измерения были вы-

полнены для того, чтобы найти оптимальные величины рабочих параметров, которые приводят к максимально возможным ионным токам. Также приводится и обсуждается численная модель. Некоторые результаты, полученные с помощью этой модели, сравниваются с экспериментальными данными, и при этом достигается хорошее совпадение.

1. ОПИСАНИЕ ИОННОГО ИСТОЧНИКА

Подробное описание ионного источника с полым катодом и испарителем приводится в [14], а его схема показана на рис. 1.

Камера полового катода состоит из двух цилиндрических частей, изготовленных из молибдена, разделенных изолятором из нитрида бора. Спиральный катод закреплен между цилиндрами камеры и изготовлен из вольфрамовой проволоки толщиной 0,75 мм. Стандартные величины анодных токов I_c , которые находятся в диапазоне 25–35 А, обычно выше, чем в случае источника с цилиндрическим анодом благодаря тому, что испаритель нагревается главным образом горячей проволокой. Среднее время жизни катода зависит от токов катода и разряда и составляет 50 ч.

Область дугового разряда находится между передней частью камеры полового катода и воронкообразным анодом. Оба эти фактора (близость области дугового разряда и экстракционного отверстия и форма анода) приводят к высоким характеристикам ионного источника. Вскоре после зажигания разряд становится стабильным с анодным (разрядным) напряжением в диапазоне 20–

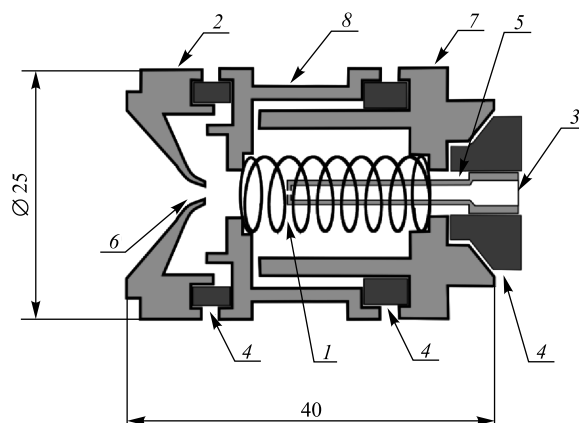


Рис. 1. Упрощенная схема ионного источника: 1 — спираль катода; 2 — анод; 3 — впуск газа; 4 — изоляторы; 5 — испаритель; 6 — экстракционное отверстие; 7, 8 — цилиндры полового катода

60 В. Во многих случаях анодное напряжение может быть лишь слегка выше потенциала ионизации ионизируемого вещества — в случае индия ионный пучок наблюдался даже после затухания разряда, наиболее вероятно из-за поверхностной ионизации на горячем катоде.

Одной из наиболее ключевых частей ионного источника является испаритель для твердых тел: тонкая молибденовая трубка, закрытая неплотной пробкой или винтом. Стандартная длина испарителя ~ 30 мм и его внешний диаметр 3 мм. Испаритель заполняется рабочим веществом в форме порошка, мелких опилок и кусочков. Как упоминалось ранее, испаритель нагревается главным образом горячей спиралью. Дуговой разряд играет вторичную роль из-за расстояния между разрядной областью и испарителем.

Пары рабочего вещества достигают объема разряда, где они ионизируются в результате столкновений с электронами, имеющими достаточную кинетическую энергию. Следовательно, анодное напряжение должно быть по меньшей мере в два–три раза больше потенциала ионизации ионизируемого вещества.

Ионизационная камера помещена внутрь электромагнита. Дополнительное аксиально-симметричное магнитное поле с плотностью магнитного потока до 14 Тл компенсирует сильное поле от спирали катода и играет важную роль в удержании плазмы, образуя плазму разряда для достижения эффективной экстракции полученных ионов. Ионный пучок вытягивается из источника через экстракционное отверстие диаметром 1 мм. Пучок формируется и ускоряется стандартной системой триплета линз. Первичный пучок входит в электромагнитный сепаратор и делится на составные пучки, состоящие из ионов, имеющих равное отношение заряда к массе.

2. ЧИСЛЕННАЯ МОДЕЛЬ ОБРАЗОВАНИЯ МНОГОЗАРЯДНЫХ ИОНОВ

Для определения оптимальных параметров работы ионного источника нами была разработана численная модель ионизации. Она описывает получение одно- и двухзарядных ионов на основании экспериментальных данных сечения ионизации [18] в предположении, что процесс ионизации можно разделить [19] на n_s стадий, где n_s — отношение внутренней поверхности полости разрядной камеры и поверхности экстракционного отверстия. Для упрощения рассматривалась сферическая полость радиусом $R_{\text{ion}} = 8$ мм. Радиус экстракционного отверстия $R_{\text{ext}} = 0,5$ мм.

В каждой стадии ионизации нейтральные частицы проходят в среднем расстояние λ (порядка диаметра камеры) и вероятность ионизации до состояния q -го заряда равна:

$$P^q = 1 - \exp\left(-\frac{\lambda}{\lambda^q}\right), \quad (1)$$

где q — кратность заряда ионов. Длина свободного пробега до ионизации может быть рассчитана как изгиб энергетически зависимого сечения ионизации и энергетического распределения электронов, с учетом их дрейфовой скорости благодаря напряжению U_a . Длина свободного пробега λ^{2+} более чем на порядок величины больше λ^{1+} , но для достаточно больших концентраций электронов ($\sim 10^{21} \text{ м}^{-3}$) может быть в пределах 100 мм. Вероятность экстракции для каждого вида частиц P_e^q пропорциональна отношению экстракционного отверстия и всей поверхности полости разрядной камеры. Число частиц в состоянии q -го заряда тогда можно записать так:

$$E_i^q = P_i^q (N_i^q + R_i^q), \quad (2)$$

где $N_i^q = P^q N_i^0$ — число ионов, образованных на i -й стадии, R_i^q — число ионов, которые не были извлечены до стадии i . Относительные токи для обоих типов ионов получаются суммированием N_i^q на всех стадиях и делением результата на начальное количество нейтральных атомов N_0 .

Как результат применения описываемой модели на рис. 2, *a* показана зависимость $I_{\text{ион}}(U_a)$. Ионный ток Bi^{2+} увеличивается с ростом U_a до $\sim 80 \text{ В}$ и затем наблюдается насыщение. Форма кривой очень похожа на данные по сечению ионизации [18]. На рис. 2, *б* показана экспериментальная зависимость $I_{\text{ион}}(U_a)$. Можно видеть достаточно качественное согласие экспериментальных и расчетных данных; также отношение двух- и однозарядных ионов похоже в обоих случаях. Тот факт, что разброс энергии электрона в реальном ионном источнике может быть намного больше предсказанного максвелловским распределением, может быть причиной различных форм кривых для ионов Bi^+ .

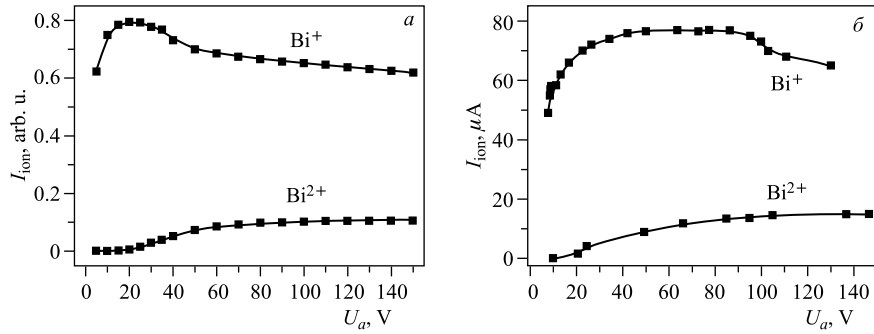


Рис. 2. Ионный ток Bi^{2+} в функции U_a : моделирование (*a*) и экспериментальные результаты (*б*)

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Поскольку в представленную модель входит много параметров, которые сложно определить в плазме источника, наша модель может служить лишь для определения тенденции изменения рабочих условий источника. Поэтому ниже мы показываем экспериментальные результаты исследований явлений многократной ионизации. Причем с практической точки зрения ограничимся двухзарядными ионами.

Так же как в случае ионного источника с цилиндрическим анодом, характеристики двухзарядных ионов измерялись для определения оптимальных рабочих параметров. Была определена зависимость ионного тока и анодного напряжения от тока анода (разряда) I_a , тока катода (проволоки) I_c и плотности потока магнитного поля. Измерения проведены для ряда твердых веществ (Al, Bi, Ge, As, In) и газов (Kr, Xe, Ne). Результаты показаны на рис. 3 и 4.

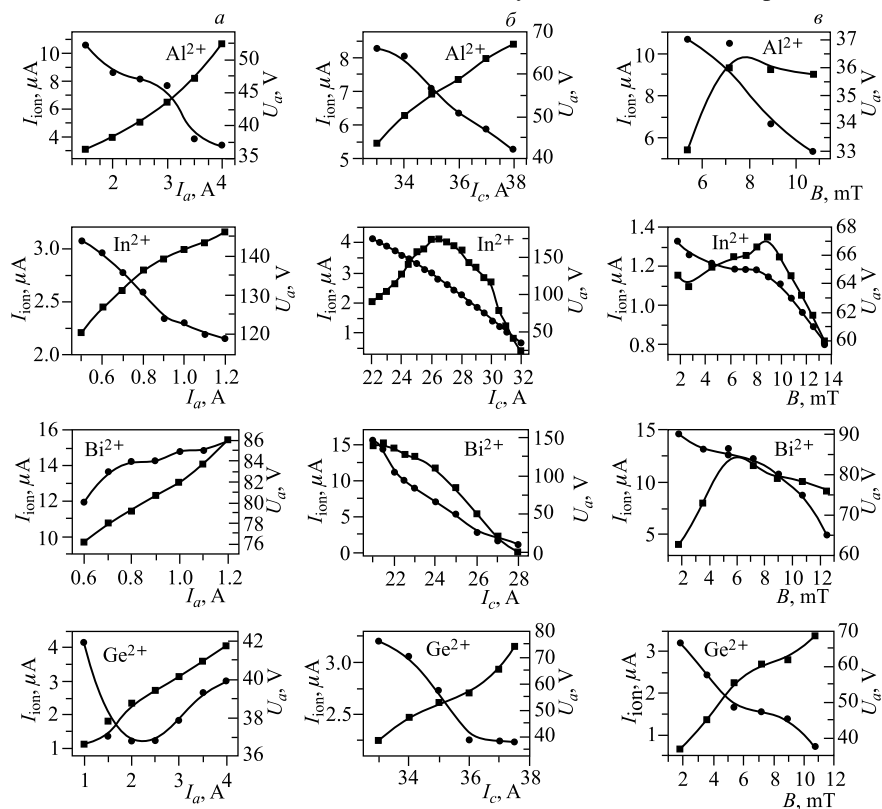


Рис. 3. Зависимость ионного тока (квадраты) и анодного напряжения (кружки) от тока разряда (а), тока катода (б) и плотности потока магнитного поля (в) для двухзарядных ионов твердых веществ (Al, In, Bi и Ge)

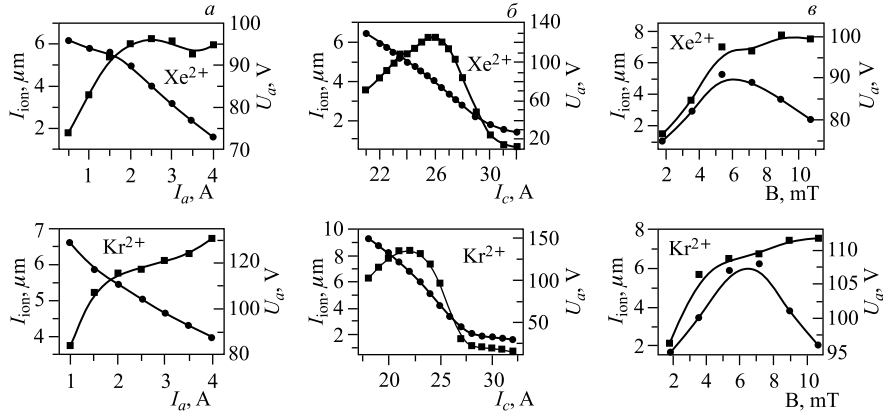


Рис. 4. Та же зависимость, что и на рис. 3, но для инертных газов (Xe и Kr)

Как и в случае однозарядных ионов [20], для двухзарядных ионов [21] наблюдается увеличение ионного тока с ростом тока разряда для всех исследуемых твердых веществ (рис. 3, *a*). Это происходит благодаря росту температуры испарителя, который частично нагревается разрядом, приводящему к более высокому давлению паров в камере. Нужно помнить, что зависимость анодного напряжения от I_a в ионном источнике с испарителем имеет гораздо более сложную природу, чем в случае источника с дуговым разрядом с подачей газа. В случае ионного источника с подачей газа наблюдается увеличение U_a с ростом I_a при постоянном давлении газа в камере. В случае ионного источника с испарителем давление нельзя рассматривать как независимое от I_a , как было упомянуто выше, и плотность плазмы возрастает с увеличением I_a , что приводит к снижению U_a .

Следовательно, мы имеем дело с двумя конкурирующими тенденциями: падение U_a с увеличением I_a наблюдается для Al и In. Противоположное поведение наблюдается для ионов Bi, для которых применяются более низкие величины катодного тока. Получение ионов Ge можно рассматривать как смешанный случай, когда борются обе тенденции: можно видеть, что анодное напряжение понижается с ростом I_a до 2 А, затем плотность плазмы возрастает и преобладает вторая тенденция (рис. 3, *a*). Необходимо помнить, что получение двухзарядных ионов требует относительно высокого U_a (70–100 В) — понижение напряжения разряда приводит к снижению энергий электронов и меньшей эффективности ионизации. Это особенно хорошо видно для зависимостей $U_a(I_c)$ и $I_{\text{ion}}(I_c)$, измеренных для In и Be (рис. 3, *b*). В случае получения двухзарядных ионов существует правило, что I_c должно быть как можно ниже. Это главным образом происходит оттого, что низкая термоэмиссия электронов увеличивает U_a . Более того, испаритель нагревается спиралью

и высокое I_c приводит к высокому давлению пара и понижает U_a . С другой стороны, избыточное понижение I_c может привести к затуханию разряда.

Следует отметить, что форма зависимостей $I_{\text{ион}}(U_a)$ может быть похожа на форму зависимости сечения ионизации электронным ударом от энергии электрона, которая наблюдается для благородных газов (см. рис. 4, а).

Существует два вида кривых $I_{\text{ион}}(U_a)$, полученных для данного ионного источника. Для In и Bi, когда применяется относительно низкое I_a (~ 1 А), можно видеть широкий пик при 6–9 Тл и понижение U_a с ростом B , как это наблюдается для ионного источника с цилиндрическим анодом [21]. В случаях, когда используются более высокие I_a (до 4 А), предпочтительнее применять более сильное магнитное поле, которое играет роль в образовании формы плазмы вблизи экстракционного отверстия (рис. 3, в).

ВЫВОДЫ

Характеристики ионного источника с полым катодом с испарителем были измерены для двухзарядных ионов твердых веществ (Al, Bi, Ge, In) и газов (Xe, Kr). Выбор оптимальных рабочих параметров, таких как токи разряда и катода и внешнее электромагнитное поле, позволяют поддерживать достаточно высокое анодное напряжение и соответствующую температуру испарителя, которые обеспечивают токи двухзарядных ионов в диапазоне 15 мкА (Bi^{2+}), 10 мкА (As^{2+} , Al^{2+}) и 5 мкА (In^{2+} , Ge^{2+}). Растянутая конструкция ионного источника подходит также для получения ионов газообразных веществ — были получены ~ 85 мкА Xe^{2+} и Kr^{2+} . Такой выход ионов позволяет ограничивать дозы имплантации (10^{15} см $^{-2}$) по энергии до 550 кэВ внутри одного рабочего цикла при использовании имплантатора UNIMAS-79 в Институте физики Университета им. М. Кюри-Скловской в Люблине. Была представлена численная модель получения двух- и однозарядных ионов с учетом таких факторов, как геометрия камеры ионного источника, плотность плазмы, анодное напряжение и т. д. Расчетные зависимости ионного тока от анодного напряжения находятся в относительно хорошем согласии с экспериментальными данными.

ЛИТЕРАТУРА

1. Hayderer G. et al. // Phys. Rev. Lett. 2001. V. 86. P. 3530.
2. Ritter R. et al. // Vacuum. 2010. V. 84. P. 1062.
3. El-Said A. S. et al. // Phys. Rev. Lett. 2008. V. 100. P. 237601.
4. Pogrebnyak A. D. et al. // Nucl. Instr. Meth. B. 1994. V. 94. P. 81.
5. Popok V. N., Azarko I. I., Khaibullin R. I. // Techn. Phys. 2002. V. 47. P. 459.

6. *Rodrigues G. et al.* // Rev. Sci. Instr. 02B. 2010. V81. P.713.
7. *Draganic I. et al.* // J. of Phys.: Conf. Ser. 2007. V. 58. P. 427.
8. *Zschornack G. et al.* // Mat.-wiss. Werkstofftech. 2009. V. 40. P. 285.
9. *Nevolin V. N. et al.* // Techn. Phys. 2007. V. 52. P. 1475.
10. *Gammino S. et al.* // Nucl. Instr. Meth. B. 2003. V. 209. P. 345.
11. *Bischoff L. et al.* // Ultramicroscopy. 2004. V. 100. P. 1.
12. *Bugaev A. S. et al.* // Russ. Phys. J. 2001. V. 44. P. 912.
13. *Brown I. G., Feinberg B., Galvin J. E.* // J. Appl. Phys. 1988. V. 63. P. 4889.
14. *Turek M. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 2011. V. 654. P. 57.
15. *Turek M. et al.* // Acta Phys. Pol. A. 2011. V. 120. P. 184.
16. *Brown I. G.* The Physics and Technology of Ion Sources. Berlin: Wiley-VCH, 2004.
17. *Turek M. et al.* // Rev. Sci. Instr. 2009. V. 80. P. 043304.
18. *Freund R. S. et al.* // Phys. Rev. A. 1990. V. 41. P. 3575.
19. *Latuszycski A. et al.* // Vacuum. 2007. V. 81. P. 1150.
20. *Turek M. et al.* // Nucl. Instr. Meth. B. 2011. V. 269. P. 700.
21. *Turek M. et al.* // Przegląd Elektrotechniczny. 2012. V. 88. P. 328.

Получено 23 июля 2013 г.

Редактор *Е. В. Сабеева*

Подписано в печать 24.09.2013.

Формат 60 × 90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.

Усл. печ. л. 0,69. Уч.-изд. л. 0,86. Тираж 245 экз. Заказ № 58070.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.

E-mail: publish@jinr.ru

www.jinr.ru/publish/