

P13-2015-30

М. Турек<sup>1</sup>, А. Дроздзель<sup>1</sup>, К. Пышняк<sup>1</sup>, Б. Словински<sup>2</sup>,  
Ю. В. Юшкевич, Ю. А. Ваганов

АДАПТАЦИЯ ИСПАРИТЕЛЯ В ИОННОМ ИСТОЧНИКЕ  
ДЛЯ ЭФФЕКТИВНОГО ПОЛУЧЕНИЯ ИОННОГО  
ПУЧКА ВЕЩЕСТВ С ВЫСОКИМИ И НИЗКИМИ  
ТЕМПЕРАТУРАМИ ПЛАВЛЕНИЯ

---

<sup>1</sup> Институт физики Университета им. М. Кюри-Склодовской, Люблин,  
Польша

<sup>2</sup> Национальный центр ядерных исследований, Свек, Польша

Турек М. и др.

P13-2015-30

Адаптация испарителя в ионном источнике для эффективного получения ионного пучка веществ с высокими и низкими температурами плавления

Представлены два варианта конструкций внутреннего испарителя в ионном источнике дугового разряда: для легкоплавких веществ и веществ с высокой температурой плавления. Рассматривается вопрос размера и способа расположения испарителя для получения стабильного и интенсивного ионного пучка. Приводятся основные характеристики ионного источника (зависимости ионного тока и напряжения разряда от токов разряда и катода, а также от плотности потока внешнего магнитного поля) для определения оптимальных рабочих условий. Представлены результаты измерений как для легкоплавких веществ (P, Zn, Se и S), так и для веществ с высокой температурой плавления (Pd), которые показывают пригодность конструкций для целей имплантации.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем им. В.П.Дзелепова ОИЯИ и в Институте физики UMCS (Люблин).

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2015

Turek M. et al.

P13-2015-30

Tailoring the Evaporator in an Ion Source for Effective Ion Beam Production of Substances with High and Low Melting Points

Two different designs of the internal evaporator in an arc discharge ion source for low and high melting substances are presented. A matter of the evaporator size and its placement in order to obtain a stable and intense ion beam is considered. Basic ion source characteristics, i.e., dependences of ion current and discharge voltage on discharge and filament currents and on the external magnetic field flux density are discussed in order to find optimal working conditions. Results of measurements for both low (P, Zn, Se, S) and high melting substances (Pd) are presented, which show the suitability of the designs for ion implantation purposes.

The investigation has been performed at the Dzhelepov Laboratory of Nuclear Problems, JINR, and at the Institute of Physics, UMCS, Lublin.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2015

## ВВЕДЕНИЕ

Ионные источники дугового разряда широко используются в различных областях, таких как ионная имплантация и физика высоких энергий [1–5]. В зависимости от конечной цели данные устройства могут отличаться принципом работы, размером и другими параметрами конструкции (более подробное описание можно найти в [6, 7]). Ионный источник дугового разряда с внутренним испарителем [8–11] стал основным устройством для ионной имплантации в Люблине. Он успешно применяется для получения ионных пучков как металлов, так и неметаллов [12–16].

Метод нагрева внутреннего испарителя с использованием горячей спирали катода и дугового разряда также использовался в другой конструкции на базе ионного источника с полым катодом [17]. Ионный источник оказался особенно эффективным для веществ с низкой температурой плавления (In, As и т. п.) благодаря большему расстоянию между испарителем и дугой, а также основному вкладу, вносимому нагревом катода. Это явилось причиной тестирования различных вариантов размеров и расположения испарителя внутри камеры ионного источника [11] для получения соответствующей температуры.

В статье обсуждаются испарители двух различных конструкций. Одна из них подходит для высокодозовой имплантации элементов с низкой температурой плавления, таких как P, Zn или Se, так как испаритель значительно тяжелее стандартного, и его большая часть расположена вне камеры. Это препятствует преждевременному расходу рабочего вещества и поддерживает стабильную работу ионного источника. Другой вариант предназначен, скорее, для веществ с высокой температурой плавления (Pd, Fe), так как более короткий и тонкостенный испаритель почти полностью находится внутри камеры очень близко к области разряда.

Кратко описаны конструкция и принцип работы ионного источника. Рассмотрены испарители двух разных конструкций. Приводятся и обсуждаются основные характеристики ионного источника (зависимости ионного тока от токов разряда и катода, а также от плотности потока магнитного поля внутри камеры) как для легкоплавких веществ (P, Zn, Se и S), так и для веществ с высокой температурой плавления (Pd).

## ЭКСПЕРИМЕНТ

Конструкция ионного источника с внутренним испарителем описывалась подробно в [8–11], здесь приводятся лишь основные моменты (см. рис. 1, 2). Разрядная камера образована анодом 2 и двумя (фронтальным и тыльным) креплениями катода 3. Они отделены изоляторами 4 из нитрида бора. Камера имеет внутренний диаметр 11 мм и длину  $\sim 20$  мм. Катод 1, изготовленный из вольфрамовой проволоки (толщина 0,75 мм), размещен внутри

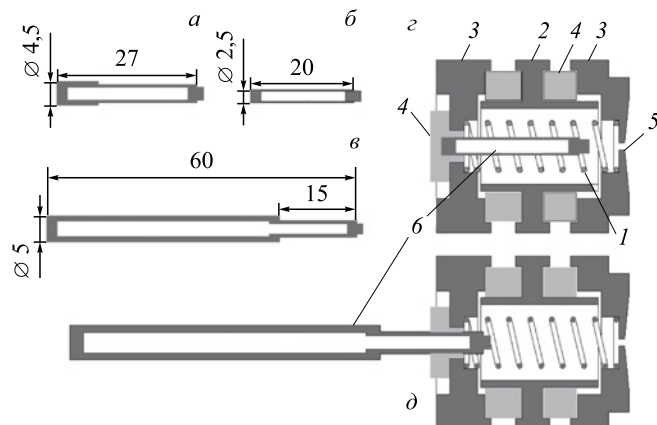


Рис. 1. Сравнение испарителей: стандартная модель (а), тонкостенный испаритель для рабочих веществ с высокой температурой плавления (б), большой испаритель для легкоплавких веществ (в). Схема ионного источника и расположения испарителя б в случае веществ с высокой температурой плавления (з) и легкоплавких веществ (д)

камеры. Он нагревается током катода  $I_c$  (обычно 25–35 А). Дуговой разряд зажигается между анодом и катодом и поддерживается электронной эмиссией с горячего катода. Разрядный (анодный) ток  $I_a$ , как правило, устанавливается в пределах 4,5 А. Разрядное напряжение обычно поддерживается на уровне 30–40 В. Разрядная камера окружена обмоткой магнита. Внешнее поле частично компенсирует магнитное поле от спирали катода и формирует плазму разряда, позволяя, по возможности, наиболее эффективно извлекать пучок.

Ионы, полученные в дуге разряда, извлекаются через экстракционное отверстие 5 (диаметр 0,8–1 мм) напряжением  $U_{ext} = 25$  кВ. Извлеченный пучок фокусируется с помощью системы триплета линз и попадает в разделительный магнит с сектором  $90^\circ$ . Разделенные пучки ускоряются напряжением  $U_{acc} = 75$  кВ. Величина ионного тока измеряется цилиндром Фарадея.

### НАГРЕВ ИСПАРИТЕЛЯ

Стандартный испаритель имеет длину  $\sim 27$  мм и размещен большей частью внутри камеры (на 15 мм своей длины). Такое решение эффективно для веществ со средней температурой плавления, таких как Al, Mn, Sb и т. п., что позволяет получать стабильные ионные пучки в течение многих часов. Это также подходит для веществ с высокой температурой плавления, таких как Fe, Cr, V и хлоридов редкоземельных элементов, но требует весьма высоких токов разряда (естественно, извлекаемые токи были ниже, до  $\sim 20$  мкА). С другой стороны, извлекаемые токи были вначале очень большими для легкоплавких веществ, таких как In, As, P и т. п., но было весьма трудно добиться

высоких доз имплантации, так как ионный ток быстро понижался из-за избыточного нагрева испарителя и дефицита рабочего вещества.

Следовательно, было разумным придерживаться двух типов конструкции испарителя: одна для легкоплавких веществ, а другая для веществ с высокой температурой плавления. Конструкции показаны на рис. 1. Испарители, используемые для легкоплавких веществ, более чем в два раза длиннее стандартных и имеют более толстые стенки (1 мм и более). Только кончик испарителя (3–4 мм или более по методу проб и ошибок) нагревается дугой — большая его часть находится снаружи ионизационной камеры и охлаждается окружающей средой. С другой стороны, испаритель для веществ с высокой температурой плавления короче и тоньше (диаметр 2,5 мм), и его стенки как можно более тонкие ( $\sim 0,25$  мм и менее, но следует иметь в виду, что молибден очень трудно поддается обработке). Температура испарителя может достигать более высоких рабочих значений благодаря тому, что большая часть его поверхности нагревается разрядом.

Можно применить простую модель нагрева/охлаждения [18] испарителя для более качественного объяснения причин разных рабочих температур. Предположим, что окружающая среда имеет постоянную температуру  $T_e$  (которую можно оценить как комнатную) в обоих случаях. Если тело массой  $m$  и удельной теплоемкостью  $c$  нагревается со скоростью  $\dot{Q}$ , то изменение его температуры описывается уравнением

$$\frac{dT}{dt} = \frac{\dot{Q}}{mc} - \frac{\alpha}{mc}(T - T_e), \quad (1)$$

где  $\alpha$  — константа, характеризующая скорость охлаждения. Это уравнение имеет решение в форме

$$T = T_e + \frac{\dot{Q}}{\alpha} \left( 1 - \exp\left(-\frac{\alpha t}{mc}\right) \right) \quad (2)$$

для  $T$  ниже точки плавления. Равновесная температура

$$T_{\text{eq}} = T_e + \frac{\dot{Q}}{\alpha} \quad (3)$$

достигается при условии, что скорость нагрева слишком низка для достижения точки плавления. Отношение увеличения температуры для обоих случаев (короткого и длинного испарителя) можно записать как

$$x_{sl} = \frac{T_{\text{eq}(s)} - T_e}{T_{\text{eq}(l)} - T_e} = \frac{\dot{Q}_s \alpha_l}{\dot{Q}_l \alpha_s}. \quad (4)$$

Скорости нагрева и охлаждения зависят от геометрии испарителя. По очень грубому приближению обе эти скорости пропорциональны поверхности испарителя, контактирующей с нагревателем (область разряда) или охладителем (окружающая среда).

Предполагая, что лишь кончик длиной 5 мм удлинненного испарителя нагревается, тогда как остальная его часть контактирует с окружающей средой, и что 3/4 укороченного испарителя нагреваются, в то время как остальная часть охлаждается, получаем  $x_{sl} = 24$ , что является приемлемым результатом (подразумевается температура плавления Р или In).

## РЕЗУЛЬТАТЫ

Характеристики ионного источника определялись при достижении стабильного рабочего режима. На рис. 2 показаны зависимости ионных токов разделяемых легкоплавких веществ (Р, Zn, Se и S) от тока разряда  $I_a$  при постоянных иных параметрах (например,  $I_c$ ). Ионный пучок получали с использованием ионного источника в конфигурации, показанной на рис. 1,  $\delta$ . Для всех веществ наблюдалось увеличение  $I_{\text{ион}}$  с ростом  $I_a$  благодаря росту температуры испарителя и электронной плотности и, следовательно, вероятности ионизации, за которым следовало насыщение кривой  $I_{\text{ион}}(I_a)$ . Насыщение могло быть вызвано увеличением вероятности рекомбинации ионов, а также экранированием экстракционного поля при росте плотности плазмы. Увеличение  $I_a$  также сопровождается ростом напряжения разряда. Максимальные ионные токи составляют 100, 65, 35 и 20 мкА для Р, Zn, Se и S соответственно.

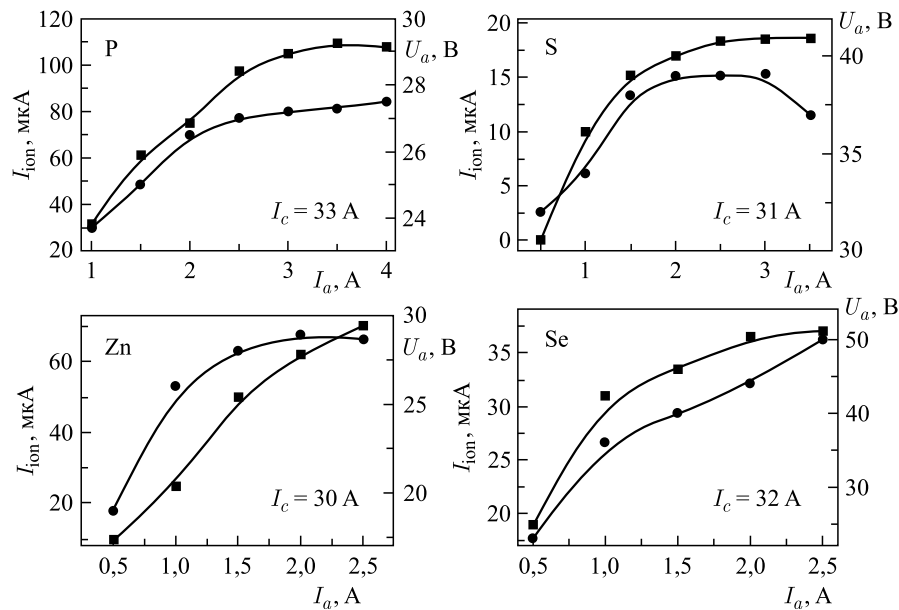


Рис. 2. Зависимости  $I_{\text{ион}}$  (квадраты) и  $U_a$  (кружки) от тока разряда для легкоплавких веществ

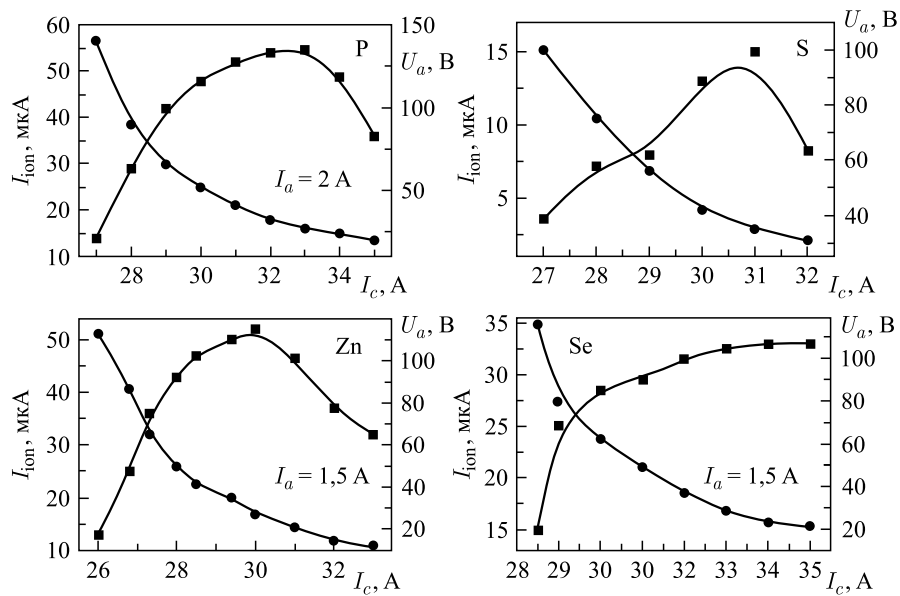


Рис. 3. Зависимости  $I_{\text{ion}}$  (квадраты) и  $U_a$  (кружки) от тока катода для легкоплавких веществ

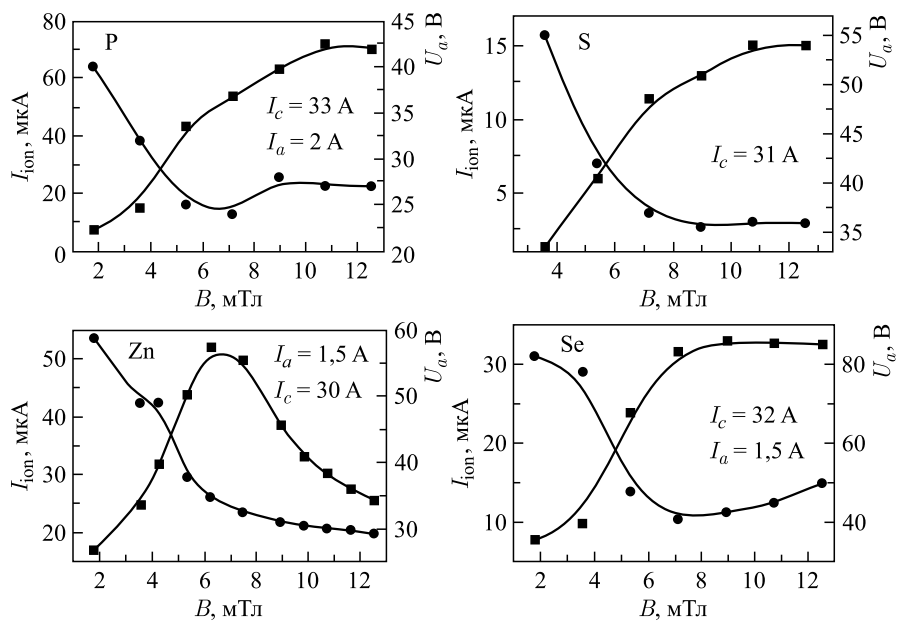


Рис. 4. Зависимости  $I_{\text{ion}}$  (квадраты) и  $U_a$  (кружки) от плотности магнитного потока внешней обмотки для легкоплавких веществ

На рис. 3 показаны зависимости  $I_{\text{ион}}$  и  $U_a$  от тока катода. Типичной картиной является то, что  $I_{\text{ион}}$  сначала растет с увеличением  $I_c$  до определенного уровня (так как электронная плотность и давление пара растут), а затем наблюдается ухудшение выхода ионов. Это может быть связано с тем, что  $U_a$  и, следовательно, электронная энергия снижаются с ростом плотности плазмы. Следует иметь в виду, что зависимости сечения захвата ионизации электронным ударом от энергии имеют максимумы при нескольких электронвольтах. Таким образом, кривые  $I_{\text{ион}}(U_a)$  и  $I_{\text{ион}}(I_c)$  показывают такую тенденцию. Максимальные выходы ионов наблюдались для  $U_a$  в диапазоне 20–40 В в соответствии с практическим способом, при котором  $U_a$  должно быть в 2–3 раза больше потенциала ионизации (в электронвольтах).

Зависимости  $I_{\text{ион}}$  и  $U_a$  от плотности потока магнитного поля для четырех рассматриваемых легкоплавких веществ показаны на рис. 4. В большинстве случаев требуются весьма высокие величины  $B$  (выше 10 мТл), тогда как для Zn наблюдается достаточно узкий пик при более низкой силе поля (около 6 мТл). Это может быть связано с тем, что для Zn оптимальный  $I_c$  был самым низким. Следовательно, требуется более слабое внешнее магнит-

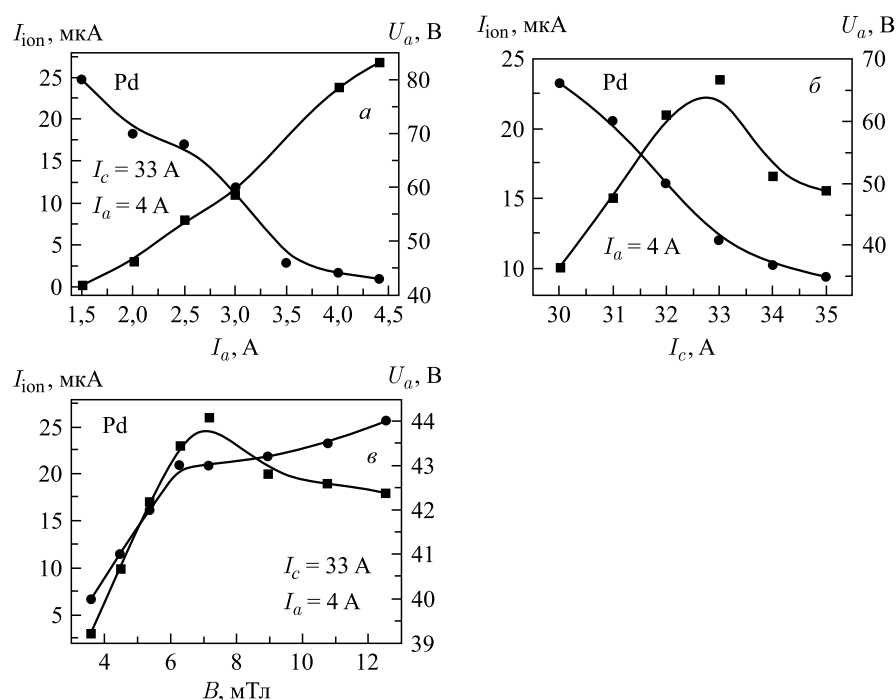


Рис. 5. Зависимости  $I_{\text{ион}}$  (квадраты) и  $U_a$  (кружки) от тока разряда (а), тока катода (б) и плотности магнитного потока (в) для веществ с высокой температурой плавления Pd



ное поле, чтобы скомпенсировать поле катода и сдвинуть плазму в область экстракционного отверстия.

Те же самые характеристики измерялись и с использованием ионного источника, показанного на рис. 1, *г*, т. е. подходящего для разделения веществ с высокой температурой плавления. Измерения были выполнены для Pd (температура плавления  $\sim 1555$  °С). На рис. 5, *а* показано, что высокие токи разряда требуются для того, чтобы нагреть испаритель и получить интенсивный ионный пучок. Следует отметить, что в этом случае не наблюдалось насыщения  $I_{\text{ion}}(I_a)$  и был получен ионный ток  $\sim 25$  мкА. Кривая  $I_{\text{ion}}(I_c)$  (см. рис. 5, *б*) имеет максимум при  $I_c = 33$  А. Это соответствует  $U_a = 45$  В, которое больше, чем  $U_a$  для летучих веществ (испаритель также нагревается окружающим его катодом). Кривая  $I_{\text{ion}}(B)$  показана на рис. 5, *в*. Оптимальная величина  $B$  для получения ионов Pd составляет 7 мТл. Наблюдается увеличение  $U_a$  с ростом  $B$  для Pd в качестве рабочего вещества, тогда как для всех легкоплавких веществ тенденция противоположна.

Исследовалась также способность ионного источника обеспечить интенсивный и стабильный ионный пучок. Типичные результаты (для Zn) показаны на рис. 6. Отметим, что ионный ток пучка возрастал при коррекции рабочих условий после 90 мин работы. Можно видеть, что интенсивность пучка достаточна для обеспечения высокой дозы ( $\sim 5 \cdot 10^{16}$  см $^{-2}$  и даже более) в течение одного рабочего цикла. Похожие результаты были получены для Р. Для Se и S интенсивность ионного тока снижалась после 1–1,5 ч работы. Однако возможна имплантация дозами  $5 \cdot 10^{15}$  см $^{-2}$ .

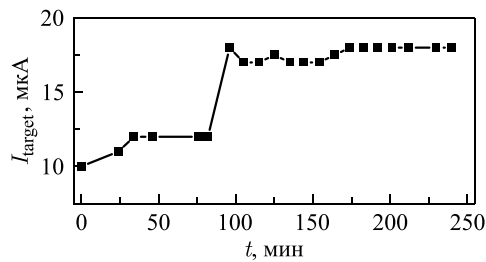


Рис. 6. Ионный ток ( $Zn^+$ ), измеренный на мишени, в функции времени

## ВЫВОДЫ

Рассматривались два различных варианта конструкций ионного источника с дуговым разрядом: одна для легкоплавких веществ, а другая для веществ с высокой температурой плавления. Предложенные решения отличаются, главным образом, размером испарителя и его расположением. В первом варианте нагревается только кончик, что приводит к относительно низкой температуре длинного испарителя, размещенного снаружи разрядной камеры. Такая модель нагрева позволяет поддерживать стабильное давление пара рабочего вещества. Ионные токи 100, 65, 35 и 20 мкА были получены для Р, Zn,

Se и S соответственно. Вторая конструкция содержит маленький испаритель, почти полностью размещенный в разряде, что приводит к очень высоким рабочим температурам испарителя. Такое решение подходит для веществ с высокой температурой плавления и испытывалось с использованием металлического Pd. Был получен ионный ток 25 мкА Pd<sup>+</sup>. Для того чтобы найти оптимальные рабочие условия, измерялись основные характеристики обеих конфигураций ионного источника. Для большинства легкоплавких веществ  $I_a = 2$  А является хорошей точкой старта (ток разряда обычно возрастает в процессе работы ионного источника). Напряжение разряда следует поддерживать в диапазоне 20–40 В, устанавливая величину  $I_c$ . В случае веществ с высокой температурой плавления обычно требуется максимально возможная величина  $I_a$ .

Представленные решения позволяют проводить имплантацию с дозами  $10^{16}$ – $5 \cdot 10^{16}$  см<sup>-2</sup> в пределах одного рабочего цикла для таких веществ, как P, Zn, In, Cu. Для Se или S допустимые дозы меньше на порядок величины.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Brown I. G., Feinberg B., Galvin J. E. // J. Appl. Phys. 1988. V. 63. P. 4889.
2. Ryabchikov A. I., Dektjarev S. V., Stepanov I. B. // Rev. Sci. Instr. 1994. V. 65. P. 3126.
3. Bugaev S. P. et al. // Rev. Sci. Instr. 1994. V. 65. P. 3119.
4. Penescu L. et al. // Rev. Sci. Instr. 2010. V. 81. P. 02A906.
5. Deichuli P. P., Ivanov A. A., Stupishin N. V. // Rev. Sci. Instr. 2008. V. 79. P. 02C106.
6. Brown I. G. The Physics and Technology of Ion Sources. Berlin: Wiley-VHC, 2004.
7. Brown I. G., Oks E. // IEEE Transactions on Plasma Science. 2005. V. 33. P. 1931.
8. Turek M. et al. // Rev. Sci. Instr. 2009. V. 80. P. 043304.
9. Turek M. et al. // Przegląd Elektrotechniczny. 2010. V. 86. P. 193.
10. Turek M. et al. // Nucl. Instr. Meth. B. 2011. V. 269. P. 700.
11. Turek M. et al. // Instr. Exp. Tech. 2012. V. 55. P. 469.
12. Prucnal S. et al. // Appl. Phys. B. 2010. V. 101. P. 315.
13. Prucnal S. et al. // Central Europ. J. of Phys. 2011. V. 9 P. 338.
14. Prucnal S. et al. // Nanotechnology. 2012. V. 23. P. 485204.
15. Węgierek P., Billewicz P. // Acta Phys. Polon. A. 2013. V. 123. P. 948.
16. Wilczyńska T., Wiśniewski R., Konarski P. // Przegląd Elektrotechniczny. 2012. V. 88. P. 292
17. Turek M. et al. // Nucl. Instr. Meth. A. 2011. V. 654. P. 57.
18. O'Connell J. // The Phys. Teach. 1999. V. 37. P. 552.

Получено 27 апреля 2015 г.

Редактор *Е. В. Сабеева*

Подписано в печать 10.06.2015.

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

Усл. печ. л. 0,68. Уч.-изд. л. 0,84. Тираж 245 экз. Заказ № 58561.

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

E-mail: [publish@jinr.ru](mailto:publish@jinr.ru)

[www.jinr.ru/publish/](http://www.jinr.ru/publish/)