

P13-2007-9

А. Лятушинский¹, К. Пышняк¹, А. Дроздзель¹, М. Турек¹,
Д. Мончка², Е. Мельдизон³, Ю. А. Ваганов, Ю. В. Юшкевич

**ЭФФЕКТИВНОСТЬ ТЕРМОЭМИССИОННОГО
ИОННОГО ИСТОЧНИКА ОН-ЛАЙН**

¹Институт физики, Университет М. Кюри-Склодовской,
Люблин, Польша

²Институт атомной энергии, Свек, Польша

³Технический университет, Люблин, Польша

Лятушинский А. и др.

P13-2007-9

Эффективность термоэмиссионного ионного источника он-лайн

Проведены расчеты эффективности термоэмиссионного ионного источника он-лайн для разных моделей ионизатора. Расчеты показывают, что на эффективность ионного источника сильно влияют геометрия и размеры ионизатора, т. е. его длина и размер экстракционного отверстия. Также важна величина напряжения, вытягивающего ионы (т. е. напряжения между ионизатором и вытягивающим электродом). При этом конструкция ионного источника должна обеспечить глубокое проникновение электрического поля в объем ионизатора.

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

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2007

Latuszynski A. et al.

P13-2007-9

On-Line Thermoemission Ion Source Efficiency

The calculations of thermoemission ion source efficiency were performed for different ionizer models. The calculations show that source efficiency is strongly influenced by geometry and dimensions of the ionizer (its length and the size of the extraction hole). The value of extraction voltage (i. e. voltage between the ionizer and the extraction electrode) is also very important. The construction of the ion source should enable electric field to penetrate deep into the ionizer volume.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2007

ВВЕДЕНИЕ

В процессе электромагнитной сепарации радиоактивных изотопов для получения ионных пучков из микроколичеств рабочего вещества использовались термоэмиссионные ионные источники различных конструкций [1–3]. Источники этого типа благодаря их малому объему и высокой рабочей температуре характеризуются исключительно коротким временем нахождения атомов вещества в ионизаторе. Таким образом, они оказались очень эффективными и подходящими для ионизации короткоживущих радиоактивных изотопов, особенно с потенциалом ионизации менее 7 эВ [4–6]. Главными преимуществами этих источников являются:

- 1) малое количество вещества, необходимого для получения стабильного ионного тока;
- 2) малый диапазон энергий испускаемых ионов;
- 3) стабильная эмитирующая поверхность;
- 4) отсутствие многозарядных ионов;
- 5) чистый ионный пучок (отсутствие ионов газа);
- 6) относительно маленькая «память» ионного источника, которая может быть снижена до минимума после соответствующего прокалывания.

Однако следует подчеркнуть, что изготовление и эксплуатация этого типа источников представляет ряд значительных технических проблем и требует большого опыта при работе с ними. На рис. 1 изображена схема конструкции типичного источника, который используется в электромагнитном сепараторе изотопов, работающем в режиме он-лайн с пучком высокоэнергетических протонов. Основными частями источника являются: ионизатор I , нагреваемый до соответствующей температуры T электронным током, излучаемым вольфрамовыми катодами K . Ионизатор сам по себе представляет мишень, облучаемую пучком протонов. Ионы, извлекаемые через отверстие S_e , формируются в пучок в экстракционной системе сепаратора. Ионизаторы наиболее часто изготавливают из вольфрама, тантала или молибдена, т. е. металлов с высокой температурой плавления и малой работой выхода. Это позволяет эксплуатировать источник при относительно высоких (по сравнению с другими типами источников) температурах порядка 2500–3000 К, что, в свою очередь, значительно влияет на состояние поверхности ионизатора и процессы, происходящие на ней, а затем на эффективность ионизации атомов.

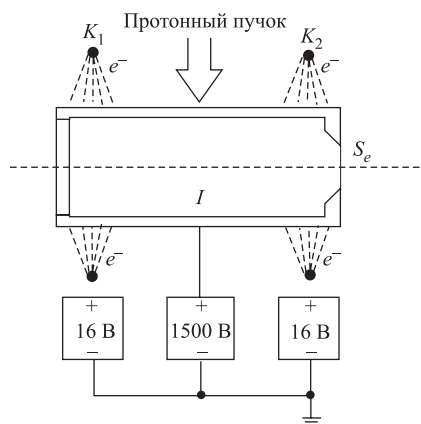


Рис. 1. Схема конструкции термоэмиссионного источника ионов в режиме он-лайн: I — ионизатор; S_e — экстракционное отверстие для извлечения ионов; K_1, K_2 — катоды

В этой статье авторы представляют один из возможных вариантов термоэмиссионного ионного источника и обсуждают условия его работы в режиме он-лайн.

1. ИОНИЗАЦИЯ В ИСТОЧНИКЕ (УПРОЩЕННАЯ МОДЕЛЬ ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО ИОНИЗАТОРА)

Рассмотрим процесс ионизации атомов в самом простом варианте термоэмиссионного источника, в котором ионизатор является цилиндром длиной l и диаметром $2r$, открытым с одного конца (рис. 2). При такой конструкции источника частица, попадающая в объем ионизатора с последующими столкновениями с его стенками, нагретыми до температуры T , может ионизироваться с вероятностью α , называемой также степенью ионизации, которая

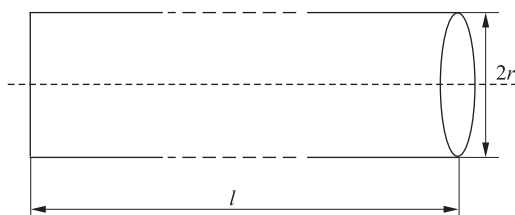


Рис. 2. Цилиндрический ионизатор с экстракционным отверстием диаметром $2r$

определяется из уравнения Саха–Ленгмюра

$$\alpha = \frac{N^+}{N^\alpha} = G \exp \left(-\frac{eV_i - \varphi_e}{kT} \right), \quad (1)$$

где N^+ , N^α — количество ионов и атомов соответственно, десорбированных с поверхности ионизатора; V_i — потенциал ионизации атомов и φ_e — работа выхода материала ионизатора; G — константа, характеризующая данный вид атомов. Другой величиной, описывающей процесс термоионизации, является коэффициент ионизации β , который выражается отношением

$$\beta = \frac{N^+}{N^+ + N^\alpha} = \frac{\alpha}{1 + \alpha}. \quad (2)$$

Процесс столкновения атомов в цилиндрическом ионизаторе показан на рис. 3. Атом, десорбированный с его стенки в точке A , достигает точки B , преодолевая вдоль оси ионизатора расстояние d . Точки A и B , а также точка O , которая является проекцией точки A на ось ионизатора, определяют плоскость, секущую цилиндр ионизатора под углом ϕ по отношению к его оси (рис. 3, *a*). Это сечение представляет собой эллипс, на котором лежат точки A и B , причем точка O является его центром (рис. 3, *б*). Полуоси этого эллипса равны $a = r / \sin \phi$, $b = r$. Таким образом, уравнение эллипса может быть записано в виде

$$\frac{x^2 \sin^2 \phi}{r^2} + \frac{y^2}{r^2} = 1. \quad (3)$$

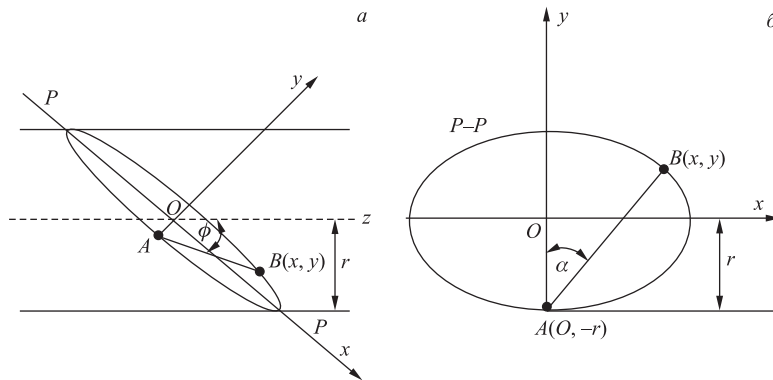


Рис. 3. Плоскость, секущая ионизатор под углом ϕ по отношению к его оси (*a*), проекция сечения в форме эллипса на плоскость $x-y$ (*б*)

Принимая во внимание, что $y = x \operatorname{ctg} \alpha - r$, мы получаем

$$x = \frac{2r \operatorname{ctg} \alpha}{\operatorname{ctg}^2 \alpha + \sin^2 \phi}. \quad (4)$$

Параметр d означает путь, который преодолевает десорбированный атом вдоль оси ионизатора: $d = x \cos \phi$, следовательно,

$$d = \frac{2r \operatorname{ctg} \alpha \cos \phi}{\operatorname{ctg}^2 \alpha + \sin^2 \phi}. \quad (5)$$

Принимая косинусоидальную форму углового распределения скорости частиц, десорбируемых со стенок, вероятность dP испускания молекулы под телесным углом $d\omega = \sin \alpha d\alpha d\phi$ есть

$$dP = \frac{1}{\pi} \cos \alpha \sin \alpha d\alpha d\phi, \quad (6)$$

и средняя величина пути частицы λ вдоль оси ионизатора после каждого столкновения с его стенками выражается формулой

$$\lambda = \int d dP = \int_0^{\pi/2} d\alpha \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \frac{2r \operatorname{ctg} \alpha \cos \phi}{\pi \operatorname{ctg}^2 \alpha + \sin^2 \phi} \cos \alpha \sin \alpha d\phi = r. \quad (7)$$

Предположим, что в начальный момент на внутренней поверхности ионизатора находится N_0 атомов ионизируемого вещества. На первой стадии ионизации, т. е. после первого соударения атома с внутренней стенкой ионизатора, в соответствии с формулой (2) из N_0 атомов десорбируются $N_1^+ = \beta N_0$ ионов и $N_1^a = (1 - \beta)N_0$ атомов. Часть ионов и атомов покидают объем ионизатора с вероятностью $k_0 = r^2/l^2$, которая определяется отношением площади отверстия ионизатора к одной четвертой сферической поверхности шара радиусом l . Следовательно, это приводит к тому, что после первой стадии ионизации потеря ионов и атомов составляет $N_1^{+*} = N_0 \beta k_0$ и $N_1^{a*} = N_0(1 - \beta) k_0$ соответственно. Таким образом, в следующей стадии ионизации принимают участие только $N_0^1 = N_0(1 - k_0)$ частиц.

Повторяя приведенную выше процедуру z раз (где $z = [l/r]$) и учитывая, что на i -й стадии $k_i = r^2/(l - ir)^2$, мы получаем последовательные количества ионов, покидающих ионизатор. Следовательно, эффективность обсуждаемого варианта источника можно записать в виде

$$\beta_w = \frac{N^{+*}}{N_0} = \frac{\sum_{i=0}^{i=z} N_i^{+*}}{N_0} = \beta. \quad (8)$$

Выражение (8), которое описывает зависимость эффективности источника β_w от количества столкновений z атомов со стенками ионизатора, для различных величин β представлено на диаграмме рис. 4.

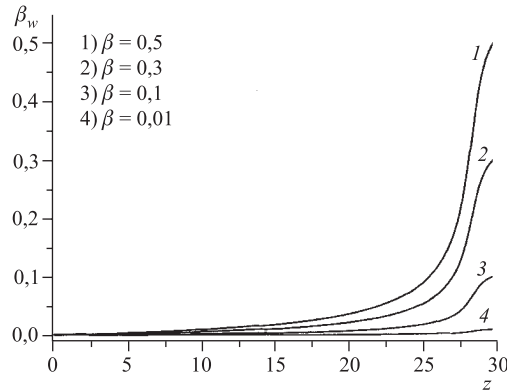


Рис. 4. Зависимость эффективности β_w ионного источника от количества соударений z атомов с поверхностью ионизатора для некоторых значений коэффициента ионизации β

Как можно видеть, независимо от размеров источника величина β_w достигает величины β , определяемой из уравнения Саха–Ленгмюра.

2. ЦИЛИНДРИЧЕСКИЙ ИОНИЗАТОР С ВНУТРЕННИМ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ПОЛЕМ

Предположим, что внутри цилиндра ионизатора существует электрическое поле (рис. 5). Тогда, если его напряженность превышает определенную величину, каждый ион, присутствующий в объеме ионизатора, будет извлечен из источника. Рассмотрим процесс ионизации для данного случая. На первой стадии ионизации десорбируется $N_1^+ = \beta N_0$ ионов и $N_1^a = (1 - \beta)N_0$ атомов. Все образованные ионы N_1^+ и часть атомов $N_1^{a*} = N_0(1 - \beta)k_0$ покидают ионизатор. Во второй стадии участвуют только $N_0^1 = N_0(1 - \beta)(1 - k_0)$ атомов, из которых образуются $N_2^+ = N_0\beta(1 - \beta)(1 - k_0)$ ионов. Отсюда после анализа z актов ионизации эффективность источника β_w выражается формулой

$$\beta_w = \frac{\sum_{i=0}^{i=z} N_i^{+*}}{N_0} =$$

$$= \beta \{ 1 + (1 - \beta)(1 - k_0) + \dots + [(1 - \beta)^{z-1}(1 - k_0) \dots (1 - k_{z-1})] \}. \quad (9)$$

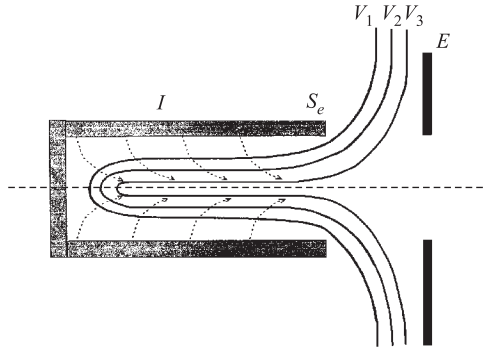


Рис. 5. Схема экстракции ионов из цилиндрического ионизатора I : E — экстракционный электрод; $V_1, V_2, V_3 \dots$ — эквипотенциальные поверхности экстракционного поля

Как следует из рис. 6, в этом случае эффективность описываемого варианта источника β_w больше чем β из уравнения Саха–Ленгмюра.

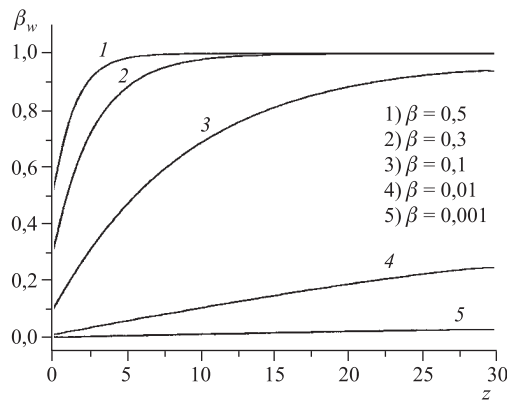


Рис. 6. Зависимость эффективности β_w термоэмиссионного источника ионов от количества соударений z атомов с поверхностью ионизатора для режима «каждый ион» и разных коэффициентов ионизации β

Принятое выше условие извлечения всех ионов без столкновения их с поверхностью ионизатора требует, чтобы время присутствия иона в источнике t_e , т. е. время пролета расстояния l в поле E , было короче t_p — времени пролета расстояния $\lambda = r$ поперек ионизатора — благодаря тепловому движению атомов ($t_p > t_e$):

$$t_p = \frac{r}{\bar{v}} \geq \sqrt{\frac{2Ml}{eE_k}} = t_e, \quad (10)$$

где скорость теплового движения атомов $\bar{v} = \sqrt{\frac{8kT}{\pi M}}$; E_k — граничная величина напряжения электрического поля.

Отсюда напряженность вытягивающего электрического поля должна быть

$$E > E_k = 16kTl/\pi er^2. \quad (11)$$

Можно вычислить, например, что для $l = 30$ мм, $r = 2$ мм и $T = 3000$ К поле E_k должно быть больше 400 В/см. Эта напряженность является очень большой величиной и труднодостижима на практике. Но это можно сделать, например, расположив перед вытягивающим отверстием сетку подходящего потенциала V . Тогда конфигурация поля вдоль оси ионизатора образует потенциальную яму для ионов, соразмерную по глубине с потенциалом сетки. При соответствующей глубине этой ямы будут захвачены все ионы, образованные на поверхности ионизатора эффективной длиной l_V . Из уравнения движения ионов в образованном электрическом поле

$$M \frac{dv}{dt} = -e \text{ grad } V \quad (12)$$

может быть найдена зависимость этой длины от потенциала сетки V .

Если поле, вытягивающее ионы из объема открытого ионизатора, недостаточно интенсивно ($E < E_k$), то плотность тока j_m будет выше величины $j = N^{+*}/(S_e \Delta t)$ (получаемой из уравнения (8)) на коэффициент S_m/S_e , где S_m — поверхность эквипотенциальной сферы, для которой $eV > kT$, а S_e — поверхность экстракционного отверстия:

$$j_m = j(S_m/S_e). \quad (13)$$

Как показано выше, источник с открытым ионизатором (трубка) может обеспечить высокую степень эффективности ионизации, но для этого требуется полное извлечение ионов, т. е. создание электрического поля внутри цилиндра.

На практике ионизаторы, сконструированные с очень маленьким экстракционным отверстием, оказываются гораздо более полезными, чем с открытым ионизатором, благодаря лучшим условиям формирования ионного пучка. Упрощенным вариантом такого источника с маленьким экстракционным отверстием является сфера с внутренней поверхностью S_i и экстракционным отверстием с поверхностью S_e . Атом, помещенный в такую сферу, покинет ее после среднего числа соударений со стенками ионизатора $z = [S_i/S_e]$.

По аналогии с предыдущим рассуждением примем, что все ионы, образованные на поверхности, извлекаются из источника (такие условия работы источника назовем режимом «каждый ион»).

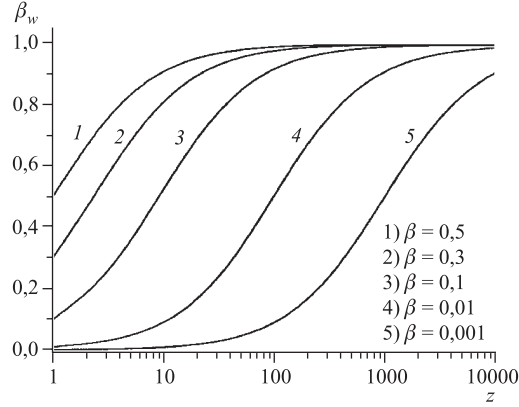


Рис. 7. Зависимость эффективности β_w термоэмиссионного источника ионов со сферическим ионизатором от количества соударений z атомов с поверхностью ионизатора для режима «каждый ион» и разных коэффициентов ионизации β

Тогда мы можем получить выражение для определения количества ионов N^{+*} , полученных из N_0 атомов, образованных на поверхности ионизатора за время облучения протонным пучком:

$$N^{+*} = \sum_{i=0}^{i=z} N_i^{+*} = N_0 \beta \sum_{i=0}^{i=z} (1 - \beta)^{i-1} (1 - k)^{i-1}, \quad (14)$$

где $k = 1/z$.

Так как в практических решениях число столкновений z очень большое, приведенную выше сумму можно с хорошей точностью заменить суммой бесконечной геометрической прогрессии. Таким образом, эффективность ионного источника в данном случае выражается формулой

$$\beta_w = \frac{N^{+*}}{N_0} = \beta \frac{1}{1 - (1 - k)(1 - \beta)}. \quad (15)$$

Как видно из этой формулы, эффективность источника β_w , максимально возможная в ионизаторе данной геометрии (с определенным $k = 1/z$), является функцией только величины β ионизированного элемента (рис. 7).

ВЫВОДЫ

Представленные выше модели работы ионного источника показывают, что на эффективность ионного источника сильно влияют геометрия и размеры ионизатора, т. е. его длина и размер экстракционного отверстия. Также

важна величина напряжения, вытягивающего ионы (т. е. напряжения между ионизатором и вытягивающим электродом). Конструкция ионного источника должна обеспечить глубокое проникновение электрического поля в объем ионизатора. Если это требование выполняется, ионный источник работает почти в идеальном режиме «каждый ион», который особенно эффективен в случае ионизации микроколичеств короткоживущих и трудно ионизирующихся изотопов.

Исходя из вышесказанного авторы выражают надежду, что вариант «каждый ион» должен стать направлением и базой дальнейшего развития и усовершенствования конструкции термоэмиссионных ионных источников. Поэтому в ближайшее время планируются работы по созданию источника в виде длинного цилиндра и обеспечению в нем определенных условий экстракции ионов.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант № 05-02-17606.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Kalinnikov V. G. et al. // Nucl. Instr. Meth. 1992. В. V. 70. P. 62.*
2. *Юшкевич Ю. В. и др. Препринт ОИЯИ Р13-94-213. Дубна, 1994.*
3. *Latuszynski A., Maczka D. // Nukleonika. 1999. V. 44. P. 149.*
4. *Dmitriev S. N. et al. // Appl. Radiat. Isot. 1993. V. 44. P. 1097.*
5. *Tlusty P. et al. // Z. Phys. 1992. A. V. 311. P. 495.*
6. *Izosimov I. N. et al. // Part. Nucl., Lett. 2000. No. 4[101]. P. 40.*

Получено 25 января 2007 г.

Редактор *Е. В. Сабеева*

Подписано в печать 05.04.2007.

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

Усл. печ. л. 0,75. Уч.-изд. л. 0,84. Тираж 315 экз. Заказ № 55687.

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

E-mail: publish@jinr.ru

www.jinr.ru/publish/