

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



13/11-76

P6 - 10031

A-941

4950/2-76

В.П.Афанасьев, В.А.Обухов, В.И.Райко

ЭФФЕКТИВНОСТЬ ТЕРМОИОНИЗАЦИИ
В ПОЛОСТИ ИОННОГО ИСТОЧНИКА

1976

P6 - 10031

В.П.Афанасьев, В.А.Обухов*, В.И.Райко

ЭФФЕКТИВНОСТЬ ТЕРМОИОНИЗАЦИИ
В ПОЛОСТИ ИОННОГО ИСТОЧНИКА

Направлено в "Nuclear Instruments and Methods"

*Московский авиационный институт

1. ВВЕДЕНИЕ

При разделении ультрамалых количеств радиоактивных изотопов в электромагнитных масс-сепараторах чрезвычайно удобными оказались ионные источники с термоионизацией в цилиндрической полости /1-3/. Такие источники обладают высокой эффективностью ионизации для большинства элементов периодической системы и, благодаря небольшому объему и высокой рабочей температуре, отличаются малым временем пребывания в них ионизируемых атомов. Последнее условие является особенно важным при разделении короткоживущих радиоактивных изотопов в режимах "На пучке".

Эффективность ионизации в замкнутом объеме источника в стационарном режиме исследовалась в работе /4/, где было показано, что при выполнении определенных условий по температуре источника и плотности извлекаемого ионного тока, коэффициент ионизации β^* в источнике может быть существенно выше вычисленного по уравнению Саха-Лэнгмюра. При этом величина β^* определялась из следующих соотношений:

$$\beta^* = \frac{\alpha^*}{1 + \alpha^*}; \quad \alpha^* = \alpha_{S-L} \cdot \exp\left(\frac{e\Delta U}{kT}\right) = \alpha_{S-L} \cdot N, \quad (1)$$

$$\Delta U = \left(\frac{kT}{2e}\right) \ln\left[\frac{A_0 T^2}{e\nu_0 \beta_{S-L} (M/m)^{1/2}}\right] - \frac{\phi}{2}, \quad (2)$$

где α^* и α_{S-L} - степень ионизации в источнике и рассчитанная по формуле Саха-Лэнгмюра соответственно;

T - температура источника, К; ϕ - работа выхода, эВ; k - постоянная Больцмана; $A_0 = 120 \text{ а.см}^{-2}$ - постоянная Ричардсона-Дэшмана; $\nu_0 = \nu_a + \nu_i$ - удельный поток частиц с внутренней поверхности в объем источника; e, m - заряд и масса электрона; M - масса иона.

На рис. 1 приводятся вычисленные значения N в зависимости от температуры вольфрамового ионного источника и величины извлекаемой плотности ионного тока j^+ ; ($e\nu_0 \beta_{S-L} = e\nu_i = j^+ / 1,47$).

Расчетные зависимости (1-2), полученные в приближении термодинамически равновесной плазмы, оказались в хорошем согласии с экспериментом. Как известно, условию термодинамически равновесной плазмы отвечает максвелловское распределение ионов и электронов и равенство их температур. В рассматриваемом ионном источнике при наличии пристеночного скачка потенциала ΔU , являющегося потенциальным барьером для электронов, последние имеют больцмановское распределение и находятся в состоянии термодинамического равновесия вблизи любой эквипотенциальной поверхности (трубки) в полости источника. Равновесию электронов способствует также внешнее магнитное поле спирали нити накала. Что касается ионов, то из обычных приближенных оценок (см., напр., ^{15/}) следует, что максвеллизация их и выравнивание электронной и ионной температур при используемых концентрациях плазмы маловероятны. Однако, например, указанные оценки исходят из времени отклонения иона на угол $\pi/2$ за счет накопления малых отклонений при кулоновских взаимодействиях и применительно к данному ионному источнику могут быть завышены в $(\frac{\text{tg} \pi/4}{\text{tg} \chi/2})^2$ раз, поскольку для удержания иона в объеме источника без взаимодействия со стенками полости достаточно, чтобы ион, покинувший стенку под углом δ , отклонился на угол

$$\chi \geq \arccos[1 + (\frac{T_i}{\Delta U})^{1/2} \cos \delta]^{-1} \ll \frac{\pi}{2},$$

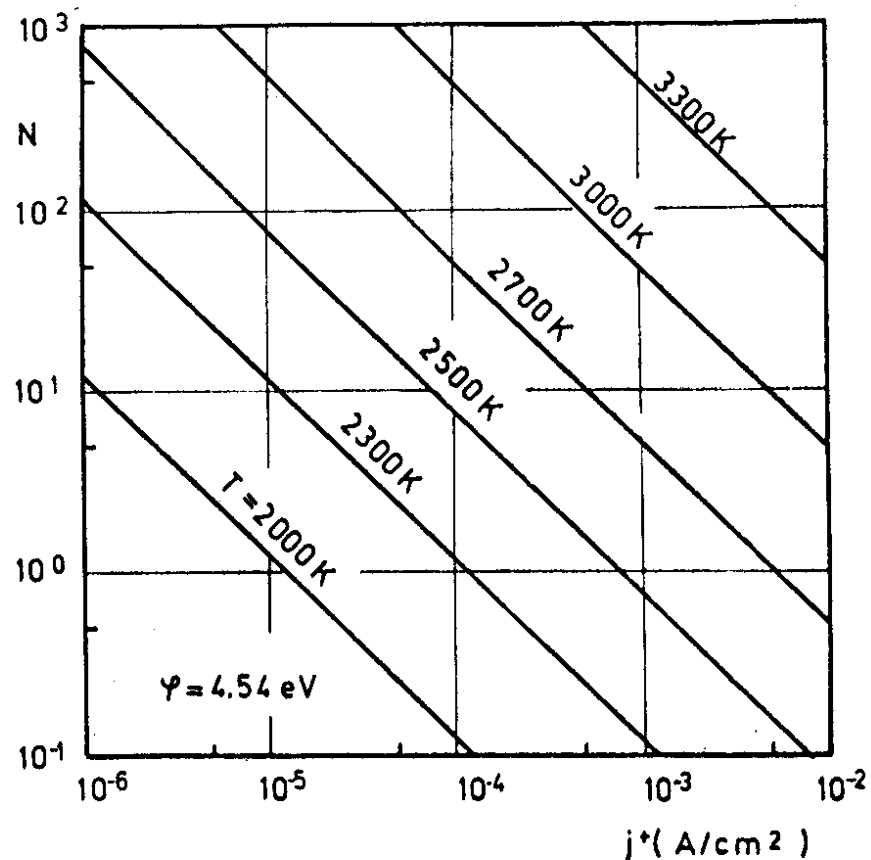


Рис. 1. Вычисленные значения N в зависимости от температуры вольфрамового ионного источника и величины извлекаемой плотности тока.

что создает реальные предпосылки для выполнения условий термодинамического равновесия.

Ниже рассматривается эффективность ионизации в ионном источнике с цилиндрической полостью в неустановившемся и стационарном режимах с учетом времени пребывания в нем частиц.

2. МЕХАНИЗМ ИОНИЗАЦИИ В НЕПОЛНОСТЬЮ ЗАМКНУТОМ ОБЪЕМЕ

Аналогично определению степени поверхностной ионизации, связь потока ионов и атомов из объема ионного источника с временем пребывания ионов (r_i^*) и атомов (r_a^*) в источнике можно записать так:

$$\alpha^*(\kappa) = \frac{\nu_i^*}{\nu_a^*} = \frac{r_i^*}{r_a^*}. \quad (3)$$

В этом случае степень ионизации является, в частности, функцией среднего числа κ соударений частиц со стенками полости источника. Действительно, ион, образовавшийся на поверхности стенки и ушедший с нее в объем, будет снова адсорбирован ею с вероятностью $e^{-e\Delta U/kT} < 1$ (при $\Delta U > 0$). Нейтральный атом адсорбируется с вероятностью ≈ 1 . Среднее время пребывания иона и атома в источнике будет:

$$r_i^* \approx r_i \left[1 + \frac{S_a}{S_i} (\kappa - 1) e^{-e\Delta U/kT} + \frac{r_{пр}}{r_i} \right], \quad (4)$$

$$r_a^* = r_a \kappa \left(1 + \frac{r_{пр}}{r_a} \right), \quad (5)$$

где $r_{пр}$ — среднее время пролета частиц между соударениями со стенкой; r_a и r_i — среднее время пребывания в адсорбированном состоянии на стенке атомов и ионов, соответственно; S_a — площадь выходного отверстия в ионном источнике; S_i — площадь поверхности границы плазмы в выходном отверстии.

Тогда величина N (см. (1)), характеризующая отличие эффективности ионизации в ионном источнике по сравнению с обычной поверхностной ионизацией, будет также являться функцией среднего числа κ соударений, а именно:

$$N(\kappa) = \frac{\alpha^*(\kappa)}{\alpha_{S-L}} = \frac{r_a^*(\kappa)}{r_i^*(\kappa)} \cdot \frac{r_a}{r_i} = \frac{\kappa \left(1 + \frac{r_{пр}}{r_a} \right)}{1 + \frac{S_a}{S_i} (\kappa - 1) e^{-e\Delta U/kT} + \frac{r_{пр}}{r_i}}. \quad (6)$$

График зависимости $N(\kappa)$ при $r_{пр} \ll r_a$, $r_{пр} \ll r_i$ и $(S_a/S_i) \approx 1$ для $T = 2700$ К, $M = 150$ в вольфрамовом ионном источнике приводится на рис. 2. Значения $N(\kappa)$ ограничены условием $N \leq \kappa$, которое естественно следует из

$$\int_{S_{вн}} j_{S-L} \cdot dS \geq S_i j^+.$$

Как можно видеть из рисунка, рост эффективности ионизации с увеличением числа соударений, которое приблизительно равно отношению площади внутренней поверхности $S_{вн}$ полости источника к площади выходного отверстия S_a ($\kappa = S_{вн}/S_a$), происходит до некоторого предела $\kappa \approx 10N$. С другой стороны, среднее время r_0^* пребывания частиц в ионном источнике с ростом κ непрерывно возрастает. Согласно ^{6/} это время может быть записано следующим образом:

$$\frac{1}{r_0^*} = \frac{1}{r_i^*} + \frac{1}{r_a^*} \quad (7)$$

или, подставляя (4) и (5), получим:

$$r_0^* = \frac{r_i \kappa \left(1 + \frac{r_{пр}}{r_a} \right)}{N(\kappa) + r_i/r_a}, \quad (8)$$

откуда, при $r_{пр} \ll r_a < r_i$ и $S_a/S_i \approx 1$, используя выражение (6), имеем

$$r_0^* = \frac{r_i \kappa}{N(\kappa) + \frac{1}{\alpha_{S-L}}} \approx \frac{r_i \kappa}{\frac{\kappa}{1 + \kappa N^{-1}} + \frac{1}{\alpha_{S-L}}}. \quad (9)$$

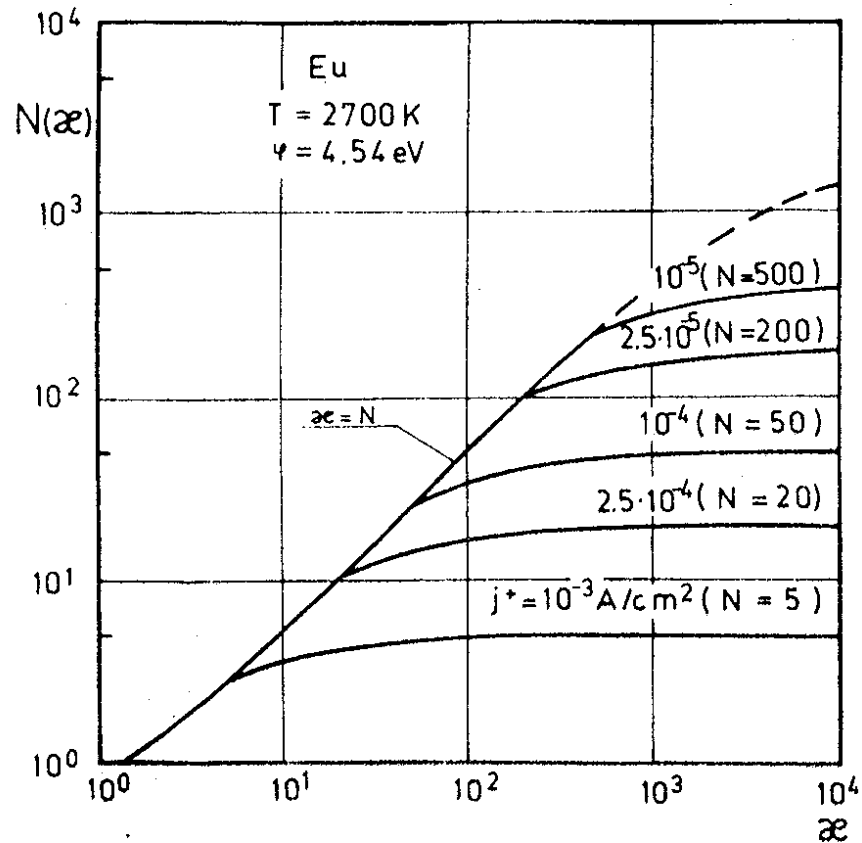


Рис. 2. График зависимости $N(\kappa)$ при $\tau_{пр} \ll \tau_a$, $\tau_{пр} \ll \tau_i$ и $S_a/S_i = 1$ для $T = 2700$ К и $M = 150$ в вольфрамовом ионном источнике.

Для трудноионизуемых элементов геометрию ионного источника следует выбирать так, чтобы $\kappa \approx 10N$, при этом

$$\tau_0^* = \tau_i$$

3. НЕУСТАНОВИВШИЙСЯ РЕЖИМ

Для рассмотрения нестационарного процесса воспользуемся достаточно простой моделью. Пусть в полости источника, имеющего температуру T с приложенной между источником и вытягивающим электродом разностью потенциалов, достаточной для извлечения генерируемого им ионного тока, в момент времени $t=0$ создается давление нейтрального газа, отвечающее равновесной концентрации частиц в установившемся режиме: $n_0^* = n_i^* + n_a^*$.

В общем случае система уравнений, описывающих процессы в источнике, может быть записана в виде:

$$\left(\tau_{пр}/q_0\right) \frac{d\nu_0(t, \kappa)}{dt} = 1 - \beta(t, \kappa) [1 - \exp(-e\Delta U(t, \kappa)/kT)] - (\nu_0(t, \kappa)/q_0) \quad (10)$$

$$\beta_{S-L} \nu_0(t, \kappa) = \beta(t, \kappa) q_0 \exp(-e\Delta U(t, \kappa)/kT), \quad (11)$$

$$\Delta U(t, \kappa) = (kT/2e) \ln \left[\Lambda_0 T^2 / e \nu_0(t, \kappa) \beta_{S-L} (M/m)^{1/2} \right] - (\phi/2). \quad (12)$$

Здесь $\tau_{пр}$ - время выхода на стационарный режим - время релаксации, за которое естественно принять среднее время τ_0^* пребывания частиц в ионном источнике, $q = q_0 [1 - \beta(t, \kappa) (1 - \exp(-e\Delta U(t, \kappa)/kT))]$ - поток ионов и нейтралей из объема источника на стенку (при $t=0$, $q = q_0 = \frac{n_0 v}{4}$); $\nu_0(t, \kappa)$ - поток частиц со стенки в объем источника; $\beta(t, \kappa) = a(t, \kappa) / (1 + a(t, \kappa))$ - текущее значение коэффициента ионизации, по аналогии с (1), где

$$a(t, \kappa) = \alpha_{S-L} e^{e\Delta U(t, \kappa)/kT} = \alpha_{S-L} \cdot N(t, \kappa). \quad (13)$$

Предполагается также, что в любой момент времени потоки ионов со стенки в объем и обратно равны (см. (11)), так как процессы в объеме, связанные с релаксацией пространственного заряда, протекают существенно быстрее, чем десорбция частиц с поверх-

ности. Сложность решения системы уравнений (10-12) - в самосогласованности изменения потока ионов и скачка потенциала ΔU во времени, но и в этом случае решение может быть получено подстановкой (11) и (12) в (10):

$$r_0^* \frac{d\bar{\nu}(t, \kappa)}{dt} = a\bar{\nu}_0(t, \kappa) + b\bar{\nu}_0^{1/2}(t, \kappa) + 1, \quad (14)$$

где

$$\bar{\nu}_0(t, \kappa) = \frac{\nu_0(t, \kappa)}{q_0}; \quad a = \beta_{S-L}^{-1}; \quad b = -\frac{C^{1/2} \beta_{S-L}^{1/2}}{q_0^{1/2}};$$

$$C = \frac{1}{e} (M/m)^{1/2} A_0 T^2 e^{-e\phi/kT}.$$

Интегралом (14) является

$$\frac{ay^2 + by + 1}{e^{(bf \frac{dy}{ay^2 + by + 1})}} = e^{at/q_0^*} C_1, \quad (15)$$

откуда могут быть определены искомые величины и их изменение во времени.

Практически, однако, стационарное значение величины ΔU определяется легкоионизируемыми летучими примесями (калий, натрий), всегда существующими в сравнительно больших количествах в металлах и на поверхности ионного источника. Тогда при рассмотрении ионизации ультрамалых количеств трудноионизируемых элементов можно положить

$$\Delta U = \text{const.}$$

В этом случае коэффициент ионизации в неустановившемся режиме может быть найден из (11):

$$\beta(t, \kappa) = \frac{\beta_{S-L} \nu_0(t, \kappa) N(\kappa)}{q_0}. \quad (16)$$

4. УСТАНОВИВШИЙСЯ РЕЖИМ

Предполагается, что в течение масс-сепарации "на пучке" процессы в ионном источнике можно рассматривать как установившиеся, при этом производные по времени в уравнениях (10-12) будут равны нулю. Тогда из уравнения (10) находим:

$$\nu_0(\kappa) = q_0 \{1 - \beta(\kappa) [1 - \exp(-e\Delta U(\kappa)/kT)]\}.$$

Подставляя значение $\nu_0(\kappa)$ в уравнение (16), где β также перестает быть зависимым от t , и производя некоторые преобразования, получим:

$$\beta(\kappa) = \frac{\beta_{S-L} N(\kappa)}{(1 - \beta_{S-L}) + \beta_{S-L} N(\kappa)} = \frac{a_{S-L}}{a_{S-L} + N^{-1}(\kappa)}. \quad (17)$$

Видно, что при $N(\kappa) = 1$, $\beta(\kappa) = \beta_{S-L}$.

На рис. 3 приводится зависимость $\beta(\kappa)$, вычисленная для европия при $T = 2700$ К при различных значениях плотности ионного тока из ионного источника.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Как следует из приведенного рассмотрения и качественных экспериментальных наблюдений, геометрия ионного источника сильно влияет на эффективность ионизации в нем. Для получения максимальной эффективности, в зависимости от потенциала ионизации радиоактивных атомов и величины плотности ионного тока из ионного источника, должна быть выбрана определенная геометрия полости источника, обуславливающая необходимое число соударений частиц с ее стенками. Это особенно важно при ионизации короткоживущих радиоактивных атомов, так как с ростом числа соударений растет их время пребывания, а следовательно, и распад в ионном источнике.

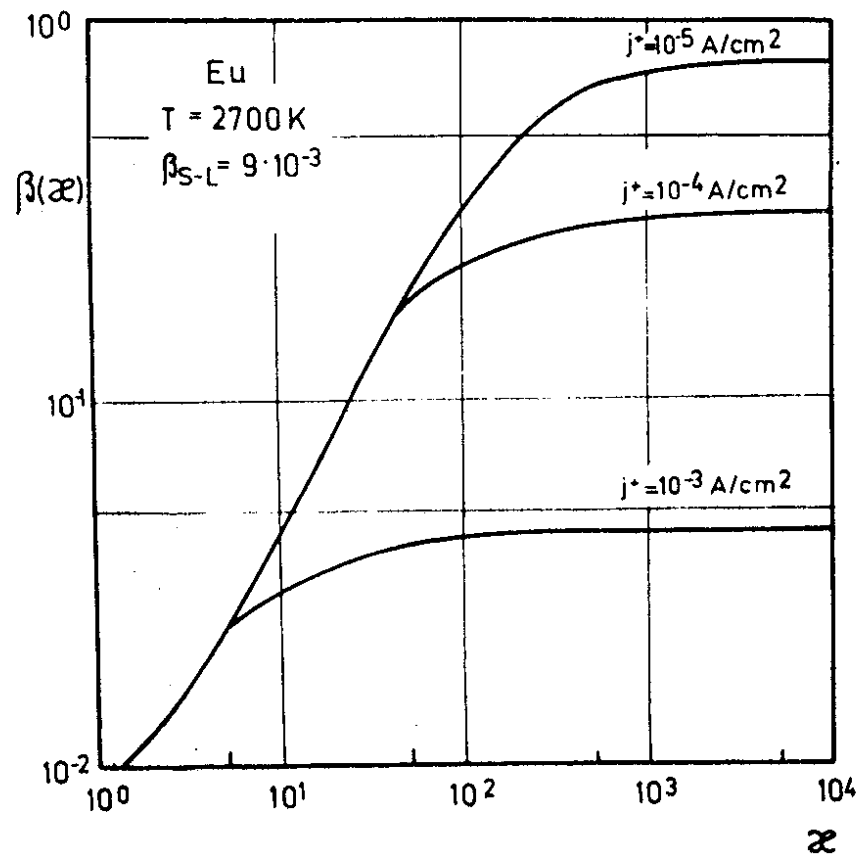


Рис. 3. График зависимости $\beta(k)$ в установившемся режиме для европия при $T = 2700 \text{ K}$ и различных значениях плотности тока из ионного источника.

ЛИТЕРАТУРА

1. G. Beyer, E. Herrmann, A. Piotrowski, V.I. Raiko, H. Tyrroff. Nucl. Instr. and Meth., 96, 437 (1971).

2. P. Johnson, A. Bolson and C.M. Henderson. Nucl. Instr. and Meth., 106, 83 (1973).
3. V.A. Karnaukhov, D.D. Bogdanov, A.V. Demyanov, G.J. Koval, L.A. Petrov. Nucl. Instr. and Meth., 120, 69 (1974).
4. A. Latuszynski, V.I. Raiko. Nucl. Instr. and Meth., 125, 61-66 (1975).
5. L. Spitzer. "Physics of Fully Ionized Gases", London, 1956.
6. Э.Я. Зандберг, Н.И. Ионов. Поверхностная ионизация. "Наука", М., 1969.

Рукопись поступила в издательский отдел
 9 августа 1976 года.