

ИОННЫЕ ИСТОЧНИКИ ТИПА «ГОРЯЧАЯ ПОЛОСТЬ» (ОБЗОР)

В. П. Афанасьев

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Дан обзор теоретических исследований процессов в «горячей полости» и экспериментальных результатов. Определены условия, когда эффективность ионизации в горячей полости больше эффективности ионизации на поверхности. Указано на необходимость использования источника с оптимальной геометрией. Анализируется критическое замечание Гюйса в связи с представлением о влиянии числа столкновений частиц с поверхностью на эффективность ионизации в горячей полости. Показано, что соотношение Гюйса является частным случаем соотношения, полученного Афанасьевым, Обуховым и Райко. Приведены примеры конструкций источников, использованных на масс-сепараторах, установленных «в линию» с ускорителями.

A review of processes in the hot cavity type ion sources and the experimental results obtained using these sources are given. The conditions are determined when ion source efficiency is more than Langmuir one. It pointed out a necessity to use an optimal geometry of an ion source.

The Huysse's critical remark in connection with an idea about influence of the particle-wall collisions upon ionization efficiency in a hot cavity is analyzed. It is shown that the Huysse's relation is a particular case of the relation derived by Afanas'ev, Obukhov and Raiko.

The examples of ion source constructions used at on-line mass-separators are considered.

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

1. ИОНИЗАЦИЯ В ПОЛОСТИ

С расширением исследований в ядерной спектроскопии и переходом ко все более короткоживущим ядрам и технике экспериментов «на пучке» появилась потребность в более эффективных источниках, способных обеспечить достаточный выход ионов радиоактивных изотопов. В связи с этим в последнее десятилетие оживился интерес к явлениям, происходящим внутри полости в нагретом до высокой температуры металле.

Первые процессы в такой полости подверглись теоретическому анализу Зандберг и Ионовым [1].

Но прежде чем переходить к процессам в полости, напомним некоторые соотношения, описывающие ионизацию на открытой поверх-

ности ионизатора. Как известно, коэффициент ионизации на поверхности горячего эмиттера выражается формулой Ленгмюра

$$\beta = \alpha / (1 + \alpha), \quad (1)$$

где

$$\alpha = (g_i/g_0) \exp [(\varphi - V_i)/kT].$$

Однако если рассматривать процессы в полости внутри нагретого металла, в которой находится газ, состоящий из нейтральных молекул ионизатора, ионов и электронов, то степень ионизации в таком газе уже нельзя рассчитывать по приведенной формуле. Попытки применения формулы Ленгмюра к такому ионизатору выявили значительные расхождения расчетных значений коэффициентов ионизации с экспериментально полученными, достигающие нескольких порядков. При этом экспериментально определенные значения коэффициентов оказались выше. Так, Кирхнер [2] приводит наглядный пример эффективности полости в качестве ионизатора: даже такой трудноионизируемый элемент, как вольфрам ($V_i = 7,98$ эВ), ионизируется в вольфрамовом ионизаторе с эффективностью 1%, хотя коэффициент ионизации его на открытой поверхности при той же температуре равен всего $3 \cdot 10^{-4}\%$.

Следовательно, механизм ионизации в полости должен обладать некоторыми особенностями, объясняющими это расхождение.

В объеме такого ионизатора (который в литературе называют горячей полостью) состояние газа, находящегося в термодинамическом равновесии, характеризуется особыми плазменными свойствами, прежде всего — переходным биполярным слоем в пристеночной области и квазинейтральностью, т. е. приблизительным равенством концентраций зарядов положительных и отрицательных за пределами переходного слоя, т. е. внутри объема. Переходный слой играет особую роль в установлении равновесия между потоками частиц со стенок внутрь объема полости и изнутри объема на стенки, благодаря разности потенциалов в слое. Толщина слоя — порядка дебаевской длины экранирования, а скачок потенциала в нем, как показали Зандберг и Ионов [1], равен

$$\Delta U = \frac{kT}{2e} \ln [(m/M)^{1/2} (A_0 T^2 / \beta j_{0+}) \exp(-e\varphi/kT)], \quad (2)$$

где $A_0 = 4\pi m e k^2 / h^3$ — универсальная постоянная в формуле Ричардсона — Дэшмана; (βj_{0+}) — поток положительных ионов, десорбируемых с единицы поверхности стенки.

Знак потенциала ΔU может быть как положительным, так и отрицательным, в зависимости от того, как будет заряжена стенка полости, что, в свою очередь, связано с соотношением потоков электронов и ионов от стенки. При положительно заряженной стенке и, следовательно, отрицательном потенциале большей части объема плазмы внутренний объем будет представлять собой ловушку для положитель-

ных ионов, подавляющее большинство которых не могут преодолеть разность потенциалов ΔU и попасть снова на стенку полости, где они могли бы опять нейтрализоваться. Действительно, в тугоплавком ионизаторе при $T = 3000$ К разность потенциалов в пристеночном слое $\Delta U \approx 2$ В [2], тогда как средняя энергия теплового движения частиц при этом приблизительно равна 0,4 эВ. Поэтому, если распределение частиц по энергиям является максвелловским, лишь небольшая доля ионов будет обладать достаточной энергией для преодоления барьера и попадания на стенку. В результате концентрация ионов в объеме полости за пределами переходного слоя будет в N раз больше, чем в том случае, когда в полости отсутствуют условия для образования квазинейтральной плазмы и ионизация происходит так же, как на открытой поверхности (значение N см. ниже).

Таким образом, пристеночный переходный слой, представляющий барьер для заряженных частиц, сдвигает ионизационное равновесие в центральной части полости в сторону больших концентраций заряженных частиц. Происходит как бы эффект «усиления» ионизации.

Впервые вывод о роли пристеночного скачка потенциала подтвердили экспериментально Лятушински и Райко, которые показали, что коэффициент ионизации в цилиндрическом вольфрамовом ионизаторе связан обратной зависимостью с плотностью тока ионов в объеме ионизатора [3]. В этой работе получено выражение для коэффициента ионизации, имеющее вид

$$\beta^* = \alpha^*/(1 + \alpha^*), \tag{3}$$

где α^* — степень ионизации, связанная со степенью ионизации α на открытой поверхности соотношением

$$\alpha^* = \alpha N, \tag{4}$$

где

$$N = \exp(e\Delta U/kT) = (m/M)^{1/4} \times (A_0 T^2)^{1/2} [\exp(-e\phi/kT)]^{1/2} / (\beta j_0)^{1/2}. \tag{4a}$$

Значения N в зависимости от температуры и плотности тока приведены на рис. 1.

В выражении (4а) произведение $A_0 T^2 \exp(-e\phi/kT)$ есть плотность тока электронов, производимых стенкой полости, которую мы

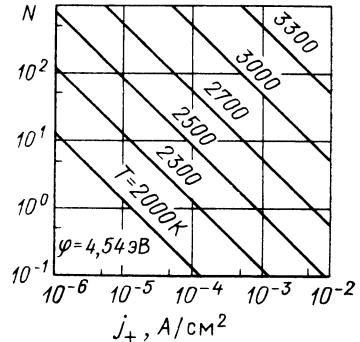


Рис. 1. Зависимость N от плотности извлекаемого тока при разных температурах ионизатора (расчет) [4]

обозначим $(j_e)_{\text{ст}}$, а βj_{0+} — плотность тока ионов, также десорбируемых со стенки, которую обозначим $(j_+)_{\text{ст}}$. Отсюда выражение для N можно записать в менее громоздком и более наглядном виде:

$$N = [(m/M)^{1/2} (j_e)_{\text{ст}} / (j_+)_{\text{ст}}]^{1/2}. \quad (5)$$

А для плотности тока ионов в объеме полости j_+ получаем из (4):

$$j_+ = (j_+)_{\text{ст}} N. \quad (6)$$

Таким образом, плотность тока ионов в объеме полости в N раз больше плотности тока ионов, десорбируемых со стенки. Подставляя в это выражение значение N , получаем

$$j_+ = (m/M)^{1/4} (j_e)_{\text{ст}}^{1/2} (j_+)_{\text{ст}}^{1/2} \quad (7)$$

или

$$j_+^2 = (m/M)^{1/2} (j_e)_{\text{ст}} (j_+)_{\text{ст}},$$

т. е. квадрат плотности тока ионов в объеме полости (а, следовательно, и извлекаемого из полости тока ионов) пропорционален произведению плотностей тока электронов и ионов со стенки. Отсюда следует, что, поскольку токи этих частиц изменяются взаимнообратным образом при изменении ϕ , в целом их произведение и j_+ остаются приблизительно постоянными при этом, т. е. извлекаемый из полости ток не зависит от работы выхода материала стенок полости. Это одно из основных свойств ионизаторов типа горячая полость.

Еще одним интересным свойством таких ионизаторов, которое необходимо учитывать при их практическом использовании, является вероятность падения при некоторых условиях эффективности ионизации в горячей полости, при этом коэффициент ионизации может стать даже меньше того значения, которое обеспечивается самой поверхностью при данной температуре. Это видно из выражения (7): хотя плотность тока ионов в объеме j_+ увеличивается с ростом плотности тока со стенок полости $(j_+)_{\text{ст}}$, но это увеличение происходит медленнее, чем рост $(j_+)_{\text{ст}}$, и, в принципе, может наступить момент, когда j_+ станет меньше $(j_+)_{\text{ст}}$, т. е. их отношение

$$j_+ / (j_+)_{\text{ст}} = (m/M)^{1/4} [(j_e)_{\text{ст}} / (j_+)_{\text{ст}}]^{1/2} \quad (8)$$

сделается меньше единицы (при $j_e = \text{const}$). Такой момент настает, когда из-за изменения соотношения потоков электронов и ионов со стенки последняя приобретает вместо положительного потенциала отрицательный. Как это следует из (8), для того, чтобы отношение $j_+ / (j_+)_{\text{ст}}$ оставалось больше единицы, т. е. чтобы ионизатор работал как горячая полость, необходимо выполнение условия

$$(j_e)_{\text{ст}}^{1/2} > (M/m)^{1/4} (j_+)_{\text{ст}}^{1/2}. \quad (9)$$

После опубликования работы Ляпушинского и Райко дальнейшая попытка развития теории ионизации в горячей полости была сделана Афанасьевым, Обуховым и Райко [4], которые пришли к выводу,

что роль пристеночного скачка потенциала реализуется в горячей полости посредством последовательных столкновений с внутренней поверхностью, испытываемых каждой частицей за время ее пребывания в полости. Авторы [4] получили следующее выражение для коэффициента ионизации в полости:

$$\beta(\kappa) = \frac{\beta N(\kappa)}{1 - \beta [1 - N(\kappa)]}, \quad (10)$$

где

$$N(\kappa) = \frac{\kappa}{1 + \kappa N^{-1}}, \quad (10a)$$

κ — среднее число столкновений частицы со стенками за время пребывания в полости; приближенно это число выражается отношением $S_{\text{вн}}/S_{\text{отв}}$, где $S_{\text{вн}}$ и $S_{\text{отв}}$ — соответственно площади внутренней поверхности полости и сечения выходного отверстия (для сферической полости с бесконечно тонкими стенками выражение $\kappa = S_{\text{вн}}/S_{\text{отв}}$ является точным).

Из соотношения (10) следует, что эффективность ионизации в полости растет с увеличением числа столкновений κ и, таким образом, оказывается связанной с геометрическими параметрами полости — размерами и формой ее и выходного отверстия.

Этот вывод отвергается в теоретической работе Гюйса [5], в которой автор рассматривает процессы в горячей полости, исходя из уравнения Эггерта — Саха. В статье Гюйса коэффициент ионизации в полости, который он обозначает η , имеет вид

$$\eta = \frac{\beta \exp(-e\Phi_p/kT)}{1 - \beta [1 - \exp(-e\Phi_p/kT)]}. \quad (11)$$

Сравнение выражений (10) и (11) убеждает в их сходстве. В действительности они обладают не только внешним сходством, но и идентичны.

В самом деле, в статье Гюйса экспоненциальный член $\exp(-e\Phi_p/kT)$ есть отношение степени ионизации в центре полости к степени ионизации на поверхности:

$$\exp(-e\Phi_p/kT) = \alpha_V/\alpha_S. \quad (11a)$$

То же самое отношение в статье Афанасьева, Обухова, Райко обозначено N [см. (4) и (4a) настоящей работы]. Если учесть, что $N(\bar{\kappa}) \rightarrow N$ при $\kappa \rightarrow \infty$ [см. (10a)], то, подставив в формулу (10) N вместо $N(\kappa)$ и приняв во внимание (11a), можно видеть, что при таком предельном переходе выражения для коэффициентов ионизации, полученные авторами обеих статей, совпадают.

Переход $\kappa \rightarrow \infty$ физически означает переход к полости без выходного отверстия, поэтому можно считать, что в работе Гюйса рассмотрен частный случай полностью замкнутой полости. Заметим, кстати, что эффективность ионизации замкнутой полости при прочих

равных условиях является наибольшей по сравнению с любой незамкнутой полостью, так как $N > N(\kappa)$ [см. (10a)].

Несмотря на отрицание связи процесса ионизации в полости с ее геометрическими параметрами, в статье Гюйса фактически неявно признается роль многократных соударений частиц с поверхностью. Это видно из следующей цитаты [5, р. 2] «... Электроны концентрируются в слое вдоль стенки, в то время как ионы будут отбрасываться внутрь объема полости. Концентрация ионов у стенки будет уменьшаться, и будет ионизовано большее число атомов (на плотность нейтралей заряженная стенка не влияет)». Последнее замечание в скобках как раз и содержит в себе указание на возможность неоднократных столкновений одних и тех же нейтралей, возвращающихся к стенке и замещающих ионы в пристеночном пространстве, с поверхностью стенки, что, безусловно, повышает вероятность ионизации нейтралей в течение их пребывания в полости. Следует заметить, что при малых размерах выходных отверстий, часто используемых в реальных ионизаторах, изменение отверстия даже в большом диапазоне не оказывает существенного влияния на эффективность ионизации в силу того, что при таких условиях полость может считаться почти замкнутой, т. е. величина $N(\kappa)$ практически постоянна здесь и равна N (см. рис. 2 в работе (4)).

Соударения частиц с поверхностью полости и конечное время адсорбции их на поверхности при этом могут, однако, существенно повлиять на выход из источника ионов короткоживущих радиоактивных элементов из-за радиоактивного распада при такой задержке в ионизаторе. Действительно, средние времена адсорбции частиц при однократном столкновении с поверхностью различных эмиттеров могут быть значительными даже при высоких температурах, как это показано в табл. 1 и 2.

Т а б л и ц а 1. Температуры, при которых средние времена жизни элементов на поверхности тантала равны 1 с [6]

| Элемент | Yb | Nd | Ce | Pm | La | Ga | Lu | Y | Zr | Hf |
|-------------------------------------|------|------|------|------|------|------|------|------|-------|-------|
| $T (\tau = 1 \text{ с}), \text{ К}$ | 1730 | 2000 | 2070 | 2100 | 2130 | 2330 | 2560 | 2600 | 2870* | 2870* |

* $\tau = 100 \text{ с}$.

На время адсорбции частиц влияет также степень покрытия поверхности атомами какого-либо другого элемента, например, остаточного газа в вакуумном объеме, в частности кислорода. Так, при окислении поверхности вольфрама время адсорбции К при температуре 1500 К уменьшается с началом окисления приблизительно в 3 раза. Это объясняется увеличением расстояния между

Т а б л и ц а 2. Значения среднего времени жизни τ на вольфраме при различных температурах [7]

| T, K | La | | | | | Nd | | | | |
|------------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|
| | 1900 | 1960 | 2000 | 2050 | 2080 | 1800 | 1840 | 1880 | 1950 | 1990 |
| τ , с | 90 | 17 | 11 | 4 | 3 | 7 | 4 | 3 | 1 | 0,9 |

атомом щелочного металла и поверхностью вольфрама и ослабления, в связи с этим, связи между ними из-за присутствия промежуточно-го слоя кислорода [8] (рис. 2).

Среднее время пребывания частиц в горячей полости сферической формы, согласно [4], равно

$$\tau^* = \tau_i \kappa / [N(\kappa) + \alpha^{-1}], \tag{12}$$

где τ_i — время жизни частицы в виде иона на поверхности.

Если сравнить τ^* со временем пребывания частиц на поверхности обычного ионизатора, где нет пристеночного скачка потенциала

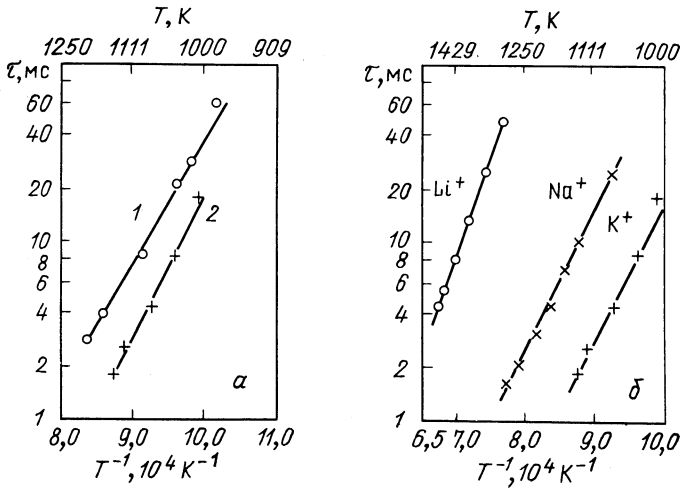


Рис. 2. Зависимость времени десорбции К (а) и Li⁺, Na⁺, K⁺ (б) с оксидированного вольфрама от температуры [8]:

1 — в начале оксидирования; 2 — после продолжительного оксидирования

[это время, согласно [1, 9], равно $\tau = \tau_i \kappa / (1 + \alpha^{-1})$], то увидим, что в горячей полости время пребывания частиц меньше в $[N(\kappa) + \alpha^{-1}] / (1 + \alpha^{-1})$ раз. Тем не менее, ввиду того, что κ , как правило, достигает больших значений, задержка частиц в полости может значительно

уменьшить выход ионов радиоактивных элементов с периодами полураспада, равными нескольким секундам и меньше. Последнее обстоятельство может явиться основным препятствием для использования того или иного ионного источника в масс-сепараторах на пучках частиц, успешное применение источников в которых «почти исключительно зависит от степени решения проблем выхода» [2]. Таким

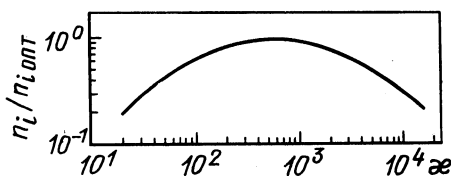


Рис. 3. Выход ^{124}Se в зависимости от числа столкновений k [10]

ионного источника масс-сепаратора, расположенного на пучке протонов от ускорителя, проведен в [10]. В этой работе показано, что выход радиоактивных ядер из ионизатора (являющегося здесь одновременно мишенью для протонов) должен достигать максимального значения при некотором оптимальном $k_{\text{опт}}$, специфичном для каждого изотопа:

$$k_{\text{опт}} = [N/(\lambda\tau_i\alpha)]^{1/2}, \quad (13)$$

где λ — постоянная радиоактивного распада; α — степень ионизации на поверхности.

На рис. 3 [10] приведен пример зависимости выхода ^{124}Se от k . Особенности процесса ионизации в горячей полости иллюстрируются графиками температурной зависимости коэффициентов ионизации, изображенными на рис. 4 и 5. На первом из них представлена эффективность ионизации бария в полости с вольфрамовыми стенками [3], на втором — эффективность ионизации вольфрама в «вольфрамовой» полости и рения в «рениевой» полости [2, 5]. На этих же рисунках для сравнения приведены графики соответствующих зависимостей для коэффициента ионизации β на открытой вольфрамовой и рениевой поверхностях («ленгмюровская» ионизация). Ход кривых эффективности ионизации в полости идентичен как для сравнительно легкоионизируемого Ва, так и для трудноионизируемых W и Re. Вначале кривые для β^* и β совпадают при более низких температурах, что означает, что ионизация в полости при этих условиях происходит по Ленгмюру (скачок потенциала в пристеночном слое мал или равен нулю), затем коэффициент ионизации быстро увеличивается — совокупность частиц в объеме полости все более приобретает свойства плазмы. При этом коэффициент ионизации в полости может быть выражен (см. [20]), наряду с соотношением (3), см. выше, также и уравнением Саха:

$$\eta = [\gamma/(1 + \gamma)]^{1/2}, \quad (14)$$

где $\gamma = (2g_i/g_0) (2\pi m/h^2)^{3/2} p^{-1} \exp(-V_i/kT)$. Как видно из рис. 4 и 5, уравнение Саха становится полностью применимым к процессам ионизации в горячей полости трудноионизуемых элементов — при $T \geq 3000$ К, легкоионизуемых элементов — при $T > 2000$ К. При $T < 2000$ К степень ионизации в полости определяется ура-

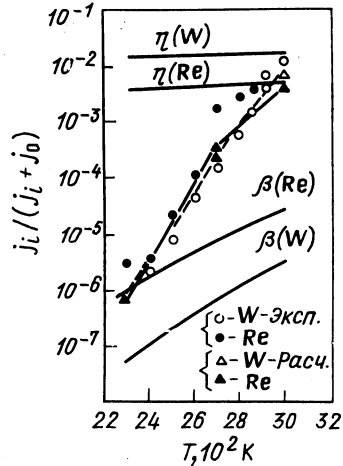
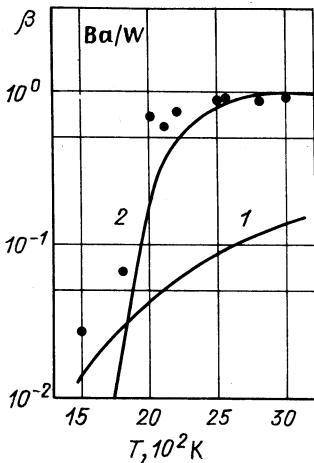


Рис. 4. Эффективность ионизации Ва на W в зависимости от температуры: 1 — коэффициент ионизации β_S , вычисленный по формуле Саха — Ленгмюра; 2 — коэффициент ионизации β^* в полости, вычисленный по формуле $\beta = \alpha^*/(1 + \alpha^*)$ [3]; точки — экспериментальные значения коэффициента [3]

Рис. 5. Эффективность ионизации вольфрама в вольфрамовой полости и рения в рениевой полости в зависимости от температуры; экспериментальные значения [2, 5]

внением Ленгмюра. Между этими значениями температур лежит некоторая переходная область, в которой применение того или другого уравнения ограничено.

В связи с этим в литературе появились термины «предел Саха» и «предел Ленгмюра» для обозначения диапазона температур, в которых происходит переход от процессов на открытой поверхности к более сложным процессам в горячей полости [2, 5].

При выводе полученных соотношений (2)—(10) предполагалось наличие в полости всего лишь одного ионизуемого элемента, масса атомов которого M , а потенциал ионизации V_i . Практически, однако, тугоплавкие материалы, употребляемые для изготовления ионизаторов, всегда содержат примеси легколетучих и легкоионизуемых элементов, которые можно обнаружить в ионном источнике и после многочасового обезгаживания его при высокой температуре. Эти примеси оказывают большое влияние на установление ионизационного равновесия, на скачок потенциала в переходном слое и значение

извлекаемого суммарного тока из полости [4]. Поэтому при расчете коэффициента ионизации в реальном эксперименте необходимо учитывать вклад каждого из элементов примеси в рассматриваемые процессы. Из легколетучих и легкоионизируемых примесей в тугоплавких материалах наибольшее значение имеют К, Na, Ba, в особенности — первый. После многочасового обезгаживания парциальное давление паров калия, сначала уменьшившись, остается затем практически на постоянном уровне, равном давлению паров вольфрама при 2700 К [2]. Для практических и приблизительных расчетов можно ограничиться учетом влияния калия на ΔU . В [5] приводятся практические рекомендации по расчету степени ионизации в полости какого-либо элемента z , находящегося в ней в ультрамалых количествах в присутствии примесных атомов нескольких элементов ξ , концентрация которых (суммарная) равна

$$n_0 = \sum_{\xi} n_{0\xi}, \quad (15)$$

и ионов этих элементов, концентрация которых равна

$$n_{iS} = \sum_{\xi} \alpha_{S\xi} n_{0\xi} \text{ — у поверхности стенки,}$$

$$n_{iV} = \sum_{\xi} n_{iV\xi} = \left[n_{eS} \sum_{\xi} (\alpha_{S\xi} n_{0\xi}) \right]^{1/2} \text{ — в объеме полости}$$

(n_{eS} — концентрация электронов у поверхности).

Степень ионизации элемента в объеме тогда определяется выражением

$$\alpha_{Vz} = \alpha_{Sz} \left[\frac{n_{eS}}{\sum_{\xi} (\alpha_{S\xi} n_{0\xi})} \right]^{1/2}, \quad (16)$$

где α_{Sz} — степень ионизации элемента на поверхности. Из этого выражения, которое является видоизмененной записью формулы для N , видно, что усредненная степень ионизации в полости некоторого элемента z зависит от объемной концентрации атомов в полости, т.е. от давления паров в ней, и определяется в основном степенью поверхностной ионизации наиболее легкоионизируемого элемента. Присутствие легкоионизируемых элементов понижает высоту потенциального барьера в пристеночном переходном слое, ухудшая ионизационные свойства полости. Использование высокочистых конструкционных материалов, а также тщательное предварительное обезгаживание являются важными предпосылками успешной работы источника ионов типа горячая полость.

2. ПРИМЕНЕНИЕ ИСТОЧНИКОВ ТИПА ГОРЯЧАЯ ПОЛОСТЬ В МАСС-СЕПАРАТОРАХ

Ионные источники, основанные на использовании явления поверхностной ионизации, оказались важнейшей частью электромагнитных масс-сепараторов, применяемых для разделения по массам естественной или искусственно получаемой смеси изотопов, которые в настоящее время интенсивно работают во многих физических лабораториях, в особенности там, где имеются ускорители частиц или реакторы. По сравнению с газоразрядными ионными источниками источники, использующие явление поверхностной ионизации, обладают меньшей универсальностью, ибо применение их ограничено элементами с потенциалом ионизации ≤ 8 эВ, в то время как газоразрядные источники менее избирательны, в принципе, к различным элементам, так как энергия ионизирующих электронов в них достаточно велика, чтобы перекрыть весь диапазон сечений ионизации электронным ударом элементов всей периодической системы. Однако есть область, где поверхностно-ионизационные источники могут успешно конкурировать с газоразрядными. Имеется в виду ряд тугоплавких металлов и соединений, которые, в силу их малой летучести, трудно перевести и удержать в газовой фазе, необходимой для нормального горения разряда в газоразрядных источниках. Как указывается в [2], предел возможностей газоразрядных источников налагается сравнительно низкой температурой разрядной камеры, что связано с отсутствием в настоящее время изоляторов, длительно выдерживающих температуру 2000 °С. В то же время поверхностно-ионизационные источники, в которых изоляторы могут быть вынесены в менее горячие места, позволяют длительно поддерживать температуру рабочей поверхности до 3000 °С. Эти источники являются простыми по конструкции, удобными в эксплуатации и высокоэффективными инструментами для ионизации многих элементов, поэтому они нашли широкое применение в ядерной физике, физике твердого тела и других отраслях. Начиная с первой попытки использования поверхностного ионизатора в 1925 г. и до настоящего времени применение поверхностных ионизаторов расширялось в сторону изучения с их помощью элементов с более высоким потенциалом ионизации и более тугоплавких, а в области ядерной физики в сторону изучения все более короткоживущих радиоактивных изотопов, разделяемых методом электромагнитной сепарации.

Наиболее ранним вариантом источника типа горячая полость был источник, разработанный сотрудником Объединенного института ядерных исследований Райко и другими. Он оказался высокоэффективным и удобным инструментом для ионизации микроколичеств радиоактивных веществ [11].

Ионизатор прибора (рис.6) представлял собой полый вольфрамовый тонкостенный цилиндр с внешним диаметром 6 мм и длиной 35 мм, внутрь которого помещался исследуемый рабочий образец.

Последний для уменьшения объема, а главное — для выделения фракции интересующего элемента предварительно проходил стадию довольно сложной процедуры, включающей ионно-обменное фракционирование с последующим упариванием раствора, нанесенного

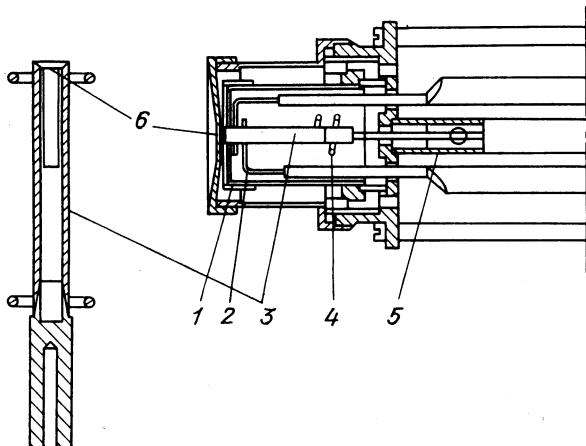


Рис. 6. Ионный источник типа горячая полость [11]:

1 — тепловой экран; 2, 4 — катоды; 3 — ионизатор и испаритель; 5 — шток; 6 — выходное отверстие

на металлическую подложку. Вольфрамовый цилиндр стыковался с танталовым держателем (причем поверхности стыка были притерты, обеспечивая в этом месте герметичность ионизатора), затем ионизатор, закрепленный на штоке, вводился через вакуумный шлюз в объем источника и нагревался током электронной бомбардировки от проволочной спирали до 3000 К. Диффундирующие в объем ионизатора из рабочего образца радиоактивные атомы ионизовались в полости ионизатора и извлекались наружу через небольшое (0,2 мм) отверстие в торцевой части цилиндра.

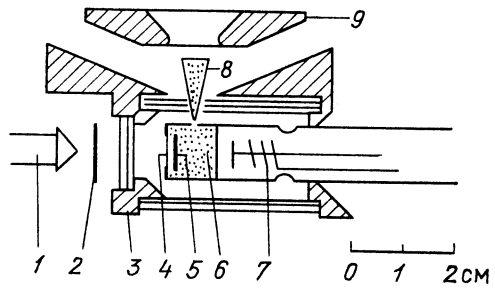
Возможности конструкции этого источника были продемонстрированы в более быстром, чем описанный, способе получения радиоактивных изотопов из «горячего» тантала. При этом радиоактивный образец, представляющий собой ленточку из облученной танталовой фольги, без предварительной радиохимической обработки вводился сразу в объем ионизатора. С описанным источником было исследовано большое количество изотопов, причем эффективность ионизации для 30—40 элементов составляла от 10 до 80%. Высокая эффективность этого источника не укладывалась в общепринятую схему поверхностной ионизации, что и послужило первым толчком к исследованию и теоретическому осмыслению процессов в нем.

Ниже будут представлены примеры применения ионных источников в установках на пучках различных частиц.

Многочарядные ионы. Впервые на пучке многочарядных ионов в Дубне был использован высокотемпературный источник типа горячая полость с мишенью, расположенной вне полости [12]. Позднее в Дармштадте был разработан более совершенный вариант этого источника [13]. Принципиально он имеет такую же конструкцию и работает по схеме: пучок ускоренных частиц — мишень — окно — кэтчер — ионизатор, но есть некоторые отличительные особенности: боковая вытяжка ионов из источника и подогревный катод специальной формы (рис. 7). Использовались два варианта источника: короткий — с Та-кэтчером и удлиненный — с графитовым кэтчером. Ионизирующие поверхности поддерживались обычно при температуре

Рис. 7. Ионный источник масс-сепаратора GSI [13]:

1 — пучок ускоренных многочарядных ионов; 2 — мишень; 3 — тепловые экраны; 4 — входное окно; 5 — кэтчер (стопер); 6 — плазма; 7 — катод; 8 — ионный пучок масс-сепаратора; 9 — вытягивающий электрод



2500 °С и выше, однако кэтчеры из-за быстрого испарения их при такой температуре быстро разрушались и их приходилось монтировать в самом холодном месте источника: Та при 2400 °С, графит — при 2200 °С. Износ кэтчеров вследствие испарения влияет на продолжительность непрерывной работы источника, заставляя регулярно заменять их по истечении 24—50 ч, хотя, как указывают авторы, остальные детали источника могут работать без замены сотни часов. С источником были исследованы «на пучке» изотопы редкоземельных элементов, а также In, Cs, Ba, Tl, периоды полураспада которых находятся в диапазоне от 100 мс до нескольких секунд. Таким образом, этот источник является быстродействующим. При этом полная эффективность работы масс-сепаратора с этим источником достигала 20%. Недостатком его, так же как и источника [12], является малая продолжительность непрерывной работы.

Современные тенденции в создании источников на пучке тяжелых ионов отражены в конструкции прибора, описанного в [14].

Источник, работа которого основана на использовании интенсивного электронного пучка от подогревного катода, применяется в двух вариантах: 1) с генерацией плазмы электронами, проходящими от катода через сетку-анод внутрь объема — плазменный тип источника; 2) источник типа горячая полость. Оба варианта почти идентичны по своему устройству и отличаются только конструкцией анода (рис. 8). Переход от плазменного к поверхностно-ионизационному

типу осуществляется заменой цилиндрической части анода, имеющего в первом варианте отверстия для пропуска электронов, сплошным цилиндром, являющимся во втором варианте ионизатором, нагреваемым электронами бомбардировки. Таким образом, создателям источника удалось решить одну из трудных задач в этой области — универсализацию, хотя и не полную, конструкции. При этом изоляторы вынесены далеко за пределы ионизатора, что позволило поддерживать в его объеме, в обоих вариантах, высокую рабочую температуру — до 3000 К. Оригинальное решение в этом источнике найдено для разделения объемов ионизатора и мишени и для транспортировки образующихся в мишени атомов в объем ионизатора. Эти задачи выполняются с помощью набора капилляров. Из мишени (на

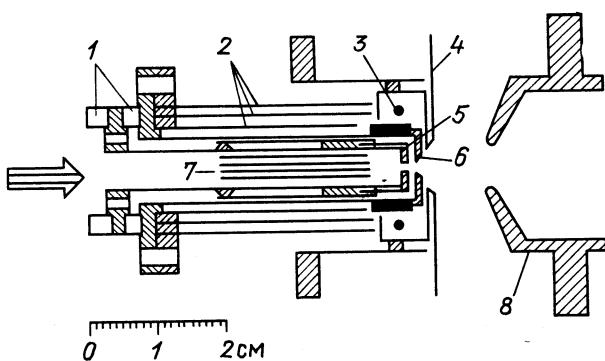


Рис. 8. Ионный источник масс-сепаратора OASIS [14]:

1 — изоляторы (BeO); 2 — тепловые экраны (Ta); 3 — нить катода; 4 — тепловой экран (Mo); 5 — анод-кэatcher (Ta); 6 — катод (W, Ta); 7 — капиллярные трубки (Ta); 8 — вытягивающий электрод

рисунке не показана) ядра отдачи, образующиеся под воздействием ускоренных тяжелых ионов, движутся вдоль оси источника с малой поперечной составляющей скорости. Вследствие этого поток ядер отдачи почти не сталкивается со стенками капилляров и не ослабляется при движении к кэatcherу. После испарения из кэatcherа ядра отдачи движутся уже почти изотропно, и поток их испытывает сильное сопротивление при обратном движении через капилляры. Поэтому при условии, что проводимость выходного отверстия будет значительно выше проводимости капилляров (для этого необходимо подобрать соответственно диаметры выходного отверстия и капилляров), ионы будут выходить, главным образом, в нужном направлении — через выходное отверстие.

Высокая рабочая температура и малый объем полости ионизатора (около $0,4 \text{ см}^3$) описанного источника были факторами, обеспечившими короткие времена задержки, благодаря чему в on-line-экспериментах удалось наблюдать изотоп ^{155}Lu с $T_{1/2} = 70 \text{ мс}$.

Время непрерывной работы источника было невелико, так как при температуре 3000 К танталовый кэччер толщиной 0,5 мм испарялся за 24 ч.

Нейтроны. В работе [15] описан источник с интегрированной мишенью для установки TRISTAN в Брукхайвенской национальной лаборатории (США) — масс-сепаратор на реакторе с высокой интенсивностью нейтронов. Целью конструирования источника было получение ионов короткоживущих редкоземельных элементов, образующихся при делении ^{235}U тепловыми нейтронами. При этом авторы

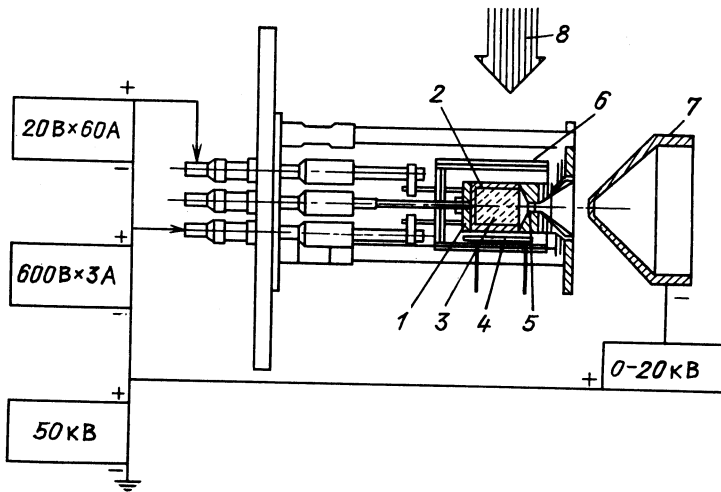


Рис. 9. Ионный источник установки TRISTAN [15]:

1 — танталовая камера; 2 — графитовая камера; 3 — мишень ^{235}U на графитовых дисках; 4 — нить катода (Ta); 5 — ионизатор (Re); 6 — тепловая защита (Ta, Nb); 7 — вытягивающий электрод; 8 — нейтронный пучок

стремились найти компромиссное решение с учетом необходимости поддержания высокой температуры источника, умеренного давления паров внутри него и обеспечения небольшой задержки ионов в объеме. Схема источника показана на рис. 9. В танталовой камере с графитовой внутренней оболочкой помещена мишень обогащенного до 93% ^{235}U , нанесенного на 27 графитовых дисках. Оболочка камеры, сделанная из графита, предотвращает химическую реакцию между UO_2 и Ta. Геометрия ионизатора была выбрана так, чтобы обеспечить быстрый выход ионов радиоактивных элементов, для чего объем источника был сделан малым, около $0,7\text{ см}^3$, а выходное отверстие большим (диаметр его 1,5 мм). С такой геометрией среднее число столкновений частиц с внутренней поверхностью камеры, определяющее задержку из-за адсорбции на поверхности, было равно ~ 500 , т.е. было небольшим.

Камера источника нагревалась электронной бомбардировкой от шести танталовых проволочных нагревателей и экранировалась тепловыми экранами. При изготовлении тепловой защиты конструкторам пришлось учитывать специфику работы источника на нейтронном пучке: экраны состоят из одного слоя танталовой фольги и нескольких слоев ниобиевой фольги, так как Nb имеет меньшее сечение захвата нейтронов и не так сильно активируется в пучке, как Ta. Рабочая температура ионизатора и мишени была 2500 °C при потребляемой нагревателем мощности ~ 2160 Вт. При таких условиях источник непрерывно проработал неделю. С ним были измерены относительные выходы девяти редкоземельных элементов, а также Ga, Ge, As, Y, Zr, Nb, In, Sn, Sb. В работе не приводится значение эффективности источника, подчеркивается только, что она высока для редкоземельных элементов в области масс 162—166. Авторы обращают внимание на два серьезных, по их мнению, препятствия для использования их источника в исследованиях на тепловых нейтронах: во-первых, выход исследованных элементов был мал (мало сечение образования их на тепловых нейтронах). Однако, возможно, на других установках, с иным способом производства изотопов этого ограничения нет. Вторая помеха, обнаруженная при проведении экспериментов, — присутствие фтора, который образует мешающие молекулярные ионы, например BaF с массой 162, имеющий большую активность, чем ^{162}Tb или ^{162}Gd . Источником фтора являлись танталовые детали, при изготовлении которых использовался фреон. (Этот факт еще раз показывает важность тщательного отбора материалов для изготовления деталей источника ионов и технологии их механической обработки).

Следует отметить еще, что применение графита непосредственно в объеме ионизатора ухудшает ионизационные свойства последнего, так как графит имеет тенденцию к распылению и к осаждению на внутренних поверхностях. Кроме того, рабочая температура поверхностно-ионизационного источника для редкоземельных и других трудноионизируемых элементов, исследованных в этой работе, должна быть выше, чем та, при которой использовался описанный источник.

Протоны. Большая программа развития ионных источников для масс-сепаратора на пучке протонов была, как известно, осуществлена на установке «Изольда» в Европейском центре ядерных исследований. Целью программы было повышение выхода короткоживущих радиоактивных продуктов ядерных реакций и расширение диапазона доступных для исследования ядер. В рамках решения этих задач особое внимание уделялось созданию селективных ионно-мишенных систем с возможно малой задержкой частиц. Группой «Изольда» было сконструировано и исследовано несколько вариантов ионных источников в комбинации с различными мишенями. Подробное описание этих устройств можно найти, например, в [16]. Здесь же мы остановимся на одном из вариантов источника типа горячая полость,

краткий анализ которого необходим для дальнейшего изложения.

На рис. 10 [17] изображен источник масс-сепаратора «Изоolda» для производства ионов Yb . Трубчатый вольфрамовый ионизатор одним концом вставлен в транспортную танталовую трубку, соединяющую его с мишенным контейнером, другой конец ионизатора закреплен в пластине, которая является токоподводящей шиной. Мишень представляет собой тонкодисперсный танталовый порошок, упакованный в цилиндр из того же материала, причем мишенный контейнер окружен тепловой защитой из танталовых фольг. Вдоль оси мишенного контейнера пропускается пучок протонов (перпендикулярно плоскости рисунка). Мишень и ионизатор нагреваются

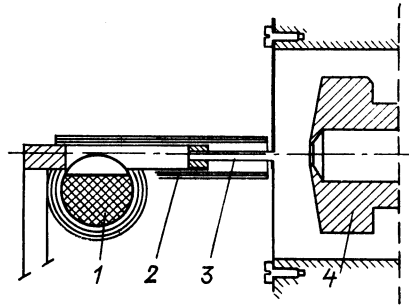


Рис. 10. Ионный источник установки «Изоolda»:

1 — порошковая мишень; 2 — транспортная трубка; 3 — ионизатор; 4 — вытягивающий электрод

проходящим через них электрическим током до температуры соответственно 2400 и 2800 °С, при этом образующиеся в ядерных реакциях атомы радиоактивных элементов диффундируют из мишени и, пройдя транспортную трубку, попадают в ионизатор, из которого они выходят через отверстие диаметром около 3 мм.

На первый взгляд, такой источник не обладает элементной селективностью, поскольку на пути от мишени к ионизатору не предусмотрен этап химической сепарации. Однако в действительности описанная система обладала высокой селективностью по отношению к Yb , так как в ней использовалось различие в энергии десорбции Yb и остальных редкоземельных элементов, так что выход последних подавлялся настолько, что фактор очистки для Yb оказывался равным 10^3 . Это объясняется большой задержкой остальных элементов в порах порошковой мишени, а также на внутренней поверхности транспортной трубки из-за большого времени адсорбции их на тантале и связанного с этим радиоактивного распада. Как будет показано далее, заметную задержку в этом источнике испытывают и атомы Yb , хотя и в значительно меньшей степени.

К недостаткам источника, точнее — всего ионно-мишенного узла — надо отнести необходимость пропускать через мишень большой (800 А) ток для нагревания ее и невозможность использовать

температуру выше 2400°C из-за слипания зерен танталового порошка.

Ионный источник типа горячая полость применялся также в масс-сепараторе «Ирис», установленном на пучке протонов синхротрона Ленинградского института ядерной физики. Здесь мишенью для бомбардирующих протонов служил корпус самого иони-

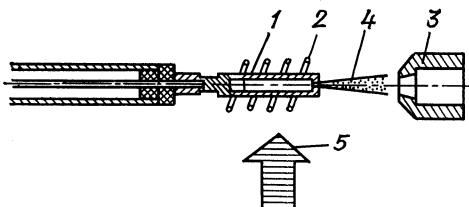


Рис. 11. Схема ионного источника установки «Ирис» на пучке протонов ускорителя ЛИЯФ [18]:

1 — ионизатор-мишень; 2 — катод; 3 — вытягивающий электрод; 4 — ионный пучок; 5 — протонный пучок

затора (рис. 11). Ионизатор нагревался током электронной бомбардировки до 3200 K , что обеспечивало большую эффективность ионизации диффундирующих в его полость радиоактивных ядер, образующихся в веществе стенок ионизатора в результате реакций глубокого расщепления [18].

На установке «Ирис» с этим источником были измерены абсолютные выходы изотопов нескольких редкоземельных элементов. На рис. 12 для сравнения показаны значения выходов изотопов Yb в условиях насыщения на установках «Ирис» и «Изольда». Из рисунка видно, что, несмотря на большую массу мишени, использовавшуюся на установке «Изольда» (примерно в 10 раз больше, чем масса мишени на установке «Ирис»), и на порядок большую интенсивность протонного пучка, а также мелкодисперсный характер мишени, ускоряющий диффузию ядер из зерен мишени, выходы наиболее короткоживущих изотопов Yb не соответствовали приведенным сравнительным данным. Это объясняется, как уже говорилось, существенной задержкой атомов Yb из-за адсорбции на сильно развитой поверхности при диффузии в порах порошковой мишени установки, несмотря на небольшое значение τ для Yb . Задержка приводит к более крутому спаду кривой выходов с уменьшением периодов полу-

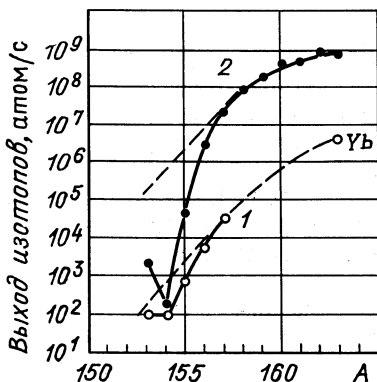


Рис. 12. Выходы изотопов Yb [17, 18]:

1 — установка «Ирис»; 2 — установка «Изольда»

распада изотопов. Особенно заметен провал в выходе наиболее короткоживущего из измеренных изотопов ^{151}Yb с периодом полураспада 0,4 с. В то же время источник, использованный на установке «Ирис», оказался более «быстрым» — кривая выходов изотопов носит более плавный характер, а вход ^{154}Yb лишь немногим меньше, чем на установке «Изольда».

Среди результатов экспериментов на установке «Ирис» с применением указанного источника следует отметить, что были идентифицированы новые изотопы ^{153}Yb ($T_{1/2} = 4,2$ с), ^{156}Yb ($T_{1/2} = 26,7$ с), ^{157}Lu ($T_{1/2} = 5,5$ с), ^{158}Lu ($T_{1/2} = 10,4$ с).

Таким образом, можно сделать вывод, что источник без вложения, подобный использованному на установке «Ирис», особенно целесообразно применять для разделения изотопов с периодами полураспада ≤ 1 с, если интересующие исследователя элементы имеют большое время адсорбции на поверхности. В области же сравнительно долгоживущих изотопов такой источник типа горячая полость теряет свое преимущество быстродействия, и там его следует применять в соединении с более массивными мишенями.

Из приведенных примеров видно, что в области периодов полураспада 0,1—1 с потери сепарируемых изотопов вследствие радиоактивного распада становятся весьма ощутимыми. В настоящее время, как указывается в [19], практическим пределом для масс-сепараторов «на пучке» являются, по-видимому, периоды, равные 1 мс.

Следует отметить некоторые особенности поверхностных ионизаторов, которые приходится учитывать при их применении.

Если ионизация происходит на открытой поверхности или если при применении горячей полости условия в ней не будут соответствовать тем, при которых образуется плазма, то процессы ионизации в источнике происходят в соответствии с уравнением Ленгмюра — Саха. Тогда эффективность ионизации сильно зависит от работы выхода ионизирующей поверхности. Обычно в справочниках указывается значение работы выхода ϕ для чистой поверхности, в условиях же реального эксперимента ионизирующая поверхность может быть покрыта слоем атомов другого элемента, изменяющих ϕ . Например, при оксидировании вольфрама ϕ значительно увеличивается. Но чаще покрытие инородными атомами приводит к уменьшению ϕ и снижению выхода ионизируемых элементов. Такое явление отмечалось, в частности, при применении источника, описанного в [11], если для изготовления ионизатора использовался вольфрам, содержащий примесь лантана, которую невозможно было удалить никаким длительным обезгаживанием. Иногда на масс-спектрах отмечается появление так называемого «гало» вокруг отдельных массовых линий, происхождение которого может быть самым различным. Это, прежде всего, может явиться следствием утечки вещества через другие, не экстракционные, отверстия (негерметичность полости) и ионизации его при этом на внешних деталях источника. При этом происходит не только образование гало, но и большие потери веще-

ства, что наблюдалось, например, в некоторых случаях при использовании источника [11] вследствие появления мелких, малозаметных трещин во время его изготовления. Анализ масс-спектров [2] показывает иногда присутствие не только ионов всех примесей, имеющих в конструкционных материалах и самих конструкционных материалов, но даже дву- и трехкратно заряженных ионов (например, Та), получение которых при термоионизации невозможно. Эти многозарядные ионы возникали при ионизации паров соответствующих элементов электронным ударом от электронов нагревателя и фотоэлектронами, вырывааемыми из вытягивающего электрода световым потоком от нагретого источника. Хорошая очистка вытягивающего электрода от пленок органических веществ уменьшает этот эффект. Удачное взаимное расположение деталей источника также может повлиять на присутствие в масс-спектре посторонних линий. Так, простой перенос отверстия для вакуумирования в кожухе источника в сторону от экстракционного отверстия значительно уменьшает гало [2].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ. ОСНОВНЫЕ СВОЙСТВА ИОННОГО ИСТОЧНИКА ТИПА ГОРЯЧАЯ ПОЛОСТЬ

1. Высокая эффективность ионизации, на несколько порядков превышающая аналогичный показатель на поверхности эмиттеров при той же температуре.
2. Независимость извлекаемого тока ионов от работы выхода ф материала стенок.
3. Теоретически предсказываемые:
 - а) рост эффективности ионизации с увеличением числа столкновений κ -частиц ионизируемого вещества со стенками полости;
 - б) существование оптимального значения $\kappa_{\text{опт}}$, при котором выход радиоактивного изотопа, получаемого при работе масс-сепаратора «на пучке», максимален.
4. Снижение эффективности ионизации (вплоть до значений, меньших, чем рассчитываемые по формуле Ленгмюра) при наличии легкоионизируемых примесей в объеме источника и необходимость, вследствие этого, достаточного хорошего обезгаживания.
5. Наиболее выгодная область применения — получение ионов короткоживущих ($T_{1/2} < 1\text{с}$) изотопов трудноионизируемых ($6 < V_i < 8$ эВ) элементов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Зандберг Э. Я., Ионов Н. И. Поверхностная ионизация. М.: Наука, 1969.
2. Kirchner R. // Nucl. Instrum. and Methods. 1981. Vol. 186. P. 275—293.
3. Latuszynski A., Raiko V. J. // Nucl. Instrum. and Methods. 1975. Vol. 125. P. 61—66.
4. Afanas'ev V. P., Obukhov V. A., Raiko V. J. // Nucl. Instrum. and Methods. 1977. Vol. 145. P. 533—536.
5. Huyse M. // Nucl. Instrum. and Methods. 1983. Vol. 215. P. 1—5.

6. Байер Г. Ю., Новгородов А. Ф., Халкин В. А. Препринт ОИЯИ Р6-9917, Дубна, 1976.
7. Ионов Н. И., Маринова Ц. С., Якшинский Б. В. //ФТТ. 1972. Т. 14. Вып. 11. С. 3181—3185.
8. Daley H. L., Yahiku A. Y., Perel J. //J. Chem. Phys. 1970. Vol. 52. N 7. P. 3577—3579.
9. Muller R., Wassmuth H.-W. //Surface Science. 1973. Vol. 34. P. 249—267.
10. Афанасьев В. П., Обухов В. А. Сообщение ОИЯИ Р13-11698, Дубна, 1978.
11. Beyer G. J., Herrmann E., Piotrowski A. e.a. //Nucl. Instrum. and Methods. 1971. Vol. 96. P. 437—439.
12. Карнаухов В. А., Петров Л. А. Ядра, удаленные от линии бета-стабильности. М.: Энергоиздат, 1981: Karnaukhov V. A., Bogdanov D. D., Demyanov A. V. e.a. //Nucl. Instrum. and Methods. 1974. Vol. 120. P. 69—76.
13. Kirchner R., Burkhard K. H., Huller W., Klepper O. //Nucl. Instrum. and Methods. 1981. Vol. 186. P. 295—305.
14. Nitchke J. M. //Nucl. Instrum. and Methods. 1985. Vol. 236. P. 1—16.
15. Piotrowski A., Gill R. L., McDonald D. C. //Nucl. Instrum. and Methods. 1984. Vol. 224. P. 1—4.
16. Ravn H. L., Sundell S., Westgaard L. //Nucl. Instrum. and Methods. 1975. Vol. 123. P. 131—144.
17. Ravn H. L. //Phys. Repts. 1979. Vol. 54. P. 201—259.
18. Афанасьев В. П., Батист Л. X., Берлович Э. Е. и др. Препринт ЛИЯФ № 532, 1979.
19. Hansen P. G. //Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 1979. Vol. 29. P. 69—119.
20. Kirchner R., Piotrowski A. //Nucl. Instrum. and Methods. 1978. Vol. 153. P. 291—292.