

11698

СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА



Экз. Чит. 11698  
P13 - 11698

В.П.Афанасьев, В.А.Обухов

О ВЫХОДЕ РАДИОАКТИВНЫХ ЯДЕР  
ИЗ МИШЕНИ-ИСТОЧНИКА  
С ПОВЕРХНОСТНОЙ ИОНИЗАЦИЕЙ  
ПРИ РАБОТЕ МАСС-СЕПАРАТОРА НА ПУЧКЕ

**1978**

P13 - 11698

В.П.Афанасьев, В.А.Обухов \*

О ВЫХОДЕ РАДИОАКТИВНЫХ ЯДЕР  
ИЗ МИШЕНИ-ИСТОЧНИКА  
С ПОВЕРХНОСТНОЙ ИОНИЗАЦИЕЙ  
ПРИ РАБОТЕ МАСС-СЕПАРАТОРА НА ПУЧКЕ

---

\* Московский авиационный институт им. С.Орджоникидзе.

Афанасьев В.П., Обухов В.А.

P13 - 11698

О выходе радиоактивных ядер из мишени-источника с поверхностной ионизацией при работе масс-сепаратора на пучке

Проведен краткий теоретический анализ работы источника-мишени с поверхностной ионизацией для масс-сепаратора, работающего на пучке. Выведены формулы для расчета скорости выхода ионов радиоактивных изотопов из источника-мишени с учетом времени адсорбции частиц на поверхности ионизатора и числа столкновений.

Указаны предельная величина скорости выхода ионов и оптимальное число столкновений.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1978

Afanas'ev V.P., Obukhov V.A.

P13 - 11698

Yield of the Radioactive Nuclei from Integrated Source with Surface Ionization of on-Line Mass-Separator

A theoretical study is performed for the yield of the radioactive element ions from the integrated source of mass-separator running on-line with accelerator. The formulae for yield of ions from surface ionizator with the enclosed wire target and from hollow ionizator are deduced taking into account the adsorbion time and the mean number of collisions of every particle with surface. From obtained expressions the highest possible yield of the radioactive nuclei and the optimal number of collisions are deduced which values may be used when choosing the geometry and the running conditions for the ion source of the on-line mass-separator.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1978

## 1. ВЫВОД ФОРМУЛЫ ДЛЯ СКОРОСТИ ВЫХОДА ИОНОВ РАДИОАКТИВНЫХ ИЗОТОПОВ ИЗ ИСТОЧНИКА-МИШЕНИ

В работе<sup>1/</sup> было показано, что эффективность ионизации атомов в полости ионного источника с поверхностной ионизацией  $\beta$  увеличивается с увеличением числа соударений атомов со стенками полости  $k$ . В то же время увеличивается с ростом числа соударений и время пребывания атомов в источнике  $\tau_0^*$ . При разделении в масс-сепараторе радиоактивных изотопов, в особенности короткоживущих, необходимо, следовательно, учитывать оба этих фактора, влияющих противоположным образом на выход ионов радиоактивных изотопов из ионного источника.

Ниже дается вывод выражения для числа радиоактивных ядер, выходящих из источника в единицу времени при работе масс-сепаратора на линии с ускорителем. При этом рассматривается совмещенный источник-мишень /мишень из тугоплавкого вещества помещена в полость ионизатора источника или сам ионизатор является мишенью/. Такая система позволяет уменьшить время задержки ядер в ней и поддерживать более высокую рабочую температуру мишени.

Процессы в источнике-мишени будем считать установившимися, что всегда имеет место в реальных условиях для короткоживущих ядер.

При сделанных допущениях уравнение баланса числа радиоактивных ядер в ионизаторе записывается так:

$$-SD \nabla c - \lambda(n_s + n_y) - p = 0.$$

/1/

Здесь первое слагаемое - определяемый 1-м законом диффузии Фика поток частиц в единицу времени, диффундирующих из мишени на границу раздела мишень-полость ионного источника, т.е. на поверхность мишени  $S$ ;  $D$  - коэффициент диффузии радиоактивных ядер в веществе;  $\nabla$  - оператор Гамильтона;  $c$  - концентрация радиоактивных ядер в мишени;  $n_s$  - число радиоактивных ядер, находящихся в данный момент на поверхности мишени;  $n_v$  - число радиоактивных ядер, находящихся в данный момент в объеме полости;  $\lambda$  - постоянная радиоактивного распада;  $n$  - число радиоактивных ядер, выходящих в единицу времени из ионного источника наружу.

Отсюда

$$n = -SD\nabla c - \lambda(n_s + n_v). \quad /2/$$

С другой стороны, ввиду того, что среднее время пребывания частицы в полости ионного источника равно  $r_0^{*2}/1$ , очевидно, что

$$n = \frac{n_s + n_v}{r_0^*}. \quad /3/$$

Отсюда

$$n_s + n_v = nr_0^*. \quad /4/$$

Подставляя это в /2/, получим

$$n = \frac{-SD\nabla c}{1 + \lambda r_0^*}. \quad /5/$$

В этом выражении неизвестна величина  $\nabla c$ . Чтобы ее найти, необходимо решить уравнение баланса числа радиоактивных ядер в мишени /2/. Если мишень представляет собой проволоку, длина которой много больше ее радиуса  $R$  /проволока, видимо, более удобна в данной системе, чем, например, порошковые мишени/, урав-

нение баланса для числа ядер какого-либо изотопа, образующихся в мишени под воздействием облучения частицами высоких энергий и диффундирующих к поверхности мишени, записывается в цилиндрических координатах так:

$$rc'' + c' - \frac{\lambda}{D}rc = -\frac{\sigma\rho P}{D}r. \quad /6/$$

Здесь  $c$  - концентрация радиоактивных ядер в мишени,  $\sigma$  - сечение образования радиоактивных ядер данного изотопа,  $P$  - плотность потока частиц высоких энергий ( $1/\text{см}^2\cdot\text{с}$ ),  $r$  - текущий радиус мишени,  $\rho$  - плотность вещества мишени ( $\text{яд.}/\text{см}^3$ ).

В качестве 1-го граничного условия для уравнения /6/ имеем:

$$\frac{\partial c}{\partial r} \Big|_{r=0} = 0. \quad /7/$$

В качестве 2-го граничного условия приближенно можно написать:

$$c \Big|_{r=R} = 0. \quad /8/$$

Используя эти граничные условия и принимая во внимание, что левая часть дифференциального уравнения /6/ есть частный случай уравнения Бесселя, находим общее решение уравнения /6/:

$$c = \frac{b}{a} \left[ 1 - \frac{I_0(r\sqrt{a})}{I_0(R\sqrt{a})} \right]. \quad /9/$$

Здесь:

$$b = \frac{\sigma\rho P}{D}; \quad a = \frac{\lambda}{D};$$

$I_0(r\sqrt{a})$  - функция Бесселя 1-го рода нулевого порядка. Отсюда

$$\frac{\partial c}{\partial r} \Big|_{r=R} = -\frac{b}{a} \cdot \frac{I_1(R\sqrt{a})}{I_0(R\sqrt{a})} \quad /10/$$

Здесь  $I_1 = (I_0)_{r\sqrt{a}}' \cdot \sqrt{a}$  - функция Бесселя 1-го рода 1-го порядка. Подставляя  $\frac{\partial c}{\partial r} \Big|_{r=R}$  из /10/ в /5/, получим

$$n = \frac{\sigma \rho P S}{1 + \lambda \tau_0^*} \cdot \frac{I_1(R\sqrt{a})}{I_0(R\sqrt{a})} \cdot \sqrt{\frac{D}{\lambda}} \quad /11/$$

Если коэффициент ионизации в источнике с поверхностной ионизацией есть  $\beta(\kappa)^{1/2}$ , то доля ионизованных атомов, т.е. число ионов  $n_1$ , вылетающих из источника в единицу времени, есть

$$n_1 = \beta(\kappa) \cdot n = \frac{\beta(\kappa)}{1 + \lambda \tau_0^*} \cdot \frac{I_1(R\sqrt{a})}{I_0(R\sqrt{a})} \cdot \sigma \rho P S \sqrt{\frac{D}{\lambda}} \quad /12/$$

При установившемся процессе имеет место равновесие между скоростью выхода ионов из источника и скоростью распада радиоактивных ядер на коллекторе масс-сепаратора /коэффициент пропускания масс-сепаратора считаем равным единице/. Таким образом, активность изотопа с постоянной распада  $\lambda$  на коллекторе дается выражением /12/. /Для короткоживущих ядер и тугоплавких мишеней отношение  $I_1(R\sqrt{a})/I_0(R\sqrt{a}) \approx 1$  и во многих случаях, когда  $R$  не слишком мало, его можно опустить/.

Подставляя значения  $\beta(\kappa)$  и  $\tau_0^*$ , полученные в работе /1/, и произведя некоторые преобразования, получим более удобную для расчетов формулу:

$$n_1 = \frac{1}{1 + \lambda \tau_1 \left(1 + \frac{1}{\frac{a}{\lambda \tau_1 \kappa}}\right) \left(1 + \frac{\kappa}{N}\right)} \cdot \frac{I_1(R\sqrt{a})}{I_0(R\sqrt{a})} \cdot \sigma \rho P S \sqrt{\frac{D}{\lambda}} \quad /13/$$

Здесь  $\tau_1$  - среднее время пребывания ионов в адсорбированном состоянии на поверхности мишени<sup>1/2</sup>,  $a_s$  - степень ионизации по Саха-Лэнгмюру,  $N = \frac{a^*}{a_s}$ ,  $a^*$  -

- степень ионизации в ионном источнике.

Если ионизатор используется без какого-либо наполнения, т.е. мишенью является вещество самого ионизатора, формула для расчета выходов радиоактивных изотопов из источника имеет несколько иной вид. Так как толщина стенок цилиндрического ионизатора мала по сравнению с его радиусом, можно приближенно рассматривать цилиндрический ионизатор как свернутую в трубку плоскую мишень. Здесь имеет место случай одномерной диффузии, при этом в расчет принимается только половина диффундирующих из мишени частиц /остальная половина диффундирует через наружную поверхность цилиндрического ионизатора и не попадает на коллектор масс-сепаратора/.

Таким образом, с указанной поправкой, число продиффундировавших из стенок ионизатора /толщина стенок =  $d$  / в полость источника частиц равно

$$\sigma \rho P S \sqrt{\frac{D}{\lambda}} \cdot \text{th}\left(\frac{d}{2} \sqrt{\frac{\lambda}{D}}\right) \quad /см.^{1/2}/$$

Отсюда

$$n_1 = \frac{1}{1 + \lambda \tau_1 \left(1 + \frac{1}{\frac{a_s}{\lambda \tau_1 \kappa}}\right) \left(1 + \frac{\kappa}{N}\right)} \cdot \sigma \rho P S \sqrt{\frac{D}{\lambda}} \cdot \text{th}\left(\frac{d}{2} \sqrt{\frac{\lambda}{D}}\right) \quad /14/$$

Здесь за величину  $S$  принимается внутренняя поверхность полости ионизатора.

Относительно  $\text{th}\left(\frac{d}{2} \sqrt{\frac{\lambda}{D}}\right)$  можно сделать замечание, аналогичное сделанному по отношению величины  $\frac{I_1(R\sqrt{a})}{I_0(R\sqrt{a})}$ .

## 2. О ПРЕДЕЛЬНОЙ СКОРОСТИ ВЫХОДА РАДИОАКТИВНЫХ ЯДЕР

Интересно исследовать зависимость числа ионов радиоактивных изотопов, извлекаемых из ионного источника масс-сепаратора в единицу времени, от величины поверхности мишени. Проще и нагляднее провести такое исследование для случая ионизатора без наполнения, при этом мы должны применять формулу /14/.

Из /14/ видно, что скорость выхода ионов с увеличением поверхности мишени увеличивается. Однако это увеличение скорости выхода имеет предел. Чтобы показать это, представим выражение /14/ в таком виде:

$$n_i = A \cdot \frac{S_{\text{отв}} \cdot \frac{S}{S_{\text{отв}}}}{1 + \lambda r_i \left(1 + \frac{1}{\alpha_s \lambda r_i \kappa}\right) \left(1 + \frac{\kappa}{N}\right)}$$

Здесь  $S_{\text{отв}}$  - площадь выходного отверстия ионизатора. Символом  $A$  обозначено произведение  $\sigma_p P \sqrt{\frac{D}{\lambda}} \cdot \text{th}\left(\frac{d}{2} \sqrt{\frac{\lambda}{D}}\right)$ .

Поскольку для полого ионизатора без вкладыша  $\frac{S}{S_{\text{отв}}}$

равно  $\kappa$  - среднему числу столкновений, которое частица испытывает со стенками полости до вылета ее из ионизатора, можно написать:

$$n_i = A \cdot \frac{S_{\text{отв}} \cdot \kappa}{1 + \lambda r_i \left(1 + \frac{1}{\alpha_s \lambda r_i \kappa}\right) \left(1 + \frac{\kappa}{N}\right)} \quad /15/$$

Разделим числитель и знаменатель /15/ на  $\kappa$  и найдем предел величины  $n_i$  при  $\kappa \rightarrow \infty$ , т.е. при  $S \rightarrow \infty$ . /Остальные величины, входящие в формулу, считаем постоянными/.

$$\lim_{\kappa \rightarrow \infty} n_i = A \cdot S_{\text{отв}} \cdot \frac{N}{\lambda r_i} \quad /16/$$

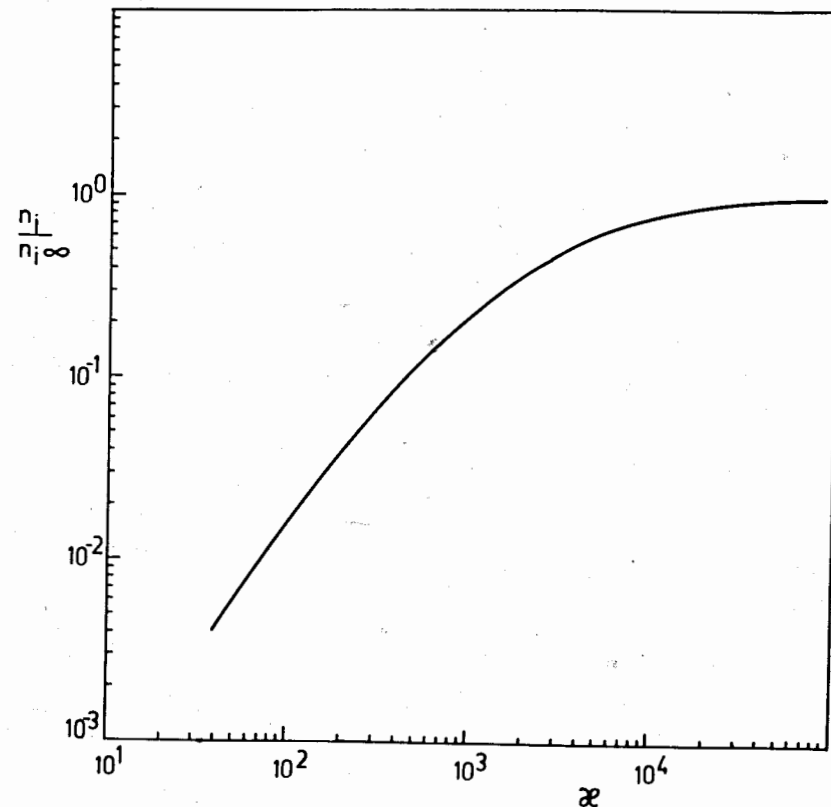


Рис.1. Отношение скорости выхода  $^{124}\text{Ce}$  к максимальной скорости для вольфрамового ионизатора в зависимости от среднего числа столкновений  $\kappa$  при постоянной площади отверстия.  $T=3000\text{ K}$ ,  $N=10^2$ .

Таким образом, при данных рабочих условиях /т.е. при данных температуре ионизатора и плотности извлекаемого тока стабильных + радиоактивных ионов/ скорость выхода ионов радиоактивных изотопов растет с увеличением поверхности ионизатора-мишени лишь до определенного значения, устанавливаемого соотношением /16/. Зависимость  $n_i = f(\kappa)$  будет иметь вид, изображенный на рис. 1. Это объясняется увеличением среднего времени задержки частиц в источнике из-за адсорбции их

на поверхности, что компенсирует рост числа частиц, продиффундировавших из стенок ионизатора в полость. Очевидно, что для рассмотренного случая увеличивать сверх некоторой величины поверхность ионизатора-мишени, оставляя неизменной площадь выходного отверстия, - бесполезно./Надо учитывать также, что при большой массе ионизатора достижение высокой температуры, необходимой для работы ионного источника с поверхностной ионизацией, затруднительно/.

В этом - одно из проявлений общей зависимости работы такого источника в режиме "на пучке" от времени адсорбции  $\tau_1$  и среднего числа столкновений  $\kappa$ .

### 3. ОБ ОПТИМАЛЬНОМ ЧИСЛЕ СТОЛКНОВЕНИЙ

Отметим еще одно проявление зависимости скорости выхода ионов от  $\kappa$ . Будем изменять величину  $\kappa$  за счет изменения площади  $S_{\text{отв}}$  выходного отверстия ионизатора, оставляя постоянной величину поверхности  $S$  и все остальные величины, входящие в формулу /14/. Можно показать при этом, что функция  $n_i = f(\kappa)$  имеет максимум в точке

$$\kappa_{\text{opt}} = \sqrt{\frac{N}{\lambda r_1 a_s}}$$

/17/

/Значение  $\kappa_{\text{opt}}$  можно найти по обычным правилам нахождения максимума функции/. Следовательно, если  $S = \text{const}$ ., скорость выхода ионов из ионизатора-мишени достигает наибольшего значения при некотором оптимальном числе столкновений  $\kappa_{\text{opt}}$ , т.е. при некоторой оптимальной площади отверстия, затем начинает уменьшаться /см. рис. 2/. Может оказаться, что оптимальная величина отверстия является недопустимо большой, что может привести к дефокусировке линий масс на коллекторе, поэтому в реальных условиях необходимо, по-видимому, прибегнуть к компромиссу между наилучшей фокусировкой линий и наибольшей возможной величиной активности разделяемых изотопов.

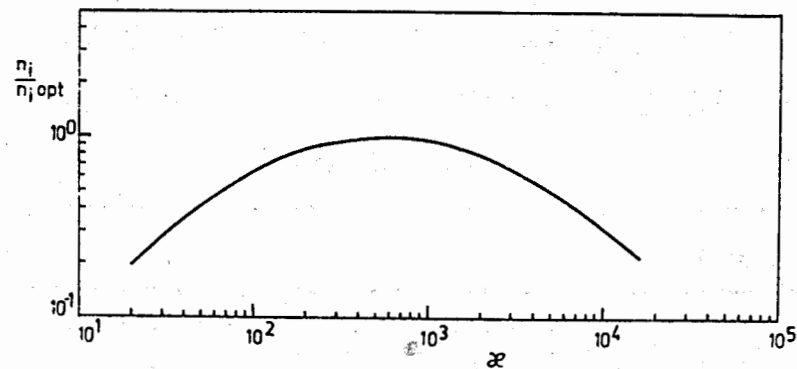


Рис.2. Отношение скорости выхода  $^{124}\text{Ce}$  к максимальной для вольфрамового ионизатора в зависимости от среднего числа столкновений  $\kappa$  при постоянной величине  $S$  поверхности ионизатора.  $T=3000\text{ K}$ ,  $N=10^2$ .

### ВЫВОДЫ

1. Проведен анализ работы источника-мишени с поверхностной ионизацией для ISOL-систем с учетом влияния числа столкновений частиц с поверхностью;
2. Получены формулы для расчета скорости выхода ионов радиоактивных изотопов /равной активности на коллекторе/ из источника-мишени при разных условиях;
3. Указаны предельная величина скорости выхода ионов при данных рабочих условиях и оптимальное значение числа столкновений частиц с поверхностью ионизатора-мишени при постоянной величине поверхности.

В заключение авторы благодарят Е.П.Жидкова за консультацию.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Афанасьев В.П., Обухов В.А., Райко В.И. ОИЯИ, Р6-10031, Дубна, 1976.
2. Latuszynski A. JINR, E6-8057, Dubna, 1974.

Рукопись поступила в издательский отдел  
26 июня 1978 года.