

T-19

11/II-69

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P13 - 4219



Н.И.Тарантин, А.П.Кабаченко, А.В.Демьянов

ГАЗОРАЗРЯДНЫЙ ИОННЫЙ ИСТОЧНИК
ДЛЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО МАСС-СЕПАРАТОРА
В ЛИНИИ С ЦИКЛОТРОНОМ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ
(Часть II)

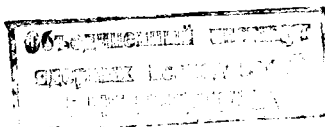
АБСОЛЮТНО НЕЗАВИСИМЫЙ

1968

P13 - 4219

Н.И.Тарантин, А.П.Кабаченко, А.В.Демьянов

**ГАЗОРАЗРЯДНЫЙ ИОННЫЙ ИСТОЧНИК
ДЛЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО МАСС-СЕПАРАТОРА
В ЛИНИИ С ЦИКЛОТРОНОМ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ
(Часть II)**



7649/2 нр.

1. В работе /1/ дано описание конструкции ионного источника для электромагнитного масс-сепаратора, работающего в линии с циклотроном тяжелых ионов. В той же работе приведены основные характеристики режимов разряда описанного ионного источника, представляющего собою газоразрядный источник инверсо-магнетронного типа, и даны результаты измерений его эффективности при работе "вне линии" и "в линии".

В настоящей статье, являющейся продолжением работы /1/, приводятся результаты измерений быстроты действия ионного источника. Эти результаты получены в опытах с короткоживущими продуктами ядерных реакций при работе масс-сепаратора в линии с циклотроном тяжелых ионов.

2. Схема расположения электромагнитного масс-сепаратора на пучке тяжелых ионов ("ЭМСНАПТИ") приведена на рис. 1. Основные элементы линии "циклотрон тяжелых ионов - электромагнитный масс-сепаратор - счетчик ядерных излучений - амплитудно-временной анализатор" показаны на рис. 2. Назначение отдельных элементов объясняется ниже.

Отклонение пучка тяжелых ионов на мишень и его фокусировка производятся с помощью отклоняющего электромагнита (3, рис. 1) и двух дублетов магнитных квадрупольных линз. Величина потока тяжелых ионов, бомбардирующих мишень, определяется в процессе предварительной юстировки пучка путем непосредственного измерения (23, рис. 2), а во время работы масс-сепаратора, когда на корпус ионного источника (4) подается потенциал +40 кв, - по току на сетку цилиндра (2), задерживающую приблизительную одну пятую часть всех ионов, бомбардирующих мишень.

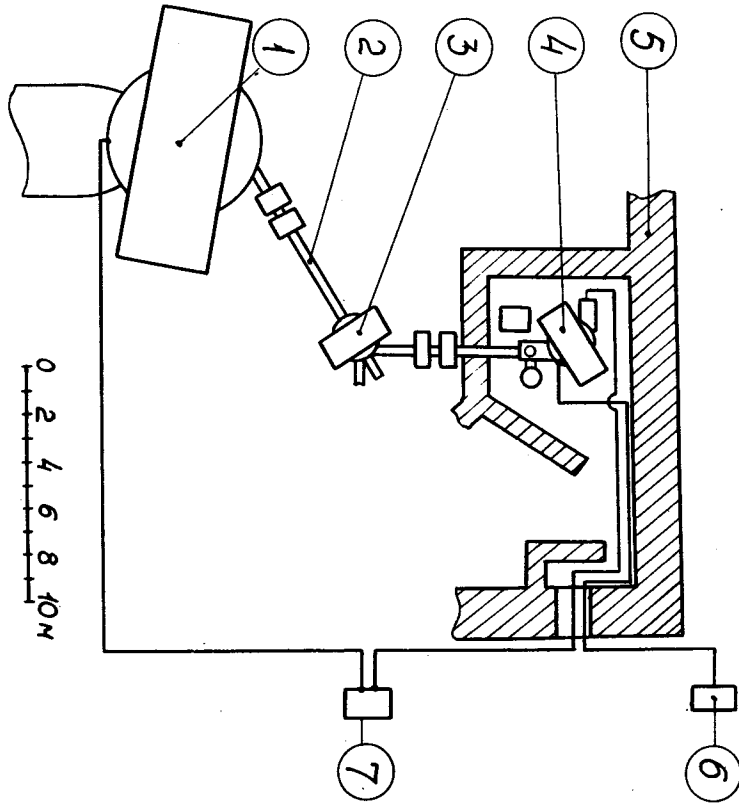


Рис.1. Схема размещения электромагнитного масс-сепаратора. 1. Циклотрон тяжелых ионов У-300. 2. Ионопровод с дублетами магнитных квадрупольных линз. 3. Отклоняющий электромагнит. 4. Электромагнитный масс-сепаратор. 5. Биологическая защита. 6. Пульт управления электромагнитным масс-сепаратором. 7. Измерительная аппаратура.

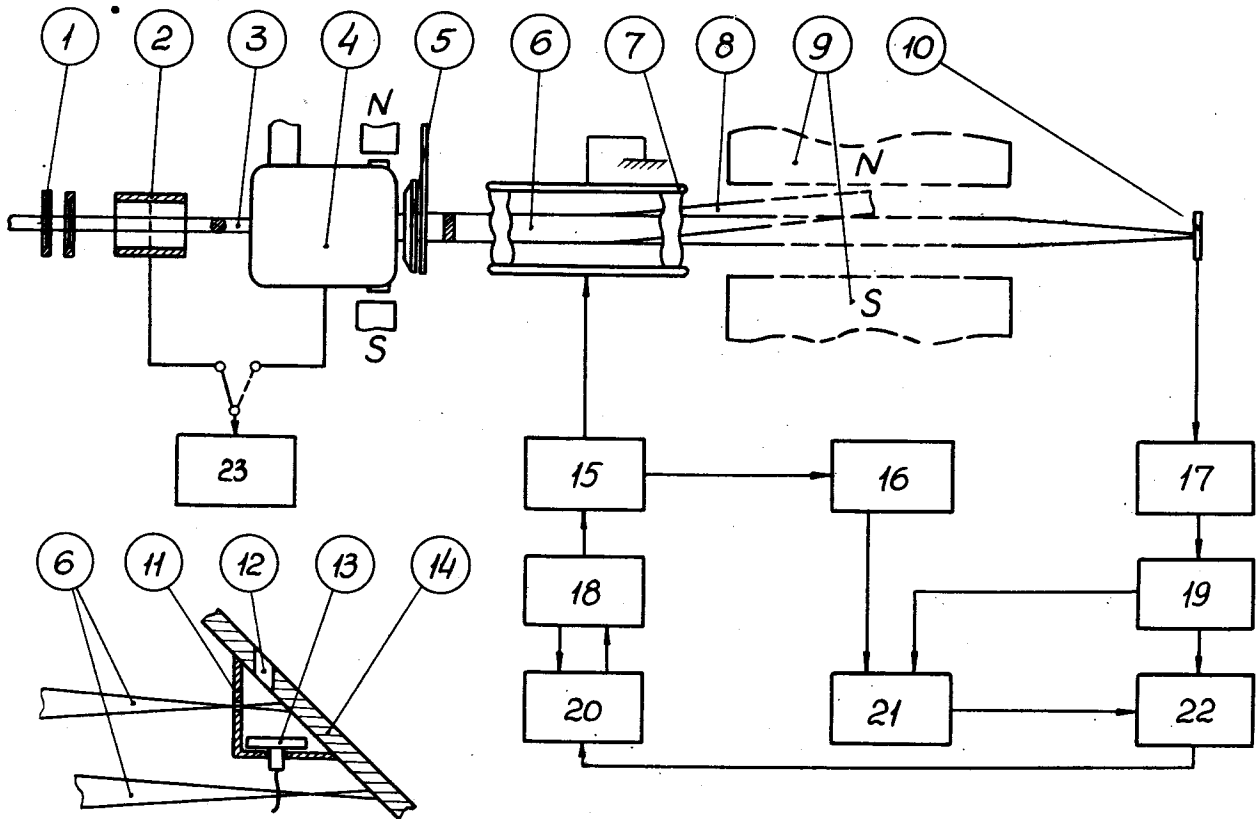


Рис.2. Основные элементы линии "циклотрон тяжелых ионов - электромагнитный масс-сепаратор - счетчик ядерных излучений - амплитудно-временной анализатор". 1. Система фольг для снижения энергии бомбардирующих ионов. 2. Цилиндр с сеткой. 3. Пучок ускоренных на циклотроне тяжелых ионов. 4. Ионный источник электромагнитного масс-сепаратора. 5. Электростатическая ионная оптика масс-сепаратора. 6. Пучок сепарируемых ионов. 7. Отклоняющий конденсатор. 8. Пучок сепарируемых ионов после отклонения.

8. Полюсные наконечники электромагнита. 10. Приемник сепарированных ионов. 11. Кожух полупроводникового счетчика. 12. Отверстие для проверки и калибровки полупроводникового счетчика с помощью α -активного препарата. 13. Поверхностно-барьерный кремниевый счетчик. 14. Плато приемника. 15. Триггер. 16. Блок управления циклотроном. 17. Предусилитель. 18. Электронный датчик времени. 19. Усилитель. 20. 4096-канальный анализатор импульсов. 21. Электронный клапан. 22. Линейная схема пропуска. 23. Измеритель и интегратор тока бомбардирующих ионов.

Для снижения энергии бомбардирующих ионов, с целью изменения выхода продуктов ядерных реакций, используется система (1) алюминиевых фольг с дискретным набором толщины от нуля до 80-ти мк через каждые 10 мк.

Регистрация и измерение энергии α -частиц, сопровождающих распад сепарированных радиоактивных ядер, осуществляются поверхностно-барьерным кремниевым счетчиком (13) с площадью счетной поверхности $\approx 150 \text{ мм}^2$. Счетчик располагается в защитном кожухе (11), предохраняющем полупроводниковый детектор от непосредственного воздействия пучков сепарированных ионов и интенсивного света, излучаемого катодом ионного источника. В передней стенке кожуха имеется отверстие размером 4 мм в направлении радиального сечения пучка и 10 мм - в направлении аксиального для прохода пучка сепарированных ионов, сфокусированного в двух взаимно перпендикулярных направлениях. Сепарированные ионы попадают на полированную медную поверхность плато приемника (14), внедряясь на глубину нескольких атомных слоев. Телесный угол конуса пучка регистрируемых счетчиком α -частиц, испускаемых при распаде сепарированных атомов, составляет 15% от 4π стерад.

Для установки входного отверстия кожуха в фокусе пучка ионов заданной массы используется перемещение плато приемника с помощью специальных приводов без нарушения вакуума в объеме сепаратора.

Импульсы с полупроводникового счетчика после усиления (17,19) подаются на вход электронного клапана (21) и одновременно на вход линейной схемы пропускания (22), которая открывается только во время "отдыха" циклотрона, работающего в режиме прерывного ускорения. Этим исключается фон, обусловленный электрическими помехами, возникающими при работе циклотрона.

Необходимый для измерения периодов полураспада продуктов ядерных реакций режим периодического накопления и последующего счета осуществляется с помощью схемы временного анализа с прерыванием пучка сепарируемых ионов. Время накопления задается электронным датчиком (18). По прошествии этого времени на нижнюю пластину конденсатора (7) с помощью триггера (15) подается потенциал +5 кв, в результате чего ионный пучок

масс-сепаратора быстро (за 0,01 мсек) отклоняется вверх, и накопленные продукты ядерных реакций на приемнике (10) сепаратора прекращаются. Одновременно с этим включается амплитудно-временной анализатор (20). По завершении программы анализа снова включается электронный датчик времени (18); на время, задаваемое этим датчиком, отклоняющий потенциал с нижней пластины конденсатора снимается, и вновь продукты ядерных реакций накапливаются на приемнике сепаратора.

Связь триггера (15) с блоком (16) управления циклотроном используется в специальном случае для прерывания пучка циклотрона.

3. Для проверки быстроты действия ионного источника /1/ в режиме "в линии", определяющей по существу возможность использования масс-сепаратора для идентификации и изучения свойств быстрораспадающихся радиоактивных ядер, были проведены опыты по наблюдению короткоживущих изотопов радия и радона.

Изотопы радия получались путем бомбардировки ускоренными ионами ^{12}C мишени из окиси свинца, нанесенной на 5-микронную алюминиевую фольгу. Выведенные из циклотрона ионы ^{12}C имели энергию $\approx 81 \text{ Мэв}$, а после прохождения через подложку мишени их энергия снижалась в слое окиси свинца ($\approx 0,5 \text{ мг/см}^2$) до 78-77 мэв. Возможные при этой энергии продукты ядерных реакций представлены ниже:



где $x = 3-5$.

Альфа-распад этих продуктов приводил к образованию изотопов радона $^{209-213}\text{Rn}$.

Спектры энергий α -частиц продуктов ядерных реакций, сепарированных в режиме "в линии", и их дочерних ядер приведены на рис. 3. Эти спектры получены при размещении полупроводникового счетчика последовательно в фокусах пучков ионов с массовыми числами от $A=212$ до $A=215$.

Калибровка и контроль шкалы масс электромагнитного сепаратора в этих экспериментах осуществлялись по току однозарядных ионов окиси

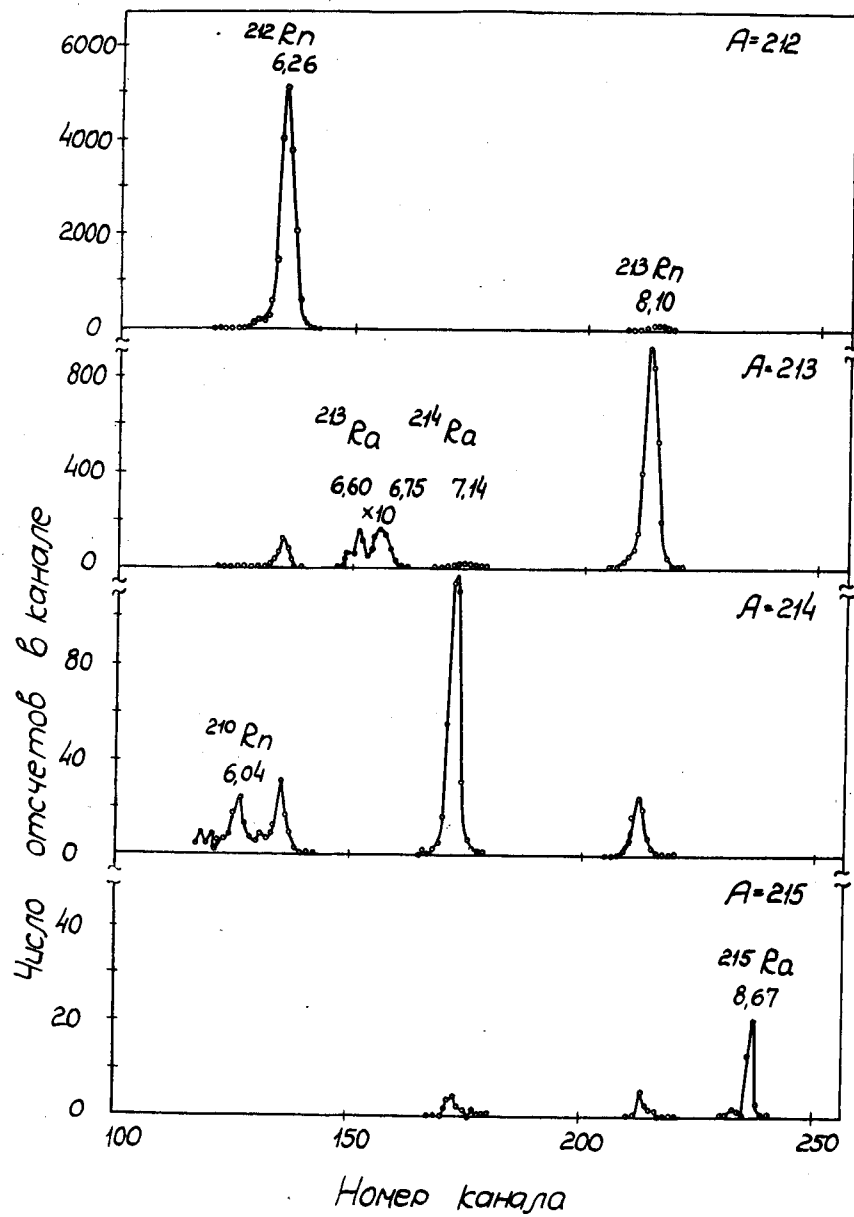


Рис.3. Спектры энергий α -частиц продуктов ядерных реакций $^{208-210}\text{Pb} + ^{13}\text{C}$ и их дочерних ядер, разделенных на электромагнитном масс-сепараторе в режиме "в линии". Массовое число сепарируемых ионов дается в верхнем правом углу.

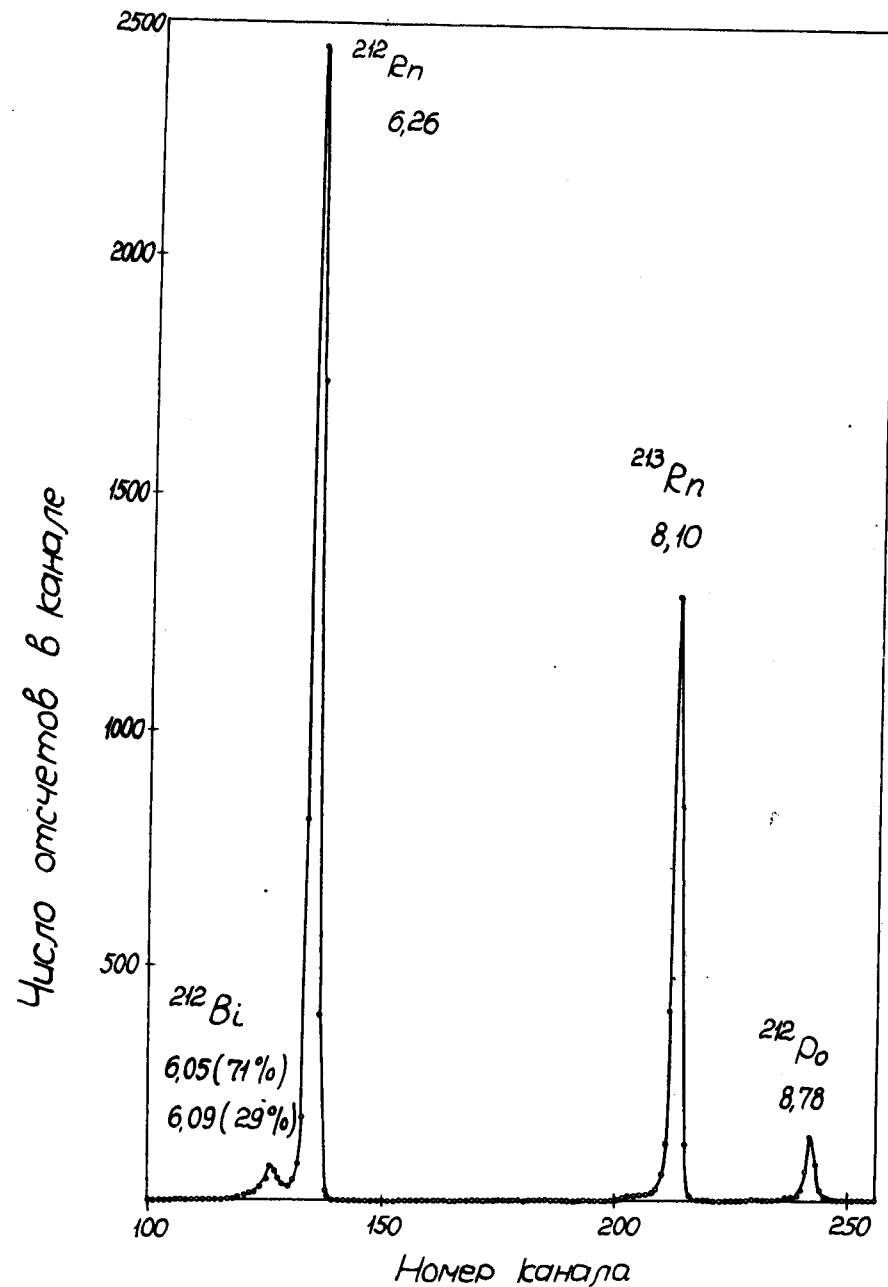


Рис.4. Спектр энергий α -частиц ^{212}Rn и ^{213}Rn . В качестве эталона используется препарат ^{212}Bi и ^{212}Po .

тантала TaO (молекулярный вес 187) на тонкий (≈ 1 мм) вертикально укрепленный на приемнике измерительный зонд. В качестве дополнительного контроля использовался пучок ионов двуокиси тантала TaO₂ (молекулярный вес 213), наблюдаемый визуально перед началом опытов "в линии".

Радиоактивные ядра, испускающие α -частицы с энергиями 6,60 и 6,75, 7,14, 8,67 Мэв, которые были зарегистрированы в положениях счетчика, отвечающих соответственно массовым числам 213, 214, 215, были идентифицированы как изотопы радия ²¹³Ra, ²¹⁴Ra и ²¹⁵Ra, а излучатели с энергиями α -частиц 6,26, 8,10, 6,04 Мэв, наблюдаемые в позициях A=212; 213, 214, были отождествлены с изотопами радона ²¹²Rn, ²¹³Rn, ²¹⁰Rn, образующимися в результате α -распада изотопов радия до или после их электромагнитной сепарации.

При измерении энергии α -частиц в качестве эталона использовался препарат ²¹²Bi и ²¹²Po ($E_\alpha = 6,05, 6,09$ и $8,78$ Мэв /2/), приготовленный путем электростатического осаждения ²²⁰Rn, эманурующего из гидроксиды тория. Один из примеров измерения энергии α -частиц ²¹²Rn и ²¹³Rn приведен на рис. 4. Точность определения энергии α -частиц составляет $\pm 0,02$ Мэв.

На рис. 5 и 6 даны иллюстрации к измерению периодов полураспада тех же изотопов радона. Полученные значения периодов полураспада равны 23 ± 1 мин для ²¹²Rn и $20,5 \pm 1$ мсек - для ²¹³Rn.

Приведенные выше значения энергий α -частиц и периодов полураспада изотопов радия и радона дополняют результаты ранее опубликованных работ (см., например, /2/, а также работы /3-9/, не представленные в /2/).

Альфа-активные ядра с массовыми числами A=216 и 217 в этих экспериментах не наблюдались. Это, по-видимому, обусловлено тем, что время жизни пока еще неизвестных изотопов ²¹⁶Ra и ²¹⁷Ra значительно короче времени, необходимого для проведения их электромагнитной сепарации.

Уже сам факт наблюдения среди сепарированных продуктов ядерных реакций ²¹³Rn, имеющего период полураспада 20,5 мсек, и ²¹⁵Ra,

живущего, по данным работы /9/ и предварительным нашим данным, $\approx 1,6$ мсек, в определенной мере характеризует быстроту действия масс-сепаратора. Однако для более точного определения этого параметра установки были сделаны специальные измерения.

4. Быстрота действия электромагнитного масс-сепаратора, определяемая по существу временем пребывания в источнике ионизуемых атомов, находилась по скорости изменения потока извлекаемых из источника ионов после окончания бомбардировки мишени пучком ускоренных частиц. Необходимый в этих опытах режим прерывного ускорения задавался электронным датчиком времени (18, рис. 2) через триггер (15) и блок управления циклотроном (16). Ионный пучок масс-сепаратора не прерывался.

Одна из кривых изменения активности сепарируемых атомов ²¹³Rn ($E_\alpha = 8,10$ Мэв, A=213) представлена на рис. 7. Время облучения в этом случае составляло $t_1 = 3$ мсек, время счета - 51,2 мсек.

Как видно, экспериментальная кривая изменения активности на приемнике масс-сепаратора представляет собою разность двух экспонент, одна из которых отражает накопление ²¹³Rn в результате продолжающегося после выключения пучка циклотрона поступления ионов из источника, а другая - радиоактивный распад ²¹³Rn. Экспонента накопления характеризуется временем спада $\tau = \frac{1}{\lambda} = 5$ мсек, а экспонента радиоактивного распада периодом полураспада $T_{1/2} = \frac{0,693}{\lambda} = 20,5$ мсек. Заметим, что величина τ несколько менялась от опыта к опыту в пределах 3-7 мсек.

Величина τ непосредственно связана со средним временем пребывания атома-иона ²¹³Rn в источнике. Это время в общем случае определяется временем ожидания образования атома ²¹³Rn из ²¹⁷Ra, временем диффузии образовавшегося атома к поверхности катода-стопора, временем десорбции атома с поверхности катода-стопора и временем, необходимым для ионизации атома и экстракции иона из источника.

Время ожидания образования ²¹³Rn из ²¹⁷Ra мало по сравнению с τ . Об этом свидетельствует факт отсутствия α -активности ²¹⁷Ra на приемнике масс-сепаратора в положении пучка ионов с массой A=217.

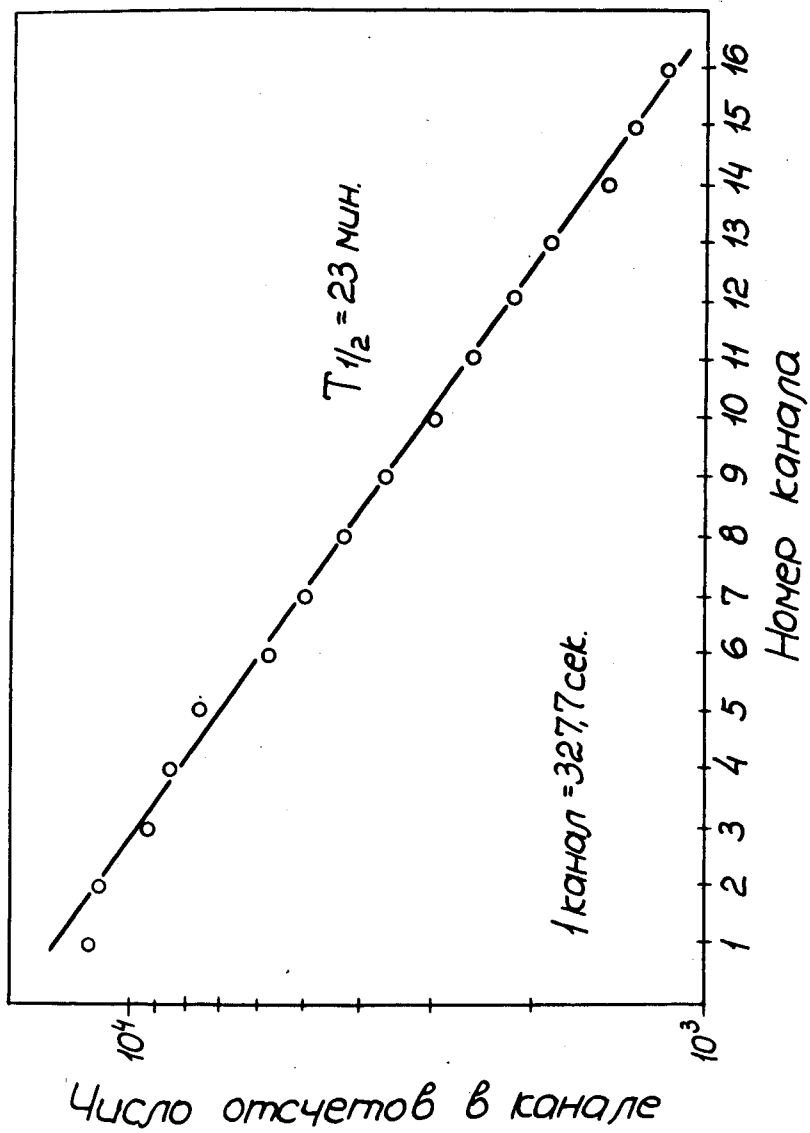


Рис.5. Кривая распада ^{212}Rn ($E_\alpha = 6,26 \text{ Мэв}$, $A=212$).

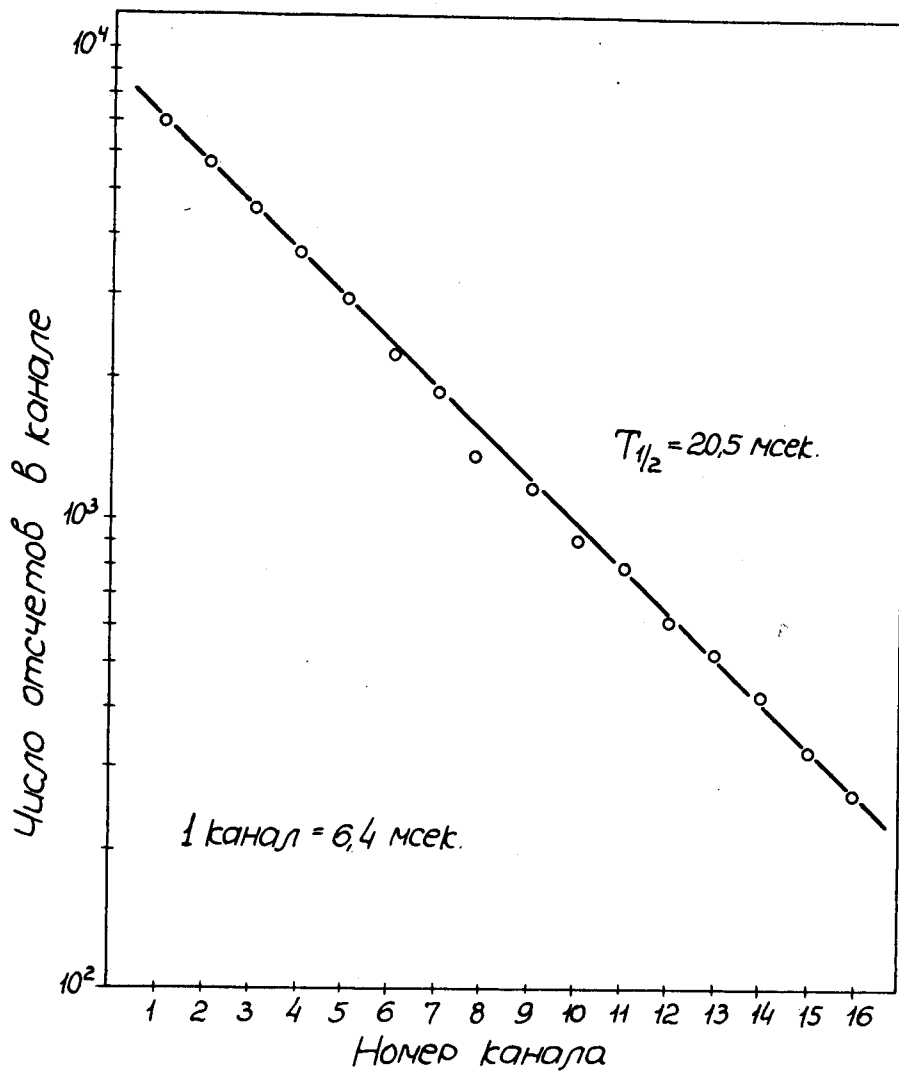


Рис.6. Кривая распада ^{213}Rn ($E_\alpha = 8,10 \text{ Мэв}$, $A=213$).

Время, необходимое для ионизации атома и экстракции образовавшегося иона из источника /1/, по-видимому, также значительно меньше 5 мсек. Это обеспечивается высокой температурой стенок разрядной камеры, исключающей длительную сорбцию ионизуемых атомов на стенках; сравнительно большим током отбираемых с поверхности катода электронов ($I_{a-k} = 5$ а) и их осцилляцией, обуславливающими высокую вероятность ионизации в единицу времени; сравнительно большим выходным отверстием (≈ 30 мм²), способствующим быстрой эмиссии образовавшихся ионов.

Время десорбции атомов с поверхности нагретого до температуры $\approx 2500^\circ\text{C}$ танталового катода - стопора, свободного от окисного слоя, также относительно мало /10/. Поэтому время пребывания атома в ионном источнике определяется, главным образом, диффузией внедренных атомов к поверхности катода-стопора. Это время может быть найдено в результате решения уравнения диффузии, имеющего в нашем случае следующий вид:

$$\frac{\partial C}{\partial t} = D \frac{\partial^2 C}{\partial x^2} - \lambda C + f. \quad (1)$$

Здесь $C(x, t)$ - концентрация диффундирующих атомов, D - коэффициент диффузии, λ - константа радиоактивного распада, $f(x, t)$ - плотность источников диффундирующих атомов: $f(x, t) = \nu$ при $0 \leq x \leq \ell$, $0 \leq t \leq t_1$ и $f(x, t) = 0$ при $\ell < x \leq L$ и $t > t_1$, где ℓ - максимальная глубина внедрения атомов в катод-стопор, L - толщина катода-стопора, t_1 - продолжительность облучения мишени.

Решение уравнения (1) должно удовлетворять следующим граничным и начальным условиям:

$$-D \frac{\partial C(0, t)}{\partial x} = \nu C(0, t); \quad -D \frac{\partial C(L, t)}{\partial x} = \nu C(L, t) \quad t > 0 \quad (2)$$

и

$$C(x, 0) = 0 \quad \text{при} \quad 0 \leq x \leq L, \quad (3)$$

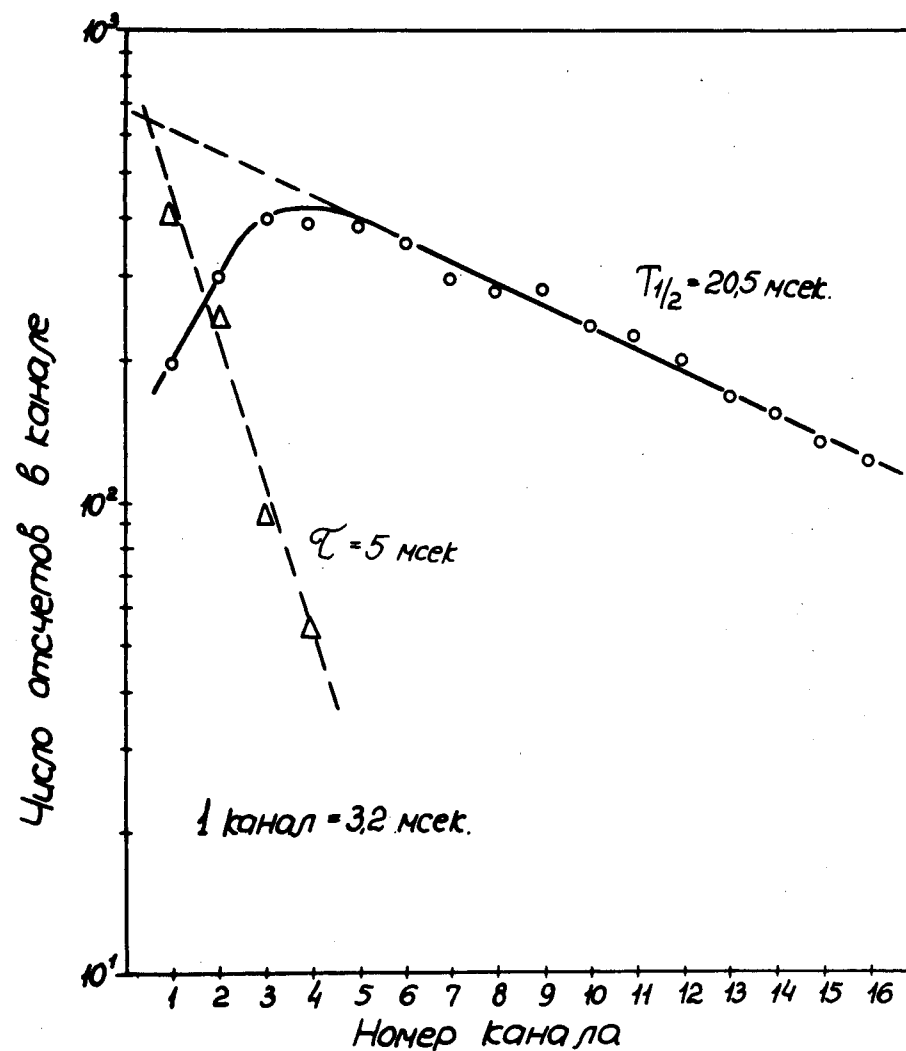


Рис.7. Кривая изменения активности ^{218}Rn ($E_\alpha = 8,10$ Мэв, $A=213$) в режиме прерывного облучения мишени пучком ионов ^{12}C . Время облучения $t_1 = 3$ мсек. Время измерений 51,2 мсек.

где V - эффективная скорость преодоления атомом потенциального барьера при десорбции. При малой величине энергии сорбции (как в нашем случае) эффективная скорость V велика, и условие (2) переходит в условие

$$C(0, t) = C(L, t) = 0 \quad \text{при } t > 0. \quad (4)$$

Решение уравнения (1), удовлетворяющее указанным граничным (4) и начальному (3) условиям, дается выражением:

$$C(x, t - t_1) = 2\nu \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1 - \cos \pi n \frac{\ell}{L}}{\pi n \Lambda_n} [1 - \exp(-\Lambda_n t_1)] \times \\ \times \exp[-\Lambda_n (t - t_1)] \sin \pi n \frac{x}{L},$$

где

$$\Lambda_n = \lambda + \left(\frac{\pi n}{L}\right)^2 D, \quad t > t_1.$$

Плотность потока атомов, диффундирующих через плотность $x = 0$, равна

$$j(0, t - t_1) = -D \frac{\partial C(0, t - t_1)}{\partial x} = \\ = -\frac{2\nu D}{L} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1 - \cos \pi n \frac{\ell}{L}}{\Lambda_n} [1 - \exp(-\Lambda_n t_1)] \exp[-\Lambda_n (t - t_1)],$$

а отношение $j(L, t - t_1) / j(0, t - t_1)$ пропорционально $(\ell/L)^m$, где $m > 1$. Наиболее медленно меняющаяся компонента $j(0, t - t_1)$ соответствует $n = 1$. Эта компонента определяется $\Lambda_1 = \lambda + \left(\frac{\pi}{L}\right)^2 D$, зависящей от полной толщины катода-стопора. Наиболее интенсивная в начальный момент времени ($t = t_1$) компонента $j(0, t - t_1)$ отвечает $n = \frac{L}{\ell}$. Константа этой компоненты $\Lambda_n = \lambda + \left(\frac{\pi}{\ell}\right)^2 D$, она зависит от глубины внедрения атомов в катод-стопор.

Время диффузии внедренных атомов в катод-стопоре до их эмиссии непосредственно связано с Λ , а точнее говоря, с $\lambda_d = \Lambda - \lambda$. Эту связь можно найти, сопоставляя плотность потока внедряемых атомов ($\nu \ell$) с равновесным содержанием диффундирующих атомов в катод-стопоре при отсутствии радиоактивного распада ($\lambda = 0$). Такое сопоставление дает для среднего времени диффузии

$$\tau_d = \frac{1}{\nu \ell} \int_0^L C(x, t_1) dx \approx \frac{8}{\pi^2 \lambda_d}.$$

Из результатов наших опытов следует $\lambda_d = \left(\frac{\pi}{\ell}\right)^2 D = \Lambda - \lambda = 166 \text{ сек}^{-1}$ и $\tau_d = 5$ мсек для наиболее интенсивной в начальный момент компоненты потока диффундирующих атомов.

Следует заметить, что наиболее наглядное отражение диффузии атомов из катода-сборника на экспериментальной кривой, представленной на рис. 7, имеет место, когда λ несколько меньше λ_d . Этим объясняется выбор ^{213}Ra , имеющего $T_{1/2} = 20,5$ мсек, для иллюстрации результатов опытов по измерению времени диффузии.

Полученная величина λ_d может быть использована для оценки коэффициента диффузии D . Кинетическая энергия выбиваемых атомов ^{217}Ra - материнских атомов по отношению к ^{213}Ra , определяется формулой

$$E_3 = E_1 \frac{A_1 A_3}{(A_1 + A_2)^2}, \quad \text{где}$$

E - кинетическая энергия, A - массовое число соответственно бомбардирующего (индекс 1), бомбардируемого (индекс 2) и выбиваемого (индекс 3) атома или иона, и составляет $\approx 4,1$ мэв. В соответствии с экспериментальными данными, частично опубликованными в [11], максимальная глубина внедрения в тантал атомов радия с такой начальной энергией равняется $3 \cdot 10^{-5}$ см. Это дает для атомной диффузии радона в кристаллической решетке тантала при температуре $\approx 2500^\circ\text{C}$ $D = 1,5 \cdot 10^{-8} \frac{\text{см}^2}{\text{сек}}$.

Полученная величина D дополняет наши результаты [12] по определению скорости диффузии внедренных атомов в условиях сильных повреждений кристаллической решетки действием сильноионизирующих ускоренных ионов углерода.

В заключение авторы выражают благодарность академику Г.Н. Флерову и Е. Д. Воробьеву, под руководством которых была выполнена на-

стоящая работа. Авторы благодарны также Н.С. Иванову, Б.Г. Зорину и Ом Зай Хуну за помощь в проведении экспериментов.

Л и т е р а т у р а

1. Н.И. Тарантин, А.В. Демьянов, И.С. Иванов, А.П. Кабаченко. Препринт ОИЯИ Р13-4061, Дубна 1968.
2. C.M.Lederer, J.M.Hollander, I.Perlman, Table of Isotopes. Sixth Edition, John Wiley & Sons, Inc.New-Y., Lond.-Sidney.
3. R.D.Griffioen, R.D.Macfarlane, Bull.Amer.Phys.Soc., ser. II, 7.541(1962).
4. X. Роттер, А.Г. Демин, Л.П. Пашенко, X.Ф. Бринкманн. ЯФ, 4, 246, (1966).
5. K.Valli, M.J.Nurmi, E.K.Hyde. Phys.Rev., 159, 1013(1967).
6. K.Valli, E.K.Hyde, W.Treytl. J.Inorg.Nucl.Chem., 29, 2503(1967).
7. K.Valli, W.Treytl, E.K.Hyde.Phys.Rev, 161 1284(1967).
8. Ю.В. Лобанов, В.А. Друин. Препринт ОИЯИ Р7-3613, Дубна, 1967.
9. K.Valli, W.J.Treytl, E.K.Hyde. Phys.Rev., 167, 1094(1968).
10. Б. Амов, В.П. Пермяков, Н.И. Тарантин. Препринт ОИЯИ Р13-3019, Дубна, 1966.
11. Г.Н. Флеров, С.М. Поликанов, А.С. Карамян, А.С. Пасюк, Д.М. Парфанович, Н.И. Тарантин и др. ЖЭТФ, 38, 82 (1960).
12. Н.И. Тарантин, В.В. Гордеев, А.В. Демьянов. АЭ, 22, 280 (1967).

Рукопись поступила в издательский отдел

25 декабря 1968 года.