

К-12

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

13 - 10345

КАБАЧЕНКО
Анатолий Петрович

БЫСТРОДЕЙСТВУЮЩИЙ ИОННЫЙ ИСТОЧНИК
МАСС-СЕПАРАТОРА НА ПУЧКЕ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ
ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ КОРОТКОЖИВУЩИХ ЯДЕР

Специальность 01.04.01 - экспериментальная физика

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Дубна 1976

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций Объединенного института ядерных исследований.

Научный руководитель
старший научный сотрудник,
кандидат физико-математических наук Н.И. ТАРАНТИН

Официальные оппоненты:
доктор физико-математических наук Б.Н. МАКОВ

кандидат физико-математических наук В.И. РАЙКО

Ведущее научно-исследовательское учреждение:
Научно-исследовательский институт ядерной физики Московского Государственного университета (г. Москва).

Защита диссертации состоится " " 1977 г.
в " " часов на заседании Специализированного Ученого Совета Д.047.01.05 при Лаборатории нейтронной физики и Лаборатории ядерных реакций Объединенного института ядерных исследований (г. Дубна).

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.
Отзывы и замечания отправлять по адресу: г. Дубна, Московской области, Объединенный институт ядерных исследований.
Ученому секретарю Специализированного Ученого Совета Д.047.01.05.

Автореферат разослан " " 1977 года.

УЧЕНЫЙ СЕКРЕТАРЬ СОВЕТА
кандидат физико-математических наук

Ю.В. ТАРАН

" " 1977 года

Изучение свойств нуклидов, удаленных от долины стабильности, является важнейшей задачей на современном этапе исследования атомного ядра. Исследование таких нуклидов дает новые сведения о структуре ядра и открывает возможность получения недоступной ранее ядерно-физической информации.

Проблема исследования ядер, удаленных от полосы стабильности, наряду с анализом и прогнозированием свойств возможных нуклидов, включает в себя, в частности, не только способы синтеза этих ядер, но и методы их идентификации и выделения из смеси продуктов ядерных реакций.

Удаление от полосы стабильности сопровождается уменьшением сечения образования нуклидов при любом способе их синтеза, и по мере увеличения нейтронного избытка или дефицита периоды полураспада ядер падают. Эти особенности и определяют основные требования, предъявляемые к методам разделения и идентификации исследуемых нуклидов, а именно: высокая эффективность разделения, быстрота действия, высокая степень очистки от побочной радиоактивности, образованной в ядерных реакциях. В этом направлении в последние десять лет успешно разрабатывался и развивался ряд экспрессных методик, в том числе и методы с использованием масс-сепараторов на пучках ускорителей и на потоках нейтронов реакторов.

Главная особенность методики масс-сепаратора на пучке / *on-line* / состоит в том, что установка соединяется с ускорителем таким образом, чтобы иметь возможность быстро и непрерывно отделять продукты ядерных реакций от вещества мишени и переносить их в источник ионов работающего масс-сепаратора. Распад разделенных изотопов регистрируется непосредственно на выходе сепаратора.

Диссертация посвящена основному узлу масс-сепаратора на пучке, а именно: источник ионов - мишень, и вопросам быстрой масс-сепарации продуктов ядерных реакций. Диссертация состоит из четырех глав.

Первая глава имеет обзорный характер, в ней рассматриваются различные методы идентификации и выделения исследуемых нуклидов из смеси продуктов ядерных реакций. Многие методы основаны на закономерностях образования нуклидов в ядерных реакциях, поэтому в этой же главе приводятся необходимые для описания

этих методов сведения о способах синтеза ядер; угловых, зарядовых и энергетических распределениях образованных продуктов. Как следует из проведенного анализа, при исследовании свойств ядер в задачах ядерной спектроскопии метод быстрой сепарации продуктов ядерных реакций по массе A имеет принципиальные преимущества перед другими методами, например разделением по Z (химические методы).

Одно из преимуществ заключается, во-первых, в том, что при разделении по массе выделяется, как правило, более узкая группа нуклидов.

Во-вторых, при разделении по A накопление продуктов β -распада не приводит к появлению новых излучателей; в этом случае с течением времени лишь изменяется соотношение интенсивностей изобаров в выделенной группе. Напротив, при разделении по Z в результате β -распада образуются изотопы соседних элементов.

В-третьих, внутри изобарной цепочки различие по времени жизни является более сильным, чем в изотопной. Это может быть также использовано для идентификации изобаров по Z .

Масс-сепаратор на пучке тяжелых ионов в ЛЯР ОИЯИ создавался впервые в мировой практике. В связи с этим разработке и созданию источника ионов масс-сепаратора на пучке предшествовали опыты по изучению физических основ возможных вариантов быстродействующего источника ионов и некоторых специфических особенностей работы источника в режиме, близком к режиму работы на пучке.

Во-второй главе изложены основные концепции, определяющие выбор типа и конструкцию источника ионов масс-сепаратора.

1. Для того чтобы иметь возможность получать ионы многих элементов, необходимо было использовать газоразрядный источник ионов, который, как известно, не имеет узкой селективности ионизации в отличие, например, от источника с поверхностной ионизацией.

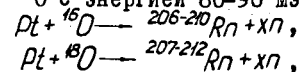
2. Для отделения продуктов ядерных реакций от вещества мишени и введения их в источник ионов представлялось целесообразным использовать широко применяемую в экспериментах с энергичными тяжелыми ионами методику выбивания продуктов импульсом, передаваемым бомбардирующей частицей.

3. Для остановки выбитых нуклидов было решено применить нагретую до высокой температуры пластинку - стопор из молибдена, тантала или вольфрама, обеспечивающую быструю диффузию ядер отдачи.

4. Для ускорения выхода продуктов ядерных реакций из источника ионов считалось необходимым использовать нагретый стопор в качестве катода-эмиттера электронов или электрически соединить стопор с катодом. В этом случае ионы плазмы разряда очищают поверхность стопора от окисных и других соединений, которые могут приводить к снижению скорости испарения выбитых атомов.

В третьей главе приводятся конструкция газоразрядного источника ионов инверсо-магнетронного типа и его основные параметры I/I_0 . Конструкция этого источника и назначение отдельных элементов представлены на рис. 1. Принцип действия источника ионов сводится к следующему. В источник поступает в необходимом количестве рабочий газ. Между катодом ($T \approx 2500^\circ\text{C}$) и анодом зажигается газовый разряд. Пучок циклотрона бомбардирует мишень (на рис. 1 по направлению стрелки A), выбивая из мишени продукты ядерных реакций. Выбитые нуклиды пролетают через плазму разряда и внедряются в катод-стопор. Внедренные атомы диффундируют к поверхности и испаряются. Далее, как в обычном газоразрядном источнике, поступающие в разрядную камеру атомы ионизируются; ионы извлекаются через эмиссионную щель и ускоряются до строго определенной энергии, обеспечивающей сепарацию ионов по массовому числу магнитным анализатором.

На первом этапе исследований, в экспериментах по проверке эффективности и разрешающей способности источника и масс-сепаратора, были проведены опыты со сравнительно долгоживущими продуктами реакций. Использовались радиоактивные изотопы района $^{206-212}\text{Rn}$ с периодом полураспада более 5 мин. Эти изотопы получались путем облучения мишени источника ионов, изготовленной из платиновой фольги толщиной 5 мкм с природным содержанием изотопов, ионами ^{16}O или ^{18}O с энергией 80-90 МэВ в реакциях



где $x = 4-5$.

Радиоактивные изотопы района принимались на алюминиевую

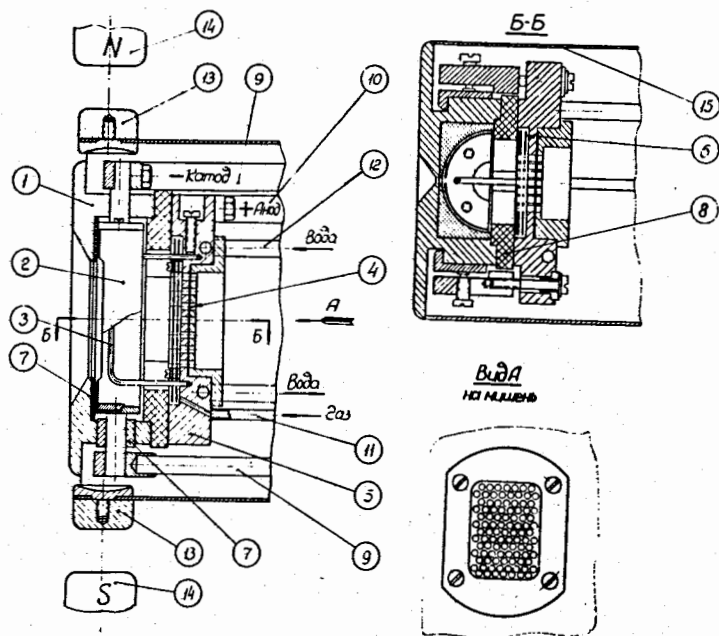


Рис.1. Схематический чертеж инверсо-магнетронного источника ионов. 1 - разрядная камера, 2 - катод (он же стопор продуктов ядерных реакций), 3 - анод, 4 - мишень, 5 - держатель мишени и анода, 6 - тепловые экраны, 7 - электрические изоляторы катода, 8 - электрический изолятор анода, 9 - токовые шины катода, 10 - токовая шина анода, 11 - трубка подачи газа, 12 - трубка подачи воды, 13 - промежуточные полусъёмные наконечники, 14 - полюса электромагнита, 15 - корпус источника.

или медную фольгу, укрепленную на приемнике сепаратора. После окончания облучения фольга извлекалась из приемной камеры, и α -активность собранных изотопов радона и их продуктов распада измерялась сцинтилляционным α -счетчиком. Эффективность сепарации определялась путем сопоставления активности, собранной на приемнике, с α -активностью продуктов реакций, выбитых из мишени в источник ионов. В этих экспериментах эффективность сепарации изотопов радона в опытах на пучке составила 40-60%.

Для определения разрешения приемная фольга разрезалась на полоски шириной 3 мм и измерялась α -активность каждой полоски. На рис.2 приводится один из примеров распределения α -активности изотопов радона и продуктов их распада на приемнике сепаратора. Разрешение на полувысоте пиков при работе на пучке равно ≈ 500 .

Для проверки быстроты действия источника ионов 13,4 были проведены опыты по наблюдению короткоживущих изотопов радия и радона. Изотопы радия получались путем бомбардировки ускоренными по энергии 80 МэВ ионами ^{12}C мишени из $1,5 \text{ мг/см}^2$ окиси природного свинца, нанесенной на алюминиевую фольгу толщиной 5 мкм, в реакциях $^{206-208}\text{Pb} + ^{12}\text{C} \rightarrow ^{213-217}\text{Ra} + x\text{n}$, где $x = 3-5$. Альфа-распад продуктов этих реакций приводил к образованию изотопов радона $^{209-213}\text{Rn}$. Детектирование α -частиц производилось с помощью Si(Au) -полупроводникового детектора. Быстрота действия электромагнитного масс-сепаратора находилась по скорости изменения потока продуктов ядерных реакций, извлекаемых из источника ионов после окончания бомбардировки мишени пучком ускоренных частиц. Одна из экспериментальных кривых изменения активности сепарируемых атомов ^{213}Rn ($E_\alpha = 8,1 \text{ МэВ}$, $T_{1/2} = 20,5 \text{ мс}$) представлена на рис. 3.

Как видно, экспериментальная кривая изменения активности на приемнике масс-сепаратора представляет собой разность двух экспонент, одна из которых отражает накопление ^{213}Rn в результате поступления радона из источника после выключения пучка циклотрона, а другая - радиоактивный распад ^{213}Rn . Экспонента накопления характеризуется временем спада $\tau = 5 \text{ мс}$, а экспонента радиоактивного распада - периодом полураспада $T_{1/2} = 20,5 \text{ мс}$.

Время задержки нуклидов в источнике ионов может быть найдено из решения уравнения диффузии:

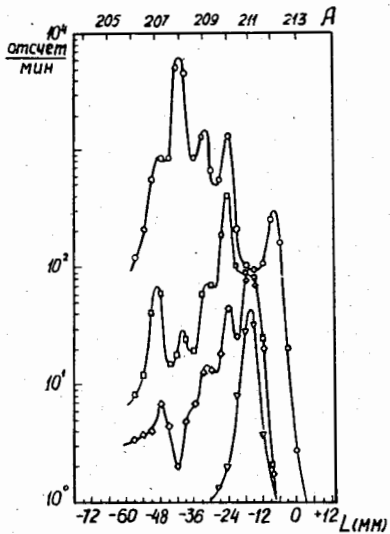


Рис. 2. Распределение α -активности изотопов ратона на приемнике масс-сепаратора по прошествии 10 мин (о), 4 часов (□), 12 часов (◇) и 35 часов (▽) после окончания одночасового процесса сепарации - облучения ($Pt + {}^{10}D$).

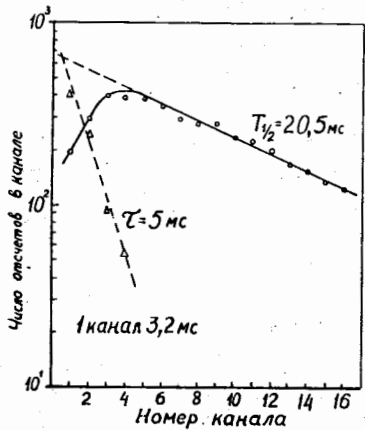


Рис. 3. Кривая изменения активности ${}^{213}Rn$ на приемнике масс-сепаратора. Время облучения 3 мс, время измерения 52,2 мс.

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

Здесь $C(x, t)$ - концентрация диффундирующих атомов, D - коэффициент диффузии, λ - константа радиоактивного распада,

$f(x, t)$ - плотность источников диффундирующих атомов:

$f(x, t) = 0$ при $0 \leq x \leq l$, $0 \leq t \leq t_1$ и $f(x, t) = 0$ при $l < x \leq L$ и $t > t_1$, где l - максимальная глубина внедрения атомов в катод-стопор, L - толщина катода-стопора, t_1 - продолжительность облучения мишени.

Решение уравнения (I) должно удовлетворять следующим граничным и начальному условиям:

$$-D \frac{\partial C(a, t)}{\partial x} = VC(a, t); \quad -D \frac{\partial C(L, t)}{\partial x} = VC(L, t)$$

при $t > 0$ (2); $C(x, 0) = 0$ при $0 \leq x \leq L$ (3), где V - эффективная скорость преодоления атомом потенциального барьера при десорбции. При малой величине энергии сорбции (в данном случае инертный газ) эффективная скорость V велика и условие (2) принимает вид $C(a, t) = C(L, t) = 0$ при $t > 0$ (4).

Решение уравнения (I), удовлетворяющее указанным граничному (4) и начальному (3) условиям, имеет вид:

$$C(x, t-t_1) = 2V \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1 - \cos \frac{\pi n a}{L}}{\pi n \Lambda_n} [1 - \exp(-\Lambda_n t_1)] \exp[-\Lambda_n (t-t_1)] \sin \frac{\pi n x}{L} \\ \text{где } \Lambda_n = \lambda + \left(\frac{\pi n}{L}\right)^2 D, \quad t > t_1.$$

Плотность потока атомов, диффундирующих через плоскость $x = 0$, равна: $j(a, t-t_1) = -D \frac{\partial C(a, t-t_1)}{\partial x} = -\frac{2V D}{L} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1 - \cos \frac{\pi n a}{L}}{\Lambda_n} \times$

$$\times [1 - \exp(-\Lambda_n t_1)] \cdot \exp[-\Lambda_n (t-t_1)],$$

а отношение $j(L, t-t_1) / j(a, t-t_1)$ пропорционально $(l/L)^m$, где $m > 1$. Наиболее медленно меняется компонента $j(a, t-t_1)$ при $n = 1$. Эта компонента определяется $\Lambda_1 = \lambda + (\pi/L)^2 D$, зависящей от полной толщины катода-стопора. Компонента $j(a, t-t_1)$, которая соответствует $n \approx \frac{L}{l}$, наиболее интенсивна в начальный момент времени ($t \approx t_1$). Константа этой компоненты $\Lambda_n = \lambda + (\frac{\pi n}{L})^2 D$, 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, с $\lambda_d = \Lambda - \lambda$. Это время можно найти из сопоставления плотности потока внедренных атомов VC с равновесным содержанием диффундирующих

атомов в катоде-стопоре при отсутствии радиоактивного распада ($\lambda = 0$). Из такого сопоставления среднее время диффузии $\tau = \frac{1}{v^2} \int_0^L C(x,t) dx \approx \frac{L^2}{2\lambda_d}$.

Из результатов проведенных опытов $\lambda_d = \frac{(\pi^2/4)D}{L^2} = 166 \text{ с}^{-1}$. Полученная величина λ_d была использована для оценки коэффициента диффузии D . Максимальная глубина внедрения ^{213}Rn составляет $\approx 3 \cdot 10^{-5}$ см. Это дает для диффузии ратона в кристаллической решетке тантала при температуре $\sim 2500^\circ\text{C}$ $D \approx 1,5 \cdot 10^{-8} \text{ см}^2/\text{с}$.

С помощью ЭМСНАПТИ (электромагнитный масс-сепаратор на пучке тяжелых ионов) с источником ионов инверсо-магнетронного типа проводились опыты по идентификации и исследованию α -распада изотопов висмута с массовыми числами $A = 192, 197$. В этих исследованиях изотопы висмута получались в реакциях $^{181}\text{Ta} + ^{20}\text{Ne} = \text{Bi} + ^{201}\text{X} + x$, где $X = 4, 9$. В качестве мишени использовалась танталовая фольга (3 мкм), а также сам стопор, изготовленный из листового тантала толщиной 0,2 мм. Энергия ионов ^{20}Ne , бомбардирующих мишень, составляла 200 МэВ.

На приемную плоскость масс-сепаратора одновременно поступали ионы с массовыми числами в интервале 180 ± 210 . В качестве реперных масс использовались пучки однозарядных ионов Ta^+ ($A = 181$) и окиси тантала ($A = 197$). Ток ионов тантала выводился на неподвижный измерительный зонд ($\phi = 1$ мм), а положение детектора на массе 197 (TaO^+) принималось за точку отсчета координаты. Перемещение детектора и отсчет координаты его положения по отношению к маркирующим ионным пучкам производились дистанционно, без нарушения вакуума в масс-сепараторе.

Полученные в экспериментах суммарные результаты по энергии α -частиц и периодам полураспада, а также идентификации продуктов реакций приведены в таблице I.

Идентификация наблюдаемых α -активных ядер как изотопов висмута основывалась на следующих обстоятельствах:

а) при облучении ^{181}Ta ионами ^{20}Ne в результате реакций полного и неполного слияний бомбардирующей частицы с ядром мишени могли образовываться только нейтронодефицитные изотопы висмута, свинца, таллия и элементов с меньшим Z ;

б) радиоактивные свойства изотопов свинца и других элементов с массовыми числами $A = 192, 197$ в той мере, в какой они известны, не совпадают с радиоактивными свойствами наблюда-

Таблица I.

A	E_α МэВ	$T_{1/2}$	Идентификация
192	$6,09 \pm 0,02$		^{192}Bi
193	$5,95 \pm 0,02$	62 ± 10 с	^{193}Bi
193	$6,50 \pm 0,02$	$3,15 \pm 0,35$ с	^{193m}Bi
194	$5,67 \pm 0,02$	62 ± 8 с	^{194}Bi
195	$5,48 \pm 0,02$	$4 \pm 0,3$ мин.	^{195}Bi
195	$6,15 \pm 0,02$	80 ± 5 с	^{195m}Bi
197	$5,81 \pm 0,02$	$9,5 \pm 0,5$ мин.	^{197}Bi

емых α -излучателей. Для неизвестного ядра ^{193}Pb ожидаемая из экстраполяции закономерностей α -распада энергия α -частиц не должна превышать 5 МэВ, что существенно отличается от значений 5,95 и 6,50, найденных для α -излучателей с $A = 193$.

Идентификация некоторых α -переходов из метастабильных состояний ядер сделана на основании экспериментального определения массового числа A и сопоставления значений энергий испускаемых α -частиц.

Источник ионов инверсо-магнетронного типа имеет хорошие параметры при работе с тяжелыми, сравнительно легко летучими элементами, такими как радий, франций, радон, астат, полоний, свинец, таллий. Эффективность сепарации радиоактивных изотопов этих элементов в сочетании с высокой быстротой действия составляет десятки процентов. Однако эффективность этого источника существенно ниже для легких элементов, имеющих высокие потенциалы ионизации. Так, например, для аргона и неона, потенциалы ионизации которых равны соответственно 15,8 и 21,6 В, эффективность составляет 3,0 и 0,2%.

Эффективность источника инверсо-магнетронного типа оказалась недостаточной для исследования новых легких нейтронообогащенных нуклидов, образующихся в реакциях многонуклонного обмена под действием ускоренных тяжелых ионов неона и аргона. В связи с этим была начата разработка нового источника ионов, способно-

го обеспечить более высокую эффективность ионизации этих элементов.

При разработке нового источника представлялось целесообразным обеспечить в одной конструкции высокую интенсивность разряда, характерную для источников с дуговым разрядом вдоль магнитного поля, и очистку поверхности разрядной камеры и стопора за счет ионной бомбардировки подобно тому, как это имеет место в источнике инверсо-магнетронного типа.

В четвертой главе диссертации дается конструкция источника ионов с газовым разрядом вдоль магнитного поля и приводятся его основные параметры. Этот источник ионов схематически изображен на рис. 4, где дан его продольный разрез. Он представляет собой источник газоразрядного типа с цилиндрическим анодом, помещенным внутри разрядной камеры, которая находится под потенциалом катода. Катод (вольфрамовая нить накаливания) размещен внутри анода /6, 7/.

Разделение горячего объема разрядной камеры источника ионов и охлаждаемой мишени тонкой /1-2 мкм, Та/, проницаемой для продуктов ядерных реакций тугоплавкой фольгой, которая имеет температуру, близкую к температуре стенок разрядной камеры, позволяет использовать в качестве мишени различные химические элементы и их соединения с низкой температурой плавления, а также предотвратить сорбцию труднолетучих продуктов реакций на поверхности холодной мишени /8/.

В серии измерений была определена эффективность источника ионов для макроколичества рабочего газа, в качестве которого использовались неон, аргон, криптон, и ксенон. Максимальная эффективность ионизации для неона и аргона составляет 4 и 15%. Для более тяжелых элементов она существенно выше.

Определение времени задержки нуклидов в источнике производилось для фтора по накоплению и распаду на приемнике масс-сепаратора ^{21}F , образующихся в реакции $^{22}\text{Ne} - p = ^{21}\text{F} + n$.

В качестве мишени использовалась танталовая фольга толщиной 14 мкм, установленная во входном окне разрядной камеры. Ионы ^{22}Ne имели энергию 180 МэВ. Прием сепарируемых ионов осуществлялся на тонкую (10 мкм) алюминиевую фольгу, которая наклеивалась на алюминиевый диск с отверстиями. Непосредственно за отверстиями в диске после 70 мкм алюминиевой фольги, отцеляющей

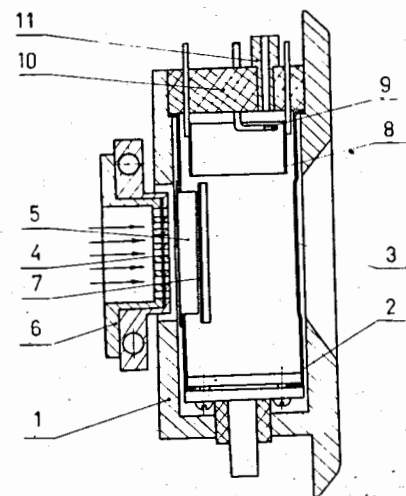


Рис. 4. Схематический чертеж источника ионов.

1 - молибденовый корпус, 2 - цилиндрическая разрядная камера из листового тантала толщиной 0,2 мм, 3 - эмиссионная щель, 4 - тонкая внешняя мишень, 5 - входное окно для ввода продуктов ядерных реакций, закрытое фольгой (1-2 мкм, Та), 6 - держатель мишени, 8 - анод, 9 - вольфрамовый катод, 10 - изолятор катода и анода (BNC), 11 - патрубок для подачи газа.

вакуумный объем приемника масс-сепаратора от атмосферы, располагался сцинтилляционный β -счетчик. Импульсы со счетчика после усиления и дискриминации подавались на временной многоканальный анализатор.

Время облучения мишени и анализ по времени накопления и распада β -активности на приемнике масс-сепаратора задавались таким образом, что каждый раз перед началом и после окончания облучения дисковый приемник (за 0,18с) поворачивался в новую позицию. Этим обеспечивалось накопление сепарируемых нуклидов на чистую поверхность в каждом цикле измерений.

На рис.5 представлены результаты одного из измерений накопления и распада ^{21}F на приемнике масс-сепаратора. Температура разрядной камеры источника в этих измерениях равнялась

$T \approx 2300^\circ\text{K}$.

Кривая накопления и распада ^{21}F после выключения пучка бомбардирующих частиц (каналы № 39+128) представляет собой разность двух экспонент, одна из которых определяется постоянной радиоактивного распада λ , а другая — постоянной Λ , зависящей от времени задержки t . Прямыми линиями на рис. 5 даны составляющие экспоненты, полученные разложением экспериментальной кривой с учетом фона. Вторая экспонента дает $t = 2,4$ с.

Значение τ при облучении циклотронным пучком можно получить из отношения числа отсчетов A_1 в конце облучения к числу

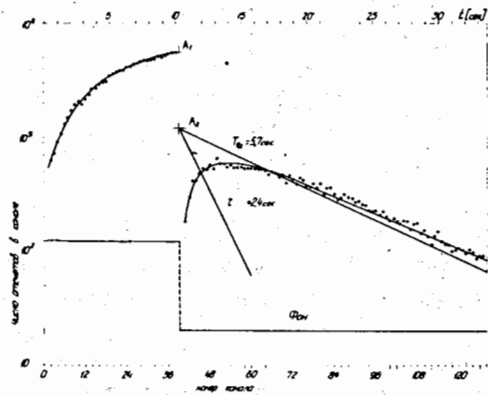


Рис. 5. Накопление и распад нуклидов ^{21}F на приемнике масс-сепаратора. В моменты времени, отвечающие каналу № I осуществлялось включение пучка циклотрона, каналу № 38 — выключение пучка циклотрона и поворот диска приемника, каналу № 128 — поворот диска приемника. Полное число циклов 50.

отсчетов A_2 , полученному путем экстраполяции кривой накопления и распада к концу облучения (см. рис. 5). Расчет дает:

$$A_1/A_2 = \frac{\Lambda(t - \exp(-\lambda t_{\text{обл}}))}{\lambda(t - \exp(-\Lambda t_{\text{обл}}))} - 1. \quad (6)$$

Здесь $t_{\text{обл}}$ — длительность облучения. Соотношение (6) и найденное значение A_1/A_2 для рассматриваемого случая дают $\tau = 0,7$ с.

Результаты измерения времени задержки нуклидов фтора в источнике ионов при различных значениях температуры стенок раз-

рядной камеры показали, что, когда мишень и стопор облучаются циклотронным пучком, время задержки нуклидов в источнике приблизительно в три раза короче. Это различие в скорости действия источника не объясняется его дополнительным нагревом пучком ионов ^{22}Ne , поскольку мощность пучка составляет 4% от подводимой мощности нагрева источника. Вероятнее всего, влияние циклотронного пучка на скорость выхода нуклидов из источника проявляется как результат радиационного воздействия бомбардирующих частиц на мишень и стопор.

Разработанный источник ионов был использован в экспериментах по исследованию радиоактивных свойств новых нуклидов ^{25}Ne и ^{41}Cl , из которых первый имеет период полураспада $T_{1/2} = 0,642$ с, а также в экспериментах по исследованию схемы распада ^{22}F .

Основные результаты диссертации:

1. Рассмотрены основные концепции, определяющие выбор типа и конструкцию ионного источника масс-сепаратора на пучке циклотрона тяжелых ионов.

2. Созданы два быстродействующих источника ионов газоразрядного типа. Предложено и осуществлено несколько вариантов измерений их основных параметров. Проведены исследования разрешения, эффективности сепарации и скорости действия ЭМСИАПТИ.

3. Показано, что масс-сепаратор с источником ионов инверсомagnetронного типа может эффективно применяться для разделения продуктов ядерных реакций, имеющих умеренный потенциал ионизации и обладающих сравнительно хорошей летучестью. Опыт работы с этим источником послужил основой для создания более совершенного источника ионов с газовым разрядом вдоль магнитного поля и очисткой разрядной камеры путем бомбардировки ее поверхности ионами плазмы разряда.

4. Эксперименты по исследованию влияния пучка циклотрона на скорость действия источника ионов показали, что за счет бомбардировки стопора и мишени ускоренными ионами ^{22}Ne с энергией 180 МэВ и интенсивностью 2,5 мкА, скорость действия возрастает в 2,5 — 3 раза.

5. Масс-сепаратор с этим источником ионов может с успехом использоваться для разделения по массе, идентификации и исследования радиоактивных свойств продуктов ядерных реакций в широком диапазоне Z .

Результаты диссертации были доложены на международной конференции по масс-спектропии в Киото в 1970 году /3/, представлены на Второй Всесоюзной конференции по масс-спектрометрии в Ленинграде в 1974 году /10/ и опубликованы в работах /1-6,9/. Конструкция разработанных источников ионов защищена авторскими свидетельствами /7,8/.

Список работ, вошедших в диссертацию

1. Н.И.Тарантин, А.В.Демьянов, Н.С.Иванов, А.П.Кабаченко, А.Э., 27, вып.4, 304, 1969.
2. Н.И.Тарантин, А.В.Демьянов, Н.С.Иванов, А.П.Кабаченко. Препринт ОИЯИ, Р13-4061, Дубна, 1968.
3. N.I.Tarantin, A.P.Kabachenko, A.V.Demyanov, N.S.Ivanov. Proc. of the Int. Conf. on Mass Spectroscopy, Kyoto, p.548, 1970.
4. Н.И.Тарантин, А.П.Кабаченко, А.В.Демьянов. А.Э., 27, вып.4, 432, 1969.
5. Н.И.Тарантин, А.П.Кабаченко, А.В.Демьянов. Я.Ф., 12, вып.3, 455, 1970.
6. Н.С.Иванов, А.П.Кабаченко, И.В.Кузнецов, Н.И.Тарантин. Препринт ОИЯИ, Р13-9645, Дубна, 1976.
7. Н.С.Иванов, А.П.Кабаченко, И.В.Кузнецов, Н.И.Тарантин. Авторское свидетельство № 453752. Бюлл. ОИПОТЗ, 1974, №46, с. 119.
8. Н.С.Иванов, А.П.Кабаченко, И.В.Кузнецов, Н.И.Тарантин. Авторское свидетельство № 466575. Бюлл. ОИПОТЗ, 1975, №13, с. 124.

9. А.П.Кабаченко, И.В.Кузнецов, Ли Ген Су, Н.И. Тарантин. Препринт ОИЯИ, Р13-9646, 1976,

10. А.П.Кабаченко, И.В.Кузнецов, Н.И.Тарантин. Тезисы докл. Второй Всесоюзной конфер. по масс-спектропии, Ленинград, 1974, "Наука", стр.240, 1974.

Рукопись поступила в издательский отдел
30 декабря 1976 года.