

T-19

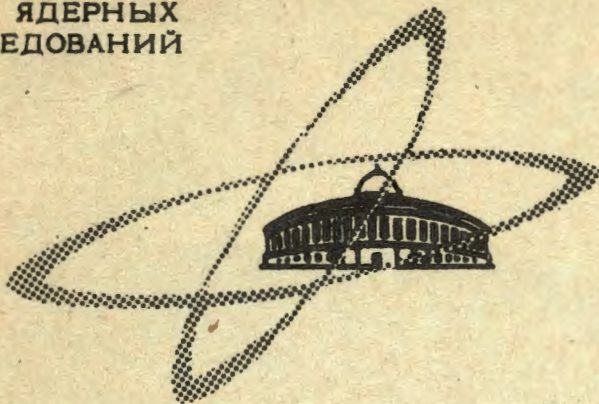
Ат. энергия, 1969, г. 27 №4,
с. 304-307

24/X-68

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P13 - 4061



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

ГАЗОРАЗРЯДНЫЙ ИОННЫЙ ИСТОЧНИК
ДЛЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО МАСС-СЕПАРАТОРА
В ЛИНИИ С ЦИКЛОТРОНОМ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

1968

P13 - 4061

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

ГАЗОРАЗРЯДНЫЙ ИОННЫЙ ИСТОЧНИК
ДЛЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО МАСС-СЕПАРАТОРА
В ЛИНИИ С ЦИКЛОТРОНОМ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ

Направлено в АЭ



7543/2
чр.

Тарантин Н.И., Демьянов А.В., Иванов Н.С., Кабаченко А.П. P13-4061

Газоразрядный ионный источник для электромагнитного масс-сепаратора в линии с циклотроном тяжелых ионов

Дается описание газоразрядного ионного источника, используемого в электромагнитном масс-сепараторе в линии с циклотроном тяжелых ионов. Это источник инверсо-магнетронного типа, одна из особенностей которого состоит в том, что мишень, облучаемая ускоренными тяжелыми ионами, расположена в окне разрядной камеры источника так, что продукты ядерных реакций, выбиваемые из мишени, поступают непосредственно в ионный источник непрерывно действующего масс-сепаратора.

Приводятся также основные закономерности разряда в ионном источнике этого типа. Эффективность сепарации, обеспечиваемая этим источником в режиме "в линии", составляет для изотопов радона 40-60%.

Препринт Объединенного института ядерных исследований.
Дубна, 1968.

Tarantin V.I., Demianov A.V., Ivanov N.S., Kabachenko A.P.

P13-4061

Gas Discharging Ion Source for the Electromagnetic Mass-Separator On-Line with the Heavy Ion Syclotron

The gas discharging ion source is described which is used in the electromagnetic mass-separator on-line with the heavy ion syclotron. This source is of the inverse-magnetron type, one of the peculiarities of which is, that the target, bombarded by the accelerated heavy ions, is located in the window of the discharging chamber so that the nuclear reaction products reach directly the ion source of the continuous mass-separator. The basic regularities of the charge in the ion source of this type are given. The efficiency of the separation, provided by this source on-line, is of 40-60% for the Rn isotopes.

Preprint. Joint Institute for Nuclear Research.
Dubna, 1968

1. В ядерной физике для разделения смеси радиоактивных изотопов очень часто используются электромагнитные масс-сепараторы. Это позволяет однозначно определять массовые числа исследуемых ядер и существенно упрощает изучение их радиоактивного распада. Однако возможности применения обычных масс-сепараторов для идентификации и изучения короткоживущих ядер ограничены потому, что для проведения электромагнитной сепарации, как правило, требуется сравнительно большое время, измеряемое минутами, а иногда и десятками минут. Поэтому не случайно, что в последнее время начали применять электромагнитные масс-сепараторы, получившие название сепараторов "в линии", обладающие малым временем сепарации. Отличительная особенность сепараторов этого типа заключается в том, что они непосредственно соединяются с ускорителем заряженных частиц или ядерным реактором таким образом, что атомы, образующиеся в ядерных реакциях, быстро вводятся в ионный источник непрерывно действующего сепаратора. Далее, как и в обычном сепараторе, атомы ионизируются, а образовавшиеся ионы ускоряются, формируются в пучок и сортируются по массам магнитным полем. Измерение и регистрация излучений, сопровождающих распад сепарированных радиоактивных атомов, производится сразу по мере их сепарации детекторами, расположенными в приемной камере сепаратора.

Первая установка такого типа появилась в 1951 году ^{/1/}. Она представляла собою масс-спектрометр, ионный источник которого был соединен металлической трубкой с контейнером, содержащим смесь урана и карбоната аммония. Инертные газы, образующиеся при делении урана нейтронами, быстро диффундировали из толщи вещества и переносились по трубке в источник. Сепарированные ионы принимались на тонкую алюминиевую фольгу, служившую входным окном счетчика β -частиц. С помощью этой методики из продуктов деления урана были выделены и исследованы короткоживущие изотопы криптона и его продукты распада со временем жизни 10 сек и более.

Хотя после этих первых опытов по применению масс-спектрометра "в линии" прошло более пятнадцати лет, широкий интерес к установкам такого типа появился в самое последнее время. Не останавливаясь на описании этого нового методического направления (по этому вопросу, см., например, обзор ^{/2/} и материалы двух международных конференций ^{/3,4/}), отметим, что электромагнитные сепараторы и масс-спектрометры "в линии" создаются в настоящее время во многих физических лабораториях и некоторые из них уже работают. К числу установок, регулярно используемых в физических исследованиях, следует отнести, в первую очередь, масс-спектрометр "в линии", разработанный в лаборатории проф. Р.Бернаса ^{/5/}. Этот масс-спектрометр оборудован специальным термоионным источником, позволяющим осуществлять масс-спектрометрическую идентификацию щелочных продуктов ядерных реакций, вызываемых протонами высоких энергий, с периодами полураспада свыше нескольких десятых секунды.

В настоящее время в ЛЯР ОИЯИ электромагнитный масс-сепаратор ^{/6/} работает в линии с циклотроном тяжелых ионов У-300. Этот сепаратор используется для идентификации и исследования свойств радиоактивных ядер, образующихся в реакциях под действием ускоренных тяжелых ионов - ионов углерода, азота, кислорода, неона.

Разработке и созданию этого электромагнитного сепаратора "в линии" предшествовали опыты по изучению физических основ возможных вариантов быстродействующего ионного источника /7,8/ и некоторых специфических особенностей работы газоразрядного источника в режиме, близком к режиму работы "в линии" /9/.

В настоящей работе дается описание и приводятся некоторые характеристики газоразрядного источника для электромагнитного масс-сепаратора в линии с циклотроном тяжелых ионов.

2. Выбор типа и конструкции ионного источника для масс-сепаратора "в линии" определялся в нашем случае следующими обстоятельствами:

Во-первых, для того чтобы иметь возможность получать ионы многих элементов, необходимо использовать газоразрядный ионный источник, который, как известно, не имеет узкой селективности ионизации в зависимости от ионизационного потенциала в отличие, например, от термоионизационного источника. Утрата в этом случае возможности идентификации элементов на основе различия их потенциала ионизации могла быть восстановлена путем использования различия в их летучести.

Во-вторых, для отделения продуктов реакций, образующихся под действием тяжелых ионов, от вещества мишени и введения их в ионный источник целесообразно использовать широко применяемую в экспериментах с тяжелыми ионами большой энергии методику выбивания. В случае ионов углерода-аргона, ускоренных до энергии 8-9 Мэв на нуклон, пробеги продуктов реакций, зависящие от передаваемого бомбардирующей частицей импульса, достигают нескольких миллиграмм вещества на квадратный сантиметр, и поэтому мишень такой толщины не может существенно поглощать выбиваемые атомы. С другой стороны, в силу больших ионизационных потерь энергии тяжелыми ионами и относительно малого их пробега мишень толщиной в несколько милли-

грамм вещества на квадратный сантиметр является достаточно толстой, чтобы создавать возможность использовать способность ускоренных тяжелых ионов вызывать ядерные реакции.

В-третьих, для остановки выбитых атомов было решено использовать нагретую до высокой температуры пластинку-стопор из молибдена, тантала или вольфрама, обеспечивающих, согласно результатам работ ^{/7,8/}, быструю диффузию и испарение вбитых в пластинку атомов.

В четвертых, из соображений упрощения конструкции ионного источника представлялось целесообразным использовать нагретый до высокой температуры металлический стопор и как катод-эмиттер электронов в газоразрядном источнике. В этом случае в результате ионной бомбардировки поверхность катода-стопора очищается от окисных соединений, которые приводят к снижению скорости испарения ^{/8/} вбитых атомов из-за более высокой величины энергии сорбции.

Устройство ионного источника представлено на схематических чертежах (рис.1 и 2).

Разрядная камера выполнена из молибдена. Катод полуцилиндрической формы с радиусом кривизны $r_k = 11$ мм изготовлен из листового тантала толщиной 0,2 мм, крепится клиновидными прижимами к молибденовым держателям и имеет эмиссионную щель размером 30×1 мм², совпадающую со щелями того же размера в изоляторе и разрядной камере. Анод изготовлен из вольфрамовой проволоки диаметром 1 мм. Изоляторы катода и анода - из нитрида бора. Держатель мишени выполнен из меди и охлаждается водой. Тепловые экраны перед держателем - из листового молибдена. Вакуумная камера электромагнитного сепаратора соединена непосредственно с одним из выводов пучка ускоренных ионов циклотрона У-300.

Принцип действия ионного источника в режиме "в линии" сводится к следующему. Между катодом, нагретым выпрямленным током до тем -

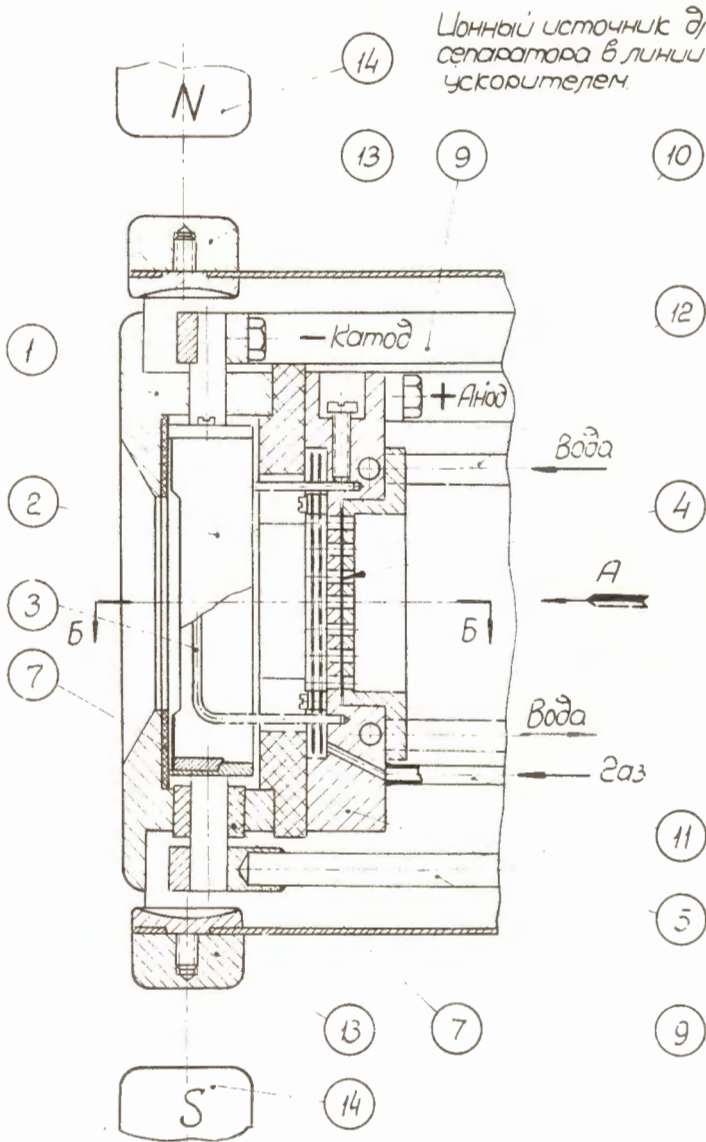
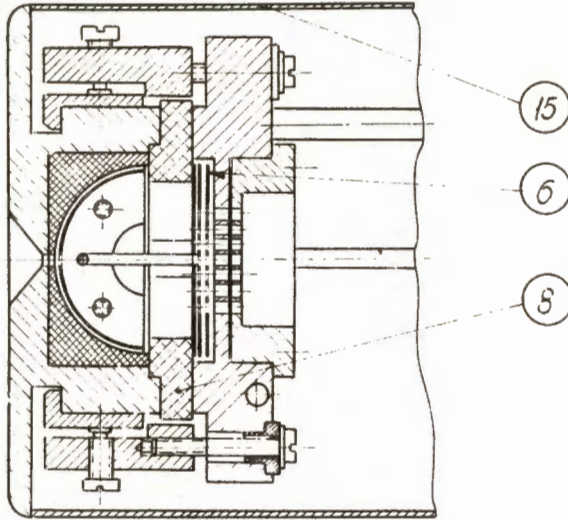


Рис.1. Схематический чертеж ионного источника.

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. Токосные шины катода. 10. Токосная шина анода. 11. Трубка подачи газа. 12. Трубка подачи воды. 13. Промежуточные полюсные наконечники. 14. Электромагнит. 15. Корпус источника.

Б-Б

Ионный источник для
сепаратора в линии с
ускорителем.



Вид А
на мишень

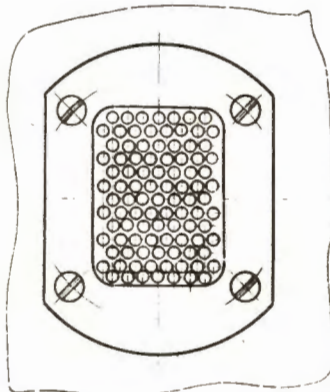


Рис.2. Схематический чертеж ионного источника (Разрез Б-Б и вид А на мишень). Обозначения см. на рис.1.

пературы $\sim 2500^{\circ}\text{C}$, и анодом зажигается электрический газовый разряд на аргоне. Ускоренные тяжелые ионы бомбардируют тонкую мишень по направлению стрелки А, выбивая из мишени продукты ядерных реакций. Выбитые атомы пролетают через плазму разряда и внедряются в нагретый катод-стопор на глубину до нескольких микрон. Внедренные атомы диффундируют к поверхности катода-стопора и испаряются. Далее, как и в обычном газоразрядном источнике, поступившие в разрядную камеру атомы ионизируются; образовавшиеся ионы извлекаются через эмиссионную щель и ускоряются до строго определенной энергии, обеспечивающей прецизионную сепарацию ионов по массам в магнитном анализаторе масс-сепаратора.

3. Представленный на рис.1 и 2 ионный источник можно рассматривать как обращенный вариант газоразрядного источника магнетронного типа. Для источника этого типа характерно наличие двух вложенных один в другой цилиндрических электродов, из которых внешний используется как катод, и однородного магнитного поля, параллельного оси цилиндров. Отличие описываемого ионного источника от классического варианта газонаполненного инверсо-магнетрона состоит в том, что в нашем случае вместо внешнего цилиндра используется полуцилиндр, а анод (внутренний цилиндрический электрод) расположен некоаксиально с катодом (в нашем случае кратчайшее расстояние между анодом и катодом варьировалось от 3-х до 10 мм).

Публикаций по теории и практике использования газонаполненных инверсо-магнетронов в качестве ионных источников в литературе нет, поэтому представлялось целесообразным исследовать основные характеристики ионного источника описанной выше конструкции.

Особенность инверсо-магнетрона заключается в том, что электрическое поле вблизи катода при отсутствии плазмы в разрядном промежутке относительно мало. Поэтому условия для отбора от катода элек-

тронов в инверсо-магнетроне хуже, чем в случае, например, плоско-параллельных электродов, и еще хуже, чем в случае прямого варианта магнетрона. Согласно работе /10/, электронный ток между двумя коаксиальными цилиндрами, ограниченный пространственным зарядом, определяется выражением:

$$j = \frac{2}{9} \sqrt{\frac{2e}{m}} \frac{V^{3/2}}{r \beta^2}, \quad (1)$$

где j -плотность тока, отнесенная к единице высоты цилиндров; e , m -заряд и масса электрона; V -разность потенциалов электродов; r_a -радиус анода, β -численный коэффициент, зависящий от отношения r_a / r_k . При r_a / r_k , равном 1/20 и 20, коэффициент β^2 равен соответственно 115,64 и 1,07, а это значит, что при фиксированной геометрии и разности потенциалов электродов ток отбираемых электронов будет приблизительно в 6 раз меньше в первом случае, т.е. тогда, когда катодом служит внешний электрод.

Аналогично критическое значение разности потенциалов $V_{кр}$, при которой электроны, испущенные катодом, достигают анода при наличии осевого магнитного поля оказывается приблизительно в $(\frac{r_a}{r_k})^2$ раз выше для инверсо-магнетрона:

$$V_{кр} = \frac{e}{8m} \frac{r_k^4}{r_a^2} \beta^2 \quad \text{для инверсо-магнетрона} \quad (2)$$

$$V_{кр} = \left[\frac{e}{8m} r_k^2 \left(1 - \frac{r_a^2}{r_k^2} \right)^2 \right] B^2 \quad \text{для магнетрона,}$$

где B -индукция магнитного поля.

Эти особенности вакуумного инверсо-магнетрона не могли рассматриваться как положительные при попытке его использования в качестве

ионного источника. Однако ожидалось, что в случае газового наполнения различия двух вариантов магнетрона должны были сгладиться из-за эффекта рассеяния электронов на атомах газа и перераспределения потенциала между электродами в результате образования плазмы.

Это давало основания предполагать улучшение стартовых условий и условий для интенсификации разряда в инверсо-магнетронном варианте источника до уровня условий широко используемого газоразрядного источника магнетронного типа. Как показали исследования основных характеристик обращенного варианта источника магнетронного типа, эти предположения подтвердились.

4. На рис.3 представлена зависимость тока разряда $I_{\alpha-k}$ от разности потенциалов анода и катода при различном поступлении K газа (смесь $Ar + Xe$), характеризующем давление внутри разрядной камеры. Из рисунка видно, что разряд возникает при определенном значении $V_{\alpha-k} = V_{зак.}$, и это значение тем ниже, чем выше скорость поступления газа. С ростом $V_{\alpha-k}$ разряд интенсифицируется. Обратный ход зависимости $I_{\alpha-k}$ от $V_{\alpha-k}$ (при уменьшении $V_{\alpha-k}$) не совпадает с ходом в прямом направлении; одному и тому же значению $V_{\alpha-k}$ соответствует больший разрядный ток при снижении $V_{\alpha-k}$. Это различие в ходе кривых можно объяснить разной плотностью плазмы, зависящей от "предыстории" разряда. Более плотная плазма, обусловленная предшествующим более интенсивным режимом разряда, вызывает большее катодное падение, и, следовательно, больший ток отбираемых электронов. Этот эффект "предыстории", зависящий от давления газа, проявляется в большей мере при более высоком K .

Отрицательный наклон кривой для $K = 0,4 \text{ см}^3/\text{мин}$ связан с тем, что начальная интенсификация разряда в этом случае ведет к уменьшению электрического сопротивления разрядного промежутка ($\Delta R_{\alpha-k} < 0$) такому, что $\left| \frac{\Delta R_{\alpha-k}}{R_{\alpha-k}} \right| > \frac{\Delta I_{\alpha-k}}{I_{\alpha-k}}$. (Отметим, что последо-

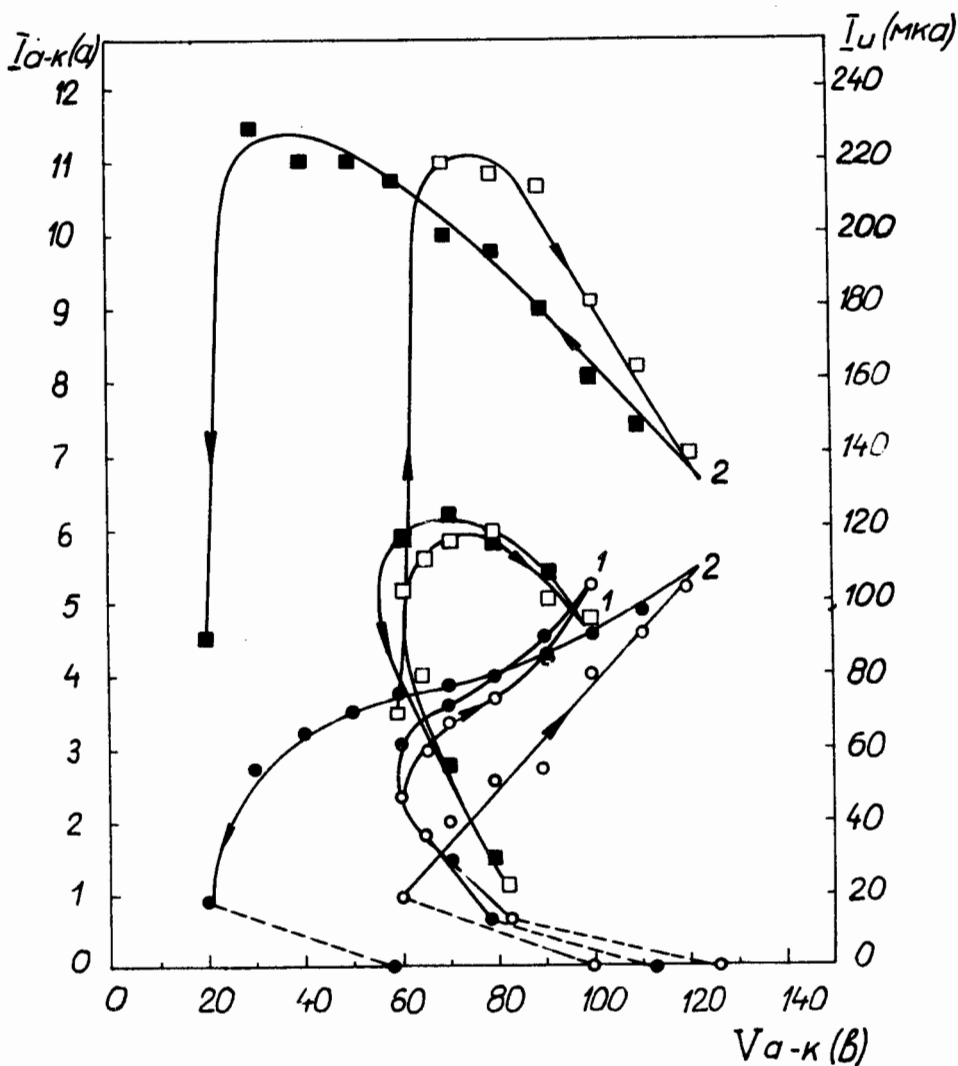


Рис.3. Ток разряда I_{a-k} (а) и ток ионов ксенона I_U (б) при работе на смеси 5% Хе + 95% Аг в зависимости от разности потенциалов V_{a-k} анода и катода. $\dot{U}_k = 240$ в, $V = 6$ гс; кривая 1 - $K = 0,4$ см³/мин, 2 - $K = 0,8$ см³/мин). Стрелками указано направление изменения V_{a-k} .

вательно с ионным источником включено ограничивающее ток сопротивление $R_{огр.} = 40$ ом).

На рис.4 показано влияние на режим разряда другого произвольно меняемого параметра - величины внешнего магнитного поля B . Из рисунка видно, что по мере увеличения магнитного поля растет и потенциал зажигания разряда, однако, не строго пропорционально B^2 ; ток разряда зависит от величины магнитного поля. Обратный ход кривых на рисунках 4 и 5 не представлен, чтобы не загромождать рисунки второстепенными в данных случаях деталями.

Влияние тока накала катода I_k показано на рис.5. С ростом I_k потенциал зажигания разряда снижается. Это, по-видимому, можно объяснить уменьшением расстояния пробоя между анодом и катодом в результате расширения электронного облака вблизи катода. Противоположное влияние магнитного поля тока накала катода в этом случае не проявляется, по-видимому, из-за малой величины этого поля внутри полуцилиндра, обусловленной взаимной компенсацией по образующим цилиндра. Характер проявления влияния тока накала катода I_k на ток разряда I_{a-k} такой же, как и в любом другом ионном источнике с накаливаемым катодом.

На рис.3-5 представлен также ток I_u регистрируемых из источника ионов ксенона, при питании источника смесью Xe (5%) + Ar (95%). Как видно из рисунков, ток извлекаемых из источника ионов I_u не зависит прямо пропорционально от тока разряда I_{a-k} . Это и понятно, поскольку ток ионного пучка при постоянных условиях экстракции определяется локальной плотностью и скоростью ионов в плазме разряда вблизи эмиссионного отверстия, зависящих сложным образом от режима разряда. Поэтому при выборе режима разряда, обеспечивающего максимальный ионный ток или максимальную эффективность ионизации, необходимо исходить непосредственно из тока ионного пучка. При рабо-

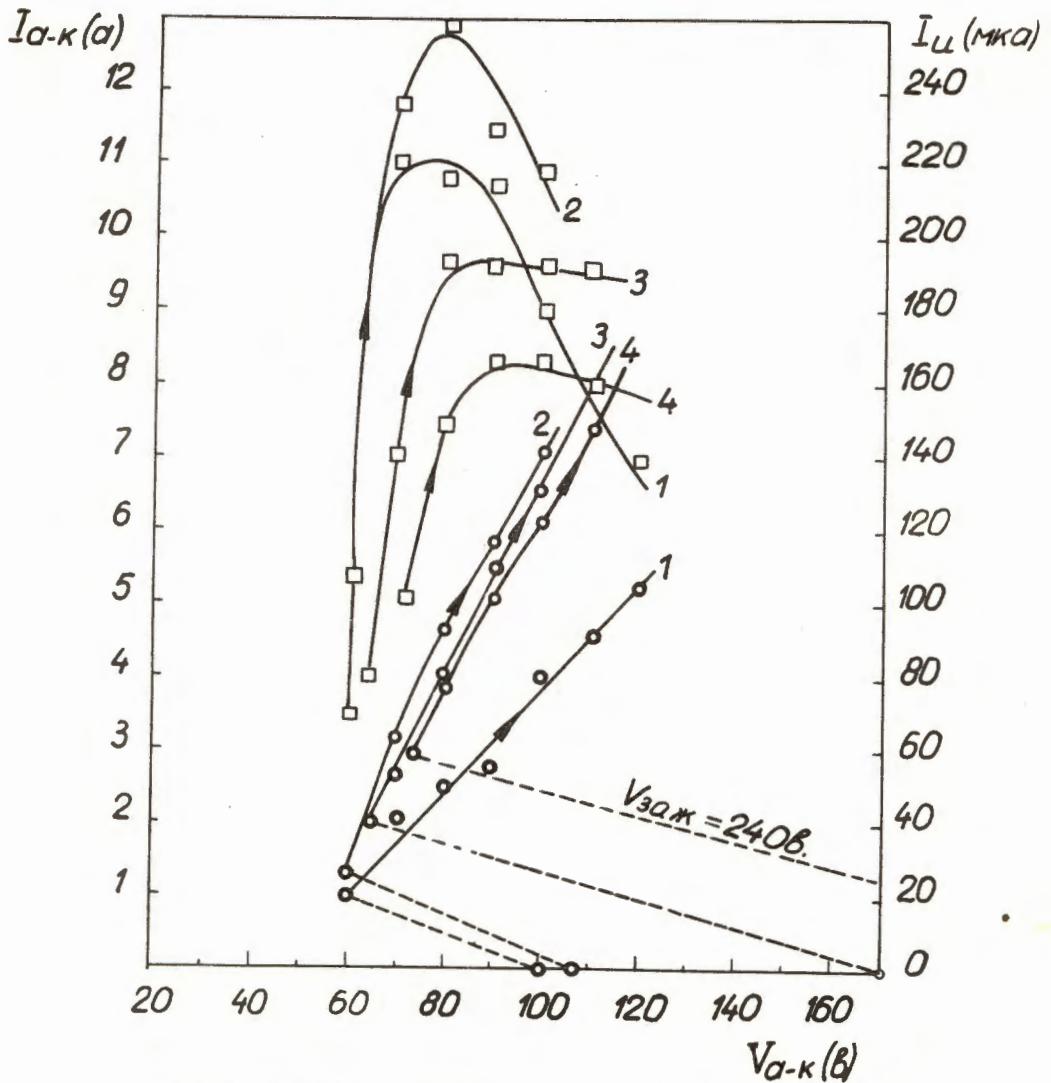


Рис.4. Ток разряда $I_{a-k}(\alpha)$ и ток ионов ксенона $I_x(\mu ka)$ при работе на смеси 5% Xe + 95% Ar в зависимости от разности потенциалов анода и катода ($I_k = 240a, K = 0,8 \text{ см}^3/\text{мин}$, кривая 1 - $V = 10 \text{ гс}$, 2 - $V = 220 \text{ гс}$, 3 - $V = 280 \text{ гс}$, 4 - $V = 380 \text{ гс}$).

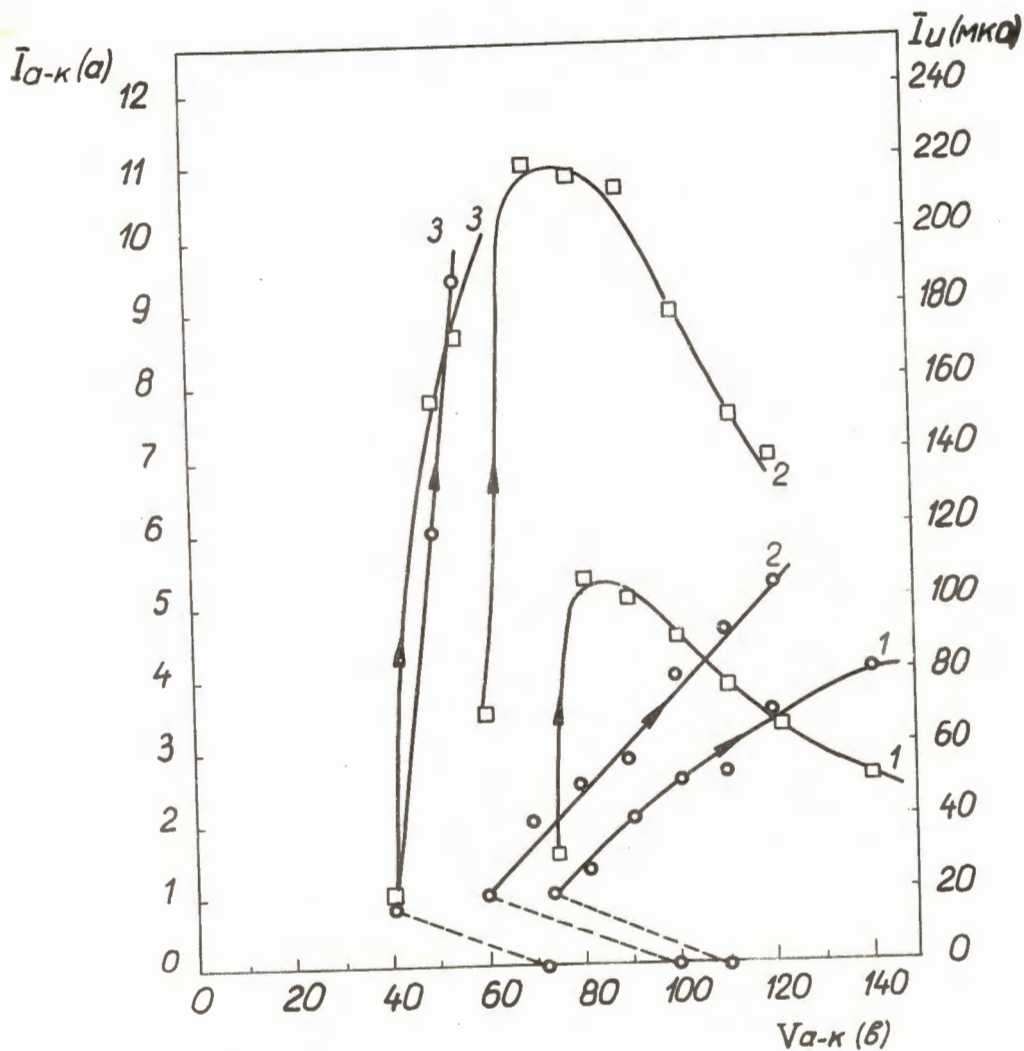


Рис.5. Ток разряда $I_{a-k}(0)$ и ток ионов ксенона I_x (\square) при работе на смеси 5% Xe + 95% Ar в зависимости от разности потенциалов V_{a-k} анода и катода. ($B = 0$ гс, $K = 0,8$ см³/мин, кривая 1 - $I_k = 215$ а, 2 - $I_k = 240$ а, 3 - $I_k = 255$ а).

те в режиме "в линии" оптимальная настройка источника по интенсивности пучка ионов продуктов ядерных реакций затруднительна. В этом случае, как показано в работе /9/, оптимизация режима разряда и всего сепаратора в целом может быть проведена по сравнительно небольшому току малой примеси, добавленной в газ, питающий источник. Эта небольшая примесь в достаточной мере отражает условия оптимизации источника и правильного формирования пучка ионов ультрамалых количеств продуктов реакций.

Как видно из рис.3-5, с ростом $V_{\alpha-k}$ при фиксированных значениях трех остальных произвольно меняемых параметров разряда (K, V, I_k) ток ионов сначала растет, а затем падает. Аналогичные кривые с максимумом наблюдаются и при изменении V и I_k . Зависимость I_k от K не имеет максимума в диапазоне изменения K от 0,1 до 1,0 см³/мин.

Выбор оптимальных (для получения максимальной эффективности ионизации) значений параметров разряда $V_{\alpha-k}$, V и I_k производился по максимуму тока ионов ксенона. При выборе K исходили непосредственно из величины эффективности, определенной отношением I_{α} / K , зависимость которого от K иная, чем для I_{α} .

Конечный результат этого выбора представлен на рис.6, где дается зависимость эффективности сепарации ксенона от K при оптимальных значениях $V_{\alpha-k}$, V и I_k . Там же приводится зависимость для I_{α} . Как видно из рисунка, максимальная эффективность сепарации, определяемая, главным образом, эффективностью ионизации в источнике, составляет ~24%. Эта величина является сравнительно большой и она, по-видимому, обусловлена высокой плотностью тока электронов, совершающих большое число осцилляций при своем движении от катода к аноду. Этим осцилляциям способствуют аксиальное магнитное поле и отражатели электронов на пути их движения, роль которых выполняют торцы полуцилиндрического катода. Преждевременный уход элект-

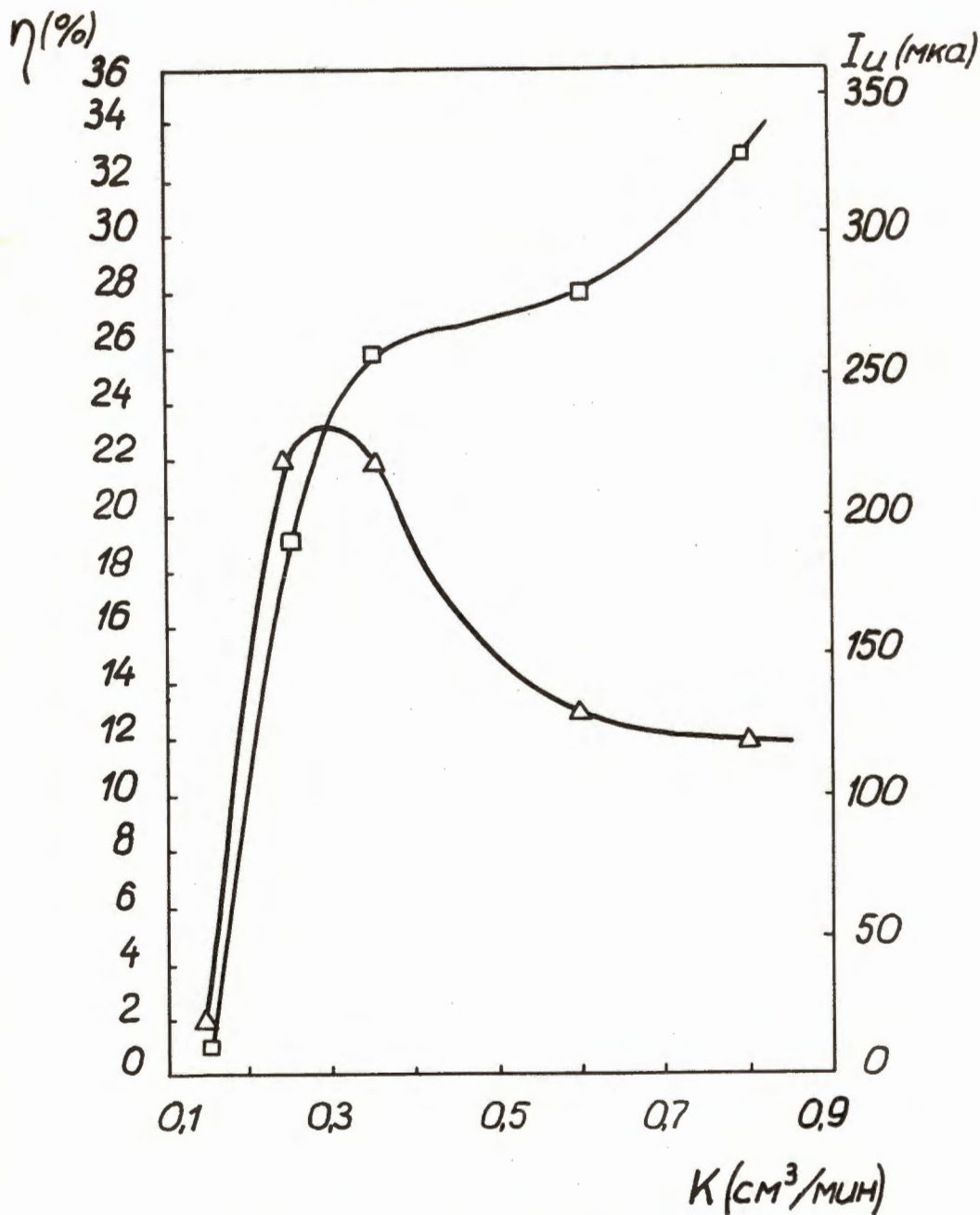


Рис.8. Ток ионов ксенона I_u (□) и эффективность сепарации ксенона η (Δ) при работе на смеси 5% Xe + 85% Ar в зависимости от скорости поступления газа K при оптимальных параметрах разряда.

тронов по силовым линиям магнитного поля, пересекающим анод, в этом источнике уменьшен из-за малой площади анода и снижения бочкообразности поля в результате уменьшения межполюсного зазора электромагнита источника и применения промежуточных наконечников.

5. Другими важными характеристиками ионного источника являются степень моноэнергетичности образующихся в источнике ионов, отсутствие колебаний плазмы разряда, условия формирования ионного пучка, определяющих в значительной мере качество фокусировки пучков и, следовательно, чистоту сепарации. Качество фокусировки ионных пучков, обеспечиваемое описанным выше источником, определялось по распределению интенсивности тока ионов в точке главного фокуса. Для этого на вертикальную развертку луча осциллографа подавался сигнал с тонкого (шириной 0,2 мм) измерительного зонда, укрепленного на приемнике сепаратора, а горизонтальная развертка луча управлялась пилообразным напряжением, одновременно модулирующим на глубину $\approx 10\%$ ускоряющее напряжение. Осциллографическая кривая распределения тока ионов примеси ксенона ($I_{\text{и}} = 150$ мка), полученная таким образом, дается на рис. 7. Полуширина пиков составляет $\approx 0,25$ единицы атомной массы, что отвечает разрешающей способности ≈ 500 на полувывоте. Это разрешение не хуже, чем получаемое на нашем сепараторе с ионным источником обычного типа /9/.

6. Приведенные выше результаты показали, что газоразрядный источник ионов инверсо-магнетронного типа по своим основным качествам — стабильности и надежности работы, эффективности ионизации, условиям формирования ионного пучка, вполне удовлетворяет общим требованиям, предъявляемым к ионным источникам. Оставалось выяснить возможности его использования в линии с циклотроном тяжелых ионов.

На первом этапе исследований, в экспериментах по проверке эффективности и разрешающей способности источника и масс-сепаратора в ре-

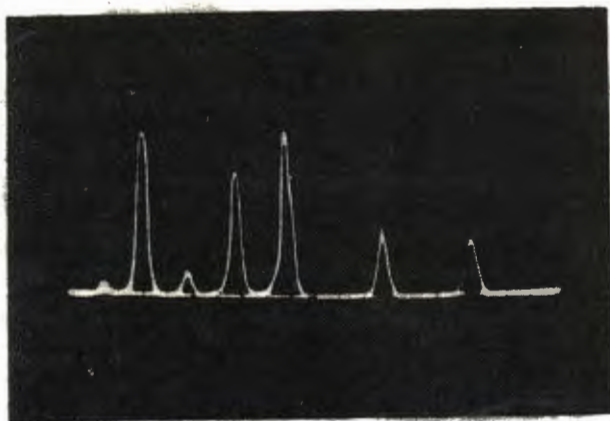


Рис.7. Осциллограмма тока ионов изотопов ксенона $^{128}\text{Xe}^+$, $^{129}\text{Xe}^+$, $^{130}\text{Xe}^+$, $^{131}\text{Xe}^+$, $^{132}\text{Xe}^+$, $^{134}\text{Xe}^+$, $^{136}\text{Xe}^+$ ($I_H \approx 150$ мкА).

жиге "в линии" мы ограничились опытами только со сравнительно долгоживущими продуктами реакций. Использовались радиоактивные изотопы радона - химического аналога аргона и ксенона, с периодами полураспада более пяти минут: $^{206} - ^{212} \text{Rn}$. Эти изотопы радона получались путем облучения δ -микронной платиновой фольги с природным содержанием изотопов ионами ^{16}O или ^{18}O с энергией 80-90 Мэв по реакциям:



Непосредственно перед экспериментом "в линии" ионный источник настраивался на максимум эффективности по примеси ксенона; затем магнитное поле сепаратора перестраивалось на ионы с массами 195-225; включался циклотрон и одновременно с облучением проводилась электромагнитная сепарация. Радиоактивные изотопы радона принимались на алюминиевую или медную фольгу, укрепленную на приемнике камеры, и α -активность собранных изотопов радона и их продуктов распада измерялась сцинтилляционным (ZnS) счетчиком. Эффективность сепарации определялась путем сопоставления активности, собранной на приемнике, с α -активностью продуктов реакций (в основном изотопов радона и их продуктов распада), выбитых из мишени в ионный источник. Для этого в дополнительных опытах непосредственно за держателем мишени, перед тепловыми экранами располагалась алюминиевая фольга, задерживающая выбиваемые из мишени продукты реакций. Ионный источник в этих экспериментах не включался. После облучения фольга вынималась для измерения α -активности.

В экспериментах по сопоставлению активностей продуктов реакций, собранных на приемнике и фольге за мишенью, продолжительность облучений и интервал между окончанием облучения и началом счета были одинаковыми в том и другом опытах, чтобы избежать погрешностей, обусловленных различной степенью насыщения в накоплении продуктов реакций с разными периодами полураспада. Поправка на различие в токах бомбардирующих частиц вводилась.

Как показали эксперименты, эффективность сепарации изотопов радона в экспериментах "в линии" оказалась равной 40-60%. Более высокая эффективность, наблюдаемая для радона по сравнению с ксеноном, может быть обусловлена более низким потенциалом ионизации радона.

Следует заметить, что приблизительно 20% выбиваемых из мишени атомов оседали на боковых стенках отверстий в держателе мишени

из-за непараллельности пучка выбиваемых атомов. Эти потери имеют место всегда при использовании методики выбивания, поэтому при определении эффективности масс-сепаратора, как можно понять из схемы экспериментов, они не учитывались.

Для определения разрешения при работе "в линии" приемная фольга разрезалась на полоски шириною 3 мм, и α -активность каждой полоски измерялась. На рис. 8 дается один из примеров распределения α -активности изотопов радона и их продуктов распада на приемнике сепаратора, расположенном под углом 45° к направлению главного луча. Разными символами представлены кривые, полученные в разные моменты времени после окончания одночасовой сепарации - облучения: $\text{Pb } +^{18}\text{O}$, I ^{3+} = 0,5 мка.

За начало отсчета расстояния на приемной фольге взято положение пучка ионов $\text{Ta } \text{O}_2^+$ ($M = 213$), образующихся в ионном источнике наруду с ионами Ta^+ и $\text{Ta } \text{O}^+$. Положение массы $M = 213$ использовано и для калибровки верхней шкалы. Разрешение при работе "в линии" равно приблизительно 500 на полувысоте пиков.

Измерение времени, требующегося для обратной диффузии испарения и ионизации внедренных в катод-стопор атомов, потребовало создания специальной измерительной методики, описание которой вместе с результатами измерений будет опубликовано отдельно.

В заключение авторы выражают благодарность проф. Г.Н.Флерову и Е.Д.Воробьеву, под руководством которых выполнялась настоящая работа, а также Б.Г.Зорину за помощь в проведении экспериментов.

Л и т е р а т у р а

1. O.Kofoed-Hansen, K.O.Nielsen. Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. 26, No. 7, 1951.
2. Г.Н.Флеров, Н.И.Тарантин. Abhandlungen der Deutschen Akademien der Wissenschaften zu Berlin. (Math., Phys., Techn.) 1,49,1967.
3. Proceed. of The Conference on Isotope Separators Aarhus, 1965. Nucl. Instr. Meth. 38, 1965.
4. Proceed. of the Lisekil Symposium 1966. Arkiv für Fysik, 36, 1967.
5. R.Klapisch, R.Bornas. Nucl. Instr. Meth. 38, 291, 1965.
6. N.I.Tarantin, A.V.Demyanov, Yu.A.Dyachichin, A.P.Kabachenko. Nucl. Instr. Meth. 38, 103, 1965.
7. Н.И.Тарантин, А.В.Демьянов. ПТЭ, 1, 41, 1966. А.В.Демьянов, Н.И.Тарантин, Ю.А.Дьячихин, А.П.Кабаченко. ПТЭ, 2, 28, 1966.
7. Н.И.Тарантин, В.В.Гордеев, А.В.Демьянов. АЭ, 22, 280, 1967.
8. А.Амов, В.П.Пермяков, Н.И.Тарантин. Препринт ОИЯИ Р13-3019, Дубна, 1966.
9. А.В.Демьянов, А.П.Кабаченко, О.П.Логинов, Н.И.Тарантин, Х.Тыррофф. Препринт ОИЯИ Р13-3953, Дубна, 1968.
10. Langmuir, K.B.Blodgett. Phys. Rev. 22, 347, 1923.
11. A.W.Hull. Phys. Rev. 28, 31, 1921.

Рукопись поступила в издательский отдел
5 сентября 1968 года.

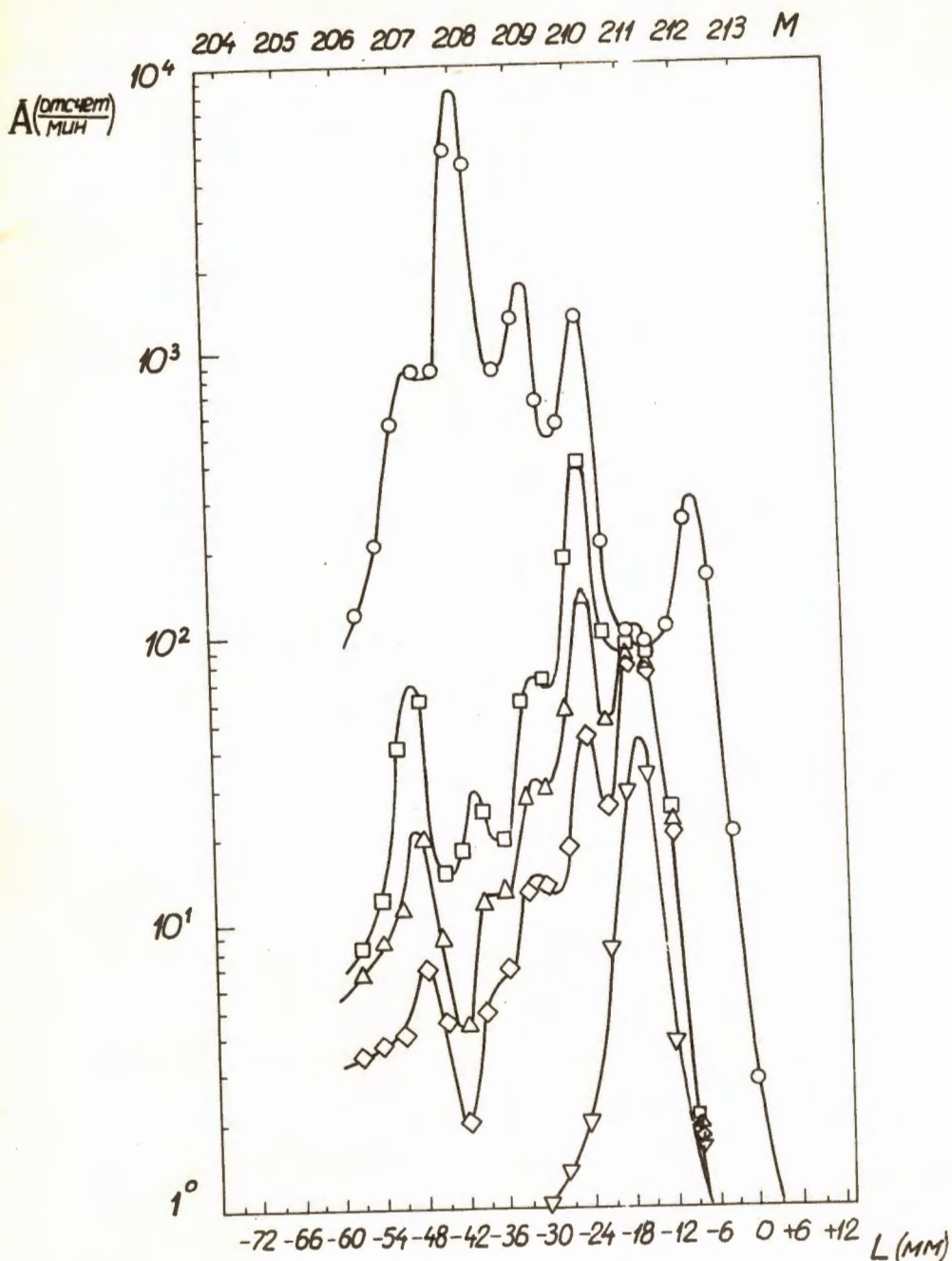


Рис.8. Распределение α -активности изотопов радона и их продуктов распада на приемнике электромагнитного масс-сепаратора по прошествии 0 мин (○), 4 часов (□), 8 часов (△), 12 часов (◇) и 35 часов (▽) после окончания часовой сепарации — облучения (Pt +100).