

1949

1949

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P-1949



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

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЙ МАСС-СЕПАРАТОР  
ЛАБОРАТОРИИ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

II. Описание масс-сепаратора и его характеристики

1965

P-1949

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

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЙ МАСС-СЕПАРАТОР  
ЛАБОРАТОРИИ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

II. Описание масс-сепаратора и его характеристики

Направлено в ПТЭ

**Научно-техническая  
библиотека  
ОИЯИ**

## 1. Введение

Масс-сепаратор, описание которого дается в настоящей работе, изготовлен в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ в 1963-1964 г.г. на основе электромагнита СП-57 А-1 промышленного производства<sup>/1/</sup>. Этот масс-сепаратор предназначен для разделения радиоактивных продуктов, образующихся в ядерных реакциях под действием ускоренных тяжелых ионов. Расчет основных параметров масс-сепаратора, а также требования, которым он должен удовлетворять, изложены в статье<sup>/2/</sup>. В настоящей работе даются описание конструкции основных элементов масс-сепаратора, его ионно-оптические характеристики, и приводятся результаты первых опытов по разделению изотопов таллия.

## 2. Описание масс-сепаратора

Схематический чертеж масс-сепаратора дан на рис. 1.

Электромагнит СП-57 А-1, используемый в качестве магнитного анализатора, имеет круглые полюсы диаметром 105 см, которые могут дополняться съемными полюсными наконечниками различной формы. В нашем случае используются пятиугольные наконечники из комплекта электромагнита, дополненные со стороны входа и выхода ионного пучка приставками, изготовленными из стали той же марки.

Форма приставок выбрана так, чтобы получить расчетные параметры магнитного анализатора<sup>/2/</sup>.

Следует заметить, что изготовить приставки с расчетными значениями  $\rho_1$  и  $\rho_2$  (физический смысл приводимых здесь обозначений дается на рис. 1 работы<sup>/2/</sup>) к готовым пятиугольным наконечникам в наших условиях оказалось невозможным по технологическим и конструктивным причинам. Поэтому были выбраны новые, приемлемые с точки зрения изготовления значения  $\rho_1$  и  $\rho_2$ , которые также исключали угловые aberrации второго порядка при фокусировке в горизонтальной плоскости, т.е. удовлетворяли условию (5)<sup>/2/</sup> и обеспечивали уменьшение размера изображения по вертикали и для краевых лучей ( $\alpha \neq 0$ ).

Полюсные наконечники магнита располагаются своими плоскостями параллельно друг другу с зазором между ними  $h = 79$  мм. Параллельность поверхностей полюсных

наконечников и постоянство высоты зазора с точностью до 0,1 мм обеспечиваются опорами-стяжками из немагнитного материала, расположенными в зазоре.

Питание электромагнита осуществляется от мотор-генератора, ток обмотки возбуждения которого стабилизируется с помощью электронного устройства. Это обеспечивает постоянство магнитного поля в зазоре в пределах 0,05%.

Для формирования линейного спада рассеянного поля у входной и выходной границ полюсных наконечников установлены магнитные экраны. Необходимость экранировки рассеянного поля в нашем случае дополнительно обусловлена тем, что форма полюсов и катушек электромагнита значительно отличается от формы полюсных наконечников. Магнитные экраны рассчитаны из условия шунтирования магнитных потоков рассеяния без заметного насыщения железа экранов.

Измерения магнитного поля в зазоре магнита проводились на участке однородного поля методом ядерного резонанса в области рассеянного поля - методом катушки с током.

На рис. 2 дается распределение магнитного поля вдоль  $\rho_1$  и  $\rho_2$  в промежутках между краем полюсного наконечника и экраном при  $B_0 = 7 \cdot 10^3$  гс. Идентичные кривые распределения полей рассеяния были получены по всей ширине магнитной дорожки ( $\approx 220$  мм) и для других значений  $B_0$  в диапазоне от  $4 \cdot 10^3$  гс до  $8 \cdot 10^3$  гс. Индукция  $8 \cdot 10^3$  гс в зазоре достаточна для разделения однозарядных ионов самых тяжелых элементов (вплоть до массовых чисел  $M \approx 260$ ) при ускоряющем напряжении до 65 кв.

Как видно из рисунка 2, спад рассеянного поля достаточно хорошо аппроксимируется линейной функцией, причем протяженность области спада ( $s \approx 50$  мм) и положение эффективной границы ( $\xi \approx 30$  мм) достаточно хорошо совпадают с ожидаемыми.<sup>1/2</sup> Положение эффективной границы определяется выражением

$$\xi = \frac{\int_0^{s_0} B \cdot d\rho}{B_0},$$

где  $B_0$  - значение индукции на участке однородного поля, а  $\rho_0$  - значение  $\rho$ , где  $B = B_0$ .

Вакуумная камера масс-сепаратора состоит из трех частей: входного патрубка, разделительной камеры и приемной камеры.

Разделительная камера изготовлена из немагнитной нержавеющей стали, входной патрубок и приемная камера - из магнитной стали.

Внутренняя ширина вакуумной камеры - 350 мм, минимальная внутренняя высота камеры (в зазоре магнита) - 58 мм.

Вакуум в камере обеспечивается двумя паромасляными насосами типа ВА-5-4

и ВА-05-1 с ловушками, охлаждаемыми жидким азотом. Суммарная скорость откачки насосов  $\approx 2 \cdot 10^3$  литров/сек. Приемная камера отделяется от остальной части камеры вакуумным затвором, позволяющим производить напуск воздуха в приемную камеру без нарушения вакуума в основном объеме.

Источник ионов масс-сепаратора - однопольный источник с поверхностной термоионизацией (рис. 3)<sup>x)</sup>.

В качестве испарителя-ионизатора используется разогреваемая электрическим током спираль (1) из вольфрамовой проволоки диаметром 0,5 мм, длиной 35 мм с диаметром витка 3,5 мм. Эта спираль располагается параллельно выходному отверстию ионного источника, размер которого  $\Delta z, \Delta y = 1 \times 30$  мм.<sup>2</sup> Извлечение, ускорение и формирование ионного пучка осуществляются с помощью плоских электродов с щелевыми отверстиями. Спираль (1) источника и выравнивающий электрическое поле электрод (2) находятся под потенциалом  $V_0 = 25 \div +40$  кв, электрод (3) - под потенциалом  $V_1 = V_0 - \Delta V$ , где  $\Delta V = 100 \div 200$  в, электрод (4) - под потенциалом  $V_2 = 0 \div -15$  кв. Электрод (5) заземлен. Постоянство потенциала ионного источника ( $V_0$ ) поддерживается в пределах 0,03% с помощью электронного стабилизатора (рис. 4), выполненного по принципу, предложенному в работе<sup>1/3</sup>.

Цепь между точками А и В имеет отрицательное сопротивление  $R_1$ , которое включено последовательно с сопротивлением  $R_2$ , близким по абсолютной величине к  $R_1$ , ( $R_2 \approx -R_1$ ). Отклонение выходного напряжения ( $\Delta V_0$ ) от заданной величины  $V_0$ , воспринимаемое как разность между падением напряжения на  $R_1$  и опорным напряжением (напряжение разряда двух последовательно включенных стабилитронов  $L_4$  и  $L_5$ ) передается с большим усилением (т.к.  $|\frac{R_1}{R_2 + R_1}| \gg 1$ ), и это приводит к восстановлению первоначального значения выходного напряжения.

Выходное напряжение регулируется изменением сопротивления  $R_2$ .

Для измерения распределения ионных пучков и для более точной установки коллектора ионов и счетчика  $\alpha$ -частиц в нужное положение в приемной камере масс-сепаратора имеется подвижная каретка, которая с помощью приводов может перемещаться без нарушения вакуума в трех направлениях по осям  $x$ ,  $y$  и  $z$ . Точность установки и отсчета положения каретки  $\approx 0,2$  мм.

## 2. Ионно-оптические характеристики масс-сепаратора и результаты

### опытов по разделению изотопов таллия

Первая проверка магнитной оптики масс-сепаратора была выполнена с помощью коллимированного пучка  $\alpha$ -частиц.

х) В дальнейшем источник с поверхностной термоионизацией предполагается заменить на более эффективный плазменный ионный источник.



Выбор  $\alpha$ -частиц для начальной проверки магнитного анализатора был обусловлен некоторыми преимуществами этой методики (природная стабильность энергии  $\alpha$ -частиц, простота формирования пучка нужных линейных и угловых размеров) особенно важными на начальном этапе наладки масс-сепаратора.

В качестве источника  $\alpha$ -частиц использовался  $\text{Cm}^{244}$ , нанесенный тонким слоем ( $\approx 0,05$  мкг/см<sup>2</sup>) электролитическим способом на подложку из платины.  $\text{Cm}^{244}$  является излучателем нескольких групп  $\alpha$ -частиц, наиболее интенсивные из которых имеют энергию 5,801 Мэв (76,7%) и 5,759 Мэв (23,3%), что соответствует  $V_1 = 3,487 \cdot 10^5$  гс.см и  $3,452 \cdot 10^5$  гс.см.

Коллимированный пучок  $\alpha$ -частиц имел в вертикальном направлении начальную высоту 28 мм и угловую расходимость  $\Delta\beta = 1^\circ$ , начальная ширина пучка ( $\Delta z_1$ ) и расходимость по горизонтали ( $2\Delta\alpha$ ) при измерениях могли варьироваться соответственно от 1 до 2,5 мм и от 2 до  $12^\circ$ .

Изменение распределения потока  $\alpha$ -частиц на фокальную плоскость производилось полупроводниковым счетчиком с входным окном в виде щели шириной 1,5 мм, установленным на подвижной каретке в приемной камере.

Наладка магнитного анализатора была начата с поисков оптимальных положений источника и детектора, обеспечивающих наилучшее разрешение.

Источник перемещался без нарушения вакуума в трех направлениях с помощью несложного приспособления, и для каждого положения источника определялись оптимальные размеры изображения ( $\Delta z_2$  и  $\Delta y_2$ ) по распределению  $\alpha$ -частиц на фокальной плоскости.

В этих измерениях было установлено, что отклонение положения источника от оптимального (приблизительно совпадающего с расчетным) на  $\pm 20$  мм по оси  $x$  и на  $\pm 10$  мм по оси  $z$  увеличивает ширину изображения по горизонтали ( $\Delta z_2$ ) не более чем в два раза (при  $\Delta z_1 = 1,5$  мм и  $2\Delta\alpha = 6^\circ$ ).

Это показывает, что разрешающая способность магнитного анализатора не слишком чувствительна к точности установки источника.

С помощью  $\alpha$ -частиц был измерен коэффициент пропускания магнитного анализатора для частиц с различными радиусами кривизны траекторий. Этот коэффициент определялся как отношение потока  $\alpha$ -частиц, сфокусированных на фокальной плоскости, к потоку  $\alpha$ -частиц на входе анализатора и оказался равным  $\approx 1,0$  для частиц с радиусом кривизны траекторий  $r = R_0 = 70$  см и 0,9 для частиц, радиус кривизны траекторий которых отличался на  $\pm 4\%$  от главного ( $R_0$ ). При этом начальные параметры пучка составляли  $\Delta z_1, \Delta y_1 = 1,5 \times 28$  мм<sup>2</sup>;  $2\Delta\alpha = 6^\circ$ ;  $\Delta\beta = 1^\circ$ .

Определялись также угловые и линейные aberrации магнитного анализатора. Результаты этих измерений, представленные на рис. 5, показывают, как меняется ширина изображения при изменении ширины источника ( $\Delta z_1$ ) и угловой расходимости пучка ( $2\Delta\alpha$ ). Полученные значения удовлетворительно совпадают с расчетными.

Наряду с этим с помощью методики с использованием  $\alpha$ -частиц была измерена дисперсия магнитного анализатора, и определены положения фокальных плоскостей для горизонтальной и вертикальной фокусировок. Однако результаты этих измерений здесь не приводятся, поскольку те же данные были получены в дальнейших опытах с ионным пучком при разделении изотопов таллия.

Разделение естественной смеси изотопов  $\text{Tl}^{205}$  (70,5%) и  $\text{Tl}^{203}$  (29,5%) было предпринято с целью дальнейшего уточнения ионно-оптических характеристик магнитного анализатора и проверки работы масс-сепаратора в целом. Таллий был выбран как элемент, имеющий достаточно высокий атомный вес и пригодный для получения достаточных ионных токов с помощью простейшего источника с поверхностной термоионизацией.

Следует заметить, что потенциал ионизации таллия сравнительно высок (8,1в) и поэтому нельзя ожидать в соответствии с законом Саха-Ленмюра заметного ионного тока в результате непосредственной термоионизации этого элемента на поверхности обычно используемых в этих случаях вольфрама, платины или рения, имеющих работу выхода соответственно 4,5, 5,3 и 5,1 эв. Однако выход ионов таллия может быть значительно повышен, если использовать в качестве рабочего вещества соль  $\text{Tl}_2\text{CrO}_4$ , нанесенную тонким слоем на вольфрамовую спираль. В этом случае при нагреве спирали соль разлагается с образованием свободного кислорода, который окисляет поверхность вольфрама и при этом повышает работу выхода до 9,2 эв<sup>1/4</sup> и, естественно, ток ионов таллия.

Для измерения распределения тока в фокальной плоскости масс-сепаратора использовался токовый коллектор в виде медной проволоки, которая могла располагаться как вертикально, так и горизонтально, длиной 50 мм, диаметром 0,75 мм, равным минимальному шагу перемещения каретки.

Специальных мер для подавления тока вторичных электронов не предпринималось, так как при изучении основных параметров масс-сепаратора измерения были относительными.

Для измерения ионного тока в интервале от  $5 \cdot 10^{-10}$  а до  $5 \cdot 10^{-6}$  а использовалась электрометрическая схема микрорентгенометра типа "Кактус", переделанная для интегральных измерений и обеспечивающая относительные измерения тока с точностью не хуже 2%.

При температуре вольфрамовой спирали источника  $t = 1600^\circ\text{C}$  измеряемый на выходе масс-сепаратора ток составлял  $\approx 3-5$  мка и устойчиво сохранялся по величине в течение 6-7 часов непрерывной работы источника. В этих измерениях угловая расходимость пучка в горизонтальной плоскости составляла  $2 \Delta \alpha = 5^\circ$ , по вертикали пучок был примерно параллельным. При этом  $V_0 = 24$  кв;  $V_2 = -3$  кв и  $\Delta V = 150$  в. Распределение тока однозарядных ионов  $Tl^{205}$  и  $Tl^{203}$  в зависимости от положения коллектора на оси  $z$  при движении пучка ионов  $Tl^{205}$  по главной траектории магнитного анализатора ( $B_0 = 4510$  гс,  $r = R_0 = 70$  см) дано на рис. 6. Расстояние по оси  $z$  между максимумами двух пиков в среднем  $\approx 11, \pm 0,2$  мм, что соответствует дисперсии масс-сепаратора  $D = 11,5$  мм на 1% изменения массы. Ширина пиков на уровне 0,01 от максимума составляет  $\Delta z_2(0,01) = 3$  мм, что обеспечивает разрешающую способность прибора на этом уровне, равную  $\approx 380$ . Оценочная ширина пиков на полувысоте составляет  $\approx 0,5$  мм, а разрешение прибора на этом уровне равно  $\approx 2300$ . Форма пиков ниже уровня  $5 \cdot 10^{-3}$  от максимума асимметрична; причем "хвост" со стороны больших масс, как и в других аналогичных случаях  $^{157}$ , более интенсивен.

На рис. 7 дана зависимость ширины распределения пучка ионов  $Tl^{205}$  на полувысоте и у основания пика для различных значений радиусов кривизны траекторий. В этих измерениях менялось  $B$  в пределах  $(1 \pm 0,04) \cdot B_0$ ,  $V_0$  было постоянным ( $\approx 24$  кв).

Из рисунка видно, что изменение радиуса кривизны на  $\pm 3,5\%$ , что отвечает изменению массы при фиксированных  $V_0$  и  $B_0$  на  $\pm 7\%$ , приводит лишь к незначительному ухудшению разрешения.

В этих же измерениях было определено положение фокальной плоскости для радиальной фокусировки по минимуму ширины распределения пучка (рис. 8). Проекция фокальной плоскости на горизонтальную плоскость представляет собой линию, близкую к прямой и образующую угол  $45^\circ$  с осью  $x$ .

Как видно из рисунка, положение фокальной плоскости несколько не совпадает с расчетным (точка пересечения фокальной плоскости с осью  $x$  должна быть при  $x = 0$ ). Однако отклонение от расчетного положения невелико:  $\Delta x = +10$  мм. На том же рисунке для аксиальной фокусировки представлено положение проекции фокальной плоскости, образующей угол  $\approx 25^\circ$  с осью  $x$ .

В этом случае также наблюдается некоторое отклонение от расчетного положения, выражающееся в смещении точки пересечения фокальной плоскости аксиальной фокусировки с осью  $x$ .

Это расхождение, возможно, обусловлено несколько большей, чем принималось при расчете, угловой расходимостью ионного пучка по вертикали и может быть исключено коррекцией начальной расходимости пучка.

Высота изображения на фокальной плоскости аксиальной фокусировки  $\approx 8-10$  мм при высоте щели ионного источника 30 мм.

Высота изображения в плоскости радиальной фокусировки  $\approx 8-10$  мм в месте пересечения двух фокальных плоскостей и увеличивается до 20 мм для крайних точек фокальной плоскости.

Таким образом, исследование ионно-оптических свойств масс-сепаратора показывает, что его основные характеристики (дисперсия, разрешение, фокусировка) достаточно хорошо согласуются с результатами предварительного расчета, выполненного с учетом влияния краевых полей рассеяния.

Разрешение прибора оказывается достаточным для надежной идентификации самых тяжелых продуктов ядерных реакций (вплоть до массовых чисел  $M \approx 260$ ) даже в том случае, когда содержание соседних ядер, отличающихся от исследуемых на единицу по массовому числу, превышает в сто раз содержание анализируемых продуктов.

Магнитный анализатор масс-сепаратора обеспечивает также аксиальную фокусировку и сводит широкий по вертикали пучок в пятно небольшого размера.

Авторы благодарят О.П. Логинова и Б.Г. Зорина за помощь в проведении измерений. Авторы признательны также профессору Г.Н. Флерову за постоянный интерес к работе и поддержку.

#### Л и т е р а т у р а

1. Электрофизическая аппаратура промышленного изготовления. Справочник. М, Госатомиздат, 1963.
2. Н.И. Тарантин, А.В. Демьянов. Препринт ОИЯИ, Р-1948, Дубна, 1965.
3. R.V. Mackenzie. Proceedings Institute Electrical Engineers, 101, Part 11, 59, 1954.
4. Ж.Г. Де-Бур. Электронная эмиссия и явления адсорбции. М.-Л., ОНТИ, НКТП, 1936.
5. J.Uhler. Arkiv Fysik, 24, 329, 1963.

Рукопись поступила в издательский отдел  
13 января 1965 г.

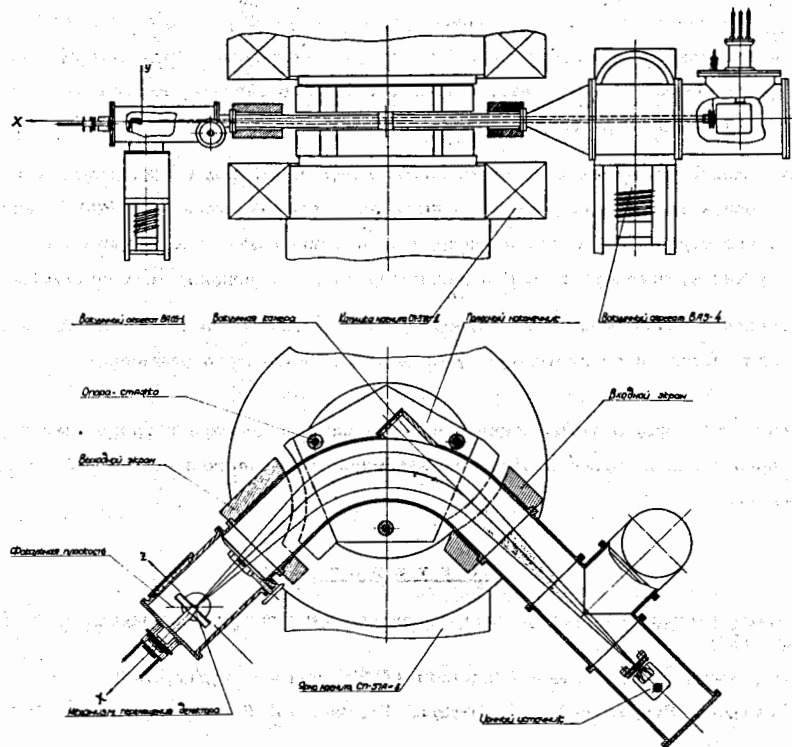


Рис. 1. Схематический чертеж масс-сепаратора.

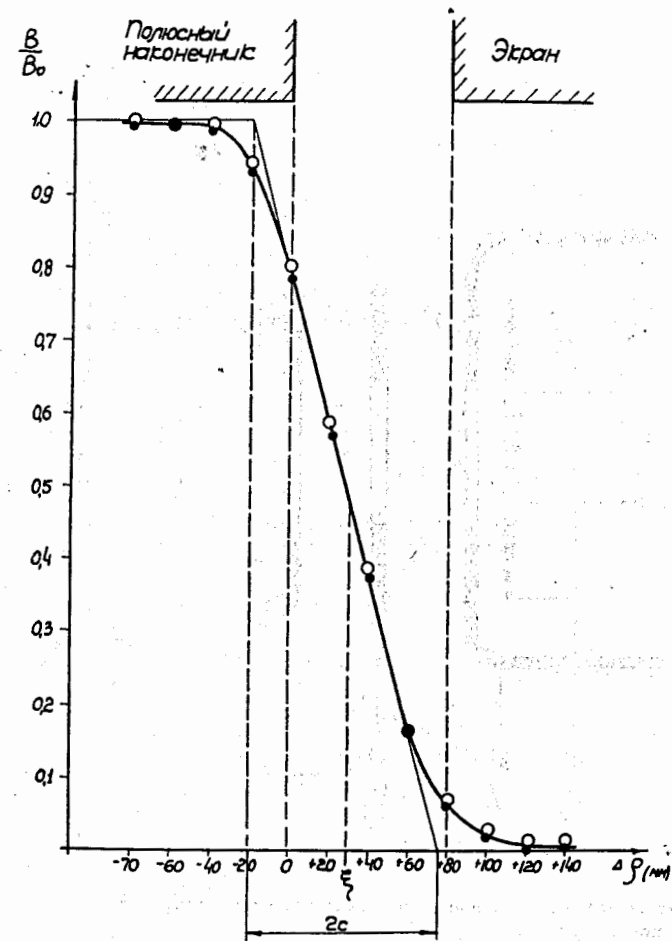


Рис. 2. Распределение вертикальной составляющей индукции магнитного поля в медианной плоскости в области границ масс-сепаратора  $B_0=7000$  гс. Разными точками представлены две серии измерений.

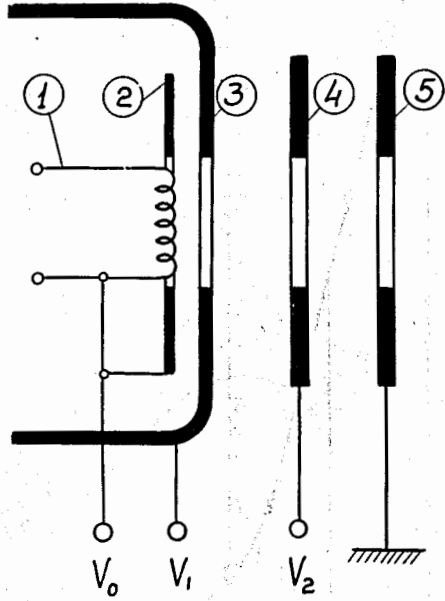


Рис. 3. Схема источника ионов с поверхностной термоизоляцией и ионной оптики.

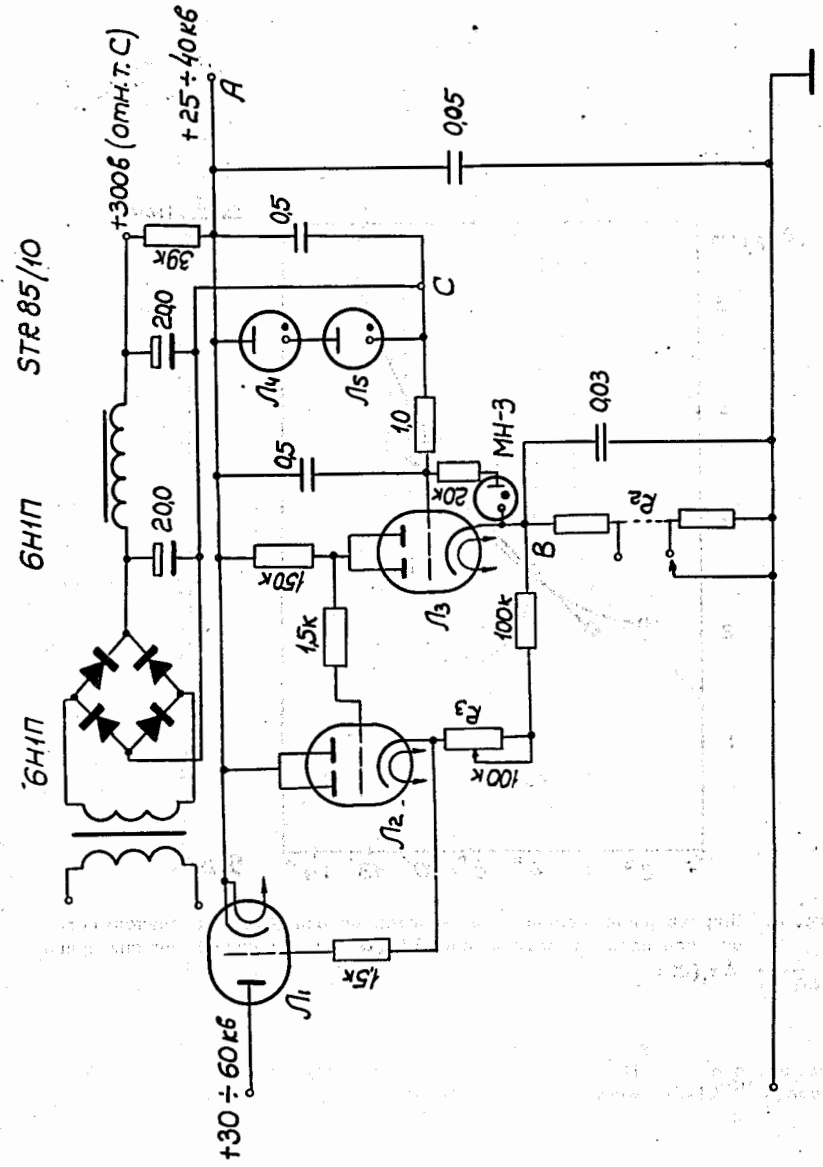


Рис. 4. Схема стабилизации ускоряющего напряжения. Для  $V_0 = 25$  кв  $R_2 = 19,6$  мом, для  $V_0 = 40$  кв  $R_2 = 36,0$ .



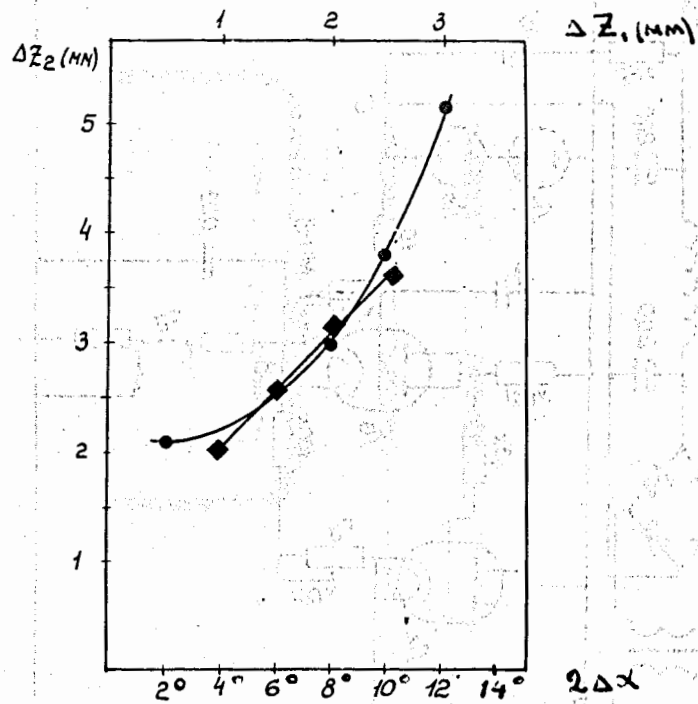


Рис. 5. Ширина распределения  $\alpha$ -частиц по оси  $z$  ( $\Delta z_2$ ) в зависимости от угла расходимости пучка  $2\Delta\alpha$  (●) и начальной ширины пучка  $\Delta z_1$  (■).

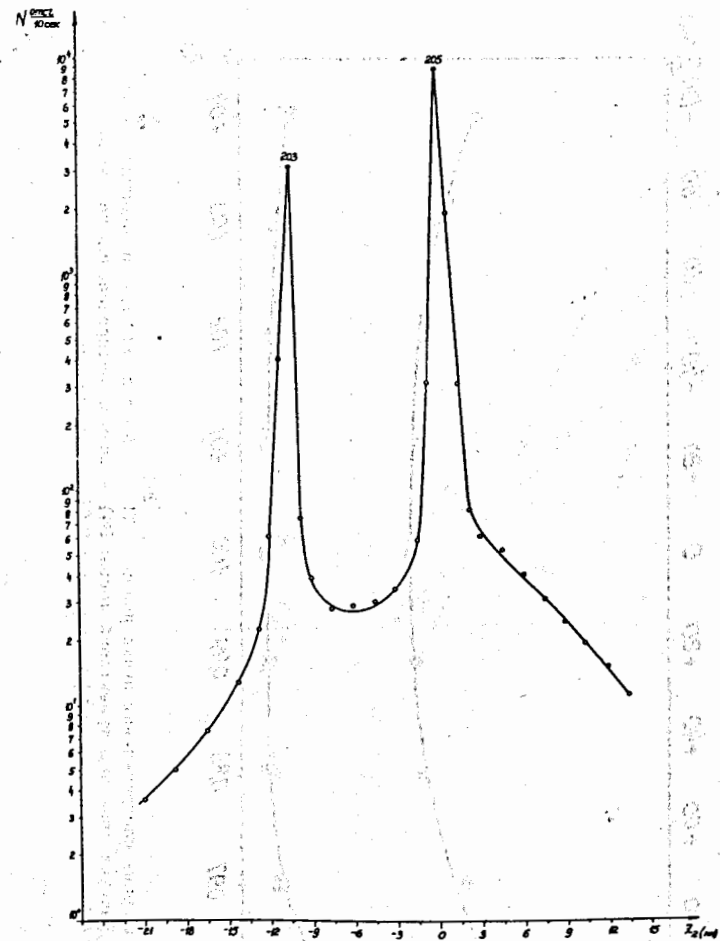


Рис. 6. Распределение тока ионов  $^{205}\text{Tl}$  и  $^{203}\text{Tl}$  в зависимости от положения коллектора на оси  $z$ . 1 отсчет =  $6 \cdot 10^{-10}$  кулона.

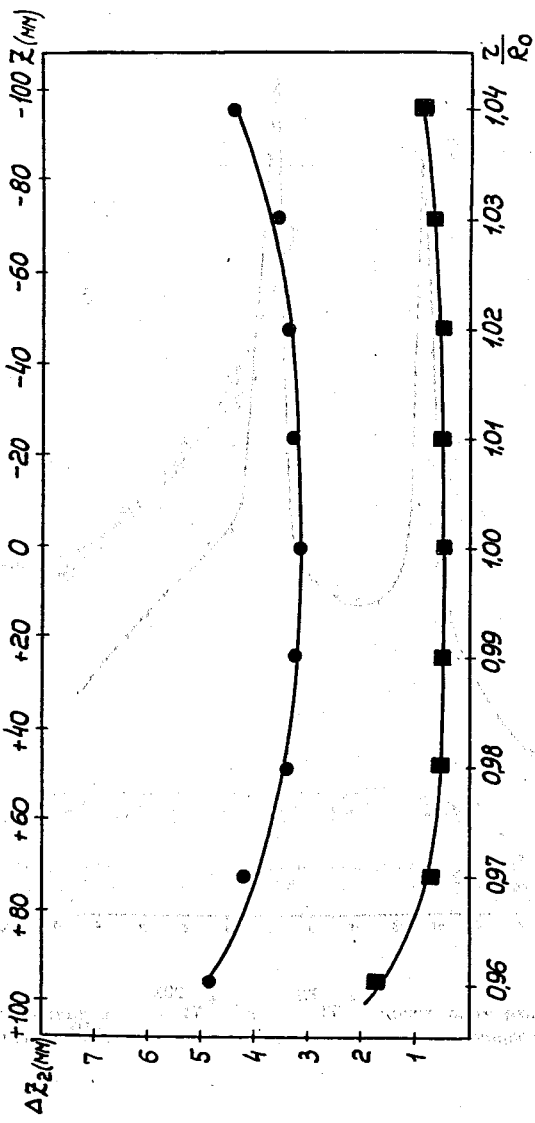


Рис. 7. Ширина распределения пучка ионов  $\Delta z_2$  по оси  $z$  ( $\Delta z_2$ ) в зависимости от радиуса кривизны траекторий ионов: (■) - ширина распределения на уровне 0,5 от максимума; (●) - на уровне 0,01 от максимума.

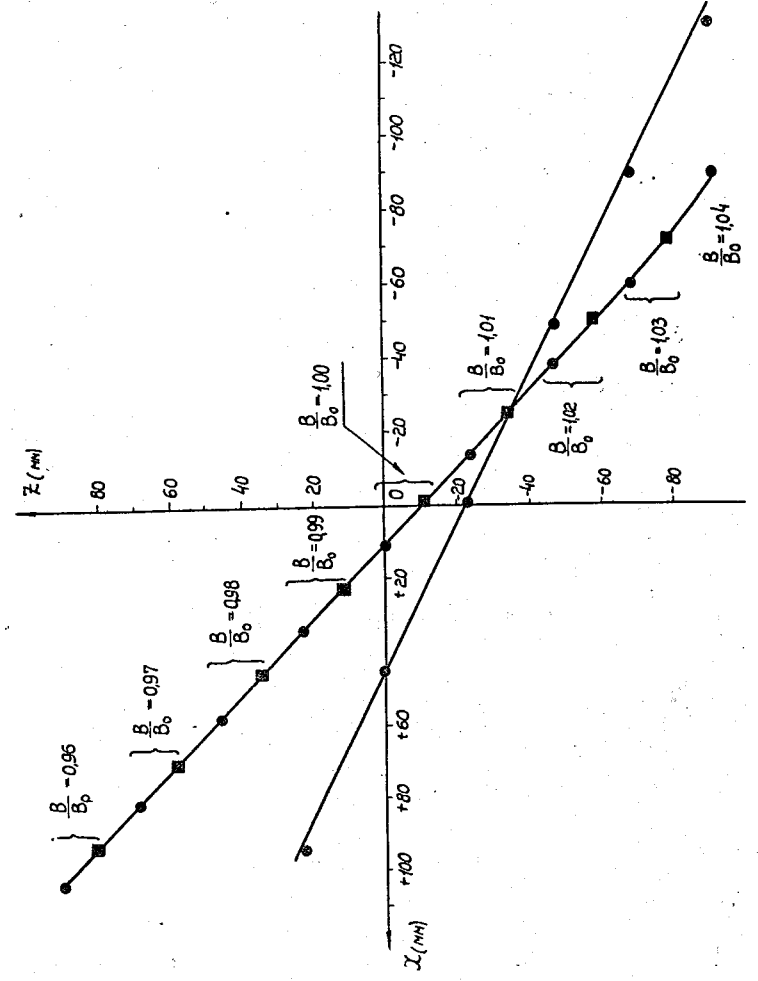


Рис. 8. Положение фокальных плоскостей для радиальной (●—■) и аксиальной (—●) фокусировок.