

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МАГНИТА МОНОХРОМАТОРА ЦИКЛОТРОНА У-240 ДЛЯ СЕПАРАЦИИ СТАБИЛЬНЫХ ИЗОТОПОВ

А. Е. Вальков, А. В. Демьянов, А. В. Долинский, М. Э. Долинская, Ю. И. Камышников

Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев

Исследована возможность использования магнита системы монохроматизации пучка циклотрона У-240 для создания сепаратора стабильных изотопов с высокой разрешающей способностью. Для рассмотренной ионно-оптической схемы сепаратора проведены расчеты параметров оптической системы и характеристик пучков сепарируемых ионов. Результаты показывают, что магнит с высокой эффективностью может быть использован как сепаратор для изотопов в широком диапазоне масс. Приведены оценки основных факторов, влияющих на эффективность и качество процесса разделения изотопов – параметров пучка, пространственного заряда, аббераций, взаимодействий с атомами остаточного газа и др.

Введение

В системе транспортировки ионного пучка циклотрона У-240 установлен анализирующий магнит СП-017 с углом отклонения 270° , радиусом осевой траектории 2 м и со спадающим по радиусу магнитным полем, неоднородность которого характеризуется величиной n , называемой показателем магнитного поля. В магните СП-017 показатель поля изменяется от 0 до 1 путем изменения тока в специальной квадрупольной обмотке магнита. Неоднородное магнитное поле с регулируемым показателем n обеспечивает фокусировку первого порядка в вертикальном и горизонтальном направлениях одновременно. Кроме того, величина дисперсии магнита пропорциональна коэффициенту $1 / (1 - n)$, так что дисперсию установки можно значительно повысить увеличением показателя спада поля. В данной работе приведены результаты расчетов условий, при которых магнит с высокой эффективностью будет сепарировать изотопы с массовым числом в широком диапазоне значений.

Расположение основных компонентов сепаратора

На рис. 1 показана схема расположения компонентов сепаратора, использующего анализирующий магнит СП-017. Ионный источник 1 обеспечивает получение высокоинтенсивных пучков ионов рабочего вещества. Система экстракции 2 экстрагирует ионы из плазмы

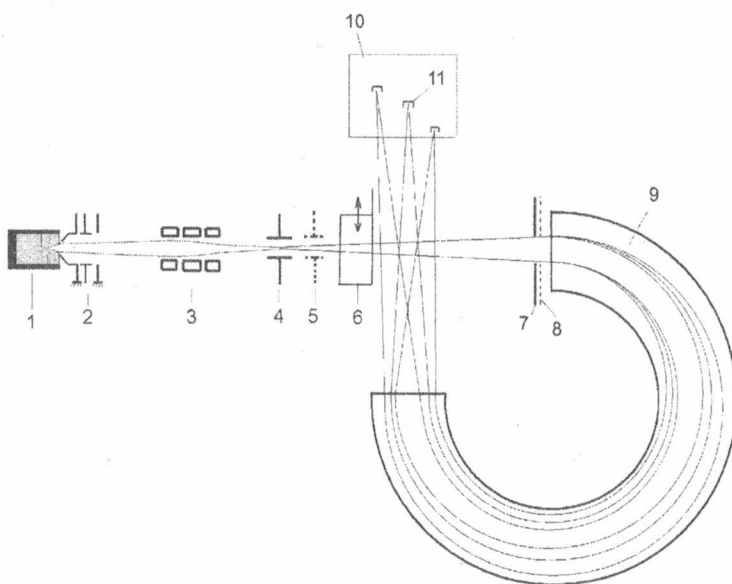


Рис. 1. Принципиальная схема расположения основных компонентов сепаратора: 1 – источник ионов; 2 – ускоряющая система; 3 – фокусирующие элементы; 4, 5 – корректоры горизонтального и вертикального смещения пучка; 6 – бокс для установки диагностических приборов (профилометра, измерителя эмиттанса, цилиндра Фарадея); 7, 8 – коллиматоры; 9 – магнит СП-017; 10 – бокс для коллектора и диагностических устройств; 11 – коллектор (выходная фокальная плоскость).

© А. Е. Вальков, А. В. Демьянов, А. В. Долинский, М. Э. Долинская, Ю. И. Камышников, 2005

источника, ускоряет их и формирует пучок, который затем с помощью фокусирующих элементов 3 согласуется с аксептансом магнита одновременно в горизонтальной и вертикальной плоскостях. Для совмещения оси пучка с осью магнита на входе в магнит установлены корректирующие пластины 4 и 5.

Разделенные по массам и сфокусированные ионные пучки принимаются каждый в отдельный «карман», вход в которые размещен в фокусе пучка соответствующей массы. В приемном устройстве размещаются измерительные устройства, позволяющие контролировать положение спектра, качество фокусировки, правильность наводки. Для этой цели используются настроечные электроды.

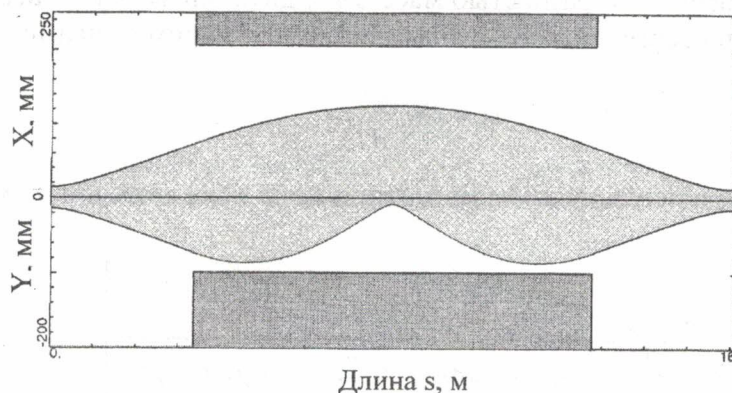


Рис. 2. Пример трассировки ионных пучков в магните-монохроматоре СП-017. Верхняя часть рисунка – полуразмер ионного пучка в горизонтальной плоскости, нижняя часть – в вертикальной плоскости. Емиттанс: $\epsilon_x = 300 \text{ мм} \cdot \text{мрад}$, $\epsilon_y = 100 \text{ мм} \cdot \text{мрад}$.

Характеристики магнита-монохроматора СП-017

Максимальное значение магнитной индукции на оси магнитной дорожки монохроматора составляет 0,85 Т. Магнитное поле имеет радиальную неоднородность с показателем спада n , который в зависимости от тока в квадрупольной обмотке принимает значения в пределах $0 < n < 1$ [1]. Горизонтальный размер вакуумной камеры магнита 400 мм, вертикальный 100 мм, радиус осевой траектории магнита 200 см, угол поворота 270° .

Для получения максимальной разрешающей способности и яркости пучка ионно-оптическая схема (ИОС) сепаратора должна обеспечивать выполнение двух условий на входе в приемный «карман»: формирование кроссовера в горизонтальной плоскости и минимальное увеличение вертикальной огибающей. Кроме того, максимальные размеры огибающих в камере сепаратора не должны превышать апертуры камеры.

На рис. 2 показаны горизонтальная и вертикальная огибающие рассматриваемой ИОС сепаратора при удовлетворении требований формирования кроссовера в горизонтальной плоскости на входе в коллектор (выходная фокальная плоскость) и промежуточного кроссовера в вертикальной плоскости в середине магнита. Эти требования выполняются при условии формирования входного кроссовера на расстоянии 336 см перед входом магнита и $n = 0,831$. В этом случае выходной горизонтальный кроссовер будет также на расстоянии 336 см от выхода магнита (см. рис. 2).

Условия сепарации изотопов в монохроматоре

Производительность сепаратора прежде всего определяется током ионов из источника. Наиболее интенсивными являются пучки однозарядных ионов, которые и улавливаются приемными карманами. Производительность ионного источника можно оценить с помощью выражения [2]

$$Q = \frac{A}{26,8} I^+ t_n 10^{-3}, \quad (1)$$

где A – атомное массовое число; Q – количество вещества, г; I^+ – ток однозарядных ионов, mA ; t_n – время накопления, ч. Из этого выражения следует, что для производства изотопов ионные источники должны обеспечивать токи не менее десятков миллиампер.

В электромагнитном сепараторе используется эффект пространственного разделения ионов с различным отношением заряда к массе. Для полного разделения изотопов с массой, отличающейся на одну атомную единицу, необходимо, чтобы расстояние между соседними пиками в фокальной плоскости (коллекторе) было, как минимум, в два раза больше, чем полуширина одного пика. Одним из основных параметров электромагнитного сепаратора является его дисперсия по массе D_m , которая определяется как коэффициент пропорциональности между относительной разностью масс $\Delta A/A$ двух близких по массе и одинаковых по энергии групп ионов и расстоянием Δx между соответствующими пиками

$$\Delta x = D_m \frac{\Delta A}{A} \tag{2}$$

Для величины дисперсии в неоднородном магнитном поле с показателем n можно получить выражение

$$D_m = \frac{R_0}{2(1-n)} \left[1 - \frac{1}{\cos(\sqrt{1-n}\Phi) - \sqrt{1-n} \frac{l_1}{R_0} \sin(\sqrt{1-n}\Phi)} \right], \tag{3}$$

где R_0 – радиус осевой траектории; l_1 – расстояние от источника до входа в магнит; Φ – угол поворота осевой траектории. Видно, что дисперсию неоднородного поля можно существенно увеличить путем увеличения показателя поля. Для рассматриваемой схемы сепаратора $n = 0,831$ и рассчитанное значение $D_m = 11$ м.

Ширина пиков, соответствующих ионам с различными массами, определяется разрешающей способностью сепаратора [3]

$$P = \frac{\Delta x}{b} \frac{A}{\Delta A}, \tag{4}$$

где b – полуширина пучка ионов с массой A в фокальной плоскости. Величина b определяется ионно-оптическими свойствами магнитной системы сепаратора, параметрами ионного пучка (эмиттансом, импульсным разбросом), а также другими различными факторами. Наиболее сильно влияют на размеры пика такие параметры, как величина эмиттанса пучка, импульсный (энергетический) разброс, абберационные искажения и пространственный заряд. Некоторый вклад дают также нестабильности ускоряющего напряжения и магнитного поля. В качестве примера на рис. 3 показано разделение изотопов с $A = 49, 50, 51$ в горизонтальной плоскости сепаратора.

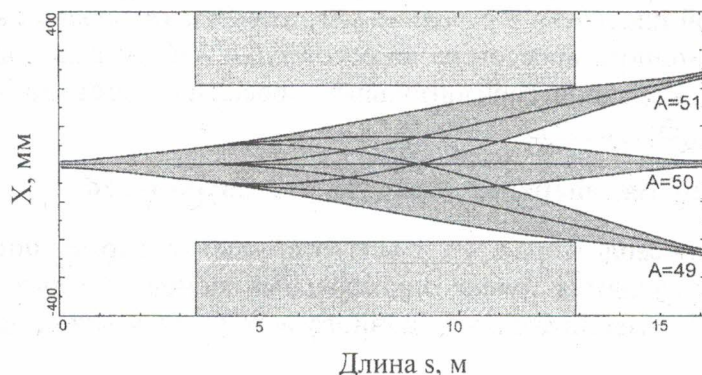


Рис. 3. Сепарация изотопов в монохроматоре в линейном приближении. Импульсный разброс $\Delta p/p = 0$, эмиттанс $\epsilon_x = 100$ мм · мрад.

Рассмотрим по отдельности основные факторы, влияющие на разрешающую способность сепаратора.

1. Влияние эмиттанса пучка и импульсного разброса ионов

Влияние эмиттанса и импульсного разброса на процесс разделения изотопов было исследовано путем численных расчетов параметров пучка в ИОС сепаратора в измеренном магнитном поле.

Если все частицы пучка имеют одинаковую энергию, то его горизонтальный размер $x(s) = \sqrt{\epsilon_x \beta_x(s)}$ зависит только от величины эмиттанса ϵ_x и параметров пучка на входе в систему (здесь $\beta_x(s)$ - бетатронная функция, зависящая только от ИОС сепаратора; параметры ИОС сепаратора выбираются таким образом, чтобы в выходной фокальной плоскости (коллекторе) значение бетатронной функции было минимальным). Если предположить, что эмиттанс пучка равен 100 мм мрад, то разрешающая способность сепаратора будет 1400. Как правило, пучок имеет некоторый энергетический разброс, вследствие чего его размер увеличивается на величину $\Delta x = D_p \Delta p/p$, где D_p - дисперсная функция оптической системы (или дисперсия по импульсу $D_p = 2D_m$), $\Delta p/p$ - импульсный разброс частиц пучка. На рис. 4 показаны результаты расчетов для изотопов с $A = 49, 50$ и 51 . Средние эллипсы для каждого изотопа соответствуют $\Delta p/p = 0$, тогда как значениям импульсного отклонения $\pm \Delta p/p$ на фазовой плоскости соответствуют два крайних эллипса. Все частицы занимают площадь S , образованную площадью этих эллипсов и площадью между ними. Эффективный эмиттанс в S/S_0 раз больше площади эллипса S_0 . Следовательно, в этом случае полуразмер пучка ионов с определенным массовым числом определяется формулой

$$b_0 = \sqrt{\epsilon_x \beta_x} + \frac{D_p}{2} \frac{\Delta p}{p} \tag{5}$$

Видно, что энергетический разброс частиц пучка уменьшает разрешающую способность сепаратора. Например, если $\Delta p/p = 10^{-3}$, то для значения эмиттанса 100 мм·мрад разрешающая способность будет составлять 600.

На рис. 5 показана зависимость максимального эмиттанса, при котором еще обеспечивается необходимое разделение изотопов, от величины $\Delta p/p$. Расстояние между центрами пучков изотопов с различным массовым числом равно $\Delta a_0 = D_m \Delta A/A$, а разделение изотопов можно считать успешным, если величина $b_0 = \Delta a_0/2$. Подставляя в это соотношение выражения для b_0 и Δa_0 , можно рассчитать приведенные зависимости.

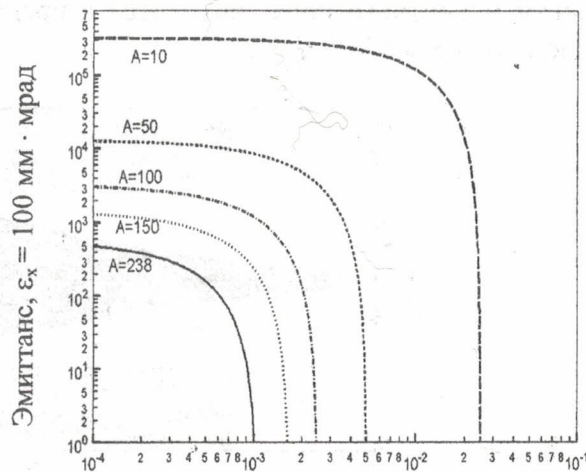
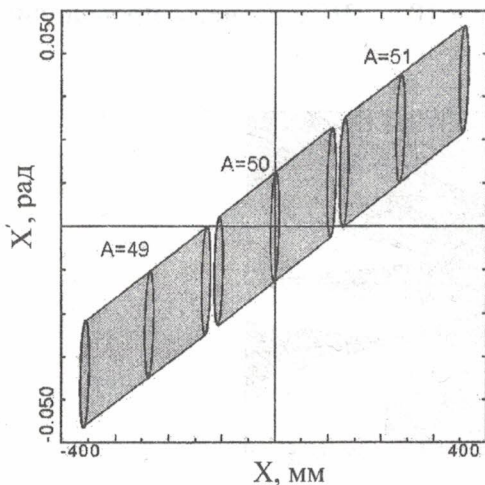


Рис. 4. Разделенные фазовые эллипсы пучков изотопов в горизонтальной плоскости на коллекторе. Импульсный разброс $\Delta p/p = \pm 10^{-3}$, эмиттанс $\epsilon_x = 100$ мм · мрад.

Рис. 5. Зависимость предельных значений горизонтального эмиттанса от импульсного разброса частиц пучка.

Импульсный разброс пучка возникает, в основном, за счет нестабильности ускоряющего напряжения и оптических свойств экстрагирующей системы источника. Чтобы минимизировать разброс по импульсам необходимо уменьшить нестабильность вытягивающего напряжения $\Delta U/U$. Допустимые пределы нестабильности напряжения $\Delta U/U$ можно оценить следующим образом. В магнитном поле B ионы с массой M после ускорения в электрическом поле с разностью потенциалов U двигаются по радиусу

$$R = \frac{1}{B} \sqrt{\frac{2MU}{e}}, \tag{6}$$

где e – заряд электрона. Отсюда следует, что

$$\frac{\Delta R}{R} = \frac{1}{2} \frac{\Delta M}{M} + \frac{1}{2} \frac{\Delta U}{U} - \frac{\Delta B}{B}. \tag{7}$$

Если допустить, что отклонение ионов одной массы может достигать 10 % дисперсии, то допустимые отклонения напряжения будут $\Delta U/U = 0,1 \Delta M/M$. Для самых тяжелых изотопов $\Delta U/U = 0,04 \%$.

2. Влияние аббераций на разрешающую способность сепаратора

Как правило, поле магнитов не является идеальным. Ошибки определяются неточностями в конфигурации полюсов, а также конструктивными ошибками при установке токовых обмоток. Общее выражение для вертикальной составляющей магнитного поля записывается в виде [4]

$$B_y = B_{y0} + gx + \frac{1}{2}s(x^2 - y^2) + \frac{1}{6}o(x^3 - 3xy^2) + \dots, \tag{8}$$

где $g = \partial B / \partial x$ - квадрупольная, $s = \partial^2 B / \partial x^2$ - секступольная и $o = \partial^3 B / \partial x^3$ - октупольная компоненты поля. Квадрупольная компонента поля монохроматора определяет показатель спада магнитного поля $n = (\rho/B)g$ и создается в магните специальной квадрупольной обмоткой. Секступольная и высшего порядка компоненты являются нежелательными

Рассмотрим, как влияют нелинейности магнитного поля на разрешающую способность магнита. Оценки секступольной компоненты делались из предположения, что отклонения от линейности магнитного поля находится в пределах $\delta = 10^{-3} - 10^{-2}$. Расчеты проводились с помощью программы MIRKO[7].

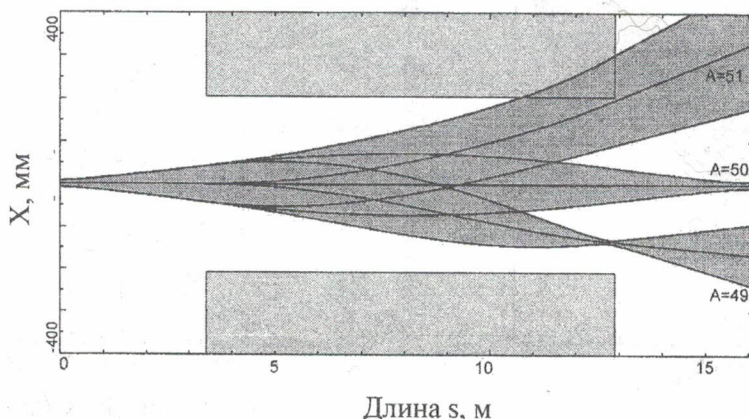


Рис. 6. Сепарация изотопов в монохроматоре с учетом нелинейности магнитного поля второго порядка.

На рис. 6 показано, как искажаются горизонтальные огибающие пучков изотопов с $A = 49, 50, 51$ в сепараторе в случае, если $\delta = 5x \cdot 10^{-3}$. Расчеты показывают, что при этом разрешающая способность сепаратора уменьшается на 5 - 10 %.

3. Влияние пространственного заряда пучка

Для высокоинтенсивных пучков существенным является действие внутреннего пространственного заряда, ведущего к рассталкиванию частиц и, как следствие, к увеличению размеров пучка. На рис. 7 показаны огибающие пучка изотопов $A = 50$ для разных значений тока, рассчитанные с помощью программы MIRKO.

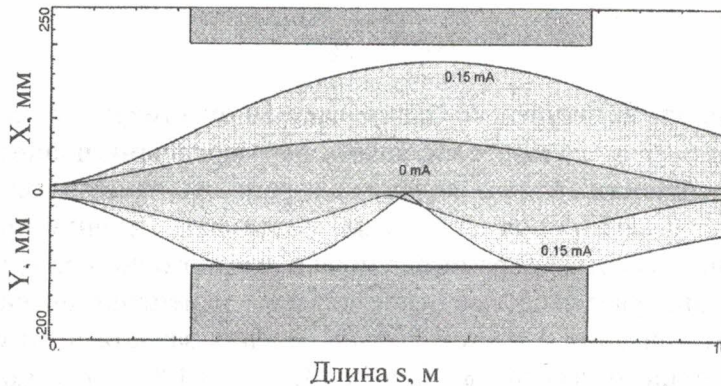


Рис. 7. Огибающие пучка для токов 0 и 0,15 мА; $\epsilon_x = 100 \text{ мм} \cdot \text{мрад}$, $\Delta p/p = 0$.

Для рассматриваемой ИОС при токе 0,15 мА размеры пучка становятся соизмеримыми с размерами вакуумной камеры магнита. Кроме того, в плоскости приемного коллектора размеры пучка увеличились. Очевидно, фокусирующая сила магнита недостаточна, чтобы полностью компенсировать рассталкивание частиц пучка. Для того чтобы минимизировать влияние этого эффекта, необходима компенсация пространственного заряда. Пучок заряженных частиц ионизирует молекулы остаточного газа в вакуумной камере с образованием электронов и ионов. Положительно заряженные ионы выталкиваются из пучка электрическим полем пучка, а электроны и отрицательные ионы при определенных условиях остаются в пучке. Уходу отрицательных частиц будет препятствовать отрицательный потенциал на дополнительном электроде экстрактора. Для оценки степени компенсации пространственного заряда служит так называемый фактор нейтрализации η , который определяется соотношением

$$\eta = \frac{n_e}{N_i}, \quad (9)$$

где n_e – число образованных электронов и N_i – число частиц в пучке. Для успешной компенсации необходимо создать условия, при которых число накопленных электронов будет максимальным. В этом процессе существенную роль играют состав и давление остаточного газа в вакуумной камере сепаратора.

На рис. 8 показана зависимость фактора нейтрализации от давления в вакуумной камере. В процессе разделения может происходить нарушение компенсации вследствие динамической декомпенсации. Это явление связано с возникновением

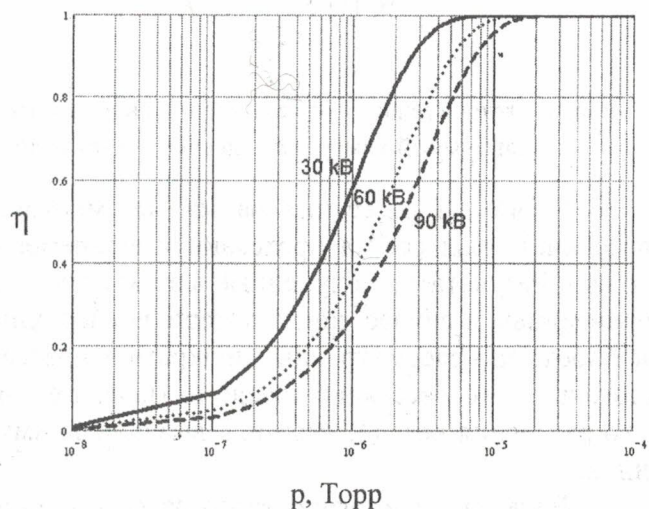


Рис. 8. Зависимость фактора нейтрализации от давления остаточного газа вакуума для трех значений энергии изотопов.

колебаний плотности тока пучка. Причина возникновения этих колебаний – это колебания в разряде источника, которые затем могут усиливаться в ИОС сепаратора. Путем подбора условий разделения (прежде всего, давления остаточного газа) можно влиять на этот процесс.

4. Требования к вакууму в разделительной камере

Чтобы уменьшить потери, ионы на пути от источника до приемника должны иметь малую вероятность рассеяния и перезарядки на атомах остаточного газа. В первую очередь эти явления зависят от величины давления и состава остаточного газа в вакуумной камере.

Уменьшение интенсивности ионного пучка на атомах остаточного газа вследствие перезарядных процессов можно приближенно оценивать по формуле

$$I = I_0 \exp(-L\rho_a\sigma), \tag{10}$$

где I_0 - ток ионов на выходе источника; L - длина вакуумной камеры; σ - сечение реакции м^2 ; ρ_a - плотность атомов остаточного газа. Основными перезарядными процессами, влияющими на уменьшение интенсивности пучка, являются процессы захвата электронов молекул остаточного газа и потери электронов на этих же молекулах. Сечения процессов захвата и потери электрона сильно зависят от параметров иона и атомного номера Z_i мишени.

На рис. 9 показаны рассчитанные относительные изменения интенсивности ионного пучка в зависимости от давления с учетом только сечения захвата и потери электрона для типичного состава остаточного газа: 90 % - H , 9 % - N , C , O и 1 % - Ar . Видно, что ожидаемые потери будут составлять порядка 10 % при давлении в вакуумной камере 10^{-7} Торр.

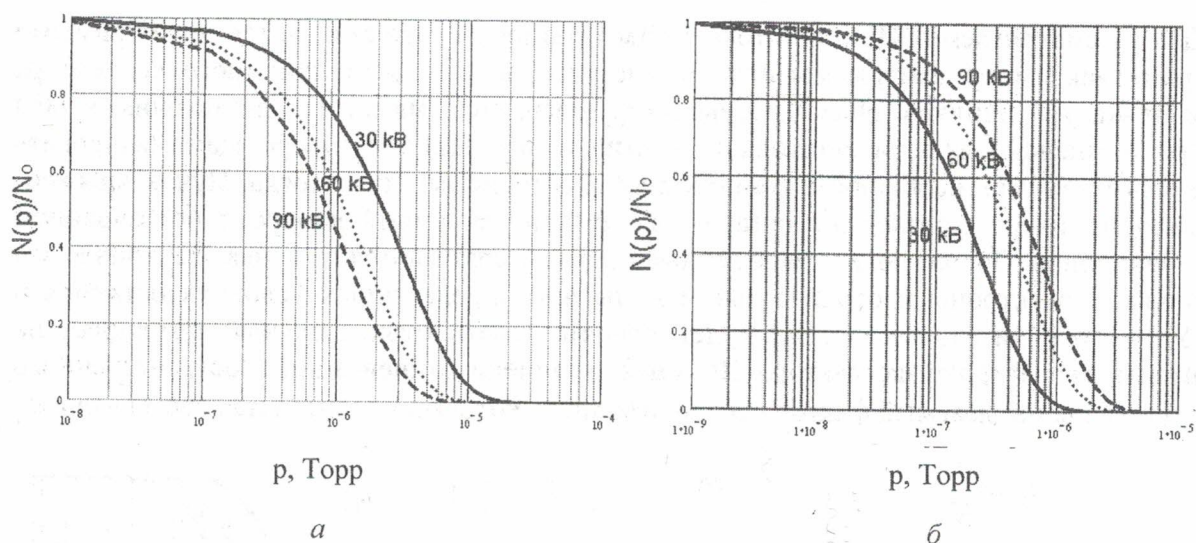


Рис. 9. Относительное изменение интенсивности пучков изотопов в зависимости от давления в вакуумной камере: а – за счет захвата электронов; б – за счет потери электронов.

Процессы рассеяния на малые (многократное рассеяние) и большие (однократное рассеяние) углы всегда протекают одновременно и учесть их совместное действие весьма сложно. Результаты, полученные в этом разделе для многократного рассеяния, строго говоря, справедливы в случае, когда потери за счет однократного рассеяния пренебрежимо малы. И наоборот, при рассмотрении однократного рассеяния считается, что вероятность потерь из-за многократного рассеяния заведомо мала, т.е. считаем процессы многократного и однократного рассеяния независимыми, а вызванные ими потери – равными сумме потерь отдельных видов.

Вследствие многократного рассеяния ионов на атомах остаточного газа размер пучка может существенно увеличиться. На рис. 10 приведены результаты расчетов изменения размеров пучка вследствие процессов многократного рассеяния. Видно, что существенное увеличение размеров пучка происходит при давлении 10^{-5} Торр и выше.

Однократное рассеяние не дает вклада в увеличение размеров пучка на приемнике. Однако при однократном рассеянии иона на молекуле газа на угол больше допустимого происходит мгновенный вывод частицы из рабочей области вакуумной камеры.

Как видно из рис. 11, потери за счет однократного рассеяния пренебрежимо малы для всех видов изотопов при значениях давления меньших, чем 10^{-4} Торр.

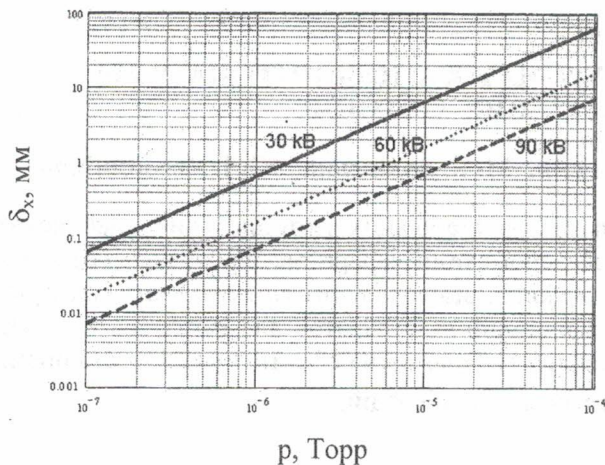


Рис. 10. Увеличение полуразмера пучка на коллекторе за счет многократного рассеяния в зависимости от давления, $A = 50$, $Z = 1$.

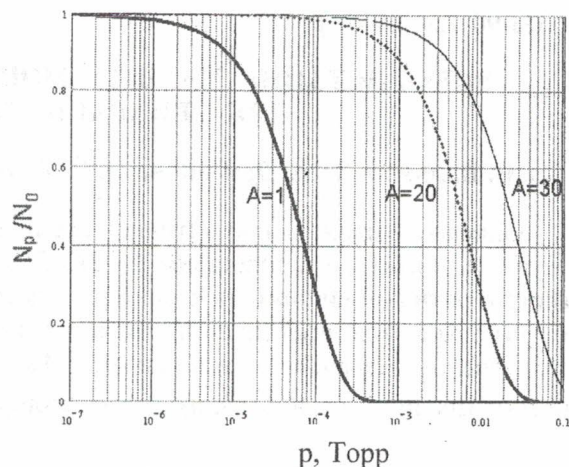


Рис. 11. Относительное изменение интенсивности пучка за счет однократного рассеяния в зависимости от давления.

Заключение

В работе показано, что параметры магнита монохроматора позволяют создать сепаратор стабильных изотопов с дисперсией по массе более 10 м при разрешающей способности до 1400. Для рассмотренной ИОС приводятся огибающие пучка с учетом импульсного разброса и пространственного заряда. Проведен анализ различных факторов, влияющих на разрешающую способность установки. Определены требования к давлению остаточного газа из рассмотрения процессов перезарядки, рассеяния и компенсации объемного заряда.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Басаргин Ю.Г., Дойников Н.И., Попов А.В. и др. Магнитная система большого спектрометра заряженных частиц // ЖТФ. - 1996. - Т. 39, вып. 8. - С. 1472.
2. Frahn W.E., Ratenbach W.L., Wahlin L. The electromagnetic isotope separation in Pretoria // Nuclear Instruments and Methods. - 1960. - Vol. 7. - P. 253 - 268.
3. Nitschke J.M. The SUPERHILAC on-line isotope separator // Nuclear Instruments and Methods. - 1983. - Vol. 206. - P. 341 - 351.
4. Wiedemann H. Particle Accelerator Physics. - Springer Verlag, 1993.
5. Котов В.И., Миллер В.В. Фокусировка и разделение по массам частиц высоких энергий. - М.: Атомиздат, 1969.
6. Долинский А.В. Исследование динамики пучка в комплексе «Изохронный циклотрон У-240 - Ускорительно-накопительное кольцо ИЯИ»: Дис. ... канд. физ.-мат. наук. - Киев, 1997. - С. 175.
7. Franczak B. // Proc. Europhysics Conf. On computing in Accelerator Design and Operation, Lecture Notes in Physics. - Springer Verlag, 1984. - P. 170 - 175.
8. Miyahara Y. et al. Dynamical analysis on the longitudinal motion of trapped ions in the electron storage ring // Nuclear Instruments and Methods A. - 1988. - Vol. 270. - P. 217.
9. Graham W.G. Charge-transfer cross section for multiply charged ions colliding with gaseous target at energies from 310 keV/u to 8.5 MeV/u // Phys. Rev. - 1983 - Vol. A27. - P. 3372.
10. Bohr N., Lindhard J. // Mat.-Fys. Medd. - 1954. - Vol. 28. - P. 17.
11. Дмитриев И.С., Николаев И.С. // ЖТФ. - 1962 - Т. 15. - С. 11.

12. *Hardt W.* A Few Simple Expressions Checking Vacuum Requirements in a Proton Synchrotron // CERN ISR-300/GS/68-11. - 1968.
13. *Росси Б.* Частицы больших энергий. - М.: Гостехиздат, 1955.
14. *Moliere G.* // Z. Naturforsch. - 1947.- Vol. 2A. - P. 133.
15. *Коломенский А.А., Лебедев А.Н.* Теория циклических ускорителей. - М: Физматгиз, 1962.
16. *Peters A., Fork P., Strehl P.* Wideroe pre-striper part of the UNILAC. - Darmstadt, GSI Report, GSI-90-1. - 1990. - p. 280.

ВИКОРИСТАННЯ МАГНІТУ МОНОХРОМАТОРА ЦИКЛОТРОНА У-240 ДЛЯ СЕПАРАЦІЇ СТАБІЛЬНИХ ІЗОТОПІВ

О. С. Вальков, О. В. Дем'янов, О. В. Долінський, М. Е. Долінська, Ю. І. Камішніков

Описано варіант іонно-оптичної схеми сепаратора стабільних ізотопів, який використовує аналізуючий магніт з неоднорідним полем. Для наведеної схеми сепаратора проведено розрахунки параметрів оптичної системи та характеристик пучків іонів, що сепаруються. Результати показують, що магніт із високою ефективністю може бути використаний як сепаратор для ізотопів з будь-яким масовим числом. Наведено оцінки основних факторів, що впливають на ефективність і якість процесу розділення ізотопів – параметрів пучка, просторового заряду та аберацій.

UTILIZATION OF THE MAGNET MONOCHROMATOR OF THE ISOHRON CYCLOTRON U-240 FOR THE STABLE IONS SEPARATION

O. E. Valkov, O. V. Demiyov, O. V. Dolinski, M. E. Dolinska, Yu. I. Kamyshnikov

This paper reviews one of the possible variant of the electromagnetic separator for stable isotopes production with analyzing magnet inhomogeneous magnetic field. Detailed beam optical calculations are described for chosen ion-optical scheme of the separator. Results shows that this magnet can be used for isotopes production with excellent efficiency for any ion mass. Factors affecting the separation process – beam parameters, space-charge and aberrations are discussed.

Поступила в редакцию 29.09.04,
после доработки – 02.02.05.