

НЕКОТОРЫЕ ВОЗМОЖНОСТИ ПОЛУЧЕНИЯ ИЗОТОПОВ В СИСТЕМЕ С ОСТРОУГОЛЬНОЙ ГЕОМЕТРИЕЙ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

А.Г. Беликов, В.Г. Папкович

ИНЦ ХФТИ, 61108, Харьков, ул. Академическая, 1, Украина

Приводятся результаты, выполненных в последние годы численных расчетов, по изучению разделения изотопов в системе с остроугольной геометрией магнитного поля. Показано, что такая система позволяет довольно эффективно разделять не только легкие изотопы, но и многокомпонентные смеси изотопов тяжелых элементов.

Наряду с совершенствованием уже имеющихся методов разделения изотопов предлагаются и разрабатываются новые. Целью этих разработок является создание более экономичных систем по энергозатратам, размерам, простоте конструкции. Одним из направлений исследований в этой области является разработка плазменных методов. Значительные успехи достигнуты по разделению изотопов методами ионного циклотронного резонанса (ИЦР) [1], плазменной центрифуги [2]. К плазменным методам примыкает и система с остроугольной геометрией магнитного поля. На возможность разделения частиц в системе с остроугольной геометрией обращалось внимание еще в [3]. В работе Б.С. Акшанова и Н.А. Хижняка [4] предложен новый метод разделения частиц, основанный на существенном изменении траектории движения частицы при прохождении ею плоскости нулевого магнитного поля. Действительно, при прохождении через плоскость нулевого поля магнитный момент частицы $\mu = Mv_{\perp} / 2H$ [6] не сохраняется, частица как бы “забывает” свои начальные условия, и траектории частиц с разными массами, движущихся первоначально по близким траекториям, начинают заметно различаться. В [4] также сообщалось об экспериментах по успешному разделению изотопов 6Li , 7Li , более подробно результаты этих экспериментов изложены в [5].

Аналогичные магнитные системы, так называемые магнитные ловушки с остроугольной геометрией магнитного поля, интенсивно изучались в исследованиях по УТС [3]. Аксиально-симметричную систему с таким магнитным полем можно создать, например, двумя соосными соленоидами с токами, протекающими в противоположных направлениях. В центре системы магнитное поле обращается в нуль, а на краях (пробках) поле достигает максимального значения.

1. МАГНИТНОЕ ПОЛЕ В СИСТЕМЕ С ОСТРОУГОЛЬНОЙ ГЕОМЕТРИЕЙ

В [3,7] получены аналитические соотношения для магнитных полей такой системы. Следуя этим работам, приведем некоторые результаты по расчету распределений магнитных полей в сепараторе изотопов, основанном на методе разделения частиц в магнитном поле остроугольной геометрии (см. рис.1).

Внутри системы, где токи отсутствуют, магнитное поле определяется скалярным магнитным

Рис.1. Структура магнитного поля сепаратора

потенциалом, удовлетворяющим уравнению Лапласа. Решение этого уравнения в области, ограниченной по z ($-L, L$), где $2L$ – расстояние между левой и правой пробками, можно представить в виде суперпозиции гармоник (в цилиндрической системе координат r, φ, z) $\phi = \sum A_n I_0(k_n r) \cos k_n z$. Тогда составляющие магнитного поля имеют вид:

$$H_z(r, z) = \frac{\partial \phi}{\partial z} = - \sum k_n A_n I_0(k_n r) \sin k_n z,$$

$$H_r(r, z) = \frac{\partial \phi}{\partial r} = \sum k_n A_n I_1(k_n r) \cos k_n z. \quad (1)$$

Величина $k_n = \pi(2n+1)/2L$ и определяется из условия $H_r=0$ при $z = \pm L$, $I_{0,1}(k_n r)$ – модифицированная функция Бесселя нулевого (первого) порядка.

Движение частицы в рассматриваемой магнитной системе описывается уравнениями:

$$\ddot{r} - r\dot{\varphi}^2 = \frac{e}{Mc} r\dot{\varphi} H_z, \quad (2)$$

$$\frac{d}{dt} r^2 \dot{\varphi} = \frac{e}{Mc} r(\dot{z} H_r - \dot{r} H_z), \quad \ddot{z} = - \frac{e}{Mc} r\dot{\varphi} H_r, \quad (3)$$

с начальными условиями: $z=-L$, $r=r_0$, $\dot{z} = v_0$, $\dot{r} = \dot{r}_0$, где M – масса изотопа, c – скорость света. Здесь отсчет азимутального положения частицы производится относительно положения старта, где взято $\varphi=0$. В большинстве случаев при изучении траекторий частиц ограничиваются полем основной гармоники: $H_z = -H_0 I_0(kr) \sin kz$, $H_r = H_0 I_1(kr) \cos kz$, H_0 – величина магнитного поля в пробке на оси $H_z(0, L) = H_0$, $k = k_0 = \pi / 2L$. Если траектория движения частицы не слишком удаляется от оси системы ($kr < 1$) возможно дальнейшее упрощение. Так, в [3] при изучении особенностей движения частиц в магнитной ловушке компоненты магнитного поля брались в виде: $H_z = -H_0 \sin kz$, $H_r = H_0 k r \cos kz / 2$.

Полученную систему уравнений не удается решить аналитически, поэтому ее исследование проводится численными методами. В качестве характерных величин при приведении уравнений системы к безразмерному виду выбирались: начальная продольная скорость частицы v_0 ; магнитное поле в

пробке H_0 ; безразмерные координаты kr , kz ; время $\tau = \omega t$, где $\omega = eH_0/2Mc$. Одним из важных результатов, полученных в [3], была классификация траекторий частиц, которые стартуют с левой границы устройства с начальной скоростью v_0 , ориентированной вдоль магнитных силовых линий, и смещенных относительно оси системы на r_0 . Последующее движение частицы определяется двумя безразмерными параметрами $\eta = r_0 / R_l$ и kr_0 , где $R_l = Mcv_0 / eH_0$. При $\eta < 0,72$ частица проходит плоскость нулевого поля и движется вглубь правой пробки по спирали, охватывающей ось. Такие частицы представляют наибольший интерес для разделения изотопов. Величина параметра $\eta \leq 0,72$ в некотором смысле является критическим параметром, выше которого частицы начинают отражаться внутрь системы.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННЫХ РАСЧЕТОВ

На рис.2,а показана проекция траектории частицы на плоскость, перпендикулярную оси системы (область $kz = -1,57 \dots 1,4$). Изменения v_z -составляющей скорости и величины φ -той координаты частицы в зависимости от положения вдоль kz приведены на рис.2,б.

Рис.2. Проекция траектории частицы на плоскость, перпендикулярную к оси системы (а); распределение v_z -составляющей скорости и изменение φ -той координаты частицы вдоль оси z ($\eta=0,62$) (б)

Видно, что когда частица достигает центральной части ловушки, она смещается по азимуту относительно положения старта на $25 \dots 30^\circ$, одновременно удаляясь по радиусу. Только после прохождения плоскости нулевого магнитного поля частица начинает двигаться, охватывая ось системы в нарастающем магнитном поле встречной катушки. В этой области устанавливается магнитный момент частицы и происходит перераспределение между величинами продольной и поперечной скоростей. Частица начинает двигаться по спирали, ось которой смещена относительно оси системы. Как видно из рис.2, максимальное удаление частицы от оси смещено по азимуту на $\pi / 2$ вверх от положения старта, а минимальное приближение – на $\pi / 2$ вниз. Однако, у частиц разной массы плоскости максимального (минимального) смещений разнесены, поскольку каждая из них движется со своим шагом. Проведенные расчеты показали, что шаг спирали h устанавливается в области правой пробки, где магнитное поле близко к однородному (слабо меняется вдоль z). В этой области величина h наименьшая. Если после правой пробки магнитное поле не меняется ($H_z = H_0$), то $h = const$. С увеличением параметра η шаг уменьшается. Так, при $\eta=0,69$ $kh=0,206 \dots 0,213$; $\eta=0,7$ $kh=0,187 \dots 0,192$; $\eta=0,71$ $kh=0,152$; $\eta=0,72$ $kh=0,138$.

Если же за правой пробкой магнитное поле спадает, то шаг спирали начинает увеличиваться. Например, при $\eta=0,686$ в области $kz=1,4 \dots 1,7$ $kh=0,23$, а при $kz=2 \dots 2,5$ $kh=0,4$. При $kz \sim 2,5$ магнитный момент частицы заметно меняется.

Исследование траекторий движения частиц с близкими массами за правой пробкой в однородном поле показывает, что пространственное разделение частиц быстро увеличивается с увеличением числа витков. Так для частиц с близкими массами $\eta_1=0,7$ и $\eta_2=0,686$ расстояние между ними меняется от $\Delta kz=0,014$ после первого витка до $\Delta kz=0,12$ после пятого витка.

2.1. ВЛИЯНИЕ НАЧАЛЬНОГО РАЗБРОСА РАДИАЛЬНЫХ СКОРОСТЕЙ

Во всех ранее рассмотренных случаях важно предположение, что скорость частицы v_0 ориентирована строго вдоль силовой линии и инжекция производится из точечного источника. В действительности, при старте частицы имеют некоторый разброс как по величине, так и по направлению начальной скорости, а инжекция осуществляется из некоторой области, имеющей конечные размеры. Если частицы стартуют из области ограниченной по радиусу $r_0 - x_1 < r < r_0 + x_1$ (где $2x_1$ – область инжекции частиц) и при этом имеют начальные радиальные скорости $-\dot{r}_0 < \dot{r} < \dot{r}_0$, то на фазовой плоскости x, \dot{r} положение этих частиц можно представить в начальный момент $\tau=0$ в виде некоторой области, например, эллипса с осями x_1, \dot{r}_0 . Расчеты показали [9], что после прохождения плоскости нулевого магнитного поля меняется граница области, а площадь области заметно увеличивается по сравнению с первоначальной. Такие расчеты дают некоторое представление о поперечном эмиттансе пучка частиц, проходящих через плоскость нулевого магнитного поля.

Если радиальная скорость частицы отлична от нуля, то частица, двигаясь в направлении магнитной силовой линии, начинает вращаться вокруг неё. Однако, вследствие смещения частицы по азимуту, захвата на силовую линию не происходит, и частица движется к центру системы, совершая колебания по радиусу. Исследование траекторий частиц с отличными от нуля радиальными составляющими скоростей [14] показывает, что в центральной части системы (в области первого максимума отклонения частицы от оси $kz \approx 0,45 \dots 0,6$) устанавливается такое распределение частиц по радиусу, что частицы с наибольшими радиальными скоростями наиболее удалены от оси или располагаются наиболее близко к оси. При дальнейшем движении часть частиц, у которых начальные радиальные скорости достаточно велики, отражается в нарастающем магнитном поле барьера, даже если для них выполнено условие прохождения системы ($\eta < 0,72$). Остальные частицы после прохождения правой пробки продолжают двигаться в однородном магнитном поле. Для анализа движения частиц в этой области можно записать аналитические выражения, позволяющие рассчитать последующее движение частиц и контроли-

ровать правильность проведения численных расчетов:

$$\dot{r}^2 = C_1 - (r^2 + \frac{r_0^4}{r^2}) / (2kR_L)^2,$$

$$r = \sqrt{(C_1(2kR_L)^2 + (C_1^2(2kR_L)^4 - \frac{4r_0^4}{r^4})^{1/2} \sin \tau) / 2}.$$

Для проведения оценок при изучении движения частиц в области однородного магнитного поля необходимо определить значение постоянной C_1 . Вычисления показывают, что для рассматриваемого диапазона изменения η (0.6...0.72) все значения постоянной хорошо укладываются на прямую $C_1 = 1,82\eta - 0,60$. Величина постоянной C_1 также зависит от начальной радиальной скорости частицы.

По известной постоянной C_1 легко определяется продольная скорость частицы v_z на выходе из системы $v_z = \sqrt{1 - \frac{\eta^2}{2}} - C_1$.

Проекция траектории частицы на поперечную плоскость в этой области представляет окружность, смещенную относительно оси системы на расстояние $(r_{\max} - r_{\min})/2$. Кроме того, r_{\max} и r_{\min} связаны соотношением $r_{\max} \cdot r_{\min} = r_0^2$. Подобное соотношение выполняется и в некоторой части внутри системы вблизи правой пробки. Более точно внутри лобушки его можно записать в виде $r_{\max} r_{\min} = r_0^2 / \sin kz$.

В некоторых случаях удобнее пользоваться соотношениями в размерном виде:

$$\dot{\phi} = \frac{eH}{2Mc} (1 + \frac{r_0^2}{r^2}), \dot{r}^2 = C - (\frac{eH}{2Mc})^2 (r^2 + \frac{r_0^4}{r^2}),$$

$$r = \sqrt{2R_L} \sqrt{C + (C^2 - \frac{r_0^4}{4R_L^4})^{1/2} \sin \omega t}.$$

Различие в начальных положениях старта, наличие разброса начальных радиальных скоростей также приводит к различию в траекториях частиц. Расчеты, проведенные для выявления влияния этих факторов, показывают следующее. Если в качестве характерной точки траектории выбрать положение максимального отклонения частицы от оси, то частицы одинаковой массы, стартовавшие из интервала Δr вблизи радиуса r_0 при $z = -L$, располагаются на разных расстояниях от места старта в области, которая приходится на интервал Δz вдоль оси z . Для хорошего разрешения близких масс различия в траекториях, обусловленные разными массами, должны быть больше тех, которые вызваны различием в стартовых положениях, т.е. расстояние между центрами интервалов $\Delta z_1 \Delta z_2$ должно быть больше разброса каждой массы. Это накладывает некоторые ограничения на допустимую радиальную протяженность источника частиц. Из расчетов следует, чем больше интервал Δr , тем больше разброс Δz . Разброс начальных радиальных скоростей также приводит к определенным ограничениям. Расчеты показывают, что при фиксированном положе-

нии z в районе правой пробки частицы разных масс, стартовавшие с разными радиальными скоростями, группируются в окрестности соответствующих частиц, стартовавших с нулевой начальной радиальной скоростью в некоторой области азимутальных углов $\Delta \phi$, таким образом, что чем больше радиальная скорость, тем большую область азимутальных углов занимают эти частицы. Расчеты, проведенные по разделению двух легких изотопов [11], показывают, что вблизи выхода из системы или за правой пробкой области азимутальных углов, занимаемых частицами разных масс, могут не перекрываться. Таким образом, осуществляется разделение двух масс по азимуту в одном сечении.

2.2. РАЗДЕЛЕНИЕ ИЗОТОПОВ ТЯЖЕЛЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

Приведенные выше расчеты свидетельствуют о больших возможностях рассмотренной системы при разделении изотопов лёгких элементов ($\Delta M/M \approx 0,1$). При переходе к более тяжелым элементам относительная разность масс изотопов быстро уменьшается ($\Delta M/M \approx 0,005$) и, соответственно, различие в значениях параметра η для каждого из соседних элементов тоже невелико. Поэтому обеспечить хорошее разделение таких изотопов значительно сложнее. В связи с этим были рассмотрены конфигурации магнитного поля, которые отличаются от выше рассмотренной. Так в [13] рассматривалась конфигурация с увеличенной протяженностью линейно меняющегося участка магнитного поля.

Чтобы выяснить влияние параметра kr_0 на разделение изотопов магнитное поле выбиралось в виде одной гармоники решения уравнения Лапласа. В этом случае H_z -составляющая зависит также и от r (зависимость становится заметной начиная с $kr > 0,3$). Расчеты показали, что при изменении стартового положения частицы вид траектории заметно меняется. Если при $kr_0=0,07$ максимальное смещение частицы относительно оси на первом витке составляло более $3kr_0$, то при $kr_0=0,42$ это соотношение уже меньше 2 и поперечный размер траектории на последующих витках меняется меньше. Из анализа расчетных данных следует, что при увеличении параметра kr_0 хорошее разделение по массам достигается при значениях параметра $\eta \approx 0,75...0,8$.

После прохождения плоскости нулевого магнитного поля частицы совершают несколько витков вокруг оси симметрии, прежде чем достигается хорошее разделение. Поскольку движение происходит в неоднородном магнитном поле, где меняются продольная скорость частицы, шаг спирали, а также поперечный размер траектории, то необходимо выбирать такие условия, при которых частица совершала бы внутри системы примерно один виток и в дальнейшем двигалась в однородном или близком к однородному магнитном поле. Эти условия удастся обеспечить при переходе в область больших значений параметра kr_0 .

Так, для эффективного разделения изотопов, например, ^{133}Cs и ^{137}Cs ($\Delta M/M \approx 0,03$), основные параметры плазменного сепаратора должны иметь следующие значения: для стартового радиуса $r_0 = 3$ см и частиц с энергией 70 эВ ($v = 10^6$ см/с) требуется магнитное поле $H = 3,66$ кЭ при диаметре камеры 12...14 см и расстоянии между пробками $2L=20$ см (при проведении вычислений предполагалось, что начальные радиальные скорости имеют разброс $\dot{r}_0 \leq \pm 0,02$).

Отметим, что приведенные выше параметры системы получены при аппроксимации магнитного поля первой гармоникой. На практике магнитное поле, создаваемое с помощью катушек, будет отличаться от поля отдельной гармоники. В связи с этим рассмотрим движение частицы в магнитном поле, представляющем сумму нескольких гармоник. Вклад каждой гармоники в распределение поля определялся некоторыми коэффициентами, которые вычислялись с помощью условий на границе. В предположении однородности магнитного поля на границе $z = L$, $H(r, L) = H_0$ выполняется следующее соотношение

$$H_z = \sum A_n k_n I(k_n r) \sin(\pi(2n+1)/2) = H_0.$$

Рассчитывались поля, представляющие сумму трёх и четырех гармоник. Полученные коэффициенты разложения довольно быстро убывают с увеличением номера гармоники, так что, если коэффициент при первой гармонике был порядка единицы, то при третьей он составлял несколько тысячных.

На рис.3 приведено распределение H_z -составляющей магнитного поля из суммы трех гармоник в зависимости от z для нескольких радиусов. Видно, что на входе и на выходе из системы H_z -составляющая близка к единице на всех радиусах. Различия в величине поля наблюдаются только в области быстрого спада в центральной части системы. В отличие от поля одной гармоники в случае трёх гармоник протяженность области однородного магнитного поля на краях системы заметно увеличивается.

В центральной части магнитное поле спадает более круто. За правой границей поле, близкое к однородному, сохраняется до $kz \approx 2$. Различия в траекториях частиц хорошо видны, если построить проекцию

Рис.3. Распределение H_z -составляющей магнитного поля вдоль оси z на различных радиусах ($1-kr=0,3, 2-kr=0,5, 3-kr=0,7$)

траектории на плоскость, перпендикулярную к оси системы. Для частиц, стартующих с малого радиуса ($kr_0=0,07$) траектория стягивается, а для частиц, стартующих с $kr_0=0,7$, раскручивается (рис.4). В таких полях удаётся разделять изотопы элементов с достаточно большими атомными весами.

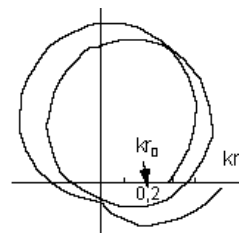


Рис.4. Проекция траектории частицы на плоскость, перпендикулярную к оси системы, в магнитном поле трех гармоник ($\eta = 0,91$)

Многие химические элементы с большими атомными весами состоят из целого набора изотопов. Поэтому представляет интерес выяснить возможности разделения многокомпонентной смеси изотопов в системе с остроугольной геометрией магнитного поля и сравнить их с возможностями других методов. В качестве примера рассмотрим возможность разделения гадолиния, имеющего семь стабильных изотопов (см. табл.3), которые представляют интерес в атомной энергетике, ядерной физике, медицине. Заметим, что еще на 2^й Женевской конференции по мирному использованию атомной энергии (1958 г., [10]), были представлены доклады о выделении изотопов Gd с помощью электромагнитного метода. Для этих целей использовалась довольно крупная установка (вес магнита 32 т), в которой к магнитному полю предъявлялись высокие требования (неоднородность поля в достаточно большом объёме должна быть меньше 0,2%). В последнее время рассматривается возможность выделения изотопов гадолиния [12] и с помощью метода ионного циклотронного резонанса [8], однако, достаточно большой атомный вес гадолиния (157,25) создает определенные трудности для этого метода.

Рассмотрим движение пучка, состоящего из изотопов гадолиния, через магнитную систему со встречными полями. В табл.1 приведены массы отдельных изотопов (в а.е.м), их концентрации в природном состоянии и соответствующие им скорости при энергии 2 кэВ, по которым оценивались параметры установки при проведении расчетов.

Таблица 1.

M , а.е.м, (%)	$V_1 \cdot 10^{-7}$, см/с	$V_2 \cdot 10^{-7}$, см/с
151,919 (0,2)	0,5038	0,075
153,921 (2,2)	0,5005	0,210
154,923 (14,9)	0,4989	0,235
155,922 (20,6)	0,49726	0,175
156,924 (15,7)	0,4957	0,250
157,924 (24,7)	0,4941	0,270
159,927 (21,7)	0,491	0,309

Выбор других величин (стартовое положение, магнитное поле) определяется из условия прохождения частиц через систему $\eta < \eta_{крит}$. Проведенные расчеты показывают, что пучок, состоящий из изотопов гадолиния, стартующий из положения kr_0 из источника, расположенного на левой границе системы, вблизи правой пробки движется в виде отдель-

ных струек разделившихся изотопов. На рис.5 видно, что в плоскости $kz = 2$, перпендикулярной оси, эти струйки располагаются на различных радиусах и смещены по азимуту одна относительно другой. Каждый изотоп занимает некоторую область азимутальных углов, протяженность которой зависит от начального разброса радиальных скоростей ($\dot{r}_0 = \pm 0.02$).

Рис.5. Распределение стабильных изотопов гадолиния Gd в фиксированном сечении $kz=const.$, где $M = 1-152, 2-154, 3-155, 4-156, 5-157, 6-158, 7-160$

При дальнейшем перемещении вдоль оси z положение каждого изотопа смещается по азимуту и меняется его радиальное положение. Область азимутальных углов, занимаемая более легким изотопом, обычно больше размыта, чем занимаемая тяжелым. Аналогично можно рассмотреть движение отдельных изотопов вдоль оси системы. В табл.2 приведены положения максимального отклонения и минимального приближения к оси частиц каждого изотопа вдоль оси z.

Видно, что эти области для отдельных изотопов не перекрываются как в максимуме (втором) отклонения, так и в последующем положении минимального приближения к оси. Азимутальное положение максимумов отклонения от оси несколько меняется от $\varphi = 6,22...6,42$ рад для самого тяжелого изотопа до $\varphi = 6,83...6,96$ рад для самого легкого. Проекция скорости v на ось z разная для разных изотопов (см. табл. 1). Эта скорость представляет направляющий косинус $\dot{z} = v_z / v_0$ (угол намотки спирали для соответствующего изотопа). Поскольку эти углы различаются для разных изотопов, то и отбор изотопов должен осуществляться под разными углами.

Таблица 2.

M	r_{max}	kz	r_{min}	kz	v_z
152	1,040- 1,100	1,379- 1,387	0,445- 0,447	1,730- 1,746	0,185
154	1,021- 1,027	1,440- 1,460	0,450- 0,458	1,840- 1,870	0,205
155	1,005- 1,009	1,484- 1,492	0,466- 0,469	1,960- 1,980	0,22
156	0,990- 0,992	1,528- 1,530	0,480- 0,482	2,077- 2,088	0,24
157	0,976- 0,98	1,576- 1,583	0,490- 0,494	2,194- 2,199	0,259
158	0,965- 0,970	1,616- 1,630	0,500- 0,503	2,290- 2,300	0,276
160	0,947- 0,954	1,710- 1,748	-	-	0,31

Таким образом, рассматриваемая система позволяет разделять достаточно большое количество изотопов одновременно. Необходимо отметить, что конечные размеры источника также вносят вклад в размытие области, занимаемой каждым изотопом.

Рассмотрим теперь преобразование на фазовой плоскости (r, \dot{r}) области, когда частицы, заключенные в этой области, проходят через всю систему.

Пусть в начальный момент $t = 0$ область является прямоугольником, в котором заключены два изотопа, характеризующиеся параметрами η_1, η_2 . Вблизи выхода из системы эта область приобретает вид параллелограмма и границы, образуемые каждым изотопом, совпадают (рис.6).

Рис.6. Изменение границы области на фазовой плоскости при прохождении частицами системы с остроугольной геометрией магнитного поля: 1 – занимаемая частицами область в начальный момент $\tau=0$; 2; 3 – изотопы ($\eta_1=0.903, \eta_2=0.906$) $\tau=7$

Рис.7. Изменение границы области на фазовой плоскости при прохождении частицами системы с остроугольной геометрией магнитного поля: 1- занимаемая частицами область в начальный момент $\tau=0$; 2,3 - изотопы ($\eta_1=0.903, \eta_2=0.906$) $\tau=7.7$

Однако площадь области в несколько раз увеличивается. Как видно из рисунка правая и левая границы остаются прямыми, т.е. такая конфигурация магнитного поля осуществляет линейное преобразование. В более поздний момент различие в поведении каждого изотопа становится более заметным (см. рис.7). В табл.3 приведены рассчитанные величины стартового положения r_0 и расстояния между пробками $2L$ при различных значениях магнитного поля.

Таблица 3.

$H, \text{кЭ}$	4	6	8	10
$R_0 \text{ см}$	18,5	12,35	9,26	7,4
$2L \text{ см}$	83,11	54,00	41,55	33,24

При поперечных размерах камеры 55...60 см расстояние между областями отдельных изотопов составляет примерно 4 см.

Проведенные расчеты показывают, что в магнитной системе остроугольной геометрии можно осуществлять эффективное разделение изотопов как с малыми, так и с достаточно большими атомными массами, что согласуется и с выводами работы [5]. Важно также отметить, что при этом может быть обеспечено выделение целого набора изотопов одновременно.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г.А Аскарьян, В.А. Намиот, А.А. Рухадзе // *Письма в ЖТФ*. 1975, с.820.
2. В. Bonnevier // *Plasma physics*. 1971, v.13, p.703.
3. К.Д. Синельников, Н.А. Хижняк, Н.С. Репалов и др. // *Физика плазмы и УТС*. 1965, вып.4, Киев: «Наукова Думка», с.388.
4. Б.С. Акшанов, Н.А. Хижняк // *Письма в ЖТФ*. 1991, т.17, вып.6, с.13.
5. Б.С. Акшанов, В.Ф. Зеленский, Н.А. Хижняк // *Вопросы атомной науки и техники. Серия "Физика радиационных повреждений и радиационное материаловедение"*. 2000, вып.4, с.198.
6. Н.А.Хижняк // *ЖТФ*. 1965, т.35, с.827.

7. К.Д. Синельников, Н.А. Хижняк, Н.С. Репалов и др. *Магнитные ловушки*. 1965, Киев: «Наукова Думка», с.5.
8. В.И. Волосов, И.А. Котельников, С.Г. Кузин // *Физика плазмы*. 1997, вып.6, с.517.
9. A.G. Belikov, N.A. Khizhnyak // *Proc. Sec. Intern. Conf. ADTT and A, Kalmar, Sweden, 1996*, v.2, p.1134.
10. Вторая Международная конференция по мирному использованию атомной энергии. 1959, т.6, с.87.
11. Н.А. Хижняк А.Г. Беликов, В.Г. Папкович // *УФЖ*. 2002, т.47, вып.4, с.407.
12. A.Yu. Kirochkin, Yu.A. Kirochkin, V.I. Lapshin et al. // *Problems of Atomic Science and Technology, Series «Plasma physics»*. 1999, №4, p.279.
13. А.Г. Беликов, Л.И. Николайчук, Н.А. Хижняк // *Вопросы атомной науки и техники. Серия “Физика радиационных повреждений и радиационное материаловедение”*. 2000, вып.4, с.196.
14. А.Г. Беликов, В.Г. Папкович // *УФЖ*. 2004, т.49, вып.3, с.303.

ON POSIBILITIES OF ISOTOPE SEPARATION IN CUSP MAGNETIC FIELD

A.G. Belikov, V.G. Papkovich

Results of recent numerical studies of isotope separation were presented. Possibility of the efficient separation of multicomponent mixture of isotopes was shown.

ДЕЯКІ МОЖЛИВОСТІ РОЗДІЛЕННЯ ІЗОТОПІВ В ГОСТРОКУТНІЙ ГЕОМЕТРІЇ МАГНІТНОГО ПОЛЯ

А.Г. Бєліков, В.Г. Папкович

Приведені результати чисельного обчислення розділення ізоотопів в магнітному полі гострокутної геометрії. Показано, що така система дозволяє досить ефективно розділяти не тільки легкі ізоотопи, але і багатокомпонентної суміші ізоотопів важких елементів.