

ПАРАМЕТРИЧЕСКИЙ МАГНИТНЫЙ СЕПАРАТОР

И.Н. Онищенко

ННЦ «Харьковский физико-технический институт»

61108, Харьков, ул. Академическая, 1, Украина;

E-mail: onish@kipt.kharkov.ua

Предложен магнитный сепаратор изотопов, использующий резонансное движение заряженной частицы с заданной массой в пространственно-периодическом магнитном поле. Рассматриваемая схема разделения изотопов обеспечивает изменение параметров («накачку») ионов избранного изотопа, необходимое для его эффективного выделения из остальных изотопов, без специальных дополнительных устройств (ВЧ-генераторов, лазеров и т.п.).

Решение проблемы разделения изотопов в настоящее время проводится газодинамическими методами и методами физической кинетики (сверхзвуковые струи, диффузионные устройства, центрифуги и т.п.), лазерными методами, а также с использованием электромагнитных полей. Среди электромагнитных способов разделения предложены и исследуются (см. настоящий журнал) различные конфигурации магнитного поля, обладающие большой пространственной дисперсией (в частности, исследовавшиеся Н.А. Хижняком остроугольное магнитное поле типа «пикет-фенс» [1], тороидальное магнитное поле [2]) и сепараторы с предварительным ионно-циклотронным нагревом ионов выделяемого изотопа [3] для облегчения его дальнейшего пространственного отделения.

В настоящем сообщении предлагается простой и эффективный метод избирательного изменения параметров нужного изотопа с целью дальнейшего его выделения известными инженерно-физическими способами. Для этого используется неустойчивое движение иона при соблюдении резонансных условий на параметры этого поля. Необходимость в дополнительных «накачивающих» устройствах в этом случае отпадает.

Чтобы выяснить принцип разделения рассмотрим для простоты пространственно-периодическое аксиальное магнитное поле со скачкообразной модуляцией, в котором вдоль оси z движется заряженная частица. Продольная составляющая магнитного поля в этом случае имеет вид:

$$H_z(z) = H_0 \left[1 - \frac{\Delta H_z}{H_0} \{ \theta(z - (n+1/2)L) - \theta(z - (n+1)L) \} \right], \quad (1)$$

где ΔH_z – скачок магнитного поля, L – период пространственной модуляции, n – целое число и

$$\theta(x) = \begin{cases} 0, & \text{если } x < 0 \\ 1, & \text{если } x > 0 \end{cases}. \quad (2)$$

Рассматривая траекторию заряженной частицы на одном (первом в (1)) скачке [4], находим изменение его радиуса вдоль z :

$$R(z) = R_0 \left[1 + \frac{1}{2} \frac{\Delta H_z}{H_0} \left(1 - \cos \frac{\omega_H}{v_z} z \right) \right], \quad (3)$$

где R_0 – начальный радиус влета частицы с массой M и зарядом q , $\omega_H = \frac{qH_0}{Mc}$ – ее циклотронная частота.

Из (3) видно, что частица совершает ларморовское вращение с частотой ω_H по ларморовской окружности радиуса

$$r_L = R_0 \frac{\Delta H_z}{2H_0}$$

вокруг силовой линии магнитного поля, отстоящей от оси на расстоянии $R = R_0 + r_L$. Такое вращение частицы определяется δ -образным действием силы Лоренца в азимутальном направлении, возникающей на скачке магнитного поля ΔH_z :

$$F_\phi = \frac{q}{c} [v_z H_r], \quad (4)$$

где H_r – радиальная компонента магнитного поля, определяемая из $\text{div} \mathbf{H} = 0$, прямо пропорциональна скачку ΔH_z .

После скачка частица периодически удаляется от силовой линии $R = R_0$ наружу на расстояние

$$\Delta R = 2r_L = R_0 \frac{\Delta H_z}{H_0}. \quad (5)$$

Период изменения радиуса частицы $R(z)$:

$$A = \frac{2\pi v_z}{\omega_H}. \quad (6)$$

Рассмотренная особенность движения частицы после скачка магнитного поля используется для получения потока сфазированных осцилляторов. Такой поток неустойчив относительно раскачки параметрической неустойчивости и позволяет в случае релятивистских электронов генерировать, наряду с циклотронным, так называемое параметрическое излучение, по существу являющееся излучением лазера на свободных электронах. Нелинейная теория излучения потока сфазированных осцилляторов на параметрическом и МЦР механизмах представлена в [5].

Поток сфазированных осцилляторов образуется при налетании потока заряженных частиц радиуса R_0 на скачок продольного ведущего магнитного поля при $z=0$. Так как функция распределения частиц потока сохраняется на траектории, функцию распределения при любом z можно восстановить по ее виду при $z=0$.

$$f_{z>0}(\vec{p}, \vec{r}, z) = f_{z=0}(\vec{p}_0(\vec{p}, \vec{r}, z), \vec{r}_0(\vec{p}, \vec{r}, z)), \quad (7)$$

где \vec{p}_0, \vec{r}_0 – импульс и радиальная координата на влете частицы, имеющей в плоскости z импульс \vec{p} и радиальную координату \vec{r} . Если функция распределения при $z=0$ имеет вид

$$f_{z=0} = \delta(p_{r0}^2) \delta(p_{z0} - p_z), \quad (8)$$

то в пренебрежении изменением p_z при прохождении потоком скачка поля получим следующее выражение для $f_{z>0}$

$$f_{z>0} = \delta(p_{z0} - p_z) \frac{\pi}{p_r} \delta(p_r - \frac{1}{2} \frac{q}{c} \Delta H \rho) \delta(\theta - \varphi + \frac{\omega_H}{v_z} z + \frac{\pi}{2}) \quad (9)$$

Здесь ρ и φ – полярные координаты в плоскости, ортогональной z , а θ – угол в импульсном пространстве.

Сфазированность пучка, связанная с множителем $\delta(\theta - \varphi + \frac{\omega_H}{v_z} z + \frac{\pi}{2})$ в (9), приводит к тому, что все частицы потока с начальным радиусом R_0 , совершая ларморовское вращение, при одном и том же z собираются на линии R_0 . Возникающая пространственная модуляция потока с периодом (6) была подтверждена экспериментально на электронном пучке [4].

Рассмотрим теперь периодическую последовательность скачков типа (1). Если выбрать период пространственной модуляции таким, чтобы

$$L = \Lambda, \quad (10)$$

т.е. чтобы за половину оборота по ларморовской окружности $T/2 = \pi / \omega_H$ частица налетала на следующий скачок с противоположным направлением H_r , возникающая сила Лоренца изменит знак и совпадет с направлением азимутальной скорости вращения частицы. Произойдет дополнительная раскрутка и ларморовский радиус удвоится. На следующих скачках частица будет испытывать резонансные с ларморовским вращением δ -образные толчки силы Лоренца, приводящие к резонансной перекачке поступательной энергии частицы во вращательное движение. Уменьшение продольной скорости частицы должно соответствующим образом учитываться изменением пространственного периода магнитного поля, исходя из условия резонанса (10).

Очевидно, что частица за половину оборота пройдет по z расстояние $v_z T/2 = v_z \pi / \omega_H$, которое должно равняться половине пространственного периода модуляции магнитного поля $L/2$, т.е. $v_z 2\pi/L = \omega_H$. Если ввести волновое число $k_0 = 2\pi/L$, то резонансное условие (10) можно записать в виде

$$k_0 v_z = \omega_H. \quad (11)$$

Из (11) следует, что в системе отсчета, связанной с частицей, периодическое магнитное поле может рассматриваться как налетающая волна с частотой $\omega = k_0 v_z$ (аналогично виглеру в ЛСЭ), а условие параметрического резонанса (11) может трактоваться как циклотронный резонанс. Это означает, что все инженерно-технические наработки по получению

потока ионов, удержанию их магнитным полем и выделению ионов изотопа с «раскрученной» поперечной энергией, известные в концепции с циклотронным нагревом [3], могут быть использованы и в настоящем предложении. Это относится и к требованиям на допуски, обеспечивающие узость резонанса и возможность отстроиться от ближайшего изотопа, т.е. заданную величину $\delta M/M$. Если принять, что в пространственно-периодическое магнитное поле инжектируется поток частиц, имеющий скорость $v_z = 10^7$ см/с (соответствующая энергия для массового числа $M=10$ равна 600 кэВ и для $M=100 \dots 5000$ кэВ), при полной перестройке продольного движения во вращательное с ларморовским радиусом $r_L = 10$ см необходимо иметь магнитное поле с напряженностью $H_0 = 10^3$ Ое для $M=10$ и $H_0 = 10^4$ Ое для $M=100$. Для этих двух случаев разделение ближайших изотопов предполагает $\delta M/M = 0.1$ и 0.01 , соответственно. Чтобы обеспечить эти значения величины $\delta M/M$ необходимо, согласно резонансному условию (11), поддерживать значения магнитного поля, периода модуляции и разброса скоростей в пределах $\delta H/H = \delta L/L = \delta v_z/v_{z0} = 10\%$ и 1% для $M=10$ и $M=100$, соответственно.

Принцип разделения изотопов может быть видоизменен, если использовать пространственно-периодическое знакопеременное магнитное поле

$$H_z(z) = H_0 \left[\frac{1}{2} \{ \theta(z - (n+1/2)L) - \theta(z - (n+1)L) \} \right]. \quad (12)$$

Приближением такого магнитного поля может служить, например, цепочка модулей с остроугольным (пикет-фенс) магнитным полем. Для случая (12) после каждого скачка изменяет знак не только раскручивающая частицу сила Лоренца, но и продольное ведущее магнитное поле, каждый раз изменяющее направление ларморовского вращения. В результате на каждом скачке частица, раскручиваясь, будет уходить на периферию на величину двух ларморовских радиусов. Это позволяет применять и другие методы выделения «резонансного» изотопа.

Рассмотрим возможность использования плавно изменяющегося синусоидального пространственно-периодического аксиального магнитного поля [6]

$$H_z = H_0 + \Delta H \sin k_0 z,$$

$$H_x = -\frac{1}{2} \Delta H k_0 x \cos k_0 z, \quad H_y = -\frac{1}{2} \Delta H k_0 y \cos k_0 z. \quad (13)$$

Уравнение движения частицы в таком поле с использованием переменной

$$w = (x + iy) \exp \left[\frac{i \omega_H}{2 v_z} \int_0^z \left(1 + \frac{\Delta H}{H_0} \sin k_0 z \right) dz \right] \quad (14)$$

приводится к уравнению Матгье

$$\frac{d^2 w}{dz^2} + \frac{\omega_H^2}{4 v_z^2} \left(1 + \frac{2 \Delta H}{H_0} \sin k_0 z \right) w = 0. \quad (15)$$

При выполнении условия $\frac{\omega_H}{v_z} = nk_0$, совпадающего с (11) (параметрический резонанс), решения уравнения (15) представляются колебаниями с экспоненциально нарастающей амплитудой [7].

В рассматриваемом случае (13) частицы испытывают действие силы Лоренца (4), изменяющейся с частотой $\omega = 2\pi v_z/L$. Если частота ω совпадает с циклотронной частотой ω_H , разность фаз между силой Лоренца и скоростью вращения по ларморовской орбите будет сохраняться и энергия частиц будет возрастать. Так как полная энергия частицы сохраняется, увеличение поперечной компоненты скорости будет осуществляться за счет поворота вектора скорости относительно оси z . Учет уменьшения продольной скорости v_z приводит к необходимости изменять период $L(z)$ и решается в рамках нелинейной задачи [8].

Принцип увеличения поперечной составляющей скорости частиц в периодическом магнитном поле, лежащий в основе предлагаемой концепции, экспериментально проверен на ионах водорода при инжекции водородного плазменного сгустка в пространственно-периодическое магнитное поле [9], с целью захватить его в пробочную магнитную ловушку.

Наряду с отмеченными выше преимуществами такого метода сепарации по сравнению с ионно-циклотронным [3], следует отметить и два его недостатка. Они связаны с изменением продольной скорости частицы при перекачке продольной энергии частицы в поперечную, в отличие от метода с ионно-циклотронным нагревом, при котором увеличение поперечной энергии происходит за счет ВЧ-источника и не связано с продольным движением. Первый из недостатков связан с необходимостью иметь большую продольную скорость частиц, достаточ-

ную для накачки поперечной энергии. Второй недостаток вызван радиальной неоднородностью ведущего магнитного поля при наличии пространственной модуляции и, следовательно, различными условиями резонанса на разных радиусах. Для его преодоления поток частиц должен быть трубчатым, что приведет к снижению производительности. Тем не менее простота оборудования в предлагаемом методе может пересилить отмеченные недостатки.

ЛИТЕРАТУРА

1. Б.С. Акшанов и Н.А. Хижняк // *Письма в ЖТФ*. т.17, вып.6, с.13.
2. В.С. Войценья, И.Н. Онищенко, Н.А. Хижняк и др. // *ЖТФ*, 1967, т.37, вып.2, с.262-279.
3. А.Н. Довбня, О.С. Друй, А.М. Егоров, В.О. Ильичева, В.И. Лапшин, М.В. Сосипатров, О.М. Швец, В.Б. Юферов, Д.В. Винников, Ю.В. Ковтун, А.В. Моисеенко, Е.А. Шевченко. Сравнительный анализ проектов плазменных сепараторов изотопов с колебаниями на циклотронных частотах // *Настоящий журнал*, с.51-57.
4. Блюх Ю.П., Залесский Ю.Г., Онищенко И.Н. и др. // *Письма в ЖТФ*. 1979, т.5, вып.15, с.804-807.
5. Ю.П. Блюх, И.Н. Онищенко, В.И. Шевченко *ЖТФ*. 1979, т.49, вып.1, с.183-186.
6. В.Д. Федорченко, Б.Н. Руткевич, Б.М. Черный // *ЖТФ*. 1959, т.29, вып.10, с.1212-1218.
7. И.В. Мак-Лакман. *Теория и приложения функций Матъе*. М., ИЛ, 1953.
8. К.Д. Синельников, Б.Н. Руткевич, В.Д. Федорченко // *ЖТФ*. 1960, т.30, вып.3, с.249-255.
9. А.А. Калмыков, В.И. Терешин, С.А. Трубочанинов, Б.Г. Сафронов // *ЖТФ*. 1962, т.32, вып.5, с.579-583.

PARAMETRIC MAGNETIC SEPARATOR

I.N. Onishchenko

Magnetic separator of isotopes is proposed that uses resonant motion of charged particle with given mass in a spatially periodic magnetic field. Considered scheme of isotopes separation provides the change of parameters ("pumping") of ions of chosen isotope, needed for its effective separation from others isotopes without special additional facilities (HF-generators, lasers etc.).

ПАРАМЕТРИЧНИЙ МАГНІТНИЙ СЕПАРАТОР

I.M. Онищенко

Запропоновано магнітний сепаратор ізотопів, який використовує резонансний рух зарядженої частки з заданою масою в просторово-періодичному магнітному полі. Розглядається схема розділення ізотопів, яка забезпечує зміну параметрів („накачку“) іонів вибраного ізотопу, необхідну для його ефективного відділення від інших ізотопів без спеціальних додаткових пристроїв (ВЧ-генераторів, лазерів і т.п.).