

Совмещенные цилиндрические масс-анализаторы

© Н.В. Астраханцев,¹ В.М. Бардаков,² Во Ньы Зан,¹ Г.Н. Кичигин,³ Н.В. Лебедев,¹ Н.А. Строкин¹

¹ Иркутский государственный технический университет,
664074 Иркутск, Россия

² Иркутский государственный университет путей сообщения,
664074 Иркутск, Россия

³ Институт солнечно-земной физики СО РАН,
664033 Иркутск, Россия
e-mail: strokin85@inbox.ru

(Поступило в Редакцию 28 июля 2010 г. В окончательной редакции 3 февраля 2011 г.)

Представлены результаты теоретического анализа и численного расчета двух новых масс-анализаторов: гибридного, являющегося последовательной комбинацией энергоанализатора Юза–Рожанского и фильтра скоростей Вина с наложенными секторными однородным магнитным и радиальным электрическим полями, и прибора, который образован совмещением цилиндрического дефлектора и секторного фильтра Вина с однородным электрическим и радиальным магнитным полями.

Введение

Известными способами диагностики ионов по массам в широком диапазоне энергий анализируемых частиц являются сепарация в стационарном однородном магнитном поле [1], в области взаимно ортогональных однородных электрического и магнитном полей [2], в результате последовательного воздействия электрического и магнитного полей, например [3–6], и под влиянием секторного однородного магнитного поля, совмещенного с радиальным электрическим полем, — секторного фильтра Вина (СФВ) с однородным магнитным полем [7,8].

В настоящей работе сообщается о принципах действия и основных характеристиках двух новых масс-анализаторов, в которых совмещены конструкции и свойства цилиндрического дефлектора (энергоанализатора Юза–Рожанского) и (СФВ) с однородным магнитным и радиальным электрическим полями и с однородным электрическим и радиальным магнитным полями.

1. Теоретический анализ

1.1. Гибридный масс-анализатор

Гибридный масс-анализатор, обеспечивающий возможность анализа пучков немоноэнергетичных заряженных частиц, создан как комбинация энергоанализатора Юза–Рожанского и СФВ с однородным магнитным полем, в которой перед введением ионов в СФВ осуществляют выделение заряженных частиц заданной энергии с помощью энергоанализатора Юза–Рожанского. В СФВ пластины конденсатора выполнены в виде цилиндрических секторов, радиус оптической оси СФВ равен радиусу оптической оси энергоанализатора Юза–Рожанского и в нем созданы взаимно ортогональные неоднородное (изменяющееся обратно пропорционально радиусу) радиальное электрическое поле и однородное (направленное вдоль пластин) магнит-

ное поле. Фокус энергоанализатора Юза–Рожанского совмещен с границей анализирующих полей (входом) СФВ, регистрацию ионов производят на детекторе, расположенном в точке фокуса СФВ. Схема гибридного масс-анализатора приведена на рис. 1, где даны также обозначения анализирующих полей и геометрические элементы, необходимые при расчете прибора. Ниже приведено теоретическое обоснование возможности реализации гибридного масс-анализатора.

Между точками *A* и *B* масс-анализатора данная схема повторяет энергоанализатор Юза–Рожанского с радиусом равновесной траектории *R*. *B* — точка фокуса анализатора Юза–Рожанского, в которую приходят ионы с энергией $W_0 = 0.5eE_0R$ и азимутальной скоростью $V_{\varphi 0} = (2W_0/m_0)^{1/2}$ (для иона массой m_0 , E_0 — величина

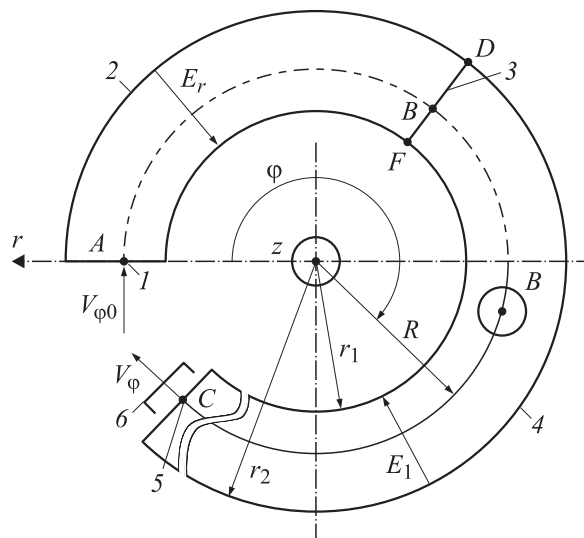


Рис. 1. Схема гибридного масс-анализатора: 1 — входная диафрагма, 2 — энергоанализатор Юза–Рожанского, 3 — входное окно СФВ, 4 — секторный фильтр Вина, 5 — выходное окно, 6 — детектор.

напряженности анализирующего электрического поля на равновесной траектории, радиальное анализирующее поле $E_r(r) = -E_0R/r$, φ — азимутальный угол).

Во второй половине масс-анализатора между точками B и C (линией DF условно показан магнитный экран) созданы магнитное поле с индукцией $B_z = B$ и электрическое поле $E_{r1}(r) = -E_1R/r$, т.е. реализуется СФВ с однородным магнитным и радиальным электрическим полями. Величины E_1 и B выбираются из условия движения иона массы m_0 по траектории радиусом R

$$\frac{m_0 V_{\varphi 0}^2}{R} = W_0 = eE_1 + \frac{e}{c} B V_{\varphi 0}. \quad (1)$$

Если за B_0 обозначить напряженность такого магнитного поля B_z , при котором в этом поле в отсутствие электрического поля ион массы m_0 движется по окружности радиуса R , то

$$\frac{m_0 V_{\varphi 0}^2}{R} = \frac{e B_0 V_{\varphi 0}}{c}; \quad V_{\varphi 0} = \omega_{B0} R.$$

Запишем теперь в полярной системе координат уравнения движения в СФВ для иона массы m и энергии W_0 , который стартует в точке B ,

$$m \frac{d^2 r}{dt^2} = mr \left(\frac{d\varphi}{dt} \right)^2 - eE_1 \frac{R}{r} - \frac{eB}{c} r \frac{d\varphi}{dt}, \quad (2)$$

$$m \frac{d}{dt} r^2 \frac{d\varphi}{dt} = \frac{e}{c} B r \frac{dr}{dt}. \quad (3)$$

Из уравнения (3) получим

$$\frac{d\varphi}{dt} = \frac{\omega_B}{2} \frac{m_0}{m} \left(1 - \frac{1}{\chi^2} \right) + \sqrt{\frac{m_0}{m}} \omega_{B0} \frac{1}{\chi^2}, \quad (4)$$

где $\chi(t) = r/R$, $\omega_B = eB/(m_0 c)$, $\omega_{B0} = eB_0/(m_0 c)$.

Будем считать, что $m_0/m = 1 - \delta m/m_0$ с точностью до первого порядка малости по параметру $\delta m/m_0$. Введем величину $\chi^* = \chi - 1$. Тогда из (4) следует, что

$$\frac{d\varphi}{dt} = \omega_{B0} + \chi^* (\omega_B - 2\omega_{B0}) - \frac{1}{2} \frac{\delta m}{m_0} \omega_{B0}. \quad (5)$$

Из уравнения (2) и соотношения (5) с учетом того, что

$$\frac{d^2 \chi^*}{dt^2} = \frac{d^2 \chi^*}{d\varphi^2} \omega_{B0}^2,$$

получим

$$\chi^{*''} + \chi^* \Omega^2 = \frac{1}{2} \frac{\delta m}{m_0} \beta. \quad (6)$$

Здесь $\beta = B/B_0$, $\chi^{*''} = \frac{d^2 \chi^*}{d\varphi^2}$, а $\Omega^2 = 2 - 2\beta + \beta^2$. Решение уравнения (6) с начальными условиями $\chi^* = 0$, $\chi^*(0) = U$, где U — параметр, пропорциональный начальной радиальной скорости иона, следующее:

$$\chi^*(\varphi) = \frac{1}{2} \frac{\delta m}{m_0} \frac{\beta}{\Omega^2} [1 - \cos(\Omega\varphi)] + \frac{U}{\Omega} \sin(\Omega\varphi). \quad (7)$$

Анализ решения (7) показывает, что пространственная фокусировка частиц с массой m_0 будет происходить при прохождении ими углового расстояния

$$\varphi_0 = \frac{\pi}{\Omega} = \frac{\pi}{\sqrt{2 - 2\beta + \beta^2}}. \quad (8)$$

При $\beta = 0$ угол $\varphi_0 = \pi/\sqrt{2}$, что соответствует известному условию фокусировки в энергоанализаторе Юза–Рожанского. При $\beta = 1$ угол $\varphi_0 = \pi$, что соответствует фокусировке в масс-анализаторе с однородным поперечным магнитным полем. При фиксированном β угол фокусировки φ_0 не изменяется при анализе частиц различных масс.

При $\varphi = \varphi_0$ ион массой $m = m_0 + \delta m$ отклоняется от основной траектории на максимальное расстояние

$$\chi^*(\varphi_0) = \frac{\delta m}{m_0} \frac{\beta}{\Omega^2}. \quad (9)$$

Направление отклонения по радиусу зависит от знаков величин δm и β .

В рассматриваемой части масс-анализатора (СФВ) можно не стремиться к реализации условия двойной фокусировки (вторая — это фокусировка по энергии [7,8], которая достигается при $\beta = 2$), так как первая часть масс-анализатора (энергоанализатор Юза–Рожанского) обеспечивает формирование на входе СФВ моноэнергетического пучка ионов. Поэтому остается свобода выбора параметра β , исходя из других целей. В частности, от параметра β зависят угол φ_0 для пространственной фокусировки и дисперсия по массам (коэффициент пропорциональности между относительной разностью масс $\delta m/m_0$ двух близких по массе и одинаковых по энергии групп ионов и расстоянием $r-R$ между ними), которую можно определить, используя формулу (9), так:

$$D_m = R \frac{|\beta|}{\Omega^2}. \quad (10)$$

Функциональная зависимость $D_m(\beta)$ такова, что имеют два локальных максимума при $\beta = \pm\sqrt{2}$:

$$D_m(\sqrt{2}) \approx 1.2R \text{ и } D_m(-\sqrt{2}) \approx 0.2R.$$

При $|\beta| \rightarrow \infty$ величина $D_m(\beta) \rightarrow 0$. Изменяя β , можно задавать оптимальную дисперсию, угол φ_0 или при заданном R добиваться максимально возможной величины $|B|$.

Условие на сохранение траектории в виде окружности радиуса R во второй части гибридного анализатора (СФВ) для иона массы m имеет вид

$$\frac{E_1}{E_0} = 1 - \sqrt{\frac{m_0}{m}} \frac{B}{B_0}. \quad (11)$$

При фиксированном B условие на напряженность электрического поля $E_1(m)$ будет выглядеть так:

$$E_1(m) = E_0 \left[1 - \sqrt{\frac{m_0}{m}} \beta \right]. \quad (12)$$

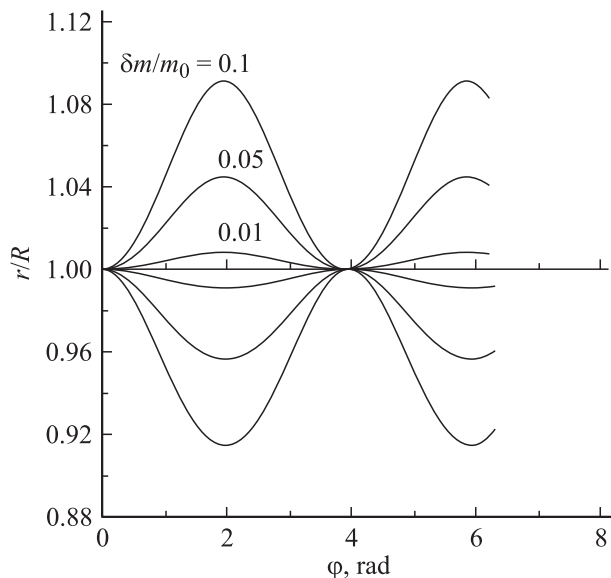


Рис. 2. Траектории ионов, имеющих фиксированную энергию, но различную массу. Цифры у кривых отношение $\delta m/m_0$. Для масс, больших m_0 отклонения от равновесного радиуса положительные, для меньших m_0 — отрицательные.

Формулы (8) и (12) определяют место приемника частиц и величину анализирующего электрического поля E_1 для ионов разных масс.

Масс-анализатор работает следующим образом: во входную диафрагму 1 гибридного анализатора (рис. 1) поступает пучок ионов различных масс и энергий. Через энергоанализатор Юза–Рожанского 2 при соответствующей величине напряженности анализирующего элект-

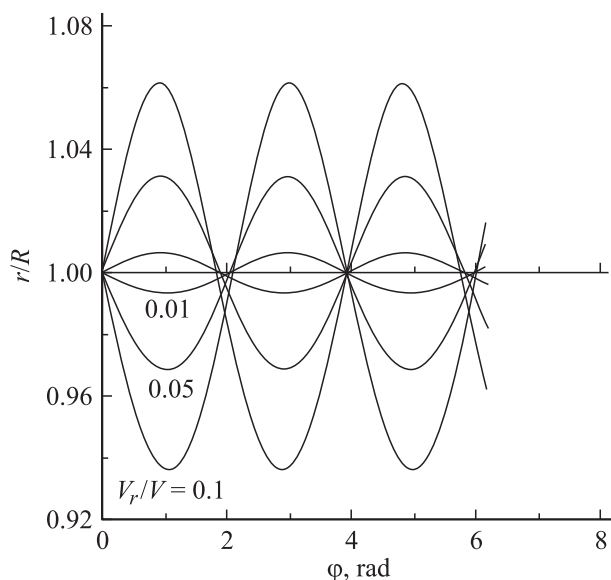


Рис. 3. Траектория ионов, имеющих фиксированную энергию, но различный угловой разброс на входе в гибридный анализатор. Цифры у кривых — отношение радиальной составляющей скорости к модулю скорости V_r/V .

рического поля E_0 происходят ионы заданной энергии, которые пространственно фокусируются в точке B . Продолжением энергоанализатора Юза–Рожанского, отделенном от него магнитным экраном 3 (вставкой с малым магнитным сопротивлением), является СФВ 4, входное окно которого 3 находится в точке фокуса B энергоанализатора Юза–Рожанского. После пролета в области скрещенных электрического и магнитного полей СФВ на детектор проходят ионы, имеющие определенную массу m , если анализирующее электрическое поле E_1 выбрано согласно соотношению (12). Детектор прибора расположен на расстоянии BC вдоль траектории движения ионов, определяемом точкой максимальной дисперсии по массам. При условии, например, $\beta = 2.25$ максимальное разрешение будет достигнуто после поворота иона на угол около 2 rad ($\varphi^* \approx 114^\circ 40'$). Данное обстоятельство иллюстрирует рис. 2, где приведены траектории ионов в СФВ, имеющих фиксированную энергию, но различные массы ($W_0 = 400 \text{ eV}$, $|B| = 4500 \text{ Gs}$, аргон, $R = 10 \text{ cm}$). Цифры у кривых — это отношение $\delta m/m_0$ ($\delta m = m - m_0$), положительные отклонения от равновесного радиуса соответствуют ионам с массами большими m_0 , отрицательные — меньшими m_0 . В этой же точке (рис. 1, точка C , $\varphi \approx 114^\circ 40'$) реализуется пространственная фокусировка ионов в СФВ, что демонстрирует рис. 3 для начальных параметров рис. 2, но при фиксированной массе. Радиальные отклонения минимальны в точке фокуса C .

2. Цилиндрический дефлектор с наложенными магнитным и электрическим полями

При проектировании данного анализатора ставилась задача создать в результате такой прибор с уменьшенными габаритами, в котором была бы обеспечена возможность анализа потоков ионов как по массам, так и по энергиям, при анализе по массам — возможность работы с немоноэнергетичными пучками ионов, имеющими начальный угловой разброс по скоростям. Результат достигается при условии, что анализ частиц по энергиям и массам ведется в совмещенных радиальном электрическом поле цилиндрического дефлектора с наложенными радиальным магнитным полем и поперечным к ним продольном электрическом поле фильтра Вина (анализатора по m/e с поперечными магнитным и электрическим стационарными однородными полями). При этом:

1) угол поворота анализируемых ионов не равен $\pi/\sqrt{2}$, как в известном энергоанализаторе Юза–Рожанского, а определяется условиями фокусировки заряженных частиц под действием новой совокупности трех электромагнитных полей;

2) на радиальное электрическое поле наложено радиальное же магнитное поле в отличие от [7,8], где нало-

женное магнитное поле поперечно к электрическому и направлено вдоль пластин цилиндрического дефлектора.

Фильтр Вина в данном устройстве выполнен цилиндрическим; цилиндрический дефлектор и фильтр Вина расположены так, что магнитные полюса фильтра Вина охватывают цилиндрические пластины дефлектора, а пластины фильтра Вина, создающие однородное электрическое поле, выполнены в виде плоских электродов, размещенных по обе стороны относительно цилиндрического дефлектора и магнитной системы фильтра Вина. Описанную реализацию масс-анализатора назовем: СФВ с радиальным магнитным и однородным электрическим полями. Реализуемые данным устройством новые функции, включающие его способность работать как в качестве энерго-, так и масс-анализатора, при работе в режиме масс-анализатора — диагностировать немоноэнергетичные пучки ионов, имеющие начальный угловой разброс по скоростям, позволяет рассматривать его в новом качестве — цилиндрического дефлектора с наложенными магнитным и электрическим полями.

Анализатор схематично показан на рис. 4. Прибор представляет собой комбинацию цилиндрического дефлектора с радиальным анализирующим электрическим полем $E_r(r) = -E_0R/r$, радиальным магнитным полем $B_r(r) = BR/r$, которое создано между пластинами цилиндрического дефлектора, и продольным (вдоль цилиндрических пластин — вдоль оси Z) однородным электрическим полем E_z .

Ион, входящий со скоростью $V_{\varphi 0}$ в область анализирующих полей в точке с радиусом R при $V_{z0} = V_{r0} = 0$, остается на траектории радиуса R и в дальнейшем при прохождении анализатора, если

$$\frac{mV_{\varphi 0}^2}{R} = eE_0 \text{ и } \frac{mV_{\varphi 0}^2}{2} = \frac{eE_0R}{2} = W_0.$$

Напряженность радиального электрического поля E_0 , таким образом, определяет энергию заряженных частиц W_0 , движущихся по окружности радиуса R . Для азимутальной скорости $V_{\varphi 0} = cE_z/B$ такой, что движение иона вдоль оси z отсутствует,

$$\frac{mc^2}{eE_0R} \frac{E_z^2}{B^2} = 1.$$

При фиксированных E_0 и B ионы различных масс будут оставаться на главной траектории (радиусом R), если

$$E_z = \sqrt{\frac{eE_0RB^2}{mc^2}}. \quad (14)$$

В дальнейшем подробно будем рассматривать, как до сих пор не реализованный в данной конфигурации электромагнитных полей и электродов, наиболее сложный — анализ по массам. Выберем ион массой m_0 , для которого, согласно (14), определено E_{z0} . Введем параметр $\varepsilon = E_0/E_{z0}$ и переменные $\chi = r/R$, $\xi = z/R$, $\tau = \omega_0 t$, $\omega_0 = eB/(m_0c)$ (ω_0 — ларморовская частота). Тогда в безразмерном виде уравнения движения

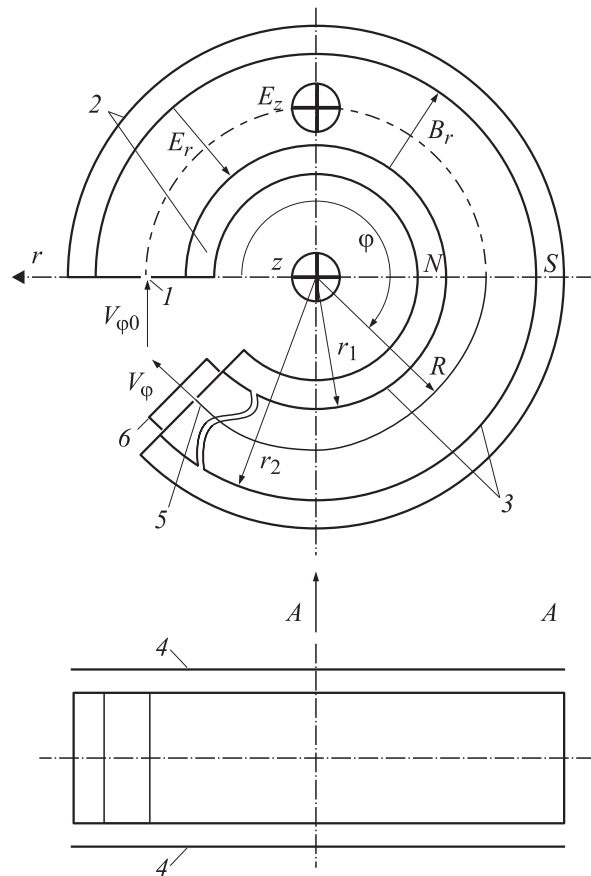


Рис. 4. Цилиндрический дефлектор с наложенными магнитным и электрическим полями: 1 — входная диафрагма, 2 — система создания радиального магнитного поля B_r , 3 — два аксиально-симметричных цилиндрических электрода для создания радиального электрического поля E_r , 4 — два плоских электрода, предназначенных для создания однородного, направленного вдоль оси цилиндрических электродов (вдоль оси Z), электрического поля E_z , 5 — выходная диафрагма, 6 — детектор пучка заряженных частиц.

однозарядного иона в цилиндрическом дефлекторе с наложенными магнитным и электрическим полями в цилиндрической системе координат для частицы массой $m \neq m_0$, имеющей энергию $W = mV_{\varphi 0}^2/2$, могут быть записаны следующим образом:

$$\frac{d^2\chi}{d\tau^2} = \chi \left(\frac{d\varphi}{d\tau} \right)^2 - \frac{m_0}{m} \frac{\varepsilon^2}{\chi}, \quad (15)$$

$$\frac{d^2\xi}{d\tau^2} = \frac{m_0}{m} \left(\varepsilon - \frac{d\varphi}{d\tau} \right), \quad (16)$$

$$\chi^2 \frac{d\varphi}{d\tau} - \frac{m_0}{m} \xi = C. \quad (17)$$

Постоянная в уравнении (17) равна

$$C = \left(\frac{d\varphi}{d\tau} \right) = \sqrt{\frac{m_0}{m}} \sqrt{\frac{W}{W_0}} \varepsilon$$

при $\tau = 0$ для массы m и энергии W , поэтому из уравнения (17) получаем следующее соотношение:

$$\frac{d\varphi}{d\tau} = \frac{1}{\chi^2} \left[\sqrt{\frac{m_0}{m}} \sqrt{\frac{W}{W_0}} \varepsilon + \frac{m_0}{m} \xi \right]. \quad (18)$$

Рассмотрим случай, когда отклонения W от W_0 и m от m_0 малы, как и начальные разбросы по скоростям $d\chi/d\tau$ и $d\xi/d\tau$ в момент времени $\tau = 0$. Уравнения (15)–(17) в таком случае будут описывать траектории вблизи главной

$$W = W_0 + \delta W, \quad m = m_0 + \delta m, \quad \sqrt{\frac{W}{W_0}} = 1 + \frac{1}{2} \frac{\delta W}{W_0},$$

$$\sqrt{\frac{m_0}{m}} = 1 - \frac{1}{2} \frac{\delta m}{m_0}, \quad \chi = 1 + \chi^*.$$

В момент $\tau = 0$ в первом порядке малости по $\delta W/W_0$, $\delta m/m_0$ и производным $d\chi^*/d\tau$, $d\xi/d\tau$ из уравнений (15)–(18) получим

$$\frac{d^2\chi^*}{d\tau^2} + 2\varepsilon^2\chi^* = 2\varepsilon\xi + \varepsilon^2 \frac{\delta W}{W_0}, \quad (19)$$

$$\frac{d^2\xi}{d\tau^2} + \xi = 2\varepsilon\chi^* + \frac{\varepsilon}{2} \frac{\delta m}{m_0} - \frac{\varepsilon}{2} \frac{\delta W}{W_0}. \quad (20)$$

Учитывая, что в первом порядке малости

$$\frac{d\chi^*}{d\tau} = \frac{d\chi^*}{d\varphi} \frac{d\varphi}{d\tau} \{t = 0, W_0, m_0\} = \frac{d\chi^*}{d\varphi} \varepsilon,$$

$$\frac{d^2\chi^*}{d\tau^2} = \varepsilon^2 \frac{\partial^2\chi^*}{\partial\varphi^2}, \quad \frac{d^2\xi}{d\tau^2} = \varepsilon^2 \frac{\partial^2\xi}{\partial\varphi^2},$$

уравнения (19) и (20) записываем так:

$$\frac{d^2\chi^*}{d\varphi^2} + 2\chi^* = \frac{2}{3} \xi + \frac{\delta W}{W_0}, \quad (21)$$

$$\frac{d^2\xi}{d\varphi^2} + \frac{1}{\varepsilon^2} \xi = \frac{2}{\varepsilon} \chi^* + \frac{1}{2\varepsilon} \left(\frac{\delta m}{m_0} - \frac{\delta W}{W_0} \right). \quad (22)$$

При начальных условиях

$$\chi^*(0) = 0, \quad \xi(0) = 0, \quad \frac{d\chi^*}{d\varphi} \{ \varphi = 0 \} = U,$$

$$\frac{d\xi}{d\varphi} \{ \varphi = 0 \} = V$$

система (21), (22) сводится к одному линейному уравнению 4-го порядка

$$\frac{d^4\chi^*}{d\varphi^4} + \left(2 + \frac{1}{\varepsilon^2} \right) \frac{d^2\chi^*}{d\varphi^2} - \frac{2}{\varepsilon^2} \chi^* = \frac{1}{\varepsilon^2} \frac{\delta m}{m_0}. \quad (23)$$

Введем функцию

$$\rho(\varphi) = \chi^*(\varphi) + \frac{1}{2} \frac{\delta m}{m_0}$$

и при

$$\rho(0) = \frac{1}{2} \frac{\delta m}{m_0}, \quad \rho'(0) = U, \quad \rho''(0) = \frac{\delta W}{W_0},$$

$$\rho'''(0) = \frac{2}{3} V - 2U,$$

получим из (23) однородное уравнение

$$\frac{d^4\rho}{d\varphi^4} + \left(2 + \frac{1}{\varepsilon^2} \right) \frac{d^2\rho}{d\varphi^2} - \frac{2}{\varepsilon^2} \rho = 0, \quad (24)$$

общее решение которого имеет вид

$$\rho(\varphi) = C_1 e^{\gamma\varphi} + C_2 e^{-\gamma\varphi} + C_3 \cos(\omega\varphi) + C_4 \sin(\omega\varphi),$$

где

$$\gamma = \sqrt{k_1^2}, \quad \omega = \sqrt{-k_2^2},$$

$$k_{1,2}^2 = - \left(1 + \frac{1}{2\varepsilon^2} \right) \pm \sqrt{\left(1 + \frac{1}{2\varepsilon^2} \right)^2 + \frac{2}{\varepsilon^2}},$$

а постоянные интегрирования равны:

$$C_1 = \frac{1}{4} \frac{\delta m}{m_0} \frac{\omega^2}{\gamma^2 + \omega^2} + \frac{1}{2} \frac{\delta W}{W_0} \frac{1}{\gamma^2 + \omega^2} + \frac{U(\omega^2 - 2) + 2V/\varepsilon}{2\gamma(\gamma^2 + \omega^2)},$$

$$C_2 = \frac{1}{4} \frac{\delta m}{m_0} \frac{\omega^2}{\gamma^2 + \omega^2} + \frac{1}{2} \frac{\delta W}{W_0} \frac{1}{\gamma^2 + \omega^2} - \frac{U(\omega^2 - 2) + 2V/\varepsilon}{2\gamma(\gamma^2 + \omega^2)},$$

$$C_3 = \frac{1}{2} \frac{\delta m}{m_0} \frac{\gamma^2}{\gamma^2 + \omega^2} - \frac{1}{\gamma^2 + \omega^2} \frac{\delta W}{W_0},$$

$$C_4 = \frac{4(\gamma^2 + 2) - 2V/\varepsilon}{\omega(\gamma^2 + \omega^2)}.$$

С учетом данных результатов, введя обозначения

$$\left(\frac{1}{4} \frac{\delta m}{m_0} \frac{\omega^2}{\gamma^2 + \omega^2} + \frac{1}{2} \frac{\delta W}{W_0} \frac{1}{\gamma^2 + \omega^2} \right) = b_1,$$

$$\frac{U(\omega^2 - 2) + 2V/\varepsilon}{2\gamma(\gamma^2 + \omega^2)} = b_2,$$

$$\left(\frac{1}{2} \frac{\delta m}{m_0} \frac{\gamma^2}{\gamma^2 + \omega^2} - \frac{1}{\gamma^2 + \omega^2} \frac{\delta W}{W_0} \right) = b_3,$$

$$\frac{U(\gamma^2 + 2) - 2V/\varepsilon}{\omega(\gamma^2 + \omega^2)} = b_4,$$

для траектории получаем следующее уравнение:

$$\chi^*(\varphi) = -\frac{1}{2} \frac{\delta m}{m_0} + b_1(e^{\gamma\varphi} + e^{-\gamma\varphi}) + b_2(e^{\gamma\varphi} - e^{-\gamma\varphi}) + b_3 \cos(\omega\varphi) + b_4 \sin(\omega\varphi). \quad (25)$$

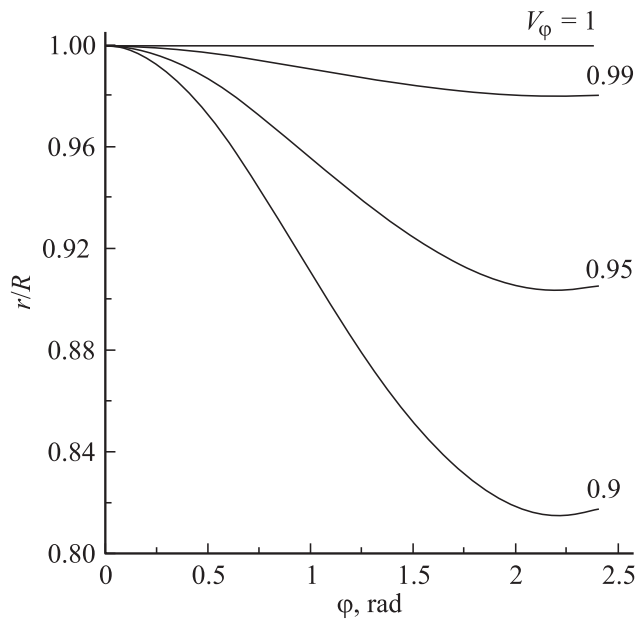


Рис. 5. Зависимости радиального отклонения траекторий ионов от величины азимутальной составляющей скорости. Принято $(V_R^2 + V_\phi^2)^{1/2} = V_{\phi 0}$. Начальный разброс скоростей вдоль радиуса и оси z отсутствует.

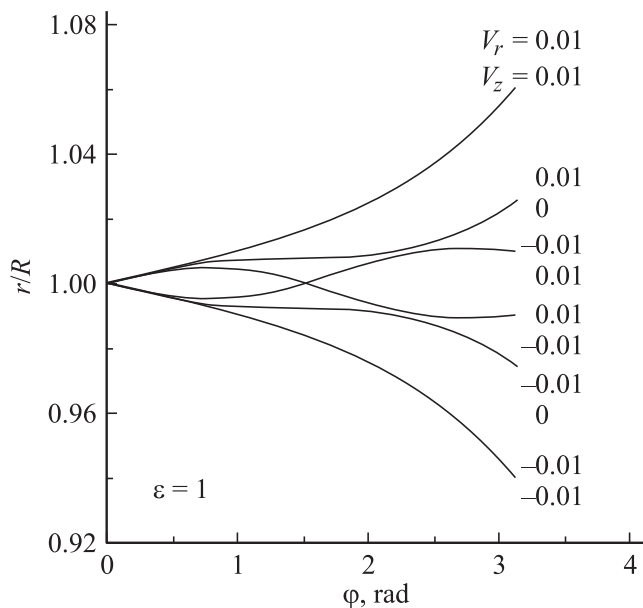


Рис. 6. Зависимости радиального отклонения траектории ионов от величин начальных радиальной и Z -компоненты скоростей ионов при $\varepsilon = E_0/E_{z0} = 1$; E_0, E_{z0} — напряженности радиального и продольного анализирующих электрических полей. Принято $(V_R^2 + V_z^2 + V_\phi^2)^{1/2} = V_{\phi 0}$.

Как видно из решения (25), ион пересекает траекторию радиусом R (около $\chi^* = 0$) в случае, если $b_1 = 0$ и $b_2 = 0$, что может осуществиться (рис. 5, 6) при определенных значениях величин $\delta m/\delta W$ и U/V , а

именно при

$$\frac{\delta W}{W} = -A_m = -\frac{1}{2} \omega^2 \frac{\delta m}{m_0} \text{ и } U = \frac{2V}{\varepsilon(2 - \omega^2)}.$$

Возьмем частицы, которые удовлетворяют таким условиям. Тогда для их траекторий выполняется следующее условие:

$$\chi^*(\varphi) = -\frac{1}{2} \frac{\delta m}{m_0} [1 - \cos(\omega\varphi)] + \frac{2V}{\varepsilon\omega(2 - \omega^2)} \sin(\omega\varphi). \quad (26)$$

При $\delta m/m_0 \neq 0$ возвращение к $\chi^*(\varphi) = 0$ (на радиус R) будет при $\varphi_k = k2\pi/\omega$. В случае $\delta m/m_0 = 0$ выбранные частицы сфокусируются при следующем значении угла:

$$\varphi_m = m \frac{\pi}{\omega}. \quad (27)$$

В точках фокусировки ионов с $\delta m/m_0 = 0$ частицы с $\delta m/m_0 \neq 0$ отходят от положения $\chi^*(\varphi) = 0$ на максимальное расстояние, равное $|\chi^*| \approx \delta m/m_0$. Это означает, что приемник ионов в энергомасс-анализаторе необходимо располагать в точке поворота траектории иона на угол $\varphi_l = \pi/\omega$, на котором целевые ионы с $\delta m = \delta W = 0$ фокусируются, а ионы с $\delta m \neq 0$ максимально отходят от основной траектории.

Перейдем к случаю, когда $b_1 \neq 0$, но начальные поперечные скорости U и V для упрощения расчетов на демонстрации эффекта равны нулю и, следовательно, $b_2 = 0$. Для ионов с заданной $\delta m/m_0$ траектории определяются величиной $\delta W/W$. Различным $\delta W/W$ соответствуют траектории двух классов. Пусть при $\delta W/W < -A_m$ величина $b_1 < 0$ и ионы, не возвращаясь к $\chi^* = 0$, уходят при $\varphi \rightarrow \infty$ на $\chi^* \rightarrow -\infty$. Однако при $\delta W/W > -A_m$ величина $b_1 > 0$ и ионы некоторое количество раз возвращаются к $\chi^* = 0$, а при $\varphi \rightarrow \infty$ уходят на $\chi^* \rightarrow +\infty$. Обязательно найдется такое значение $\delta W/W$, которое лежит в области $-A_m < \delta W/W < 0$ и при котором траектория иона с $\delta m/m_0 > 0$ пройдет через $\chi^* = 0$ при $\varphi = \varphi_1$. Это означает, что на детектор будут попадать ионы и других, кроме m_0 , масс, и для разделения ионов использование только сепарирующих возможностей данного набора электромагнитных полей недостаточно.

Для достижения поставленной цели привлечем аналогично классическому фильтру Вина прерывание траекторий нецелевых частиц на цилиндрических электродах анализатора (на стенках канала). Найдем условие, при котором ионы с массами, большими, чем $m_0 + \delta m$ ($\delta m > 0$), попадают на стенки, не дойдя до плоскости детектирования частиц $\varphi = \varphi_1$. Расположим проводящие цилиндрические поверхности, между которыми создается радиальное электрическое поле, на расстояниях $\chi_1^* = \chi_c$ и $\chi_2^* = -\chi_c$. Рассмотрим такую траекторию иона при каком-то пока неизвестном $\delta W/W = -A_k$, когда она лежит обязательно выше, чем χ_2^* . Причем траектория касается $\chi_2^* = -\chi_c$ при некотором $\varphi = \varphi_0$, т. е. $\frac{d\chi^*}{d\varphi}(\varphi = \varphi_0) = 0$. Кроме того, пусть данная траектория

проходит через точку χ_1^* , $\varphi = \varphi_1$. Тогда частицы с фиксированным значением $\delta m/m_0$ вообще не попадут на фокусную плоскость $\varphi = \varphi_1$. Действительно, при $\delta W/W < -A_k$ ионы гибнут на поверхности $\chi_2^* = -\chi_c$, а при $\delta W/W > -A_k$ они идут выше критической траектории $\delta W/W = -A_k$ и гибнут на поверхности $\chi^* = \chi_c$. Ионы с массами, большими, чем выбранная масса m , также попадают на электроды.

Таким образом, для фиксированного отношения $\delta m/m_0 > 0$ надо определить критическую траекторию, для чего необходимо найти значения $-A_k$, χ_c и φ_0 . Для этого есть три уравнения: $\chi^*(\varphi = \varphi_1) = \chi_c$, $\frac{d\chi^*}{d\varphi}(\varphi = \varphi_0) = 0$, $\chi^*(\varphi = \varphi_0) = -\chi_c$. Запишем эти уравнения при $U = V = 0$, используя (25):

$$\chi_c = -\frac{1}{2} \frac{\delta m}{m_0} + 2b_1 \operatorname{ch}\left(\frac{\pi\gamma}{\omega}\right) - b_3, \quad (28)$$

$$\frac{d\chi^*}{d\varphi}(\varphi = \varphi_0) = 0 = 2b_1\gamma \operatorname{sh}(\gamma\varphi_0) - b_3\omega \sin(\omega\varphi_0), \quad (29)$$

$$-\chi_c = -\frac{1}{2} \frac{\delta m}{m_0} + 2b_1 \operatorname{ch}(\gamma\varphi_0) + b_3 \cos(\omega\varphi_0). \quad (30)$$

Для решения системы (28)–(30) используем малость параметра γ/ω , при этом $\varphi_0 \ll 1$. Складывая (28) и (30), получаем

$$0 = -\frac{\delta m}{m_0} + 2b_1 \left[\operatorname{ch}(\gamma\varphi_0) + \operatorname{ch}\left(\frac{\gamma\pi}{\omega}\right) \right] + b_3 [\cos(\omega\varphi_0) - 1]. \quad (31)$$

Разлагая в уравнении (29) $\sin(\omega\varphi_0)$ и $\operatorname{sh}(\gamma\varphi_0)$ до 3-го порядка по φ_0 , получим

$$\frac{\delta W}{W_0} \approx -\frac{1}{12} \omega^2 \varphi_0^2 \gamma^2 \frac{\delta m}{m_0}. \quad (32)$$

Из уравнения (31), в свою очередь, следует

$$\omega^2 \varphi_0^2 \approx 4 \left(\frac{\pi^2}{4} - 1 \right) \frac{\gamma^2}{\omega^2}. \quad (33)$$

Подставляя (32) и (33) в уравнение (28), находим

$$\chi_c = \frac{\gamma^2}{\gamma^2 + \omega^2} \left(\frac{\pi^2}{4} - 1 \right) \frac{\delta m}{m_0}. \quad (34)$$

Траектории частиц, имеющих массы, меньшие m ($\delta m < 0$), будут располагаться симметрично по отношению к траекториям ионов с массами, большими m ($\delta m > 0$). Симметрия траекторий будет реализовываться относительно линии $\chi^*(\varphi) = 0$. Поэтому формула (34), определяющая величину $|\chi_c|$, задает расстояние от $\chi^*(\varphi) = 0$ до стенок канала, на которых гибнут ионы с массами, отличающимися от m_0 на величину, большую чем $|\delta m|$. В результате масс-анализ ионов в данном устройстве осуществляется и при разбросе по энергиям в исходном потоке.

Теперь учтем конечный начальный разброс по углу для анализируемого потока ионов. Рассмотрим случай, когда $b_2 \neq 0$, т. е.

$$U \neq \frac{2V}{\varepsilon(2 - \omega^2)}.$$

Обозначая через

$$S = U(\omega^2 - 2) + \frac{2V}{\varepsilon}$$

и используя соотношение (25), получаем, что в плоскости детектирования при $\varphi_1 = \pi/\omega$ к величине $\chi^*(\varphi_1)$ при $b_2 = 0$ добавляется величина

$$\Delta\chi = \frac{S}{2\gamma(\gamma^2 + \omega^2)} [e^{\gamma\varphi_1} + e^{-\gamma\varphi_1}].$$

Для того, чтобы при угловом разбросе у ионов исходного потока на детекторе не появлялись нецелевые частицы с массами $m_0 + \Delta m$, где $|\Delta m|$ существенно превышало бы $|\delta m|$, необходимо выполнение условия $\max |\Delta\chi| \ll |\chi_c|$. Используя то, что $\max |U| = \max |V| = \theta$, где θ — максимальный угловой разброс анализируемого ионного потока, условие на допустимый угловой разброс будет иметь следующий вид:

$$\theta \ll \frac{(\frac{\pi^2}{4} - 1)}{\pi} \frac{\gamma^2 \omega}{(\omega^2 - 2 + \frac{2}{\varepsilon})} \frac{|\delta m|}{m_0}. \quad (35)$$

При $\varepsilon = 1$ величины γ и ω примерно равны соответственно 0.75 и 1.9. Тогда (35) дает условие $\theta \ll \frac{1}{10} \frac{|\delta m|}{m_0}$.

Таким образом, цилиндрический дефлектор с наложенными магнитным и электрическим полями обеспечивает диагностику по массам как при энергетическом, так и при определенном угловом разбросе у анализируемых ионов.

Работает прибор следующим образом. Поток анализируемых ионов с некоторым набором масс, имеющих различные энергии, входит через входную диафрагму в точку с радиусом R при $\varphi = 0$ в область энергомасс-анализатора. В отсутствие начального углового разброса ион, имеющий скорость $V_{\varphi 0}$, остается на траектории радиусом R , если он имеет энергию $W_0 = eE_0R/2$, задаваемую величиной напряженности радиального электрического поля. Движение вдоль оси z (уход из области выходной диафрагмы, непопадание на детектор) исключается совместным действием полей E_z и B , задающих величину скорости иона $V_{\varphi 0} = cE_z/B$, проходящего на детектор, так же как работает классический фильтр Вина. Ион другой массы будет оставаться на центральной траектории радиусом R , если напряженность электрического поля E_z при фиксированных E_0 и B выбрана равной $E_z = \sqrt{\frac{eE_0RB^2}{mc^2}}$. Если отклонение массы m иона от значения m_0 малы, как и начальные разбросы по скоростям U и V , то при определенных значениях величин $\delta m/\delta W$ и U/V , когда $\delta m/m_0 \neq 0$, будет наблюдаться пространственная фокусировка частиц (рис. 6) после

поворота иона в анализаторе на угол $\varphi_k = k2\pi/\omega$. В случае $\delta m/m_0 = 0$ частицы сфокусируются при значении угла, равном $\varphi_m = \pi/\omega$. В точках фокусировки ионов с $\delta m/m_0 = 0$ частицы с $\delta m/m_0 \neq 0$ отходят от равновесной траектории на максимальное расстояние, равное $\delta m/m_0$.

Возможен случай при некотором значении $\delta W/W$, когда траектория иона с $\delta m/m_0 > 0$ пройдет через точку фокусировки частиц с $\delta m/m_0 = 0$ и в детектор будут попадать ионы других, кроме m_0 , масс. Для исключения перемешивания ионов разных масс на детекторе в энергомасс-анализаторе используется аналогично классическому фильтру скоростей Вина прерывание траекторий нецелевых частиц (с массами, отличающимися от m_0 на величину, большую чем $|\delta m|$) на цилиндрических электродах анализатора, которые располагаются на расстоянии друг от друга, равном

$$\chi_c = \frac{\gamma^2}{\gamma^2 + \omega^2} \left(\frac{\pi^2}{4} - 1 \right) \frac{\delta m}{m_0}.$$

В результате масс-анализ ионов в данном устройстве осуществляется и при наличии начального разброса по энергиям. Если есть конечный начальный разброс потока анализируемых частиц по углу, нецелевые частицы не попадут на детектор, когда максимальный угловой разброс анализируемого ионного потока θ , например, для случая равенства напряженностей радиального и продольного электрических полей не превышает величину $\theta \ll |\delta m|/10m_0$.

Заключение

Новые задачи, возникающие при работе с плазмой смеси нескольких элементов, требуют совершенствования существующих и создания новых методов и устройств диагностики параметров потоков заряженных частиц. В предлагаемой работе предложены два анализатора ионов плазменного немоноэнергетичного потока по массам, в которых совмещены конструктивные и анализирующие свойства цилиндрического дефлектора и фильтра Вина, гибридный масс-анализатор и цилиндрический дифлектор с наложенными продольно-поперечными магнитными и электрическим полями.

В гибридном анализаторе пластины фильтра Вина и энергоанализатора Юза–Рожанского выполнены в виде цилиндрических секторов одинакового радиуса, причем фокус энергоанализатора Юза–Рожанского совмещен с входом СФВ, а приемник ионов располагается в точке фокуса и максимальной дисперсии по массам СФВ. Второй прибор — цилиндрический дефлектор с наложенными магнитными и электрическим полями обеспечивает диагностику по массам как при энергетическом, так и при определенном угловом разбросе у анализируемых ионов. Определен максимальный угловой разброс анализируемого ионного потока $\theta \ll 4|\delta m|/10m_0$, при котором нецелевые частицы не попадают на детектор.

Работа выполнена в рамках проекта № 4222 аналитической ведомственной целевой программы „Развитие научного потенциала высшей школы (2009–2010 гг.)“.

Список литературы

- [1] Ошер Дж. Корпускулярная диагностика // в кн. Диагностика плазмы / под ред. Р. Хаддлстоуна и С. Леонарда. М: Мир, 1967. С. 426–501.
- [2] Соловьев А.В., Толстогозов А.Б. // ЖТФ. 1987. Т. 57. Вып. 5. С. 953–959.
- [3] Александров М.Л., Галль Л.Н., Савченко В.Д. Способ энергомасс-спектрального анализа состава веществ и устройство для его осуществления // Патент SU № 1178257. МПК H01J 49/30. Оpubл. 27.01.1996.
- [4] Романюк Н.И., Папп Ф.Ф., Чернышова И.В., Шпенник О.Б. Способ анализа пучка заряженных частиц по энергиям и устройство для его осуществления (циклоидальный анализатор) // Патент SU № 1756973. МПК H01J 49/48. Оpubл. 23.08.1992.
- [5] Никитенко Н.Н., Косицин Л.Г., Шулепов И.А. Энергомасс-спектрометр // Патент РФ № 2020645. МПК H01J49/32. Оpubл. 30.09.1994.
- [6] Коган В.Т., Павлов А.К., Савченко М.И., Добычин О.Е. // ПТЭ. 1990. № 4. С. 145–149.
- [7] Кельман В.М., Явор С.Я. Электронная оптика. Л.: Наука, 1968. С.355–371.
- [8] Кельман В.М., Родникова И.В., Секунова Л.М. Статические масс-спектрометры. Алма-Ата: Наука, 1985. С. 82–96.