

## Компактные системы сепарации первичного ионного пучка для микронзондовой аппаратуры

© С.А. Кузема, С.Н. Мордик

Институт прикладной физики НАН Украины,  
244030 Сумы, Украина

(Поступило в Редакцию 27 сентября 2000 г.)

Исследованы ионно-оптические свойства и характеристики различных вариантов масс-сепаратора с двойной фокусировкой, у которых длина пути пролета иона уменьшена за счет соответствующего выбора геометрических параметров ионно-оптической системы. Определена разрешающая способность таких систем сепарации с учетом аберраций второго порядка.

В микронзондовой аппаратуре, использующей в качестве первичного пучок двухзарядных ионов гелия, возникает необходимость удаления из него примесей ионов водорода и других газов. Разрешающая способность масс-сепаратора, который выполняет эту функцию, должна быть порядка 200, что в обычных системах с ахроматической фокусировкой является труднодостижимым из-за большого разброса энергий ионов в пучке, получаемом из газоразрядного источника ионов [1].

Для решения этой задачи в ряде работ [2–4] предложено использовать системы с двойной фокусировкой (по направлению и скорости), у которых уменьшение оптических плеч анализатора энергий и масс-анализатора достигается за счет применения электростатических линз. Потребности в дополнительных фокусирующих устройствах можно избежать, если использовать ионно-оптические системы, формирующие параллельный ионный пучок между электрическим и магнитным каскадами (см. рисунок). При этом за счет соответствующего выбора геометрических и физических параметров анализатора энергий и масс-анализатора три из четырех оптических плеч системы сепарации могут быть уменьшены до нуля.

Подтвердим сказанное теоретическим анализом ионно-оптических свойств системы, состоящей из тороидального конденсатора, выполняющего функции анализатора энергий, и масс-анализатора с однородным магнитным полем.

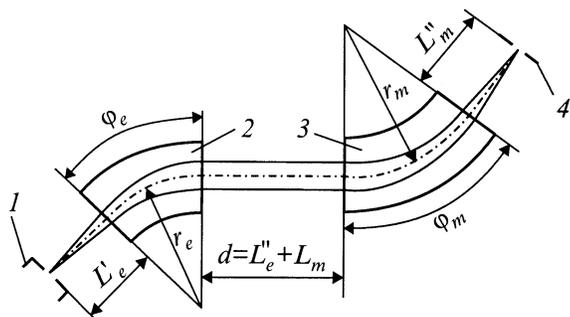


Схема ионно-оптической системы масс-сепаратора: 1 — источник ионов, 2 — анализатор энергий, 3 — масс-анализатор, 4 — апертурная диафрагма системы формирования микропучка.

### Радиальная фокусировка пучка

Для определения фокусировки ионного пучка в радиальной плоскости найдем величину отклонения иона, имеющего произвольные начальные условия, от центральной траектории в области расположения апертурной диафрагмы системы формирования микропучка.

В линейном приближении выражение для уширения ионного пучка в плоскости изображения системы с двойной фокусировкой имеет вид

$$y_k = a_{11}y_0 + a_{12}y'_0 + a_{13}e_0 + a_{14}\mu_0, \quad (1)$$

где  $y_k$  — величина отклонения иона в плоскости изображения в единицах радиуса центральной траектории ионов в масс-анализаторе;  $y_0, y'_0, e_0, \mu_0$  — начальные параметры ионного пучка на выходе источника ионов: начальное смещение в единицах радиуса центральной траектории ионов в масс-анализаторе, направление и относительное изменение энергии иона и его импульса.

Соотношения для коэффициентов  $a_{ij}$ , входящих в выражение (1), найдем, воспользовавшись результатами работы [5], в которой определены фокусирующие и дисперсионные свойства системы с двойной фокусировкой без промежуточного фокуса между электрическим и магнитным каскадами при условии, что ионный пучок входит и выходит перпендикулярно к границам обоих анализаторов.

Поскольку в этой работе в качестве магнитного каскада использовалось секторное неоднородное магнитное поле, то для применения полученных результатов мы должны в соотношениях для коэффициентов  $a_{ij}$  положить показатель спада магнитного поля  $n$  равным нулю. Тогда будем иметь

$$a_{11} = \pm \frac{r_e}{r_m} (\cos \sqrt{\eta_0} \varphi_e - l_e'' \sqrt{\eta_0} \sin \sqrt{\eta_0} \varphi) \times (\cos \varphi_m - l_m'' \varphi_m) \pm (-\sqrt{\eta_0} \sin \sqrt{\eta_0} \varphi_e) \times [\sin \varphi_m + (l_m' + l_m'') \cos \varphi_m - l_m' l_m'' \sin \varphi_m], \quad (2)$$

$$a_{12} = \pm \frac{r_e}{r_m} \left[ \frac{\sin \sqrt{\eta_0} \varphi_e}{\sqrt{\eta_0}} + (l'_e + l''_e) + \cos \sqrt{\eta_0} \varphi_e - l'_e l''_e \sqrt{\eta_0} \sin \sqrt{\eta_0} \varphi_e \right] (\cos \varphi_m - l''_m \sin \varphi_m) \pm (\cos \sqrt{\eta_0} \varphi_e - l'_e \sqrt{\eta_0} \sin \sqrt{\eta_0} \varphi_e) \times [\sin \varphi_m + (l'_m + l''_m) \cos \varphi_m - l'_m l''_m \sin \varphi_m], \quad (3)$$

$$a_{13} = \pm \frac{r_e}{r_m} \left( \frac{1 - \cos \sqrt{\eta_0} \varphi_e}{\eta_0} + l''_e \frac{\sin \sqrt{\eta_0} \varphi_e}{\sqrt{\eta_0}} \right) \times (\cos \varphi_m - l''_m \sin \varphi_m) \pm \frac{\sin \sqrt{\eta_0} \varphi_e}{\sqrt{\eta_0}} \times [\sin \varphi_m + (l'_m + l''_m) \cos \varphi_m - l'_m l''_m \sin \varphi_m], \quad (4)$$

$$a_{14} = 1 - \cos \varphi_m + l''_m \sin \varphi_m, \quad (5)$$

где  $\eta_0 = 2 - (r_e/R_e)$ ;  $r_e$  и  $R_e$  — радиальный и аксиальный радиусы эквипотенциальной поверхности, лежащей посередине между электродами тороидального конденсатора;  $\varphi_e$  — угол отклонения иона в электрическом поле;  $l'_e$  и  $l''_e$  — входное и выходное плечи энергоанализатора, выраженные в единицах  $r_e$ ;  $r_m$  — радиус центральной траектории ионов в масс-анализаторе;  $\varphi_m$  — угол отклонения ионов в магнитном поле масс-анализатора;  $l'_m$  и  $l''_m$  — входное и выходное плечи масс-анализатора, выраженные в единицах  $r_m$ .

Определим параметры системы сепарации ионного пучка, выполненной на базе цилиндрического конденсатора и масс-анализатора с однородным секторным магнитным полем. С этой целью воспользуемся условием фокусировки ионов по направлению в магнитном масс-анализаторе с однородным магнитным полем и параллельным ионным пучком на входе. Как известно [5,6], это условие определяется соотношением

$$l'_m = \text{ctg } \varphi_m, \quad (6)$$

из которого следует, что выходное плечо  $l''_m = 0$  при  $\varphi_m = 90^\circ$ .

Принимая во внимание, что для цилиндрического конденсатора параметр электрического поля  $\eta_0 = 2$ , и полагая  $l''_e = l'_m = 0$ , а также учитывая, что  $l''_m = 0$  и  $\varphi_m = 90^\circ$ , из условия фокусировки ионов по направлению ( $a_{12} = 0$ ) для рассматриваемой системы с двойной фокусировкой находим

$$l'_e = \frac{1}{\sqrt{2}} \text{ctg } \sqrt{2} \varphi_e. \quad (7)$$

Величину угла отклонения ионов в электрическом поле анализатора энергий определим из условия фокусировки ионов по скорости. Учитывая, что  $e = 2\beta + \gamma$ , а  $\mu = \beta + \gamma$  ( $\beta = (\Delta V)/V$ ,  $\gamma = (\Delta m)/m$  — относительное изменение скорости и массы иона), условие фокусировки по скорости для ионов одной массы ( $\gamma = 0$ ) запишется в виде

$$2a_{13} + a_{14} = 0. \quad (8)$$

Подставляя в (8) соотношения для коэффициентов  $a_{13}$  и  $a_{14}$  и учитывая, что  $\eta_0 = 2$ ,  $l''_e = l''_m = l'_m = 0$ ,  $\varphi_m = 90^\circ$ , получим

$$\pm \frac{2 \sin \sqrt{2} \varphi_e}{\sqrt{2}} + 1 = 0. \quad (9)$$

Из (9) следует, что при  $\sqrt{2} \varphi_e < \pi$  фокусировка ионов по скорости будет обеспечена при отклонении ионов электрическим и магнитным полями в противоположных направлениях.

Тогда имеем

$$\sin \sqrt{2} \varphi_e = \frac{\sqrt{2}}{2} \text{ или } \varphi_e = 31^\circ 50'.$$

Подставляя полученное значение  $\varphi_e$  в (7), находим величину входного плеча анализатора энергий  $l'_e = 1/\sqrt{2}$ .

Если радиусы центральной траектории ионов в обоих полях выбрать одинаковыми и равными, например 100 мм, то параметры системы сепарации будут следующими:  $l'_e = 70$  мм,  $\varphi_e = 31^\circ 50'$ ,  $l''_e = 0$ ,  $l''_m = l'_m = 0$ ,  $\varphi_m = 90^\circ$ . Нетрудно видеть, что при этих значениях параметров коэффициент  $a_{11}$ , определяющий геометрическое увеличение системы, будет равен единице.

В энергоанализаторе, выполненном на базе цилиндрического конденсатора, не осуществляется аксиальная фокусировка ионного пучка, поэтому в целях увеличения светосилы системы сепарации необходимо использовать конденсатор, у которого  $R_e \neq \infty$ , например, сферический. В этом случае  $R_e = r_e$ , а параметр электрического поля  $\eta_0 = 1$ . Тогда условия фокусировки по направлению и по скорости принимают вид:

$$l_e = \text{ctg } \varphi_e, \quad \pm 2 \sin \varphi_e + 1 = 0. \quad (10), (11)$$

Из условия фокусировки ионов по скорости (11), принимая во внимание, что в энергоанализаторе и масс-анализаторе пучок отклоняется в противоположных направлениях, находим величину отклонения ионов в анализаторе энергий  $\varphi_e = 30^\circ$ . При этом значении  $\varphi_e$  из условия фокусировки ионов по направлению (10) определяем величину входного плеча анализатора энергий  $l'_e = \sqrt{3}$ . Если предположить, что  $r_e = r_m = 100$  мм, то параметры системы сепарации будут такими:  $l'_e = 173.2$  мм,  $\varphi_e = 30^\circ$ ,  $l''_e = 0$ ,  $l''_m = l'_m = 0$ ,  $\varphi_m = 90^\circ$ . При этих значениях параметров коэффициент  $a_{11}$  и, следовательно, геометрическое увеличение системы равны 0.5.

## Аксиальная фокусировка пучка

В системе сепарации, состоящей из цилиндрического конденсатора и масс-анализатора с однородным магнитным полем, при ортогональном входе и выходе ионного пучка к границам электрического и магнитного полей

аксиальной фокусировки не осуществляется. Это объясняется тем, что аксиальная составляющая электрического поля энергоанализатора и радиальная составляющая магнитного поля масс-анализатора в данном случае отсутствуют. Если же в качестве анализатора энергий используется сферический конденсатор, аксиальная фокусировка пучка в электрическом каскаде имеет место.

Чтобы определить ионно-оптические свойства такой системы сепарации в аксиальной плоскости, запишем выражение для величины аксиального отклонения иона с произвольными начальными условиями от центральной траектории в области расположения апертурной диафрагмы системы формирования микропучка

$$z_k = b_{11}z_0 + b_{12}z'_0, \quad (12)$$

где  $z_k$  — величина аксиального отклонения иона в плоскости изображения системы двух полей, выраженная в единицах  $r_m$ ;  $z_0$  и  $z'_0$  — начальные параметры ионного пучка: аксиальное смещение в единицах  $r_m$  и угол аксиальной расходимости.

Соотношения для коэффициентов  $b_{ij}$  получены нами матричным методом [7] и для рассматриваемого варианта системы сепарации имеют вид

$$b_{11} = \frac{r_e}{r_m} \cos \varphi_e - \varphi_m \sin \varphi_e, \quad (13)$$

$$b_{12} = \frac{r_e}{r_m} (l'_e \cos \varphi_e + \sin \varphi_e) + \varphi_m \cos \varphi_e - l'_e \varphi_m \sin \varphi_e. \quad (14)$$

В частности, если угол аксиальной расходимости пучка на выходе источника ионов  $z'_0 = 0$ , а высота выходной щели  $h_0 = 2z_0/r_m = 0.1$  мм, то высота пучка в области расположения апертурной диафрагмы будет равна  $h_k = 2r_m z_k = 0.08$  мм.

## Аберрации второго порядка и разрешающая способность

Оценим разрешающую способность каждого из двух вариантов системы сепарации с двойной фокусировкой. По определению разрешающая способность масс-сепаратора равна

$$\frac{m}{\Delta m} = \frac{D_m}{2d}, \quad (15)$$

где  $D_m$  — дисперсия по массам,  $d$  — ширина пучка в области расположения апертурной диафрагмы.

Дисперсия по массам определяется коэффициентом  $a_{14}$  так:  $D_m = (r_m a_{14})/2$ . Поскольку для обоих вариантов системы сепарации коэффициент  $a_{14} = 1$ , то дисперсия по массам  $D_m = r_m/2$ .

В соответствии с (1) ширина пучка в области расположения апертурной диафрагмы будет равна

$$d = 2a_{11}r_m z_0 + 2a_{12}r_m z'_0 + 2(2a_{13} + a_{14})\beta. \quad (16)$$

Поскольку в системе сепарации осуществляется фокусировка ионов по направлению и скорости, т.е.  $a_{12} = 0$

и  $2a_{13} + a_{14} = 0$ , то  $d = 2a_{11}r_m z_0$  или с учетом того, что  $2z_0 = S_1/r_m$  ( $S_1$  — ширина выходной щели источника ионов), будем иметь  $d = a_{11}S_1$ . Тогда формула для вычисления разрешающей способности системы сепарации с учетом аберраций второго порядка запишется в виде

$$\frac{m}{\Delta m} = \frac{r_m}{2(2a_{11}S_1 + \sum ab.)}, \quad (17)$$

где  $\sum ab.$  — сумма аберраций второго порядка.

Для оценки вклада в уширение изображения аберраций второго порядка нами получена девятимерная результирующая матрица переноса иона в радиальной плоскости от источника ионов до апертурной диафрагмы и с помощью компьютерных вычислений определены значения аберрационных коэффициентов для двух вариантов системы сепарации. При значениях параметров ионного пучка  $y_0 = 5 \cdot 10^{-4}$ ,  $y'_0 = 2 \cdot 10^{-3}$  и  $\beta = 1 \cdot 10^{-2}$  общий вклад аберраций второго порядка в ширину пучка на выходе масс-сепаратора составляет для системы с цилиндрическим конденсатором  $\sum ab. = 0.037$  мм, для системы со сферическим конденсатором  $\sum ab. = 0.044$  мм.

Тогда расчетное значение разрешающей способности при ширине выходной щели источника ионов  $S_1 = 0.1$  мм для первого варианта системы сепарации будет 182, для второго — 266.

Таким образом, полученные результаты свидетельствуют о том, что вариант системы со сферическим конденсатором по величине разрешающей способности является более предпочтительным, однако габариты такого масс-сепаратора из-за относительно большого плеча анализатора энергий несколько превосходят габариты системы масс-сепаратора с цилиндрическим конденсатором.

Реализация данной системы сепарации в установке для исследования ионно-оптических характеристик источников ионов [8] позволит измерять относительное содержание ионов  $\text{He}^{++}$  в пучке ионов, используемом в микрозондовой аппаратуре.

## Список литературы

- [1] Черепин В.Т. Ионный зонд. Киев: Наукова думка, 1981. 328 с.
- [2] Liebl H. // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. 1987. Vol. A258. P. 323–326.
- [3] Matsuo T., Sakurai T., Ishihara M. // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. 1990. Vol. A298. P. 134–141.
- [4] Matsuda H. // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. 1990. Vol. A298. P. 199–204.
- [5] Кузема А.С., Савин О.Р., Чертков И.Я. // ЖТФ. 1982. Т. 52. Вып. 6. С. 1182–1187.
- [6] Кузема А.С., Савин О.Р., Чертков И.Я. Анализирующие системы магнитных масс-спектрометров. Киев: Наукова думка, 1987. 228 с.
- [7] Penner S. // Rev. Sci. Instrum. 1961. Vol. 32. N 2. P. 150–160.
- [8] Kalinichenko A., Khomenko V., Lebed S., Mordik S., Voznij V. // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. 1997. Vol. B122. P. 274–277.