

12.1

Оптимизация вертикального аксептанса магнитного зеркала

© В.Д. Саченко¹, А.С. Антонов²¹ Институт аналитического приборостроения РАН, Санкт-Петербург, Россия² Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

E-mail: v.sachenko@mail.ru

Поступило в Редакцию 14 марта 2023 г.

В окончательной редакции 7 апреля 2023 г.

Принято к публикации 16 мая 2023 г.

Дана оценка аксиальной aberrации масс-анализатора типа магнитного зеркала, обусловленной прохождением ионов вне средней плоскости. Показана методика и получен результат оптимизации аксептанса масс-анализатора при заданной разрешающей способности.

Ключевые слова: масс-спектрометр, масс-спектрограф, магнитное зеркало, аксептанс.

DOI: 10.21883/PJTF.2023.14.55818.19552

Магнитное зеркало (МЗ) используется во многих аналитических приборах и устройствах. Впервые примененное в масс-спектрометрии Демпстером [1] МЗ позволило сделать значительные открытия в изотопии химических элементов. В масс-спектрометрах Демпстера ввод ионного пучка в МЗ осуществлялся ортогонально. Впоследствии было показано, что ввод ионного пучка под углом к МЗ позволяет повысить степень фокусировки пучка, уменьшить коэффициент сферической aberrации третьего порядка и вывести линию фокусов (ЛФ) за пределы магнитного поля [2,3]. При этом без внимания оставался вклад в ширину пучка ионов, проходящих вне средней плоскости МЗ. В то же время анализ указанного вклада в секторных магнитных масс-анализаторах [4] (назовем его „аксиальной aberrацией“) показал, что данная aberrация может быть заметной. Для ее подавления на практике с целью обеспечения требуемой разрешающей способности ионный пучок коллимируют выходной щелью источника ионов и приемной щелью детектора, значительно снижая тем самым чувствительность масс-спектрометра.

В настоящей работе проведен анализ аксиальной aberrации магнитного зеркала с однородным полем в условиях фокусировки второго порядка и показана возможность оптимизации коллимирующей системы МЗ с целью минимизации потерь ионного тока при коллимировании, обеспечивающем требуемую величину разрешающей способности.

Довольно подробно различные аспекты фокусировки ионов в средней плоскости МЗ с однородным полем рассмотрены в работе [3]. Углы поворота φ разделившихся в поле МЗ осевых орбит монокомпонентных ионных компонент вводимого в магнитное поле ионного пучка однозначно связаны с углом ε его ввода в МЗ:

$$\varphi + 2\varepsilon \equiv \pi. \quad (1)$$

Поэтому фокусировка первого порядка монокомпонентных компонент, осевые орбиты которых в поле МЗ представ-

ляют собой дуги окружности радиуса r , при расположении выходной щели источника ионов на расстоянии l_1 от МЗ, отсчитываемом вдоль оптической оси, осуществится после их выхода из МЗ на расстоянии $l_2(r)$ (формула (6) в [5]):

$$l_2(r) = r \sin(\varphi) - l_1. \quad (2)$$

При этом расстояние $l_2(r)$ отсчитывается вдоль соответствующего продолжения осевой орбиты (рис. 1) — выходного плеча оптической оси монокомпонентной системы. Расчет уширения $\delta(\alpha)$ поперечного сечения монокомпонентных ионов на ЛФ, обусловленного угловым разбросом α направлений вылета ионов относительно оптической оси в средней плоскости МЗ, в приближении третьего порядка по величине α приводит к следующему результату [3]:

$$\delta(\alpha) = \delta_{\alpha\alpha} + \delta_{\alpha\alpha\alpha}, \quad (3)$$

$$\delta_{\alpha\alpha} = \left[(2 \tan^2 \varepsilon - 1) r \right] \alpha^2, \quad (4)$$

$$\delta_{\alpha\alpha\alpha}(r) = 2 \left[\sin(2\varepsilon) (\tan^2 \varepsilon + 1/2) r \right] \alpha^3. \quad (5)$$

При угле ввода пучка в МЗ

$$\varepsilon = \arctan(1/\sqrt{2}) \quad (6)$$

первое слагаемое в (3) — aberrационный вклад второго порядка — исчезнет (фокусировка второго порядка), и в итоге размер поперечного сечения монокомпонентных ионов на ЛФ в условиях (6) будет кубично зависеть от α :

$$\delta_{\alpha\alpha\alpha}(r) = 2(l_1 + l_2(r))\alpha^3 = \frac{4\sqrt{2}}{3} r \alpha^3. \quad (7)$$

При этом коэффициент дисперсии по массовому числу (X_m) и разрешающая способность масс-анализатора (Rs) при учете aberrации (5) составят

$$X_m = \frac{2}{3} r, \quad Rs = 1 / \left(\frac{3 S_0}{r} + \sqrt{8} \alpha^3 \right), \quad (8)$$

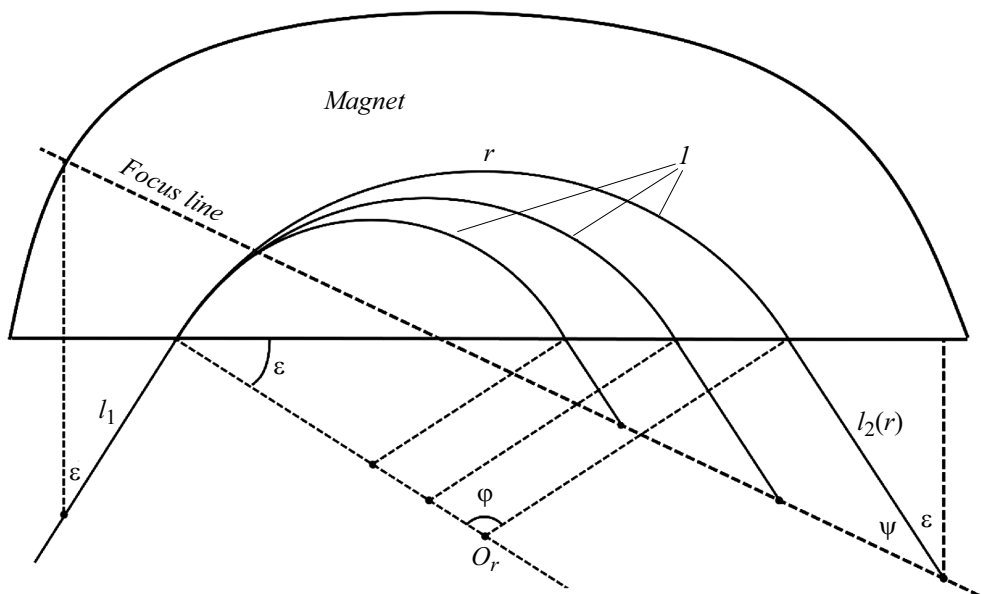


Рис. 1. Геометрия магнитного масс-анализатора типа „магнитное зеркало“. I — осевые орбиты мономассовых компонент ионного пучка, ψ — угол наклона линии фокусов.

где S_0 — ширина выходной щели ионного источника. Отметим, что в условиях (6) угол поворота мономассовых компонент и выходное плечо их фокусировки составят

$$\varphi = 2 \arctan(\sqrt{2}). \quad (9)$$

$$l_2(r) = (\sqrt{8}/3)r - l_1. \quad (10)$$

Учет вклада ионов, проходящих масс-анализатор вне средней плоскости, в приближении второго порядка описывается квадратным трехчленом [4]:

$$X(b, y) = (X, bb)b^2 + (X, by)by + (X, yy)y^2, \quad (11)$$

где (X, bb) , (X, by) и (X, yy) — матричные абберационные коэффициенты, размерность которых соответствует тому, что функция $X(b, y)$ измеряется в μm , b — углы вылета ионов в mrad , y — координаты их вылета в mm в направлении, перпендикулярном средней плоскости МЗ (вертикальное направление). В случае МЗ с однородным полем расчет матричных коэффициентов в (11) показывает, что все они одного знака и дискриминант D положителен. Это означает, что уровни $X(b, y) = S$ представляют собой эллипсы

$$(X, bb)b^2 + (X, by)by + (X, yy)y^2 = S. \quad (12)$$

Из теории транспортировки [6] известно, что любая щелевая диафрагма, установленная на пути следования ионов, на плоскости координат (b, y) отображается в виде наклонной полосы, угол наклона которой определяется местоположением диафрагмы, а ширина — размером щели диафрагмы. В соответствии с этим совокупность N щелевых диафрагм, коллимирующих ионный пучок, отображает на плоскости (b, y) вертикальный акцептанс масс-анализатора в виде $2N$ -угольника

(рис. 2). Таким образом, задача максимизации пропускания масс-анализатора при фиксированной величине аксиальной абберации S геометрически сводится к нахождению указанного $2N$ -угольника максимальной площади при условии

$$(X, bb)b^2 + (X, by)by + (X, yy)y^2 \leq S. \quad (13)$$

Подробно данная задача сформулирована и рассмотрена в [7]. Для примера ограничимся коллимирующей системой из четырех щелевых диафрагм, расположив их на выходе из источника ионов, у входной и выходной границ МЗ и на ЛФ. Прохождение ионами k -й диафрагмы с высотой щелевого отверстия $2h_k$ ($k = 1, 2, 3, 4$) соответствует неравенству

$$|e_k b + f_k y| \leq h_k, \quad (14)$$

где коэффициенты e_k (в mm) и f_k (безразмерная величина) определяются местоположением k -й диафрагмы, а их отношение определяет на плоскости (b, y) наклон соответствующей полосы к оси b . При этом вершины восьмиугольника, соответствующего выбранной коллимирующей системе, определяются совокупностью значений h_k ($k = 1-4$).

Для конкретных вычислений примем, что ввод ионного пучка в МЗ осуществляется под углом $\varepsilon = \arctan(1/\sqrt{2}) = 35.26^\circ$ к нормали, $l_1 = 20 \text{ mm}$ и $r = 120 \text{ mm}$. При этих значениях расчет коэффициентов аксиальной абберации (11) дает следующий результат:

$$\begin{aligned} (X, bb) &= 0.374 \mu\text{m}/\text{mrad}^2, & (X, by) &= 6.38 \mu\text{m}/\text{mm} \cdot \text{mrad}, \\ (X, yy) &= 32.1 \mu\text{m}/\text{mm}^2. \end{aligned} \quad (15)$$

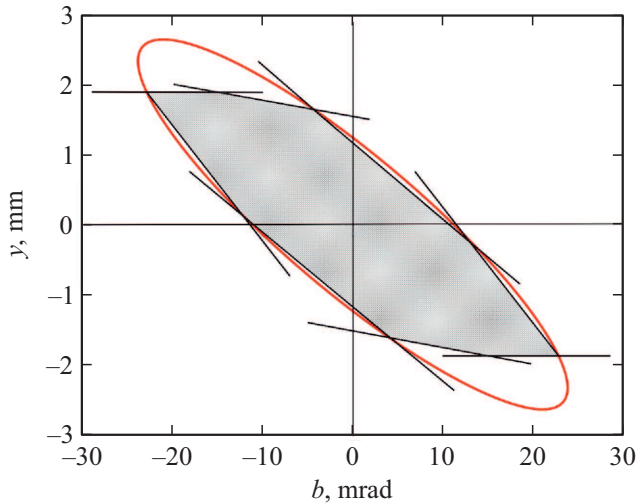


Рис. 2. Абберационный эллипс и вписанный в него фазовый восьмиугольник (затененная область).

Оценим параметры эмиттанса пучка, которые соответствовали бы максимальному аксептансу масс-анализатора при разрешающей способности $R_s = 1000$. С учетом того, что при $r = 120 \text{ mm}$ дисперсионный коэффициент $X_m = 80 \text{ mm}$, т.е. $X_m/R_s = 80 \mu\text{m}$, ширина ионного пучка в фокусе для принятой величины R_s не должна превышать значения

$$S_0 + \delta_{\alpha\alpha\alpha} + S = 80 \mu\text{m}. \quad (16)$$

В силу кубической зависимости величины $\delta_{\alpha\alpha\alpha}$ от начального углового разброса α ионов в горизонтальном направлении и линейной зависимости вертикального аксептанса масс-анализатора от величины S [7] максимальное значение произведения $[\alpha \cdot S_0 \cdot S]$ в условиях (14), как нетрудно показать, используя вариационный метод Лагранжа, достигается при

$$2\alpha = 0.074 (\approx 4^\circ), \quad S_0 = S = 35 \mu\text{m}. \quad (17)$$

Максимизируя теперь площадь восьмиугольника (14) при условии (13) с коэффициентами (15) и величиной $S = 35 \mu\text{m}$, в итоге найдем следующие значения $\{h_k\}$ ($k = 1-4$):

$$h_1 = 1.80 \text{ mm}, \quad h_2 = 1.64 \text{ mm}, \quad h_3 = 2.00 \text{ mm}, \quad h_4 = 3.85 \text{ mm}, \quad (18)$$

при которых вертикальный аксептанс при найденных значениях $\{h_k\}$ равен $58.1 \text{ mm} \cdot \text{mrad}$, что составляет 70% от площади эллипса (12) при $S = 35 \mu\text{m}$.

Сравним полученную величину аксептанса с аксептансом двухщелевой системы, традиционно используемой на практике для снижения аксиальной aberrации, включающей выходную щель источника с полувысотой h_1 и приемную щель детектора с полувысотой h_4 . Расчет указанных параметров h_1 и h_4 осуществим по той же методике. В условиях максимально допустимой

аксиальной aberrации $S = 35 \mu\text{m}$ вычисления приводят к следующим значениям:

$$h_1 = 1.67 \text{ mm}, \quad h_4 = 3.43 \text{ mm}, \quad (19)$$

что соответствует вертикальному аксептансу $43.1 \text{ mm} \cdot \text{mrad}$ и составляет 52% от площади aberrационного эллипса при $S = 35 \mu\text{m}$.

Таким образом, оптимальная четырехщелевая коллимирующая система МЗ по сравнению с оптимально подобранной двухщелевой системой коллимации в условиях разрешающей способности $R_s = 1000$ позволяет на 35% увеличить светосилу рассмотренного масс-анализатора. Важно отметить, что описанный метод оптимизации коллимирующей системы применим для оценки максимальной светосилы масс-анализатора, которая может служить объективным критерием эффективности коллимирующей системы при любой заданной величине разрешения по массам.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] F.W. Aston, J. Phys. Chem., **47** (6), 465 (1943). DOI: 10.1021/j150429a011
- [2] D.R. Inglis, Phys. Rev., **78** (2), 104 (1950). DOI: 10.1103/PhysRev.78.104
- [3] Л.П. Овсянникова, Т.Я. Фишкова, Письма в ЖТФ, **28** (4), 65 (2002). [L.P. Ovsyannikova, T.Ya. Fishkova, Tech. Phys. Lett., **28** (2), 157 (2002). DOI: 10.1134/1.1458521].
- [4] H. Wollnik, *Optics of charged particles* (Academic Press, 1987). DOI: 10.1016/B978-0-12-762130-2.X5001-8
- [5] Л.Н. Галль, *Физические основы масс-спектрометрии и ее применение в аналитике и биофизике* (Изд-во Политехн. ун-та, СПб., 2010), с. 68.
- [6] A.P. Banford, D. Keefe, Am. J. Phys., **35** (9), 896 (1967). DOI: 10.1119/1.1974286
- [7] В.Д. Саченко, А.С. Антонов, Л.Н. Галль, А.С. Бердников, Масс-спектрометрия, **17** (1), 16 (2020). DOI: 10.25703/MS.2020.17.12 [V.D. Sachenko, A.S. Antonov, L.N. Gall, A.S. Berdnikov, J. Anal. Chem., **75** (14), 1781 (2020). DOI: 10.1134/S1061934820140129].