

10;12

## Магнитостатический масс-анализатор типа плоского зеркала с фокусировкой второго порядка

© Л.П. Овсянникова, Т.Я. Фишкова

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург  
E-mail: L. Ovsyannikova@pop.ioffe.rssi.ru

Поступило в Редакцию 16 октября 2001 г.

Найден оптимальный режим работы плоского магнитного зеркала с однородным полем, при котором за счет фокусировки второго порядка повышается светосила прибора. При этом в отличие от известного масс-спектрометра с полукруговой фокусировкой источник и приемник находятся вне поля. Для работы в режиме спектрографа определены координаты линии фокусов, на которой следует расположить детекторы.

Известно большое количество масс-анализаторов заряженных частиц с однородными и неоднородными магнитными полями, а также призмных масс-спектрометров. Однако на практике наиболее широкое использование получили 60- и 90-процентные однородные секторные магнитные поля. Кроме того, в ряде приборов для химического анализа применяются простейшие масс-анализаторы зеркального типа с плоско-параллельными полюсами, создающими однородное магнитное поле и обеспечивающими 180-градусное отклонение пучка заряженных частиц. При этом впуск пучка осуществляется перпендикулярно магнитным силовым линиям, а фокусировка по углу имеет место на краю поля. Недостатком такого масс-спектрометра является то обстоятельство, что источник и приемник фактически приходится располагать в поле. Кроме того, в этом приборе светосила мала, так как фокусировка по углу раствора пучка существует лишь в первом приближении.

В настоящей работе найдены параметры масс-спектрометра с однородным полем при иных, отличных от  $90^\circ$  углах впуска пучка (рис. 1). Определена область углов впуска, при которых осуществляется фокусировка первого порядка при расположении источника и приемника

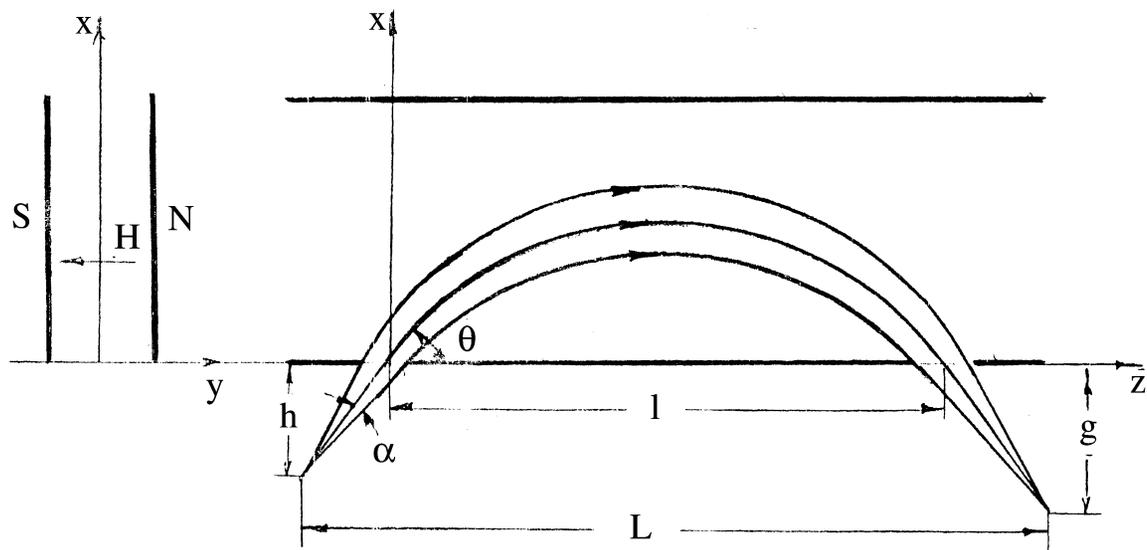


Рис. 1. Схема масс-анализатора с однородным полем и ход траекторий в зеркальном режиме работы.

вне поля, а также найден оптимальный угол впуска, обеспечивающий фокусировку второго порядка в плоскости дисперсии масс-спектрометра.

Радиус кривизны траекторий заряженных частиц в однородном магнитном поле определяется известной формулой  $\rho = c/H\sqrt{-2m\Phi/e}$ , где  $m$  и  $e$  — масса и заряд частицы,  $\Phi$  — ускоряющий потенциал,  $c$  — скорость света,  $H$  — напряженность магнитного поля.

Выражения для основных параметров в плоскости дисперсии масс-анализатора в зеркальном режиме работы могут быть записаны в простом аналитическом виде через радиус кривизны и угол впуска пучка. Так, база масс-анализатора (расстояние между источником и приемником, рис. 1) равна  $L = 1 + (h + g) \operatorname{ctg} \theta$ , здесь  $l = 2\rho \sin \theta$  — расстояние между точками входа центральной траектории пучка, запускаемой под углом  $\theta$ , и выхода ее из поля.

Условие фокусировки первого порядка по углу раствора пучка ( $\pm\alpha$ ) определяет суммарную величину расстояний от источника ( $h$ ) и приемника ( $g$ ) до входа в поле:  $(h + g) = 2\rho \sin^2 \theta \cos \theta$ . Из этой формулы видно, что при  $\theta = 90^\circ$  фокусировка происходит на краю поля [1], а при  $\theta > 90^\circ$  — внутри поля. Последние режимы не представляют интереса с точки зрения расположения источника и приемника.

При фокусировке первого порядка коэффициент абберации второго порядка равен  $C_2 = 1/2 \partial^2 L / \partial \theta^2 = \rho \sin \theta (2 \operatorname{ctg}^2 \theta - 1)$ . Он обращается в ноль, если угол впуска центральной траектории пучка  $\theta_0 = \operatorname{arctg} \sqrt{2} = 54.74^\circ$ . При этом  $(h + g) = 0.770\rho$ ,  $L = 2.177\rho$ . Указанный режим является оптимальным с точки зрения возможности использования существенно больших углов раствора пучка, ответственных за светосилу прибора.

В режиме с фокусировкой второго порядка представляет интерес найти коэффициент абберации третьего порядка. Он равен  $C_3 = 1/6 \partial^3 L / \partial \theta^3 = -2\rho \cos \theta_0 = -1.155\rho$  и определяет расширение изображения.

Коэффициент линейной дисперсии в однородном поле для зеркального режима работы равен  $D_m = \rho \sin \theta$ . При  $\theta = 90^\circ$ ;  $D_m = \rho$  (см. [1]) в найденном нами оптимальном режиме работы с фокусировкой второго порядка  $D_m = 0.8165\rho$ , т. е. несколько меньше. Однако при этом удельная дисперсия, являющаяся разрешающей способностью в случае точечного источника и равная отношению коэффициента дисперсии к старшему абберационному члену  $\delta = 0.707/\alpha^3$ , существенно больше, чем у традиционных приборов с полукруговой фокусировкой ( $\theta = 90^\circ$ ,

$\delta = 1/\alpha^2$ ), поскольку угол раствора пучка  $\alpha \ll 1$  rad. Следует отметить, что она больше и в режиме с фокусировкой только первого порядка при углах впуска  $90^\circ > \theta > 45^\circ$ , поскольку удельная дисперсия  $\delta = 1/[(2 \operatorname{ctg}^2 \theta - 1)\alpha^2] > 1/\alpha^2$ . При этом наиболее интересная область лежит вблизи оптимального угла  $\theta_0$  ( $50^\circ \leq \theta \leq 60^\circ$ ). В ней удельная дисперсия превышает более чем в два раза удельную дисперсию прибора с полукруговой фокусировкой.

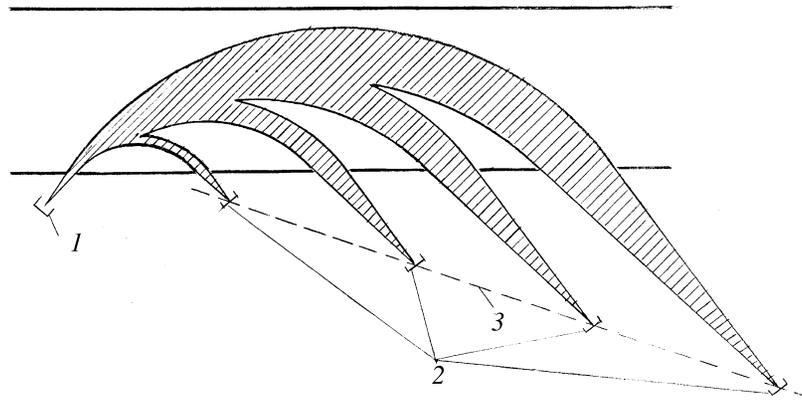
Сравнение рассчитанного масс-спектрометра при оптимальном угле впуска с масс-спектрометрами секторного типа [1] показало, что для получения одинаковой разрешающей способности угол раствора пучка, выходящего из точечного источника ионов, можно увеличить за счет фокусировки более высокого порядка в 3–4 раза.

Представляет интерес рассмотреть исследованный выше анализатор с плоскопараллельными полюсами в режиме спектрографа, поскольку такие приборы часто используются в различных методиках исследования пучков заряженных частиц, в частности при диагностике плазмы (см., например, [2]). На рис. 2 представлен ход траекторий в таком спектрографе с оптимальным углом впуска центральной траектории пучка  $\theta_0 = 54.7^\circ$  при изменении массы заряженных частиц в 16 раз. При этом в пространстве, свободном от поля, в каждом канале существует фокусировка второго порядка, а линия фокусов представляет собой прямую с координатами

$$x_f = h - 0.770\rho_0\sqrt{m/m_0}, \quad z_f = 2.177\rho_0\sqrt{m/m_0} - 0.707h$$

(начало координат находится на входе в поле опорной траектории с радиусом кривизны  $\rho_0$  и массой  $m_0 = 1$ ). Следует отметить, что положение источника можно менять в пределах  $0 < h < 0.770\rho_0$ . При этом линия фокусов перемещается параллельно самой себе на величину  $0.770\rho_0 < g_0 < 0$ , поскольку  $h_0 + g_0 = 0.770\rho_0$ .

Предлагаемый режим работы спектрографа с вынесенными из поля источником и приемником с улучшенной фокусировкой обеспечивает высокую светосилу прибора по сравнению с известными. Так, в серийном приборе для химического анализа сложных многокомпонентных смесей органических соединений МХ-1330 [1] разрешающая способность у основания пиков равна  $R = 9000$ . Она достигается при ширине щелей источника и приемника  $s_1 = s_2 = 0.1$  mm и угле раствора пучка  $2\alpha \approx 0.7^\circ$ . При одинаковых размерах щелей и радиусе кривизны траектории в предложенном режиме та же величина разрешающей



**Рис. 2.** Схема многоканального масс-спектрографа с углом впуска центральных траекторий пучков  $\theta_0 = 54.7^\circ$ :  
1 — источник ионов, 2 — детекторы, 3 — линия фокусов.

способности достигается при значительно большем угле раствора пучка ( $2\alpha = 3.4^\circ$ ). При тех же размерах щелей и углах раствора пучка разрешающая способность повышается в 1.5 раза, так как расширение изображения суммарного размера входной и выходной щелей за счет коррекции аберрации второго порядка существенно меньше.

Таким образом, в широко используемых масс-анализаторах типа плоского магнитоэлектрического зеркала найден оптимальный режим работы, при котором повышается разрешающая способность и (или) светосила прибора. При этом источник заряженных частиц и детекторы в отличие от известного масс-спектрометра с полукруговой фокусировкой располагаются вне поля.

## Список литературы

- [1] Кельман В.М., Родникова И.В., Секунова Л.М. Статические масс-спектрометры, Алма-Ата: Наука. Каз. ССР, 1985. 261 с.
- [2] Извозчиков А.Б. и др. // ЖТФ. 1992. Т. 62. В. 2. С. 157–163.