
**МАТЕМАТИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ
И МОДЕЛИРОВАНИЕ В ПРИБОРОСТРОЕНИИ**

УДК 537.533, 535.31

© И. Ф. Спивак-Лавров, А. А. Нурмуханова, Т. Ж. Шугаева, 2019

ПРИЗМЕННЫЙ МАСС-СПЕКТРОГРАФ С КОНУСОВИДНОЙ АХРОМАТИЧНОЙ ПРИЗМОЙ И ТРАНСАКСИАЛЬНЫМИ ЛИНЗАМИ

Рассмотрен призмный масс-анализатор с тройной фокусировкой пучка ионов, в котором используется конусовидная ахроматичная призма (КАП), а также трехэлектродные трансаксиальные коллиматорная и фокусирующая линзы. КАП обладает рекордной угловой дисперсией по массе, равной примерно 50 рад на 100 % изменения массы, что позволяет на небольшом приборе с линейными размерами менее метра получить разрешение в несколько миллионов. Методом Монте-Карло рассчитаны характеристики призмного масс-анализатора в зависимости от параметров ионного источника. Показано, что такой масс-анализатор по разрешению и параметру "качество" в несколько раз превосходит лучшие известные статические приборы. При использовании позиционного детектора, расположенного в фокальной плоскости фокусирующей линзы, прибор может использоваться и как масс-спектрограф.

Кл. сл.: призмный масс-спектрометр, трансаксиальная линза

ВВЕДЕНИЕ

Статические секторные масс-спектрометры это, как правило, приборы с тройной фокусировкой пучка ионов — по двум направлениям и энергии. Основными элементами анализаторов этих приборов являются секторный магнит и секторное электростатическое поле цилиндрического, сферического или тороидального конденсатора.

Согласно "теореме о потоке" [1], для улучшения качества статических масс-анализаторов необходимо расширять пучок ионов перед входом в магнитное поле, увеличивая магнитный поток, пронизывающий пучок ионов. Эта идея была реализована в масс-спектрометре Матсуда [2], где расширение пучка перед входом в сектор магнита осуществляется системой квадрупольных линз.

Расширение пучка перед входом в магнит можно осуществлять более эффективно, используя электростатические призмные системы, которые обеспечивают еще и фокусировку по энергии [3–5]. В этом плане уникальной конструкцией является призмный масс-анализатор с конусовидной ахроматичной призмой (КАП), обладающей рекордной угловой дисперсией по массе, равной примерно 50 рад на 100 % изменения массы [6, 7]. Линейная дисперсия такого прибора равна произведению угловой дисперсии призмы D'_m на фокусное расстояние f_2 фокусирующей линзы. Так, при $f_2 \approx 1$ м линейная дисперсия прибора будет

равна $D_m = D'_m f_2 \approx 50$ м, что при микронных ширинах щелей источника и приемника ионов позволяет получить разрешение порядка 10^7 .

Схема такого прибора в проекции на среднюю плоскость (горизонтальное направление) представлена на рис. 1. Здесь 1 — магнитные полюса КАП; 2, 3 — электроды и одновременно магнитные экраны КАП; V_0, V_1, V_2 — потенциалы электродов; 4, 5, 6 — электроды коллиматорной и фокусирующей линз; 7, 8 — щели источника и приемника ионов. Как видно из рисунка, параллельный пучок ионов, входящий в КАП, сначала расширяется за счет преломления в электрическом поле, а затем происходит его расширение в неоднородном магнитном поле КАП. Так как сектор магнитного поля γ_H в КАП больше 180° , поток магнитного поля, пронизывающий ионный пучок здесь очень большой, что и обеспечивает большую угловую дисперсию КАП.

В КАП реализуются электрическое и магнитное поля типа $1/r$, потенциалы которых в сферической системе координат r, ϑ, ψ с началом в вершине конических поверхностей зависят только от угловых переменных ϑ, ψ . Как показано на рис. 1, все частицы однородного плоского параллельного пучка ионов, входящего в КАП в средней плоскости, движутся по подобным траекториям, в результате сохраняется параллельность пучка и на выходе из КАП. Причем это свойство не зависит от ширины пучка в средней

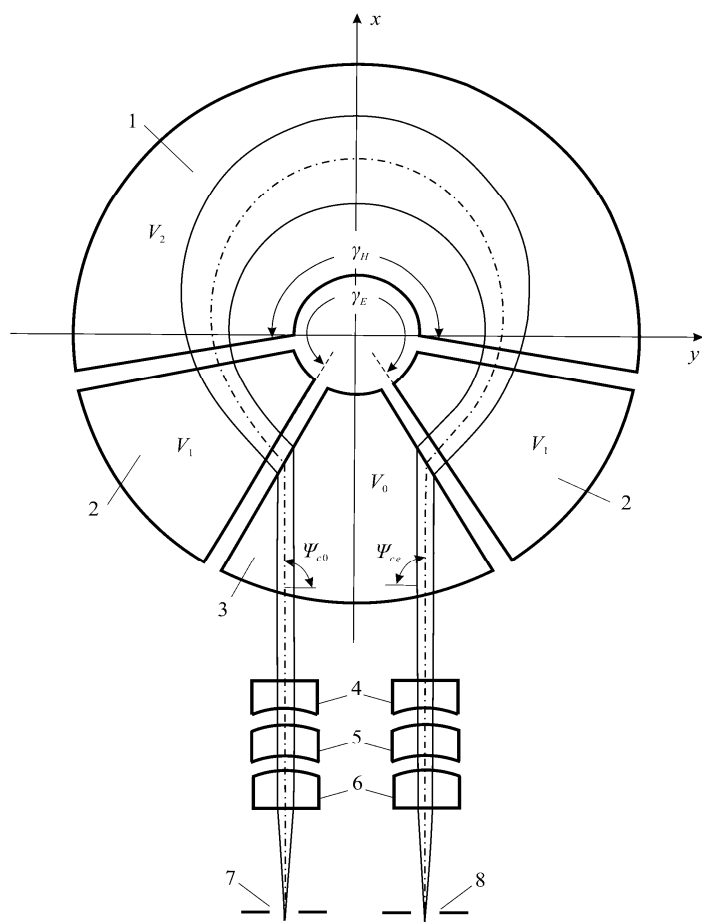


Рис. 1. Схема призмного масс-спектрометра с КАП.

1 — полюсные наконечники; 2, 3 — магнитные экраны-электроды призмы; 4, 5, 6 — электроды коллиматорной и фокусирующей линз; 7, 8 — щели источника и приемника ионов

плоскости, поэтому увеличение ширины пучка в горизонтальном направлении не увеличивает aberrации КАП. В КАП также осуществляется фокусировка по энергии, а параллельность объемного пучка обеспечивается благодаря выполнению условия телескопичности в вертикальном направлении. Эти свойства особенно важны при использовании КАП в призмном масс-спектрометре.

Ниже рассчитываются корпускулярно-оптические свойства призмного масс-анализатора с КАП и трансаксиальными коллиматорной и фокусирующей линзами.

ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ И МАГНИТНОЕ ПОЛЯ КАП

В результате введения переменной

$$\zeta = \ln \operatorname{tg} \frac{\vartheta}{2}, \quad (1)$$

потенциалы электрического $\Phi(\zeta, \psi)$ и магнитного $\Omega(\psi, \zeta)$ полей КАП в переменных ζ, ψ удовлетворяют двумерному уравнению Лапласа и находятся аналитически с помощью методов

ТФКП [8]:

$$\begin{aligned} \Phi(\psi, \zeta) = & -2V_2 - V_1 + F_1\left(\psi + \frac{\gamma_E}{2}, \zeta \mid V_0, V_2\right) + \\ & + F_1\left(\psi + \frac{\gamma_H}{2}, \zeta \mid V_2, V_1\right) + F_1\left(\psi - \frac{\gamma_H}{2}, \zeta \mid V_1, V_2\right) + \\ & + F_1\left(\psi - \frac{\gamma_E}{2}, \zeta \mid V_2, V_0\right), \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \Omega(\psi, \zeta) = & \Omega_1\left(\psi + \frac{\gamma_H}{2}, \zeta \mid -\frac{C_2}{2}, \frac{C_2}{2}\right) + \\ & + \Omega_1\left(\psi - \frac{\gamma_H}{2}, \zeta \mid \frac{C_2}{2}, -\frac{C_2}{2}\right). \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь γ_E, γ_H — геометрические параметры, задающие положение границ электродов, определяемых полуплоскостями $\psi = \pm \gamma_E/2, \psi = \pm \gamma_H/2$; V_1, V_2, V_0 — потенциалы электродов 1, 2, 3 соответственно; внешние поверхности электродов совпадают с поверхностями прямых круговых конусов $\vartheta = \pi/2 \pm \chi/2$, как показано на рис. 2. Полюса

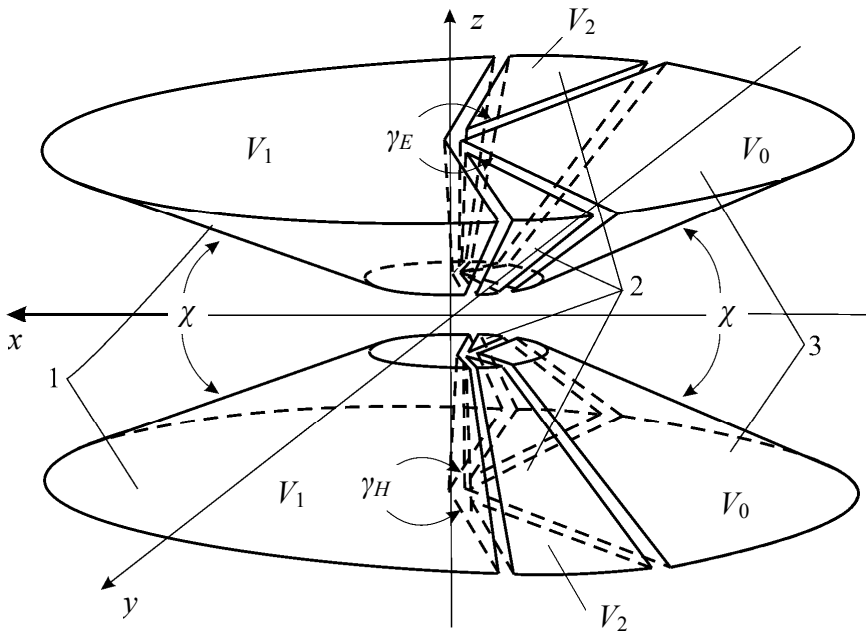


Рис. 2. Трехэлектродная КАП. Электроды 1 одновременно являются магнитными полюсами, а электроды 2, 3 — магнитными экранами; V_1, V_2, V_0 — потенциалы электродов

магнита 1 на поверхностях $\vartheta = \pi/2 \pm \chi/2$ имеют магнитный потенциал $\pm C_2$ соответственно, а магнитные экраны-электроды 2, 3 с бесконечно большой магнитной проницаемостью имеют магнитный потенциал $C_1 = 0$. Используемые в (2) и (3) базовые функции определяются следующими выражениями:

$$F_1(\psi, \zeta | V_1, V_2) = V_2 + \frac{V_1 - V_2}{\pi} \times \left(\operatorname{arctg} \frac{1+u}{v} + \operatorname{arctg} \frac{1-u}{v} \right), \quad (4)$$

$$\Omega_1(\psi, \zeta | C_1, C_2) = \frac{C_1 - C_2}{\pi} \times \left[\operatorname{arctg} \frac{1+u}{v} - \operatorname{arctg} \frac{1-u}{v} \right] - \frac{2C_1}{\pi} \operatorname{arctg} \frac{u}{v}, \quad (5)$$

где

$$u \equiv u(\psi, \zeta) = -\exp\left(\frac{\pi}{2\zeta_k} \psi\right) \sin\left(\frac{\pi}{2\zeta_k} \zeta\right), \quad (6)$$

$$v \equiv v(\psi, \zeta) = \exp\left(\frac{\pi}{2\zeta_k} \psi\right) \cos\left(\frac{\pi}{2\zeta_k} \zeta\right).$$

Используя выражения для потенциалов можно найти функции

$$f(\psi) = \Phi(\psi, 0), \quad h(\psi) = \left. \frac{\partial \Omega}{\partial \zeta} \right|_{\zeta=0}, \quad (7)$$

определяющие распределение электрического и магнитного полей в средней плоскости призмы $\zeta = 0$. Отметим также, что величина напряженности магнитного поля в центре магнита $h(0)$ связана с магнитным потенциалом полюсов выражением $C_2 = h(0)\zeta_k$ ($C_1 = 0$), где

$$\zeta_k = \ln \operatorname{tg} \frac{\pi + \chi}{4}. \quad (8)$$

БЕЗРАЗМЕРНЫЕ УРАВНЕНИЯ НЬЮТОНА

При расчете траекторий заряженных частиц с зарядом e и массой m в призмном масс-анализаторе используются безразмерные уравнения Ньютона, которые в декартовых координатах x, y, z можно записать в следующем виде:

$$\begin{aligned} \ddot{x} &= \Phi_x + \dot{y}\Omega_z - \dot{z}\Omega_y, \\ \ddot{y} &= \Phi_y + \dot{z}\Omega_x - \dot{x}\Omega_z, \\ \ddot{z} &= \Phi_z + \dot{x}\Omega_y - \dot{y}\Omega_x. \end{aligned} \quad (9)$$

Здесь $\Phi = -\phi/V_0$ — безразмерный электростатический потенциал, а Ω — безразмерный магнитный потенциал; индексы при Φ и Ω обозначают

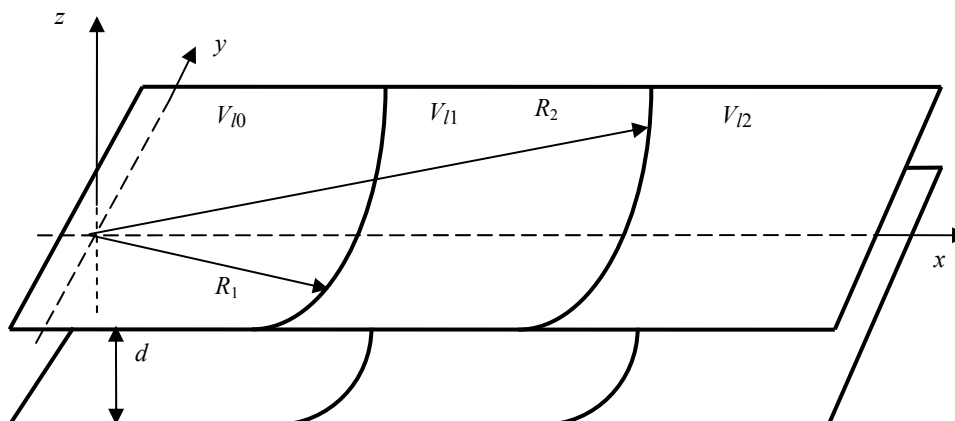


Рис. 3. Схематическое изображение трансаксиальной линзы

частные производные по соответствующим безразмерным декартовым координатам; за единицу длины берется величина d — расстояние между параллельными плоскостями трансаксиальных линз (см. рис. 3); точки обозначают производные по безразмерному времени $\tau = t/\tau_0$, где

$$\tau_0 = d \sqrt{\frac{m}{eV_0}}. \quad (10)$$

РАСЧЕТ ТРАНСАКСИАЛЬНОЙ ЛИНЗЫ

Трехэлектродная трансаксиальная линза схематически изображена на рис. 3, где показана также сопутствующая декартова система координат x, y, z с началом в средней плоскости линзы xu . Здесь R_1 и R_2 — радиусы границ электродов; V_{10} , V_{11} и V_{12} — потенциалы электродов линзы, d — расстояние между пластинами.

В цилиндрических координатах потенциал поля линзы зависит от переменных $\rho = \sqrt{x^2 + y^2}$, z и с хорошей точностью может быть записан в следующем виде:

$$\begin{aligned} \phi(\rho, z) = & V_2 + (V_0 - V_1) P_1 \left(\frac{\rho}{R_1}, z, R \right) + \\ & + (V_1 - V_2) P_2 \left(\frac{\rho}{R_2}, z, R \right), \end{aligned} \quad (11)$$

где

$$P_k \left(\frac{\rho}{R_k}, z, R \right) =$$

$$= \frac{1}{\pi} \operatorname{arctg} \frac{2 \cos \frac{\pi}{d} z}{\left(\frac{\rho}{R_k} \right)^{\frac{\pi R}{d}} - \left(\frac{\rho}{R_k} \right)^{-\frac{\pi R}{d}}}. \quad (12)$$

Функции $P_k \left(\frac{\rho}{R_k}, z, R \right)$ ($k=1,2$) зависят также

от параметра $R = \sqrt{R_1 R_2}$. Формулы (11), (12) дают простое аналитическое выражение для электростатического потенциала трехэлектродной трансаксиальной линзы, удобное для проведения численных расчетов.

Расчет траекторий частиц в трансаксиальной коллиматорной линзе также проводился путем численного интегрирования уравнений (9). Начальные условия для частиц задавались следующим образом:

$$\begin{aligned} x_0 = l, \quad |y_0| \leq a, \quad |z_0| \leq b, \quad |\dot{y}_0| \leq \sqrt{2(1+\varepsilon)} \sin \alpha, \\ |\dot{z}_0| \leq \sqrt{2(1+\varepsilon)} \sin \beta, \quad \dot{x}_0 = \sqrt{2(1+\varepsilon) - \dot{y}_0^2 - \dot{z}_0^2}. \end{aligned} \quad (13)$$

Здесь ε — относительный разброс по энергии на входе в коллиматорную линзу; постоянные a и b определяют ширину и высоту источника ионов; углы α и β определяют разброс частиц по направлению вылета из источника в горизонтальном и вертикальном направлениях соответственно.

Была рассчитана эмиссионная трансаксиальная линза в режиме анаморфота, которая имеет следующие параметры: $R_1 = 10d$ и $R_2 = 13.2d$; $V_{10} = 1$, $V_{11} = 0.068$ и $V_{12} = 0.4$ с фокусным расстоянием, примерно равным $f_1 \cong 20d$.

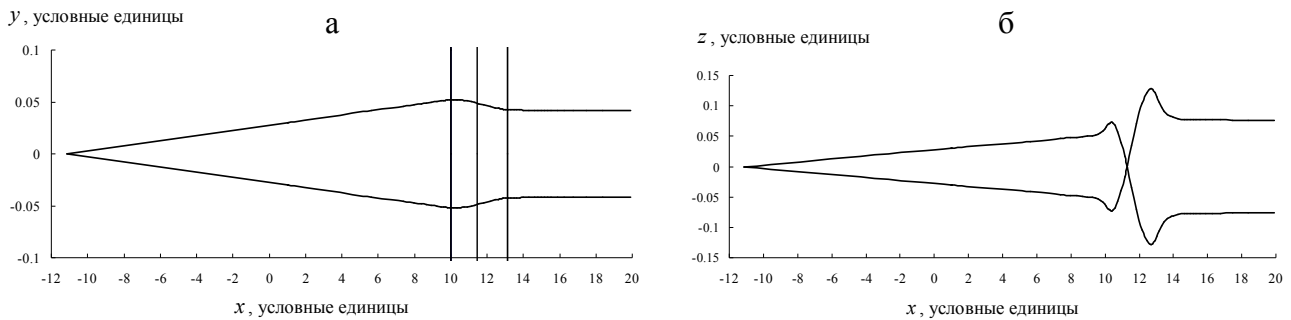


Рис. 4. Ход ионных траекторий в коллиматорной линзе в проекциях на горизонтальное (а) и вертикальное (б) направления

РАСЧЕТ ПРИЗМЕННОГО МАСС-АНАЛИЗАТОРА

Рассматривались пучки в анализаторе с осевой траекторией, симметричной относительно плоскости xz . Геометрические и полевые параметры конусовидной призмы подбирались так, чтобы выполнялись условия ахроматичности и телескопичности. Такую призму мы и называем КАП (конусовидная ахроматичная призма). КАП задается следующими параметрами: $\chi = 5^\circ$, $\gamma_H = 208^\circ$, $\gamma_E = 294.77^\circ$, $V/V_0 = 16.6482$, $C_2 = 0.3143$, кривизна осевой траектории в центре магнита $k_m = 12.3964$. На входе в призму угол наклона осевой траектории к оси y равен $\Psi_{c0} = 81.69781^\circ$. Относительный энергетический разброс в источнике изменялся в интервале $\varepsilon = \pm 0.01$, угловая дисперсия по энергии $D'_\varepsilon \leq 0.002$. Координаты частиц на входе в призму преобразовывались в декартовы координаты, связанные с КАП. Точка входа осевой траектории в КАП в этих координатах: $x_0 = -15.0$, $y_0 = -3.90061$.

Отметим также, что при расчетах потенциалы электродов призмы умножаются на $V_2 = 0.4$, т.к. потенциалы на выходе из коллиматорной линзы V_{l2} и на входе в КАП V_2 одинаковы. Разница в массах частиц задавалась путем изменения потенциала магнитного поля: $C_2 \rightarrow C_2 \sqrt{(1+\gamma)V_2}$.

Угловые хроматические aberrации КАП можно описать следующей формулой, определяющей изменение угла выхода частицы из КАП:

$$\Delta\Psi = D'_{xp} \varepsilon + A_2 \varepsilon^2 + A_3 \varepsilon^3. \quad (14)$$

Эта формула справедлива вплоть до значений $\varepsilon = \pm 0.1$. Здесь коэффициенты хроматической aberrации $A_2 = 0.47$, $A_3 = -0.56$.

На рис. 5 показано поведение узкого пучка ионов в призматическом анализаторе с КАП и его раз-

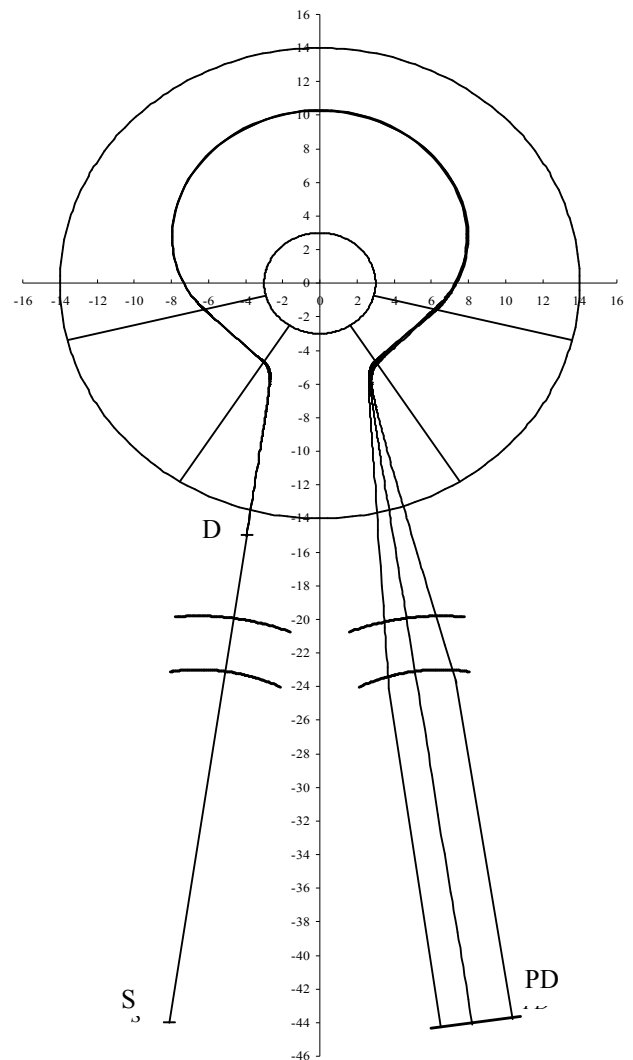


Рис. 5. Разделение параллельного узкого пучка ионов по массам в КАП для двух масс с относительной разницей в массах $\gamma = \pm 0.002$.

Здесь S — источник ионов, D — диафрагма, PD — позиционный детектор

деление по массам. На рисунке схематически изображена КАП и показаны границы электродов коллиматорной и фокусирующей трансаксиальных линз. Значения на координатных осях приведены в единицах d .

На этом рисунке изображены осевая траектория ($\gamma = 0$) и две крайние траектории, по которым движутся ионы с относительной разницей в массах $\gamma = \pm 0.002$. Визуально видно, что угловое разделение по массам нелинейно. Угловое отклонения траекторий $\Delta\Psi$ от осевой траектории в зависимости от γ хорошо описывается следующей формулой:

$$\Delta\Psi = D'_m\gamma + A_{2m}\gamma^2. \quad (15)$$

Здесь угловая дисперсия по массе $D'_m = 51.275$, а коэффициент второго порядка $A_{2m} = 4995.9$.

На рис. 6 показаны проекции узкого пучка ионов на горизонтальное и вертикальное направления в параксиальном приближении. Здесь S — длина пути вдоль осевой траектории, q — отклонение частиц от осевой траектории в горизонтальном направлении. Видно, что в вертикальном направлении пучок образует пять промежуточных линейных фокусов.

Проводилось интегрирование $N = 1000$ траекторий, для которых начальные условия определялись в заданных интервалах методом Монте-Карло. Параметры пучка задавались, примерно как

в масс-спектрометре Матсуда [2]. Результаты расчета приведены в Приложении на рис. П1–П3. Распределение частиц в ионном источнике показано на рис. П1. Если считать $d = 1\text{см}$, то ширина источника $S \cong 100\text{мкм}$ ($|y_0| \leq 0.005$). По углам α и β предполагалось нормальное распределение в интервале "трех сигма", которое моделировалось с помощью алгоритма Метрополиса. Брались следующие значения интервалов: $|z_0| \leq 0.05$, $|\alpha| \leq 0.005$ (в 2 раза больше, чем у Матсуда), $|\beta| \leq 0.002$. Для сравнения: у Матсуда $S \cong 84\text{мкм}$, $|\alpha| \cong |\beta| \leq 0.0025$.

В Приложении на рис. П2 показано распределение частиц в плоскости детектора, куда из 1000 частиц долетели лишь примерно 630. Остальные частицы были задержаны диафрагмами или попали на электроды КАП. На рис. П3 показан масс-спектр для массового дуплета, половина частиц которого имела $\gamma = 0$, а половина — $\gamma = 1/20000$, т.е. разрешение здесь более 20000, а на полувысоте пиков разрешение около 40000.

Таким образом, по сравнению с масс-спектрометром Матсуда [2] при почти одинаковых размерах прибора и параметрах пучка мы получаем более чем в 6 раза большее разрешение. В масс-спектрометре Матсуда было получено разрешение 5000 при $S \cong 84\text{мкм}$.

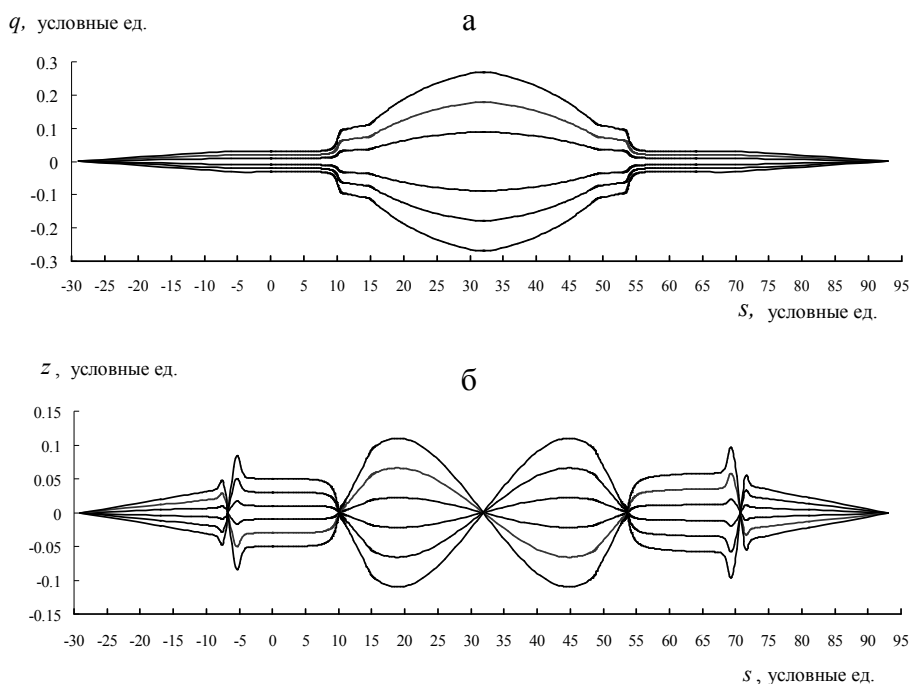


Рис. 6. Проекция ионного пучка на горизонтальное (а) и вертикальное (б) направления

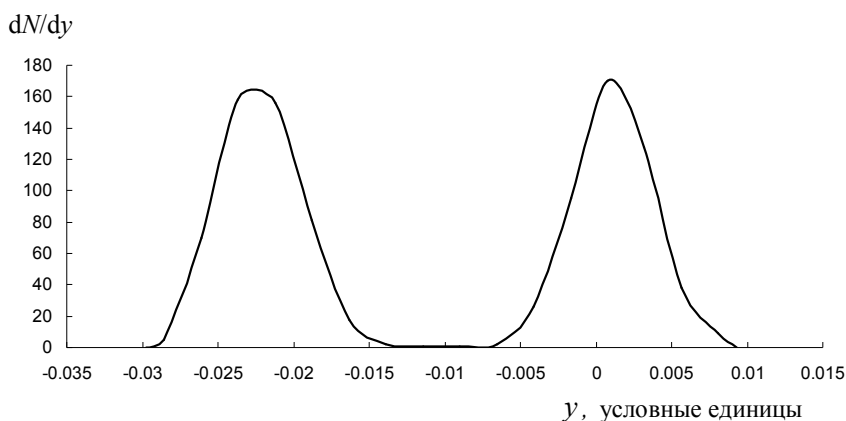


Рис. 7. Масс-спектр дуплета масс. Левый пик соответствует $\gamma = 1/20000$, а правый — $\gamma = 0$

Наибольшие aberrации в призмном масс-анализаторе обусловлены отклонением частиц от средней плоскости. Дело в том, что идеальная вертикальная фокусировка пучка, как показано на рис. 6, осуществляется только в параксиальном приближении, которое справедливо лишь в том случае, когда отклонение пучка от средней плоскости не превосходит $0.05d$. Даже обрезая пучок двумя диафрагмами, которые расположены на входе и на выходе из КАП, мы получаем aberrации, сравнимые по величине с шириной источника.

Если использовать более узкие пучки, то можно добиться 100 % прохождения пучка через анализатор и при этом получить более высокое разрешение. Если взять следующие значения интервалов: $|y_0| \leq 0.0025$, $|z_0| \leq 0.01$, $|\alpha| \leq 0.005$, $|\beta| \leq 0.0005$, то получим практически 100 % прохождение частиц и масс-спектр для массового дуплета, половина частиц которого имела $\gamma = 0$,

а половина — $\gamma = 1/20000$, представленный на рис. 7. Видно, что разрешение здесь более 50000 на полувысоте пиков.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Отметим также, что рассчитанный масс-анализатор с КАП может быть использован и как масс-спектрограф. Действительно, компактный масс-спектрограф с высоким разрешением и чувствительностью можно осуществить, установив позиционный детектор в фокальной плоскости фокусирующей линзы. При этом можно наблюдать довольно широкий фрагмент массового спектра с высоким разрешением. Таким образом, можно создать небольшой прибор для изотопного и химического анализа с рекордными характеристиками, что позволит получать новые интересные экспериментальные результаты.

ПРИЛОЖЕНИЕ

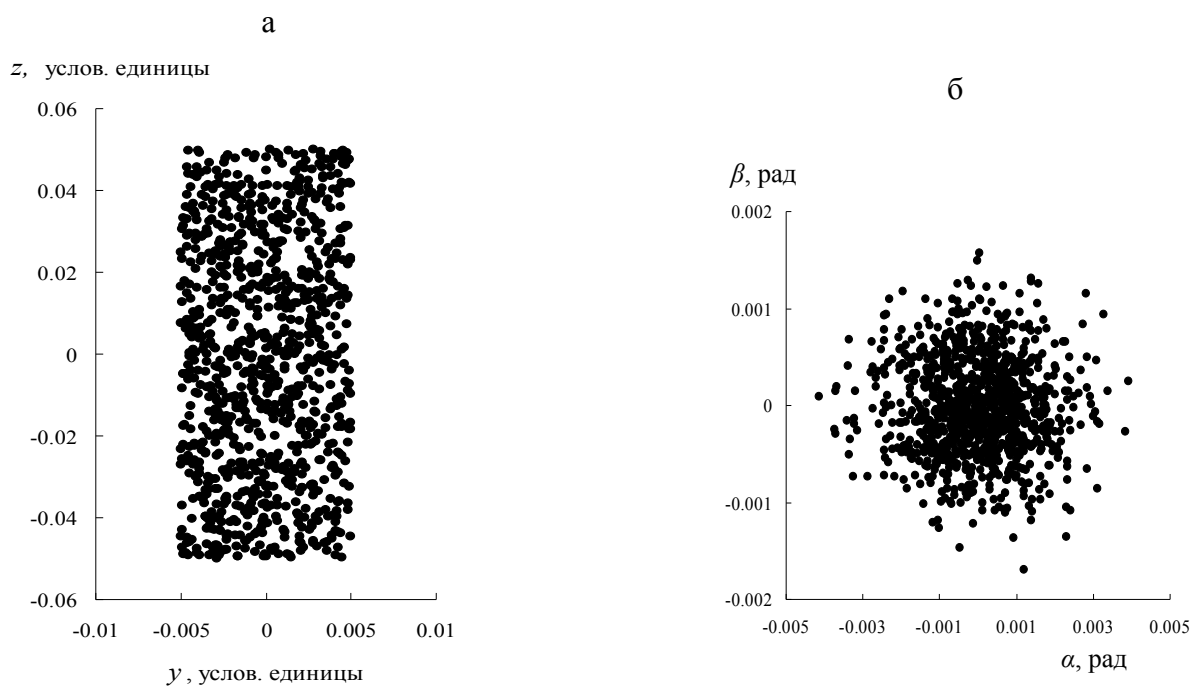


Рис. П1. Распределение частиц в ионном источнике по координатам (а) и углам вылета (б)

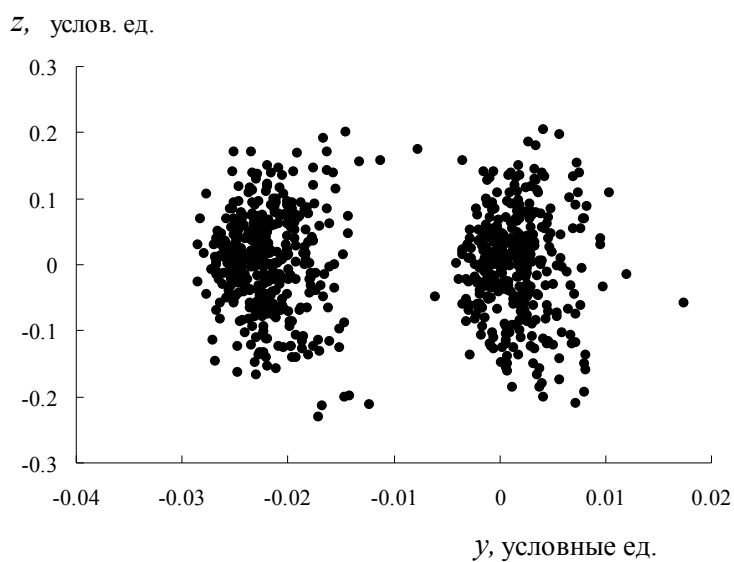


Рис. П2. Распределение частиц в плоскости детектора для двух масс с $\gamma = 0$ и $\gamma = 1/20000$

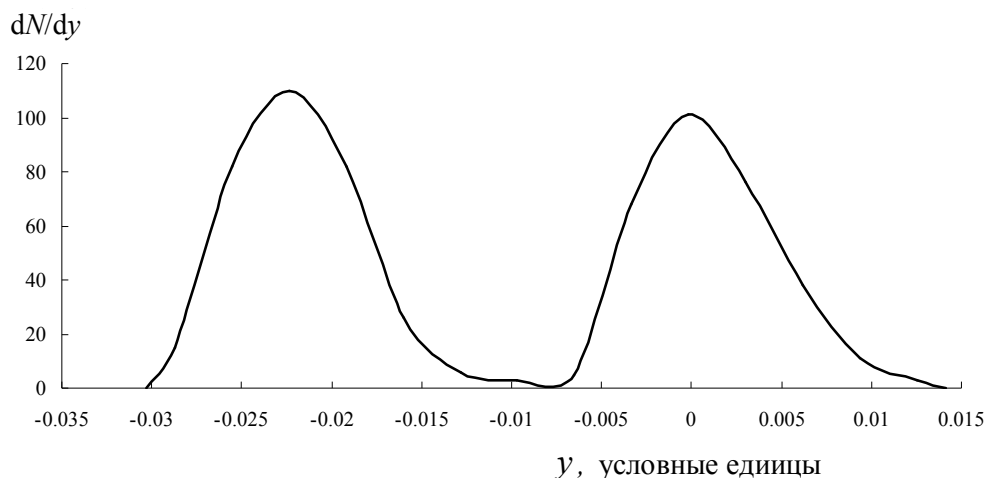


Рис. ПЗ. Масс-спектр дуплета масс.
Левый пик соответствует $\gamma = 1/20000$, а правый — $\gamma = 0$

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гликман Л.Г., Спивак-Лавров И.Ф. Общий критерий качества статических масс-анализаторов с совмещенными электрическим и магнитным полями // Письма в ЖТФ. 1990. Т. 16, № 13. С. 26–29.
2. Ishihara M.A., Kammei Y., Matsuda H. A high-performance mass spectrometer for very small size // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A. 1995. Vol. 363, no. 1-2. P. 440–444. URL: https://ac.els-cdn.com/0168900295003312/1-s2.0-0168900295003312-main.pdf?_tid=e7a06765-6f29-4bdf-b478-1f23adf9f1a7&acdnat=1542804841_5cb83b5a4c7171b60cc77d8a7f21e7ff
3. Baisanov O.A., Doskeev G.A., Spivak-Lavrov I.F. Calculation of a mass-spectrometer with a sector magnet, an electrostatic prism and a transaxial lens // Proceedings of the Seventh International Conference on Charged Particle Optics. UK, 2006. Physics Procedia. 2008. Vol. 1, no. 1. P. 425–433. DOI: 10.1016/j.phpro.2008.07.123
4. Байсанов О.А., Доскеев Г.А., Спивак-Лавров И.Ф. Абберации масс-спектрометра с секторным магнитом и электростатической призмной системой // Прикладная физика. 2008. № 4. С. 100–104. URL: https://ac.els-cdn.com/S0168900211002567/1-s2.0-S0168900211002567-main.pdf?_tid=fed8826e-15f9-4775-a324-e161ad35aad8&acdnat=1542805898_22f04735dfed36accd1ff46b6c9132ff
5. Baisanov O.A., Doskeev G.A., Spivak-Lavrov I.F. New schemes of static mass spectrometers // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A. 2011. Vol. 645, no. 1. P. 216–218.
6. Спивак-Лавров И.Ф. Авт. свид. СССР № 671582. 1979.
7. Spivak-Lavrov I.F. The use of conformally-invariant equations to describe tracks of charged particles // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A. 1995. Vol. 363, no. 1. P. 485–490. URL: https://ac.els-cdn.com/0168900295002677/1-s2.0-0168900295002677-main.pdf?_tid=5bb0a9df-05fd-425b-91ca-96aa08632ec9&acdnat=1542805837_36025767a7950f058ef6cce4c39c1c85
8. Spivak-Lavrov I.F. Analytical methods for the calculation and simulation of new schemes of static and time-of-flight mass spectrometers // Advances in Imaging and Electron Physics. 2016. Vol. 193. Burlington: Academic Press. P. 45–128. DOI: 10.1016/bs.aiep.2015.10.001

Актюбинский региональный государственный университет им. К. Жубанова, Актюбе, Казахстан

Контакты: Спивак-Лавров Игорь Феликсович,
spivakif@rambler.ru

Материал поступил в редакцию 11.10.2018

PRISMATIC MASS SPECTROGRAPH WITH A CONICAL ACHROMATIC PRISM AND TRANSAXIAL LENSES

I. F. Spivak-Lavrov, A. A. Nurmukhanov, T. Zh. Shukaeva

Aktobe Regional State University, Aktobe, Kazakhstan

The conical achromatic prism (CAP) has a record angular dispersion equal to about 50 radians per 100% of mass variation. In CAP, electric and magnetic fields are realized whose potentials in a spherical coordinate system depend only on angular variables. The particles of a homogeneous planar parallel ion beam move in the middle plane of the CAP along similar trajectories and maintain parallelism at the exit from the CAP. The CAP also focuses on energy, and the parallelism of the volume beam is maintained due to its telescoping in the vertical direction. CAP can be used in a prismatic mass spectrometer, which in its scheme is similar to a prism light-optical spectrometer equipped with a collimating and focusing lens. The linear dispersion of the prism spectrometer is equal to the angular dispersion of the CAP multiplied by the focal length of the focusing lens. A prismatic device is designed in which three-electrode transaxial lenses are used as a collimating and focusing lens. Due to the large mass dispersion by using a positional detector located in the focal plane of the focusing lens, a mass spectrograph can also be implemented in such a device.

Keywords: prismatic mass spectrometer, transaxial lens

REFERENCES

1. Glikman L.G., Spivak-Lavrov I.F. [The general criterion of quality of static mass-analyzers with the fields combined electric and magnetic]. *Pis'ma v ZhTF* [Applied Physics Letters], 1990, vol. 16, no. 13, pp. 26–29. (In Russ.).
2. Ishihara M.A., Kammei Y., Matsuda H. A high-performance mass spectrometer for very small size. *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A*, 1995, vol. 363, no. 1-2, pp. 440–444. URL: https://ac.els-cdn.com/0168900295003312/1-s2.0-0168900295003312-main.pdf?_tid=e7a06765-6f29-4bdf-b478-1f23adf9f1a7&acdnat=1542804841_5cb83b5a4c7171b60cc77d8a7f21e7ff
3. Baisanov O.A., Doskeev G.A., Spivak-Lavrov I.F. Calculation of a mass-spectrometer with a sector magnet, an electrostatic prism and a transaxial lens. *Proceedings of the Seventh International Conference on Charged Particle Optics. UK, 2006. Physics Procedia*, 2008, vol. 1, no. 1, pp. 425–433. DOI: 10.1016/j.phpro.2008.07.123
4. Baisanov O.A., Doskeev G.A., Spivak-Lavrov I.F. [Abberation of a mass spectrometer with a sector magnet and a cgs prismatic electrostatic system]. *Prikladnaya fizika* [Applied physics], 2008, no. 4, pp. 100–104. URL: https://ac.els-cdn.com/S0168900211002567/1-s2.0-S0168900211002567-main.pdf?_tid=fed8826e-15f9-4775-a324-e161ad35aad8&acdnat=1542805898_22f04735dfed36accd1ff46b6c9132f0 (In Russ.).
5. Baisanov O.A., Doskeev G.A., Spivak-Lavrov I.F. New schemes of static mass spectrometers. *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A*, 2011, vol. 645, no. 1, pp. 216–218.
6. Spivak-Lavrov I.F. Copyright certificate of the USSR no. 671582. Prioritet 1979. (In Russ.).
7. Spivak-Lavrov I.F. The use of conformally-invariant equations to describe tracks of charged particles. *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A*, 1995, vol. 363, no. 1, pp. 485–490. URL: https://ac.els-cdn.com/0168900295002677/1-s2.0-0168900295002677-main.pdf?_tid=5bb0a9df-05fd-425b-91ca-96aa08632ec9&acdnat=1542805837_36025767a7950f058ef6cc4c39c1c85
8. Spivak-Lavrov I.F. Analytical methods for the calculation and simulation of new schemes of static and time-of-flight mass spectrometers. *Advances in Imaging and Electron Physics*, 2016, vol. 193, Burlington, Academic Press, pp. 45–128. DOI: 10.1016/bs.aiep.2015.10.001

Contacts: *Spivak-Lavrov Igor Feliksovich*,
spivakif@rambler.ru

Article received in edition: 11.10.2018