
РАБОТЫ ШКОЛЫ ПРОФ. Ю.К. ГОЛИКОВА:
РАБОТЫ, ПОСВЯЩЕННЫЕ ПАМЯТИ Ю.К. ГОЛИКОВА

УДК 535.31

© И. Ф. Спивак-Лавров, О. А. Байсанов, А. А. Сапаргалиев, А. У. Тургамбаева

РАСЧЕТ ПРИБОРНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ВРЕМЯПРОЛЕТНОГО МАСС-СПЕКТРОМЕТРА НА ОСНОВЕ КЛИНОВИДНОГО ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОГО ЗЕРКАЛА С ДВУМЕРНЫМ ПОЛЕМ

Получены аналитические выражения для двумерного потенциала электростатического поля пятиэлектродного бессеточного зеркала. Проанализированы различные методы расчета траекторий заряженных частиц в таких зеркалах. Рассмотрено поведение пучков и рассчитаны приборные характеристики времяпролетного масс-спектрометра на основе предложенного зеркала.

Кл. сл.: времяпролетный масс-спектрометр, электростатическое зеркало, траекторный анализ, пространственно-временная фокусировка

ВВЕДЕНИЕ

Масс-спектрометрия является наиболее универсальным методом исследования элементного, химического и изотопного составов вещества. Имеющиеся в настоящее время статические масс-спектральные приборы, как правило, являются стационарными установками больших размеров. В то время как такие области, как экология, геология, нефтегазовые отрасли, медицина, металлургия, материаловедение и космические исследования нуждаются в малогабаритных приборах небольшого веса и размера.

Достоинствами времяпролетного масс-спектрометра (ВПМС) по сравнению с приборами других принципов действия являются: малые габариты и вес, высокая чувствительность, большой диапазон масс, одновременная регистрация всех масс при одном пролете ионного пакета, малое время одного анализа.

В настоящее время основной движущей силой новых разработок ВПМС являются задачи, возникающие в биоаналитической химии: геномика, протеомика, диагностическая медицина, криминалистика, допинг-контроль, фармацевтика. Разработка новых лекарственных средств, их клинические испытания и тому подобные работы требуют выполнения анализов чрезвычайно сложных многокомпонентных смесей и детектирования в них совершенно различных по структуре соединений часто в предельно малых концентрациях. Эти задачи стимулируют разработку приборов, обладающих предельно высокими характеристиками: разрешением по массам, точностью определения массы и динамическим диапазоном масс. Для ис-

пользования таких приборов в космосе они должны быть предельно легкими, простыми в использовании, давать надежные и воспроизводимые результаты.

Основным фактором, ограничивающим разрешение простых линейных ВПМС, является энергетический разброс в первоначальном ионном пучке. Среди недостатков этих ВПМС можно отметить также их достаточно большие линейные размеры, обычно порядка нескольких метров. Оба эти недостатка преодолеваются за счет использования ионных зеркал в ВПМС рефлекторного типа.

Во многих ВПМС рефлекторного типа [1] используются однородные электрические поля, создаваемые с помощью мелкоструктурных сеток, что приводит к целому ряду отрицательных последствий, ухудшающих их разрешение и чувствительность. В настоящей работе предложена и исследована схема ВПМС на основе конических зеркал с двумерным полем [2]. В таких зеркалах в области торможения ионов создается почти однородное электрическое поле без использования сеток.

ДВУМЕРНОЕ ПОЛЕ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОГО ЗЕРКАЛА С КОНИЧЕСКИМИ ЭЛЕКТРОДАМИ

На рис. 1 схематически изображено пятиэлектродное зеркало с плоским замыкающим электродом. Точками А, В, С отмечены границы электродов. Рассматриваемая область в плоскости $z_n = x_n + i y_n$ отображается на верхнюю полуплоскость плоскости $w = u + i v$ с помощью конформного преобразования [3]:

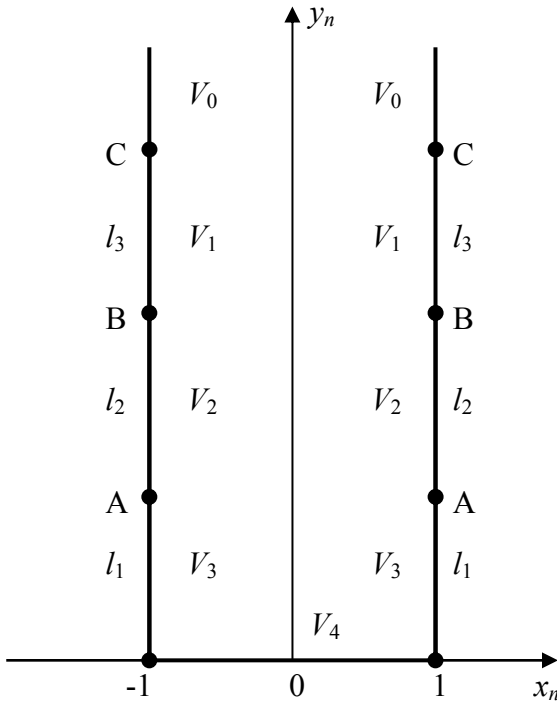


Рис. 1. Схематическое изображение зеркала с параллельными электродами.

l_1, l_2, l_3 — длины электродов, V_0, V_1, V_2, V_3, V_4 — потенциалы электродов

$$z_n = \frac{2}{\pi} \arcsin w. \quad (1)$$

Откуда

$$u = \sin \frac{\pi x_n}{2} \operatorname{ch} \frac{\pi y_n}{2}, \quad v = \cos \frac{\pi x_n}{2} \operatorname{sh} \frac{\pi y_n}{2}. \quad (2)$$

Решая соответствующую граничную задачу, найдем распределение потенциала в верхней полуплоскости w -плоскости:

$$F(u, v) = V_0 - F_1(u, v | a_3, V_0 - V_1) - F_1(u, v | a_2, V_1 - V_2) - F_1(u, v | a_1, V_2 - V_3) - F_1(u, v | 1, V_3 - V_4). \quad (3)$$

Здесь a_1, a_2, a_3 — параметры конформного преобразования, определенные ниже;

$$F_1(u, v | a, V) = \frac{V}{\pi} \left(\operatorname{arctg} \frac{u+a}{v} - \operatorname{arctg} \frac{u-a}{v} \right). \quad (4)$$

Конформное преобразование, переводящее границы зеркала с параллельными электродами в границы зеркала с клиновидными электродами

и цилиндрическим замыкающим электродом имеет вид

$$Z = X + iY = i \exp(-i\alpha(z_n + i\beta)) - i \operatorname{ctg} \alpha. \quad (5)$$

Откуда

$$X = \frac{1}{\sin \alpha} e^{\alpha y_n} \sin \alpha x_n, \quad Y = \frac{1}{\sin \alpha} e^{\alpha y_n} \cos \alpha x_n - \operatorname{ctg} \alpha. \quad (6)$$

Найдем также обратное преобразование; используя (5), получим

$$x_n = \frac{1}{\alpha} \operatorname{arctg} \frac{X}{Y + \operatorname{ctg} \alpha}, \quad y_n = \frac{1}{2\alpha} \ln \left\{ \left[X^2 + (Y + \operatorname{ctg} \alpha)^2 \right] \sin^2 \alpha \right\}. \quad (7)$$

В формулах (5)–(7) учтено, что постоянная

$$\beta = \frac{1}{2\alpha} \ln \frac{1}{\sin^2 \alpha}. \quad (8)$$

В полученном решении замыкающий электрод с потенциалом V_4 представляет собой выпуклое цилиндрическое зеркало при $\alpha > 0$ и вогнутое — при $\alpha < 0$, причем его радиус кривизны определяется выражением

$$R = \frac{1}{\sin \alpha}. \quad (9)$$

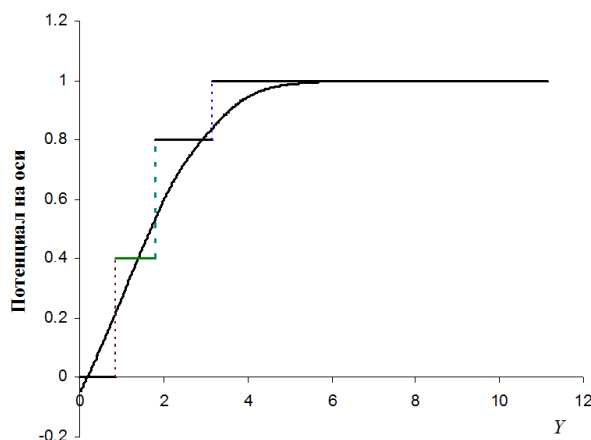
Постоянные a_1, a_2, a_3 , входящие в (3), выражаются через длины электродов l_1, l_2 и l_3 зеркала с параллельными электродами ($\alpha = 0$) с помощью следующих формул:

$$a_1 = u(1, l_1) = \sin \frac{\pi}{2} \operatorname{ch} \frac{\pi l_1}{2} = \operatorname{ch} \frac{\pi l_1}{2}, \quad (10)$$

$$a_2 = u(1, l_1 + l_2) = \sin \frac{\pi}{2} \operatorname{ch} \frac{\pi(l_1 + l_2)}{2} = \operatorname{ch} \frac{\pi(l_1 + l_2)}{2}, \quad (11)$$

$$a_3 = u(1, l_1 + l_2 + l_3) = \sin \frac{\pi}{2} \operatorname{ch} \frac{\pi(l_1 + l_2 + l_3)}{2} = \operatorname{ch} \frac{\pi(l_1 + l_2 + l_3)}{2}. \quad (12)$$

С помощью формул (6) найдем координаты точек А, В, С:

Рис. 2. Распределение потенциала на оси Y

$$\begin{aligned} X_A &= e^{\alpha l_1}, \quad Y_A = (e^{\alpha l_1} - 1) \operatorname{ctg} \alpha; \\ X_B &= e^{\alpha (l_1 + l_2)}, \quad Y_B = (e^{\alpha (l_1 + l_2)} - 1) \operatorname{ctg} \alpha; \\ X_C &= e^{\alpha (l_1 + l_2 + l_3)}, \quad Y_C = (e^{\alpha (l_1 + l_2 + l_3)} - 1) \operatorname{ctg} \alpha. \end{aligned} \quad (13)$$

На рис. 2 представлено распределение потенциала вдоль оси Y и показаны проекции электродов на среднюю плоскость, а на рис. 3 — картина эквипотенциальных линий поля для зеркала со следующими параметрами: $\alpha = -2^\circ$, $L_1 = 0.838$, $L_2 = 0.954$, $L_3 = 1.370$, $V_0 = 1$, $V_1 = 0.8$, $V_2 = 0.4$, $V_3 = 0$, $V_4 = -0.0485$. Здесь длины электродов L_1 , L_2 , L_3 зеркала с закругленным замыкающим электродом ($\alpha \neq 0$) определяются формулами:

$$\begin{aligned} L_1 &= \sqrt{(X_A - 1)^2 + Y_A^2}, \\ L_2 &= \sqrt{(X_B - X_A)^2 + (Y_B - Y_A)^2}, \\ L_3 &= \sqrt{(X_C - X_B)^2 + (Y_C - Y_B)^2}. \end{aligned} \quad (14)$$

На рис. 3 самая нижняя кривая соответствует потенциалу $\Phi = 0$, а самая верхняя — $\Phi = 0.95$, шаг по потенциалу равен 0.05. Эквипотенциали находились путем интегрирования дифференциального уравнения для эквипотенциалей:

$$\frac{dY}{dX} = -\frac{\Phi_X(X, Y)}{\Phi_Y(X, Y)}, \quad (15)$$

где индексы у потенциала обозначают частные производные по соответствующим координатам.

Для того, чтобы определить производные потенциала, входящие в уравнение (15), воспользуемся формулами (2), (3) и (4) и найдем производные

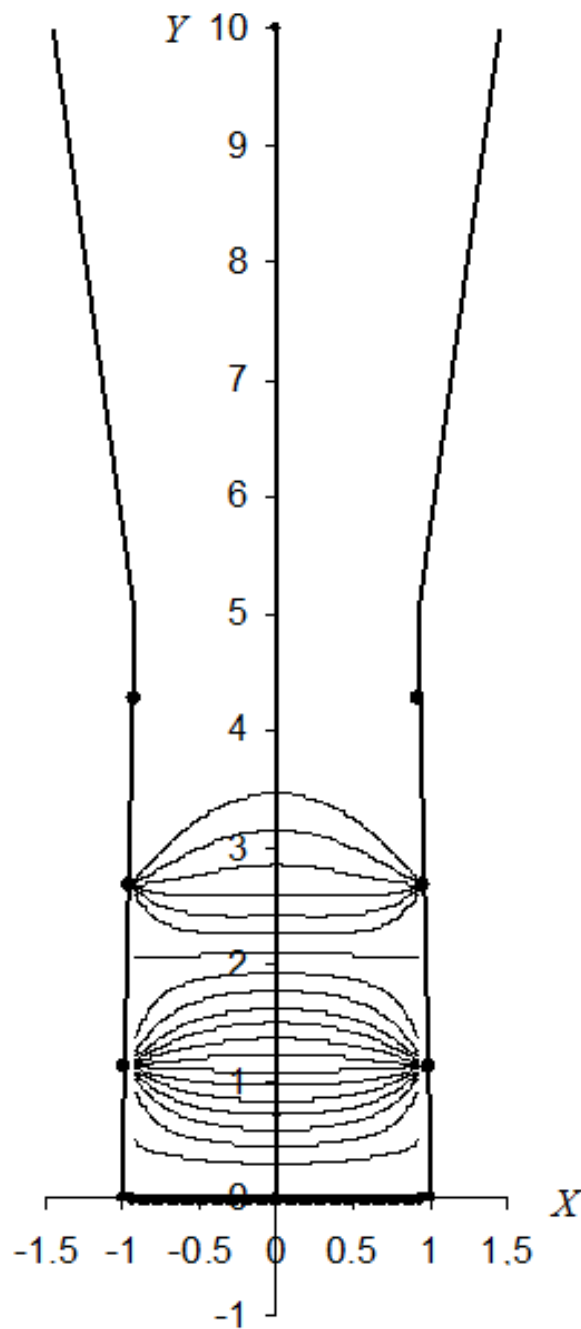


Рис. 3. Картина эквипотенциальных линий поля пятиэлектродного зеркала

от функции $F_1(u, v|a, V)$. Получим следующую цепочку преобразований:

$$\frac{\partial F_1}{\partial X} = \frac{\partial F_1}{\partial u} \frac{\partial u}{\partial X} + \frac{\partial F_1}{\partial v} \frac{\partial v}{\partial X}, \quad (16)$$

$$\frac{\partial F_1}{\partial Y} = \frac{\partial F_1}{\partial u} \frac{\partial u}{\partial Y} + \frac{\partial F_1}{\partial v} \frac{\partial v}{\partial Y}. \quad (17)$$

Здесь, согласно формуле (4):

$$\frac{\partial F_1}{\partial u} = \frac{V}{\pi} v \left[\frac{1}{v^2 + (u+a)^2} - \frac{1}{v^2 + (u-a)^2} \right], \quad (18)$$

$$\frac{\partial F_1}{\partial v} = \frac{V}{\pi} \left[-\frac{u+a}{v^2 + (u+a)^2} + \frac{u-a}{v^2 + (u-a)^2} \right], \quad (19)$$

$$\frac{\partial u}{\partial X} = \frac{\partial v}{\partial Y} = \frac{\partial u}{\partial x_n} \frac{\partial x_n}{\partial X} + \frac{\partial u}{\partial y_n} \frac{\partial y_n}{\partial X}, \quad (20)$$

$$\frac{\partial u}{\partial Y} = -\frac{\partial v}{\partial X} = \frac{\partial u}{\partial x_n} \frac{\partial x_n}{\partial Y} + \frac{\partial u}{\partial y_n} \frac{\partial y_n}{\partial Y}. \quad (21)$$

В последних выражениях, согласно формулам (2) и (7),

$$\frac{\partial u}{\partial x_n} = \frac{\partial v}{\partial y_n} = \frac{\pi}{2} \cos \frac{\pi}{2} x_n \operatorname{ch} \frac{\pi}{2} y_n, \quad (22)$$

$$\frac{\partial u}{\partial y_n} = -\frac{\partial v}{\partial x_n} = \frac{\pi}{2} \sin \frac{\pi}{2} x_n \operatorname{sh} \frac{\pi}{2} y_n; \quad (23)$$

$$\frac{\partial x_n}{\partial X} = \frac{\partial y_n}{\partial Y} = \frac{1}{\alpha} \frac{Y_1 + \operatorname{ctg} \alpha}{X_1^2 + (Y_1 + \operatorname{ctg} \alpha)^2}, \quad (24)$$

$$\frac{\partial x_n}{\partial Y} = -\frac{\partial y_n}{\partial X} = -\frac{1}{\alpha} \frac{X}{X_1^2 + (Y_1 + \operatorname{ctg} \alpha)^2}. \quad (25)$$

РАСЧЕТ ТРАЕКТОРИЙ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

Будем считать, что электрическое поле корпускулярно-оптической системы в базовой декартовой системе координат x, y описывается двумерным электростатическим потенциалом $\Phi \equiv \Phi(x, y)$. При этом для производных потенциала также можно найти аналитические выражения.

Для расчета траекторий заряженных частиц можно воспользоваться теорией, изложенной в работе [4]. Траектории пучка в базовой системе координат x, y описываются следующими дифференциальными уравнениями:

$$x'' = \frac{\Phi_x}{2(\Phi + \varepsilon \Phi_0)} - \frac{x'}{2(\Phi + \varepsilon \Phi_0)} (x' \Phi_x + y' \Phi_y), \quad (26)$$

$$y'' = \frac{\Phi_y}{2(\Phi + \varepsilon \Phi_0)} - \frac{y'}{2(\Phi + \varepsilon \Phi_0)} (x' \Phi_x + y' \Phi_y). \quad (27)$$

В уравнениях (26) и (27) штрихи обозначают

дифференцирование по длине дуги траектории s . Безразмерный электростатический потенциал $\Phi \equiv \Phi(x, y)$ нормирован таким образом, что он равен нулю там, где равна нулю скорость частицы. Индексом 0 отмечен потенциал на входе в систему; ε — относительный разброс по энергии на входе в систему; индексы x и y при потенциале обозначают частные производные по соответствующим координатам. При задании начальных условий для уравнений (26), (27) необходимо учитывать соотношения

$$x'^2 + y'^2 = 1. \quad (28)$$

Согласно [3], в нерелятивистском случае время пролета частицы в безразмерных переменных определяется выражением

$$\tau(s) = \sqrt{\frac{1 + \gamma_m}{\Phi_0}} \int_0^s \frac{ds}{\sqrt{2 \left(\frac{\Phi}{\Phi_0} + \varepsilon \right)}}, \quad (29)$$

где γ_m — относительный разброс по массе. При расчетах полагалось, что $\Phi_0 = V_0 = 1$. Из формулы (29) видно, что зависимость времени пролета от массы частиц определяется множителем $\sqrt{1 + \gamma_m}$, поэтому достаточно найти время пролета для случая $\gamma_m = 0$. Начальные условия для траекторий при интегрировании уравнений (26), (27) на входе в зеркало задавались на оси y : $x_0, y_0, y'_0, x'_0 = \sqrt{1 - y'^2_0}$. Время пролета определялось путем интегрирования дифференциального уравнения, получающегося из (29),

$$\tau' = \frac{d\tau}{ds} = \frac{1}{\sqrt{2(\Phi + \varepsilon)}}. \quad (30)$$

Рассматривалось движение заряженных частиц в зеркале, для которого его собственная система координат X, Y связана с базовой соотношениями:

$$X = -(x - L_x) \sin \gamma + (y - L_y) \cos \gamma, \quad (31)$$

$$Y = -(x - L_x) \cos \gamma - (y - L_y) \sin \gamma. \quad (32)$$

Здесь L_x и L_y — расстояния, определяющие координаты середины основания зеркала, они задают положение зеркала; γ — угол, определяющий наклон оси Y зеркала к оси x базовой системы.

При расчете траекторий заряженных частиц точность вычислений должна быть очень высокой, особенно в тех случаях, когда речь идет о высоких

разрешениях приборов. Подчас для этого необходимо вычислять траектории заряженных частиц с относительной точностью до 10^{-9} и выше. Для обеспечения такой высокой точности мы использовали аналитические выражения для потенциала и его производных, приведенные выше, а дифференциальные уравнения траектории (26), (27) интегрировали численно с помощью программы, реализующей четырехточечный метод Адамса с автоматическим выбором шага. Разгонные точки находились методом последовательных сближений Крылова. Относительная точность интегрирования выбиралась равной $10^{-8} \div 10^{-9}$. Интегрирование велось по длине осевой траектории от $s=0$ до $s=s_k$.

Для контроля точности вычислений тем же методом интегрировали также уравнения движения Ньютона. Эти уравнения в безразмерных переменных имеют очень простой вид [5]:

$$\ddot{x} = \Phi_x, \quad (33)$$

$$\ddot{y} = \Phi_y. \quad (34)$$

Здесь точки обозначают производные по безразмерному времени $\tau = t/\tau_0$, где

$$\tau_0 = l_0 \sqrt{\frac{Am_0}{V_0 Z q_e}}. \quad (35)$$

В последней формуле A — массовое число, m_0 — атомная единица массы, Z — зарядовое число, q_e — элементарный заряд. Во всех случаях для согласования результатов определялось время прилета частиц в детектор. Считалось, что плоскость детектора перпендикулярна осевой траектории пучка.

Для вычисления времени прилета произвольной частицы в детектор использовалась следующая процедура. Если осевая траектория выходит под углом к оси Ox и попадает в детектор в точке (x_{ck}, y_{ck}) , то прямолинейный участок осевой траектории описывается уравнением

$$\frac{x_c - x_{ck}}{x'_{ck}} = \frac{y_c - y_{ck}}{y'_{ck}}. \quad (36)$$

Плоскость детектора перпендикулярна осевой траектории. Уравнение перпендикулярной прямой, соответствующей положению детектора, будет

$$(x - x_{ck})x'_{ck} = -(y - y_{ck})y'_{ck}. \quad (37)$$

Траектория произвольной частицы, которая на выходе описывается уравнением

$$\frac{x - x_1}{x'_1} = \frac{y - y_1}{y'_1}, \quad (38)$$

входит в детектор в точке

$$x_d = \frac{k_d x_{ck} - k_1 x_1 + y_1 - y_{ck}}{k_d - k_1}, \quad (39)$$

$$y_d = k_1 (x_d - x_1) + y_1, \quad (40)$$

где

$$k_d = -\frac{1}{k_{ck}} = -\frac{x'_{ck}}{y'_{ck}}.$$

Затем вычисляется расстояние от точки (x_1, y_1) до детектора $s_{d1} = \sqrt{(x_d - x_1)^2 + (y_d - y_1)^2}$ и вычисляется время прилета частицы к детектору

$$t_d = t_1 \pm \frac{s_{d1}}{\sqrt{2(1 + \varepsilon)}}. \quad (41)$$

Знак в (41) выбирается следующим образом. Сначала вычисляется величина

$$k_{lc} = \frac{y_1 - y_{ck}}{x_1 - x_{ck}}. \quad (42)$$

Если $y_1 > y_{ck}$, то знак "+" берется в том случае, если $k_{lc} > 0$, или $k_{lc} < k_d$, иначе берется знак "-". Если $y_1 < y_{ck}$, то все наоборот.

Приведем результаты расчета времени прилета частиц в детектор, полученные путем интегрирования уравнений (26), (27) и (30), а также уравнений Ньютона (33), (34). Эти результаты можно рассматривать как тестирование созданной нами программы численного интегрирования системы дифференциальных уравнений.

Рассматривалось зеркало, поле которого рассчитано выше со следующими параметрами: $\alpha = -2^\circ$, $L_1 = 0.838$, $L_2 = 0.954$, $L_3 = 1.370$, $V_0 = 1$, $V_1 = 0.8$, $V_2 = 0.4$, $V_3 = 0$, $V_4 = -0.0485$. Все размеры и потенциалы даны в относительных единицах. Длина замыкающего электрода с потенциалом $V_4 = -0.0485$ равна 2 ед. Для осевой траектории задавались следующие начальные условия $x_0 = 0$, $y_{c0} = 3.275$, $y'_{c0} = 0$, $x'_{c0} = 1$. Конечная точка интегрирования для уравнений (1), (2) и (5) $s_k = 30.18$, при этом относительное время прилета осевой траектории в детектор $\tau_k = 25.851767306$. Для крайних траекторий пучка рассчитывалось время полета до плоскости детектора, перпендикулярной осевой траектории в конечной точке интегрирования. Относительная точность расчетов выбиралась

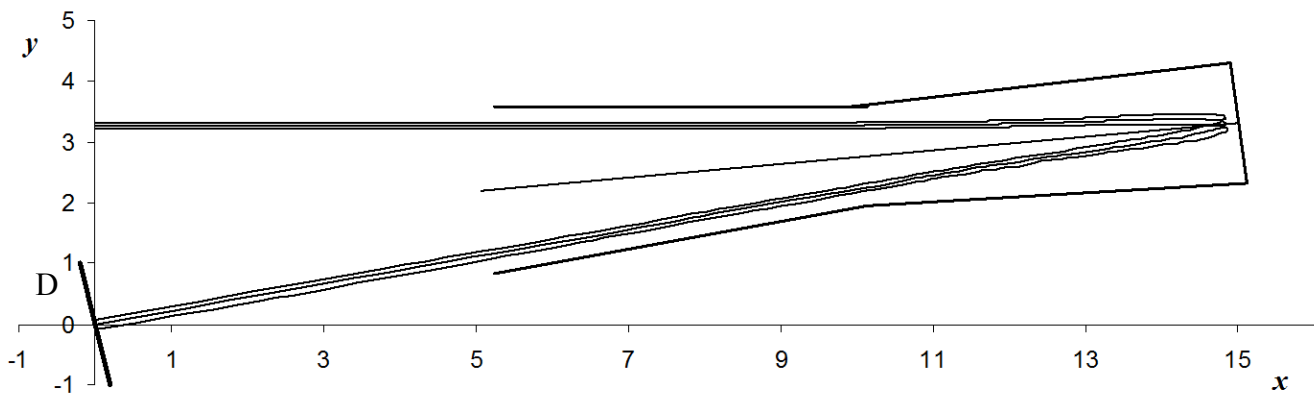


Рис. 4. Осевая и две крайние траектории пучка в зеркале (ширина пучка 0.1)

Результаты расчета времени прилета частиц

y_0	τ_k	$\Delta\tau_k$	Интегрируемые уравнения
3.275 (осевая)	25.851767306	0	Траектории
3.325	25.854861757	0.003094451	Траектории
3.325	25.854861759	0.003094449	Ньютона
3.225	25.855485837	0.003718531	Траектории
3.225	25.855485843	0.003718533	Ньютона

равной 10^{-9} . Расчеты велись для пучка с относительной шириной 0,1. Рассматривались две крайние траектории параллельного пучка, для которых $y_0 = 3.325$ и $y_0 = 3.225$.

На рис. 4 представлены V-образная осевая траектория и две крайние траектории рассматриваемого пучка, черная линия, определяющая плоскость детектора, обозначена буквой D. Результаты расчета приведены в таблице.

Из результатов таблицы видно, что приведенные данные по времени прилета частиц τ_k совпадают до десятого знака. Это значит, что обе математические модели и программа численного интегрирования системы дифференциальных уравнений методом Адамса работают достаточно хорошо. В дальнейшем мы отдаем предпочтение уравнениям Ньютона (33), (34), т. к. они проще, не содержат особенностей и могут быть использованы при расчете систем с прямолинейной осью.

РАСЧЕТ ПОВЕДЕНИЯ ПУЧКОВ И ПРИБОРНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ВПМС

Рассматривалось поведение пучка заряженных частиц в ВПМС на основе предложенного пяти-

электродного конического зеркала с V-образной осевой траекторией. Для нахождения траекторий интегрировались уравнения Ньютона (33), (34). Начальные условия для частиц пучка задавались Методом Монте-Карло в плоскости $x_0 = 0$. Координата y_0 равномерно распределялась в области $[y_{c0} - \Delta y, y_{c0} + \Delta y]$, начальная скорость $\dot{x}_0$ — в области $[\sqrt{2(1-\varepsilon_m)} - \dot{y}_0^2, \sqrt{2(1+\varepsilon_m)} - \dot{y}_0^2]$, начальная скорость $\dot{y}_0$ изменялась от -0.001 до 0.001 . Здесь $2\Delta y$ — ширина пучка, $2\varepsilon_m$ — максимальный разброс по энергии в пучке.

Находилось время прилета в детектор каждой из $N = 1000$ частиц пучка, затем вычислялась разница между их временем прилета и временем прилета осевой частицы и строилось распределение частиц в зависимости от этой разницы во времени прилета. На рис. 5 приведен временной масс-спектр (распределение частиц по времени прилета в детектор) для двух масс, отличающихся на $\gamma_m = 1/20000$ при нулевой начальной длительности импульса. Максимальный энергетический разброс в пучке 4 %. Ширина пучка $2\Delta y = 0.1$, при ли-

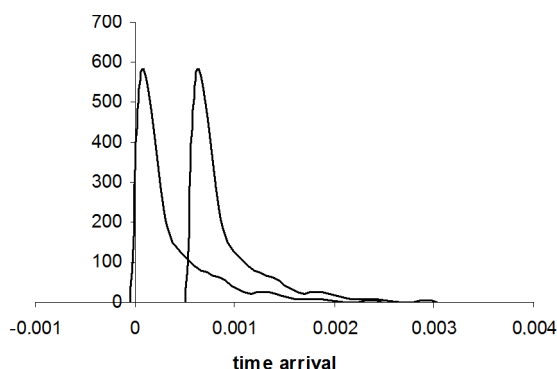


Рис. 5. Временной спектр для двух масс, отличающихся на $\gamma_m = 1/20000$, при нулевой начальной длительности импульса

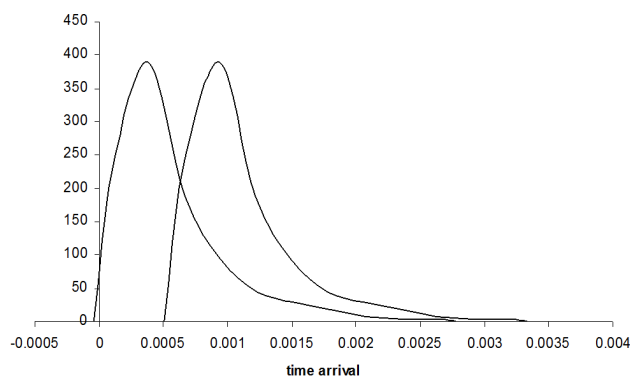


Рис. 6. Временной спектр для двух масс, отличающихся на $\gamma_m = 1/20000$, при начальной длительности импульса $\Delta t_i / \tau_0 = 0.000491$

нейных размерах замыкающего электрода 8 см (единичная длина $l_0 = 4$ см) ширина пучка равна 4 мм.

Если энергия ионов на входе 4 кэВ, то для массы $A = 1000$ а.е.м. ($Z = 1$) при начальной длительности импульса $\Delta t_i = 1$ нс ($\Delta t_i / \tau_0 = 0.000491$) для тех же масс получается масс-спектр, приведенный на рис. 6. Из рисунка видно, что разрешение 20 000 достигается примерно на полувысоте пика.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе показано, что в предложенных зеркалах создается отражающее электрическое поле без применения сеток и проведен расчет ВПМС с V-образной осевой траекторией. Для расчета траекторий заряженных частиц использовались уравнения Ньютона в безразмерных переменных. Эти уравнения не содержат особенностей и могут быть использованы и для расчета зеркал с прямолиней-

ной осью, в которых скорость частицы обращается в нуль в точке остановки. Анализ поведения пучков в ВПМС проведен путем интегрирования большого количества траекторий, начальные условия для которых находились методом Монте-Карло. Предложенный метод позволяет учитывать распределение частиц в источнике по координатам, и времени вылета, и по скоростям, а также свойства детектора и строить временные приборные спектры.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Каратаев В.И., Мамырин Б.А., Шмик Д.В. Новый принцип фокусировки ионных пакетов во время-пролетных масс-спектрометрах // ЖТФ. 1971. Т. 41. С. 1498–1501.
2. Сапаргалиев А.А. Патент США No: US 8,598,516 B2, 03.12.2013.
3. Лаврентьев М.А., Шабат Б.В. Теория функций комплексной переменной. М.: Наука, 1972. 716 с.
4. Байсанов О.А., Доскеев Г.А., Зарипова З.Г., Спивак-Лавров И.Ф. Дифференциальные уравнения, определяющие отклонение частиц ионного пучка от осевой траектории в электрических и магнитных полях // Прикладная физика. Москва, 2010. № 3. С. 109–115.
5. Голиков Ю.К., Краснова Н.К. Теория синтеза электростатических энергоанализаторов. СПб.: Изд-во Политехнического ун-та, 2010. 409 с.

Актюбинский региональный государственный университет им. К. Жубанова, Актюбе, Казахстан (Спивак-Лавров И.Ф.)

Военный институт Сил воздушной обороны им. Т.Я. Бегельдинова, Актюбе, Казахстан (Байсанов О.А.)

Алматинский университет энергетики и связи, Алматы, Казахстан (Сапаргалиев А.А.)

Западно-Казахстанский государственный медицинский университет им. М. Оспанова, Актюбе, Казахстан (Тургамбаева А.У.)

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

Материал поступил в редакцию 30.12.2013

CALCULATION DEVICE CHARACTERISTICS OF TIME-OF-FLIGHT MASS SPECTROMETER ON BASED SPHENOID ELECTROSTATIC MIRROR WITH TWO-DIMENSIONAL FIELD

I. F. Spivak-Lavrov¹, O. A. Baisanov², A. A. Sapargaliyev³, A. U. Turgambaeva⁴

¹*Aktobe Regional State University named after K. Zhubanov, Kazakhstan*

²*Military Institute of Air Defense them named after T.J. Begeldinov, Aktobe, Kazakhstan*

³*Alma-Ata University of Energy and Communication, Almaty, Kazakhstan*

⁴*West-Kazakhstan State Medical University named after M. Ospanov, Aktobe, Kazakhstan*

The analytical expressions for the two-dimensional electrostatic field potential of five electrodes gridless mirror. Analyzed different methods for calculation of the trajectories of charged particles in this mirrors. The behavior of beams and found instrument characteristics of time-of-flight mass spectrometer on based the proposed mirror.

Keywords: time-of-flight mass spectrometer, electrostatic mirror, trajectory analysis, space-time focusing

REFERENCES

1. Karatayev V.I., Mamyrin B.A., Shmikk D.V. Novyy printsip fokusirovki ionnykh paketov vo vremya-proletnykh mass-spektrometrakh // ZhTF. 1971. T. 41. S. 1498–1501. (in Russian).
2. Sapargaliyev A.A. Patent SShA No: US 8,598,516 B2, 03.12.2013. (in Russian).
3. Lavrentyev M.A., Shabat B.V. Teoriya funktsiy kompleksnoy peremennoy. M.: Nauka, 1972. 716 s. (in Russian).
4. Baysanov O.A., Doskeyev G.A., Zaripova Z.G., Spivak-Lavrov I.F. Differentsialnyye uravneniya, opredelyayushchiye otkloneniye chastits ionnogo puchka ot osevoy trayektorii v elektricheskikh i magnitnykh pol'yakh // Prikladnaya fizika. Moskva, 2010. № 3. S. 109–115. (in Russian).
5. Golikov Yu.K., Krasnova N.K. Teoriya sinteza elektrosticheskikh energoanalizatorov. SPb.: Izd-vo Politehnicheskogo un-ta, 2010. 409 s. (in Russian).