

Новая отражающая линза для ионного зеркала планарного многоотражательного времяпролетного масс-спектрометра

© В.П. Глащенко,¹ М.А. Маркушин²

¹ Институт проблем управления сложными системами РАН,
443020 Самара, Россия

² Самарский национальный исследовательский университет им. акад. С.П. Королева,
443086 Самара, Россия
e-mail: vglaschenko@gmail.com

Поступило в Редакцию 14 июля 2018 г.

В окончательной редакции 27 февраля 2019 г.

Принято к публикации 5 марта 2019 г.

Рассмотрена отражающая линза планарного ионного зеркала, образованная каналом, примыкающим по нормали к замыкающей крышке зеркала. Широкий фланец канала и крышка зеркала имеют разные потенциалы, плоскопараллельны и отдалены друг от друга на небольшое расстояние. Методом конформных отображений получено точное аналитическое выражение для расчета поля линзы. Показано, что в ионном зеркале с предложенной отражающей линзой возможна корректировка предварительно рассчитанного распределения поля для приближения к теоретически идеальной пространственно-временной фокусировке в широком диапазоне энергии ионов.

Ключевые слова: времяпролетный масс-анализатор, ионное зеркало, конформное отображение, пространственно-временная фокусировка.

DOI: 10.21883/JTF.2019.08.47902.276-18

Введение

Планарный многоотражательный времяпролетный масс-спектрометр (МОВПМС), впервые предложенный авторами [1], содержит два встречно ориентированных планарных ионных зеркала, разделенных бесполевым пространством дрейфа. Отражаясь между зеркалами, ионы дрейфуют от источника S к приемнику D , расположенному в пространстве между зеркалами (рис. 1, a). При этом длина траектории многократно превышает размеры анализатора.

Каждое зеркало состоит из последовательно расположенных линз (рис. 1, b), образованных парами пластин с минимальным зазором между электродами, симметричных относительно общей для зеркал плоскости симметрии. В статье [2] ионное зеркало дополнено плоской крышкой, замыкающей последнюю пару пластин (рис. 2, a).

Далее по тексту направление по оси OZ будем называть направлением дрейфа, по оси OX — направлением поперечных колебаний, а направление по оси OY — поперечным отклонением от плоскости симметрии анализатора XOZ . Пространство в анализаторе, где ионы с различной начальной энергией разворачиваются в тормозящем поле, определим как область отражения.

Характеристики МОВПМС существенно улучшены в [3–5] благодаря удержанию траектории ионов от неограниченного разлета по направлению дрейфа в поле дополнительных линз, установленных в бесполовом пространстве между зеркалами, применению ускоряющего потенциала первой пары пластин ионного зеркала и численной оптимизации размеров и потенциалов

электродов. Это позволило увеличить полную длину траектории ионов в анализаторе от сотен метров до нескольких километров при минимальном снижении чувствительности и радикально уменьшить влияние разброса времени пролета в источнике на полное время пролета. На экспериментальной установке в режиме заикливания траекторий была достигнута разрешающая способность анализатора до 200 000, а затем — до 1 000 000. Авторами статьи [6] показана возможность повышения порядка фокусировки времени пролета как по энергии, так и по пространственному разбросу ионных пакетов при увеличении количества линз в зеркале и дальнейшей оптимизации размеров и потенциалов электродов. Тем не менее при средней энергии ионов 4500 eV изменение их энергии на 100–150 eV приводит к ухудшению точности пространственно-временной фокусировки и существенной деградации разрешающей способности МОВПМС.

Расширение допустимого энергетического разброса ионов сделает возможным непосредственное использование в МОВПМС ионных источников с изначально большим энергетическим разбросом без накопления и охлаждения ионных пакетов.

Зависимость времени пролета от энергии ионов для конструкции зеркала, рассчитанной в результате оптимального многопараметрического синтеза, может быть компенсирована коррекцией напряженности поля в области отражения [7]. В то же время напряженность поля в линзе ионного зеркала, изображение которой приведено на рис. 1, b , существенно зависит от продольной координаты, а „закрытая“ конструкция линзы ограничивает возможности для коррекции.

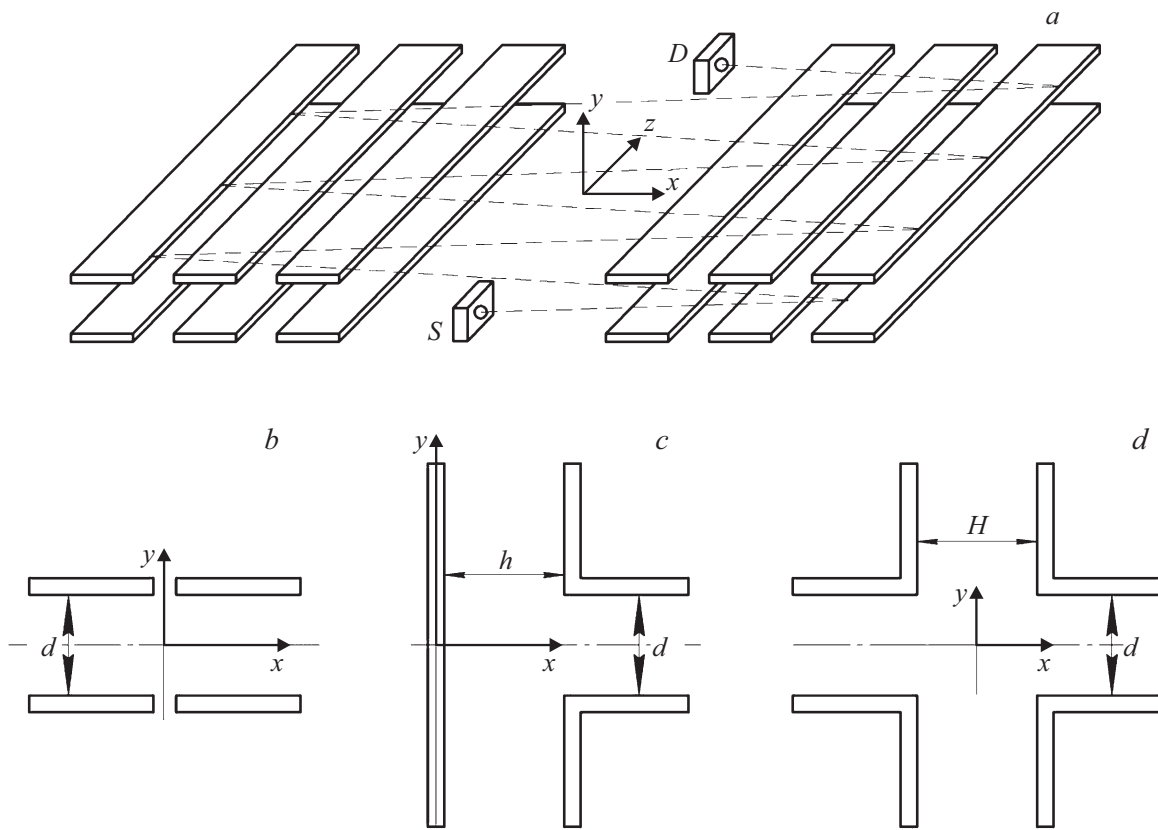


Рис. 1. *a* — масс-спектрометр по а.с. СССР SU 1725289 A1; *b* — схема линзы, образованной двумя парами пластин; *c* — новая линза, образованная каналом с широким фланцем вблизи замыкающей крышки ионного зеркала; *d* — линза, образованная двумя симметричными и встречно ориентированными каналами с широкими фланцами.

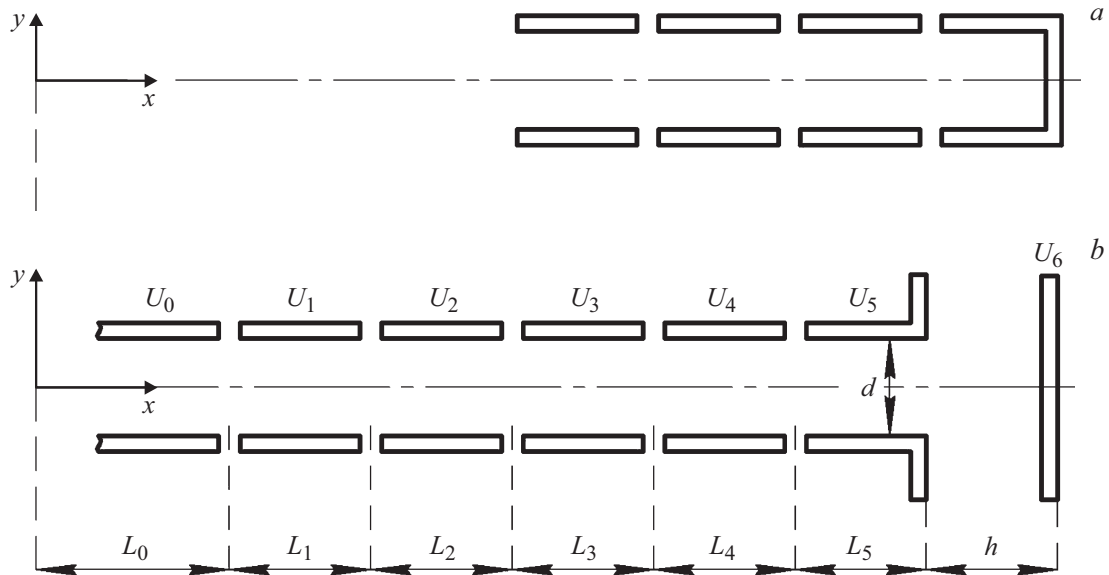


Рис. 2. *a* — ионное зеркало с тремя линзами и замыкающей крышкой; *b* — ионное зеркало, рассмотренное в примере расчета анализатора.

В настоящей статье рассматривается применение в качестве крайней, отражающей линзы зеркала МОВПМС конфигурации электродов, приведенной на рис. 1, с.

По мере приближения к плоской крышке зеркала распределение поля в такой линзе приближается к однородному. По сравнению с известной линзой однородное

поле более соответствует распределению при теоретически идеальной пространственно-временной энергетической фокусировке [7–9], что уменьшит величину требуемой корректировки. На рис. 2, *b* изображена конфигурация ионного зеркала с новой отражающей линзой.

Приведенные далее аналитические выражения для расчета поля линзы будут полезными при первичном расчете ионного зеркала МОВПМС методами оптимального многопараметрического синтеза. Последующее незначительное по величине уточнение напряженности рассчитанного поля позволит расширить допустимый разброс энергии ионов с минимальным влиянием на угловую фокусировку и на удержание траектории ионов вблизи плоскости XOY .

Расчет поля

Распределение электростатического поля, формируемого электродной системой (рис. 1, *c*), можно получить методом конформного отображения.

В силу симметричности конструкции, целесообразно рассматривать только нижнюю ее часть, повернутую на 90° против часовой стрелки. Осуществив проекцию электродов на комплексную плоскость z , получаем четырехугольник.

Картина распределения поля будет получена в результате осуществления двух конформных отображений (рис. 3): отображение $z = f(\omega)$ верхней полуплоскости $\text{Im } \omega > 0$ на область поля с электродами и дополнительное отображение $\xi = f(\omega)$ полуплоскости ω на полосу $0 < \text{Im } \xi < U$.

Конформное отображение $z = f(\omega)$ для нашего случая имеется в справочнике [10], где авторы приводят уже готовую функцию конформного преобразования. Воспользуемся ей:

$$z = \frac{2}{\pi} \left[\frac{d}{2} \arctan \left(\sqrt{\frac{w}{a-w}} \right) + h \operatorname{arccoth} \left(\frac{2h}{d} \sqrt{\frac{w}{a-w}} \right) \right] + ih, \quad (1)$$

где

$$a = 1 + \left(\frac{2h}{d} \right)^2.$$

Методика нахождения дополнительного отображения $\xi = f(\omega)$ полуплоскости ω на полосу $0 < \text{Im } \xi < U$ подробно изложена в статье [11]. Отображающая функция имеет вид:

$$\xi = \frac{U}{\pi} \ln \frac{1 + \sqrt{\omega}}{1 - \sqrt{\omega}} = \frac{2U}{\pi} \operatorname{arcth} \sqrt{\omega}, \quad (2)$$

где U — напряжение на электродах, [V].

Используя (1) и (2), получаем систему уравнений

$$\begin{cases} z = \frac{2}{\pi} \left[\frac{d}{2} \arctan \left(\sqrt{\frac{w}{a-w}} \right) + \operatorname{arccoth} \left(\frac{2h}{d} \sqrt{\frac{w}{a-w}} \right) \right] + ih, \\ \xi = \frac{2U}{\pi} \operatorname{arcth} \sqrt{\omega}. \end{cases} \quad (3)$$

Из (3) находим

$$z = \frac{2}{\pi} \left[\frac{d}{2} \arctan \left(\sqrt{\frac{\tanh^2 \left[\frac{\xi \pi}{2U} \right]}{a - \tanh^2 \left[\frac{\xi \pi}{2U} \right]}} \right) + h \operatorname{arccoth} \left(\frac{2h}{d} \sqrt{\frac{\tanh^2 \left[\frac{\xi \pi}{2U} \right]}{a - \tanh^2 \left[\frac{\xi \pi}{2U} \right]}} \right) \right] + ih, \quad (4)$$

Подставляя в выражение (4) параметры h, d, U и меняя с необходимым шагом значения переменных v и u , можно получить распределение линий равного потенциала. Таким образом, уравнение (4) позволяет расчетным путем, варьируя параметры h, d, U , получить систему электродов для формирования необходимого поля линзы.

Напряженность электростатического поля определяется по формуле [12]:

$$E = -i \frac{1}{z'(\xi)}, \quad (5)$$

Подстановка уравнения (4) в (5) приводит к выражению, позволяющему рассчитывать напряженность рассматриваемого поля в любой его точке.

Для расчета потенциала электростатического поля линзы вдоль оси симметрии нужно принять $u = 0$. Тогда выражение (4) примет вид

$$z = \frac{2}{\pi} \left[\frac{d}{2} \arctan \left(\sqrt{\frac{\tanh^2 \left[k \frac{i\pi}{2} \right]}{a - \tanh^2 \left[k \frac{i\pi}{2} \right]}} \right) + h \operatorname{arccoth} \left(\frac{2h}{d} \sqrt{\frac{\tanh^2 \left[k \frac{i\pi}{2} \right]}{a - \tanh^2 \left[k \frac{i\pi}{2} \right]}} \right) \right] + ih, \quad (6)$$

где $k = v/U$ — нормированное значение потенциала в конкретной точке на оси симметрии.

С другой стороны, переходя от комплексной плоскости z к системе координат на рис. 1, *c*, данное соотношение можно переписать в следующем виде:

$$x = \frac{2}{\pi} \left[\frac{d}{2} \operatorname{arcth}(t) - h \operatorname{arctg} \left(\frac{2h}{d} t \right) \right] + h, \quad (7)$$

где

$$t = - \frac{\frac{\sin(k\pi)}{\cos(k\pi)+1}}{\sqrt{a + \frac{\sin^2(k\pi)}{(\cos(k\pi)+1)^2}}}.$$

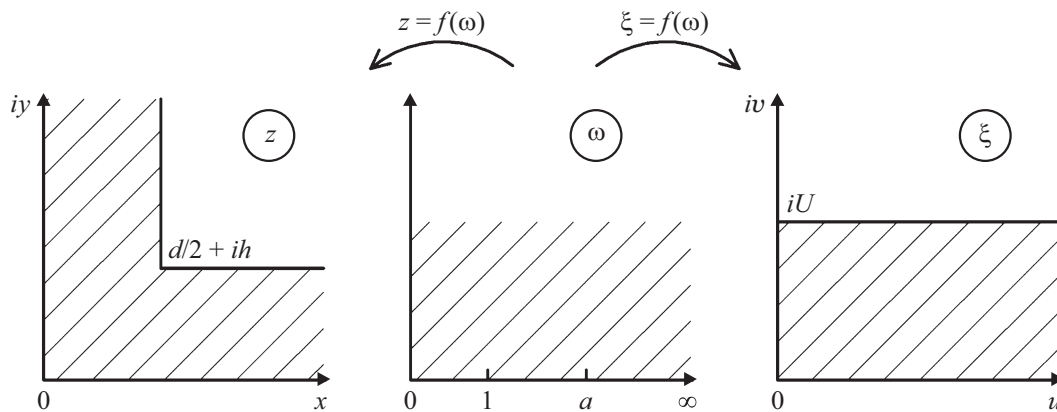


Рис. 3. Схема конформных отображений.

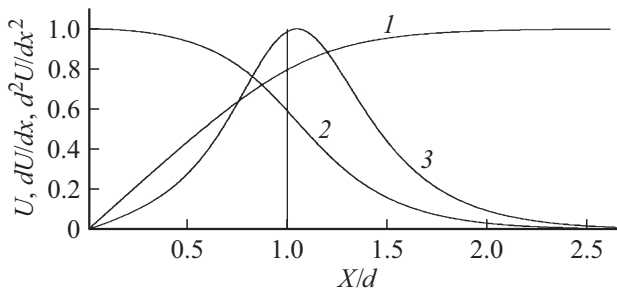


Рис. 4. Нормированные зависимости разности потенциалов (1), напряженности поля (2) и ее производной (3) от расстояния до замыкающей крышки ионного зеркала при удалении от нее.

На рис. 4 приведены нормированные графики зависимости потенциала (кривая 1), напряженности поля (кривая 2) и второй производной потенциала (кривая 3) в линзе (рис. 1, с). Вертикальный отрезок соответствует координате фланца канала на оси OX .

Отметим, что выражение (4), по существу, точно описывает переход от бесполевого пространства внутри канала к примыкающему однородному полю, что открывает новые возможности для конструирования ионного зеркала. Распределение поля в линзе, образованной двумя симметричными и встречно ориентированными каналами с широкими фланцами (рис. 1, d), согласно принципу симметрии, может быть рассчитано с помощью выражения (4) с учетом того, что $H = 2h$.

При этом аналитическое выражение для расчета поля такой линзы в отличие от известного представления поля линзы на рис. 1, b получено без допущения о бесконечно малом зазоре между электродами.

Пример расчета анализатора

Далее по тексту линзы ионного зеркала будем обозначать буквой L и сочетанием двух индексов в обозначении размеров электродов, прилегающих к линзе (рис. 2, b).

Первоначальный расчет анализатора выполнялся для движения ионов, стартующих с энергией $e(U_0 + \Delta U)$ в бесполом пространстве от точки старта на оси OY в направлении поперечных колебаний OX . Затем ионы ускоряются в поле линзы L_{01} , тормозятся в поле линз $L_{12}, L_{23}, L_{34}, L_{45}$ и разворачиваются в поле отражающей линзы между фланцем канала и замыкающей крышкой зеркала. Значения параметров анализатора были определены поиском подходящего решения задачи оптимального многопараметрического синтеза при старте движения ионов параллельно оси OX при $y = 2$ и 0 mm. Целевая функция состоит из взвешенной суммы коэффициентов, определяющих условия пространственно-временной и угловой фокусировки для текущего набора параметров при траектории ионов „параллель–точка“.

Потенциал $U_0 = -4500$ V, разность потенциалов на линзе L_{01} равна -12037.5 V, на линзе L_{12} — 13064.3 V, на линзах L_{23} и L_{34} — 1026.81 V, на линзе L_{45} — 974.0 V. Разность потенциалов между фланцем и замыкающей крышкой равна 945.58 V. Далее ионы разворачиваются и движутся в обратном порядке к точке пересечения с осью OY .

Ширина участков $L_0, L_1, L_2, L_3, L_4, L_5$ в рассмотренном примере равна соответственно $20.26, 11.46, 11.00, 11.00, 11.00, 13.31$ mm, расстояние между фланцем и крышкой $h = 12.57$ mm, ширина канала $d = 30$ mm. Потенциалы и размеры электродов приведены приближенно и подлежат уточнению при расчетах и настройке анализатора — аналогично тому, как это делается в анализаторах МОВПМС с известной отражающей линзой.

Для рассматриваемого зеркала угловая фокусировка в основном определяется сильной линзой L_{01} на входе. А пространственно-временная энергетическая фокусировка преимущественно определяется напряженностью поля в области отражения, т.е. в зоне между фланцем канала и замыкающей крышкой зеркала. Такое пространственное разделение делает возможной коррекцию первоначально рассчитанного распределения поля в области отражения ионов для приближения к теоретически идеальной пространственно-временной фокусировке.

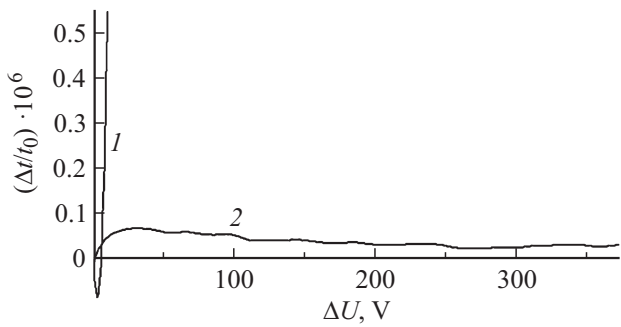


Рис. 5. Нормированные зависимости отклонения времени пролета от собственной энергии иона без корректировки (1) и с корректировкой (2) поля в ионном зеркале.

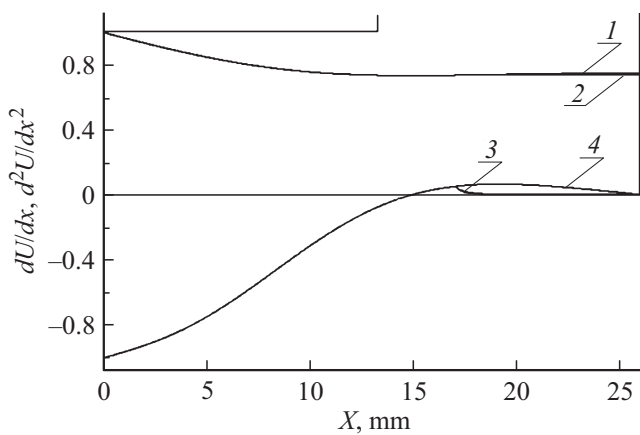


Рис. 6. Нормированные зависимости напряженности поля и ее производной от расстояния до замыкающей крышки зеркала при приближении к ней. Кривые 1, 2 — напряженность поля, 4 и 3 — производные напряженности поля без коррекции и с коррекцией соответственно. Координата X отсчитывается от линзы L_{45} .

При незначительной коррекции поля в области отражения угловая фокусировка также изменяется незначительно.

Расчет корректировочного поля выполнялся численно по алгоритму, описанному в [7]. Основной проблемой при этом было нарушение гладкости функции напряженности поля в начале области отражения. Это обусловлено тем, что в результате оптимизационного расчета были выбраны параметры анализатора, при которых условия пространственно-временной фокусировки при $dU = 0$, согласно рекомендациям [9], выполнялись с погрешностью. Однако повышением точности оптимизации по условиям пространственно-временной фокусировки и сглаживанием расчетной напряженности поля в окрестности этой точки после расчета корректировки проблема в основном устраняется. На рис. 5 эта погрешность проявляется в быстром росте ошибки пространственно-временной фокусировки вблизи начала координат. Возможны и другие варианты обеспечения гладкости расчетного распределения поля в зеркале.

На рис. 5 приведены графики отклонений времени пролета в зависимости от энергии для ионов, стартующих вдоль оси OX из точки $x = 0$. Символом „1“ помечена кривая времени пролета в анализаторе с первоначальными полученными при оптимизации значениями параметров анализатора, символом „2“ — при движении в поле с учетом коррекции.

На рис. 6 приведены нормированные зависимости напряженности поля (кривые 1, 2) и ее производной (кривые 3, 4) от линзы L_{45} до замыкающей крышки зеркала. Здесь кривые, помеченные символами „1“ и „4“, соответствуют первоначально рассчитанному полю, а помеченные символами „2“ и „3“ — полю с учетом корректировки. Ломаная линия в верхней части рисунка и вертикальный отрезок справа дают привязку кривых к конфигурации электродов и к крышке зеркала.

Значение напряженности поля в начале кривых равно 91.71 V/mm . В крайней справа точке кривой, соответствующей крышке, напряженность исходного поля равна

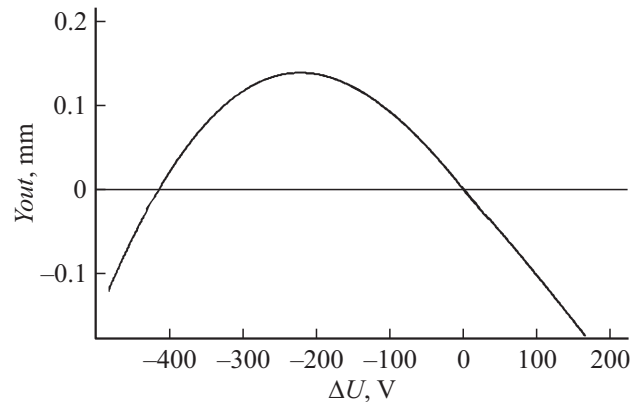


Рис. 7. Зависимость поперечного отклонения иона за половину витка от начальной энергии. Ион стартует параллельно оси OX из точки $y = 2 \text{ mm}$ на оси OY .

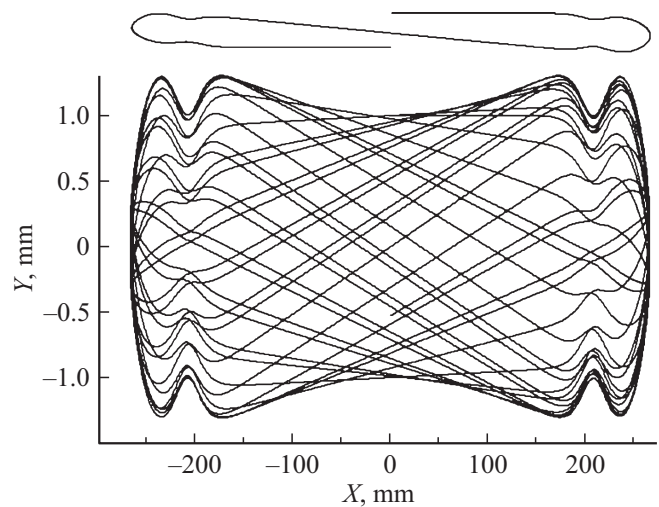


Рис. 8. Траектория иона за 16.5 витков при $\Delta U = 150 \text{ V}$. Ион стартует из точки $y = 1 \text{ mm}$, $x = 0 \text{ mm}$ параллельно оси OX направо по рисунку.

68.44 V/mm и отличается от напряженности скорректированного поля приблизительно на 1.4%, что на графике почти незаметно.

На рис. 7 приведена зависимость отклонения иона в поперечном направлении OY от заданной точки возврата $y = 0$ от энергии иона. Как видим, отклонения незначительны, хотя для выбранной конструкции анализатора не удалось исключить зависимость поперечного смещения возвратившегося иона от его энергии. Стоит отметить, что рассмотренная конструкция зеркала не уникальна и можно ожидать, что существуют более удачные для обеспечения угловой и пространственно-временной фокусировки решения оптимизационной задачи.

На рис. 8 в верхней части рисунка показан один полный виток траектории иона с нулевой начальной энергией. В нижней части рисунка укрупненно по вертикальному направлению показана траектория движения иона с начальной энергией 150 eV за 16.5 полных витков. Ион стартует вправо по рисунку из точки $y = 1$ mm параллельно оси OX .

Как видно из рис. 8, траектория иона прецессирует между точками разворота, устойчиво удерживаясь при этом в узкой окрестности оси OX . Прецессия тем выше, чем больше поперечное отклонение в зависимости от энергии ионов согласно рис. 7. При нулевой собственной энергии ионов благодаря точной угловой фокусировке прецессии нет.

Из графиков на рис. 5–8 следует, что корректировкой поля отражающей линзы удастся значительно расширить допустимый разброс энергии ионов с точки зрения пространственно-временной фокусировки в плоскости симметрии анализатора. При этом абберационный предел разрешающей способности по точности пространственно-временной энергетической фокусировки превышает 10^6 единиц.

В рассмотренном примере при удалении точки старта иона до 2 mm от оси OX погрешности пространственно-временной фокусировки, связанные со смещением, несущественны и обеспечивается надежное удержание траектории ионов в узкой окрестности плоскости симметрии XOZ анализатора.

Графики на рис. 6 показывают, что требуемые корректировки поля монотонны, незначительны по величине и могут быть выполнены, например, небольшим искривлением замыкающей крышки зеркала и поверхностей фланца канала, подстройкой потенциалов апертур на периферии зазора между крышкой и фланцем и пр.

Заключение

Точные аналитические выражения для расчета поля предложенной отражающей линзы ионного зеркала МОВПМС позволяют эффективно включить такую линзу в расчет ионного зеркала методами оптимального многопараметрического синтеза наравне с известными линзами. Новая отражающая линза дает возможность

корректировки рассчитанного распределения поля зеркала в области разворота ионов по критерию теоретически идеальной пространственно-временной энергетической фокусировки. На рассмотренном примере показано, что, несмотря на возможные погрешности расчета, даже компромиссная корректировка поля ионного зеркала МОВПМС позволяет расширить допустимый диапазон энергии ионов.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] Назаренко Л.Н., Секунова Л.Н., Якушев Е.М. // АС СССР SU 1725289 А1. Оpubл. 07.04.1992. Бюлл. № 12.
- [2] Карецкая С.П., Савченко Н.Ю. // ЖТФ. 1989. Т. 59. Вып. 10. С. 98–103.
- [3] Веренчиков А.Н., Явор М.И., Хасин Ю.И., Гаврик М.А. // ЖТФ. 2005. Т. 75. Вып. 1. С. 74–83.
- [4] Веренчиков А.Н., Явор М.И., Хасин Ю.И., Гаврик М.А. // ЖТФ. 2005. Т. 75. Вып. 1. С. 84–88.
- [5] Хасин Ю.И., Веренчиков А.Н., Гаврик М.А., Явор М.И. // Научное приборостроение. 2005. Т. 15. № 2. С. 112–120.
- [6] Помозов Т.В., Явор М.И. // Научное приборостроение. 2011. Т. 21. № 2. С. 90–97.
- [7] Глащенко В.П., Семкин Н.Д., Сысоев А.А., Олейников В.А., Татур В.Ю. // ЖТФ. 1985. Т. 55. Вып. 5. С. 904–907.
- [8] Doroshenko V.M., Cotter R.J. // J. Am. Soc. MassSpectrom. 1999. Vol. 10. P. 992–999.
- [9] Глащенко В.П. // ЖТФ. 2014. Т. 84. Вып. 5. С. 127–134.
- [10] Лаврик В.И., Савенков В.Н. Справочник по конформным отображениям. Киев: Наукова думка, 1970. 252 с.
- [11] Маркушин М.А., Колпаков В.А., Кричевский С.В., Колпаков А.И. // ЖТФ. 2015. Т. 85. Вып. 3. С. 60–64.
- [12] Миролюбов Н.Н., Костенко М.В., Левинштейн М.Л., Тиходеев Н.Н. Методы расчета электростатических полей. М.: Высшая школа, 1963. 415 с.