

УДК 537.533.3

© Л. Н. Галль, Е. Э. Печалина, **Ю. К. Голиков****ОБ ОДНОМ КЛАССЕ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ
С ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННОЙ ФОКУСИРОВКОЙ
(1989 г.)**

В статье определен новый (на тот момент — 1989 г.) класс электростатических полей, в котором осуществляется пространственно-временная фокусировка в направлении разделения ионов по времени пролета, проанализированы его свойства. Описывается общий подход к синтезу потенциалов с идеальной пространственно-временной фокусировкой, впоследствии с успехом использованный Ю.К. Голиковым при синтезе конкретных конфигураций для многооборотных времяпролетных масс-анализаторов. Поле, рассмотренное в данной работе в качестве основного примера, получило широкую известность в силу использования его впоследствии в новом классе масс-спектрометрических приборов — электростатических ловушках "Орбитрап"[™] с Фурье-анализом.

Кл. сл.: пространственно-временная фокусировка, времяпролетные масс-анализаторы, гиперболический потенциал, логарифмически-гиперболический потенциал, гармонические осцилляции в электрическом поле

ПРЕДИСЛОВИЕ

Эта статья была опубликована впервые в сборнике научных трудов "Научное приборостроение. Электронно- и ионная оптика" (Л.: Ленинградское отделение изд-ва "Наука", 1989; отв. редактор М.Л. Александров; с. 3–7). По-видимому, исторически эта работа является первой научной публикацией, в которой рассматриваются времяпролетные свойства осесимметричного логарифмически-гиперболического потенциала

$$U(r, z) = U_0 \left(k \log r + z^2 - r^2/2 \right) \quad (1)$$

(для других приложений само это поле (1), скорее всего, впервые появилось в работе [1]). Дальнейшим развитием данной тематики послужили работы [2–6], патенты [7]^{*)} и монография [8] (патент [9] и публикация [10] эквивалентны [6] — к сожалению, без ссылки на первоисточник). Конечно же, необходимо отметить выдающееся достижение А.А. Макарова и его команды — создание на основе эффекта идеально-гармонических осцилляций ионов в поле (1) принципиально нового класса масс-спектрометрических приборов —

электростатических ловушек "Орбитрап"[™] с Фурье-анализом [11–17].

При подготовке работы к повторной печати были исправлены отдельные опечатки и неточности и внесены некоторые добавления, основанные на устных уточнениях Ю.К. Голикова, высказанных в частных беседах. Кроме того, в качестве приложения добавлен текст авторского свидетельства № 1247973 (СССР) "Времяпролетный масс-спектрометр" и ссылки на последующие работы Ю.К. Голикова и его учеников в этом направлении.

**О СТРУКТУРЕ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИХ
ПОЛЕЙ С НУЖНЫМИ СВОЙСТВАМИ**

За последние годы в связи с развитием импульсных методов ионизации вырос интерес к времяпролетным масс-спектрометрам (ВПМС), позволяющим получить полный спектр масс для каждого события ионизации. Однако, как и прежде, основными факторами, ограничивающими широкое применение ВПМС, являются сравнительно низкие значения разрешающей способности и чувствительности.

Основной вклад в "размытие" ионного пакета при прохождении аналитической части прибора вносят пространственный и энергетический разбросы ионов в начальный момент времени. Наиболее удачными на сегодняшний день с точки зрения компенсации влияния энергетического разброса ионов на разрешающую способность явля-

^{*)} Патентная заявка WO 2009/001909 от 22.06.2007 послужила основой для патентных заявок US 2010/193682, JP 2010/531038, RU 2010/101923, EP 2171742, CN 101730922 и для патентов US 8237111, JP 4957846, RU 2481668, CN 101730922. Источник: Espacenet Patent Search, URL: (<http://worldwide.espacenet.com/>).

ются приборы типа масс-рефлектор, в которых роль компенсирующего элемента выполняет плоское электростатическое зеркало [18]. Задача дальнейшего повышения разрешающей способности ВПМС наиболее конструктивно может быть решена за счет использования электростатических полей, обеспечивающих более сильную пространственно-временную фокусировку ионного пакета, и в том числе таких, время пролета в которых не зависит от начальных условий движения ионов.

Какова же структура полей, обладающих свойством независимости времени пролета от начальных параметров движения? Легко обнаружить, что в случае прямолинейного движения этим уникальным свойством обладает линейный осциллятор, потенциал которого имеет вид

$$U = \frac{k}{2} z^2, \quad (2)$$

где k — коэффициент восстановления. Движение частицы с массой m в этом случае носит колебательный характер и описывается уравнением

$$z(t) = z_0 \cos \omega t + \frac{\dot{z}_0}{\omega} \sin \omega t, \quad (3)$$

где z_0 , $\dot{z}_0$ — соответственно положение и скорость частицы в начальный момент времени, $\omega = \sqrt{k/m}$ — частота колебаний частицы. Из уравнения (3) непосредственно следует, что период колебаний T , определяемый как $T = 2\pi\sqrt{m/k}$, является функцией массы частицы и коэффициента k , являющегося характеристикой осциллятора, и не зависит от z_0 , $\dot{z}_0$.

Возвращаясь к рассмотрению движения заряженных частиц в электростатических полях, определим структуры полей, движение в которых вдоль заданного направления, например вдоль оси OZ , подобно линейному осциллятору.

Для организации такого движения естественно потребовать, чтобы потенциал электростатического поля Φ_z вдоль оси OZ был аналогичен потенциалу линейного осциллятора (2) и, следовательно, имел вид

$$\Phi_z = \frac{k}{2} z^2 = \Phi_0 a \left(\frac{z}{l} \right)^2, \quad (4)$$

где a — некоторая безразмерная константа; Φ_0 и l — характерный потенциал поля и характерный линейный размер поля соответственно (размерные величины).

Потенциал в пространстве X, Y, Z с учетом равенства (4) должен иметь вид

$$\Phi(X, Y, Z) = \Phi_0 \left(a \left(\frac{Z}{l} \right)^2 + P \left(\frac{X}{l}, \frac{Y}{l} \right) \right). \quad (5)$$

В силу того, что потенциал $\Phi(X, Y, Z)$ должен быть гармоничным, функция $P \left(\frac{X}{l}, \frac{Y}{l} \right)$ должна удовлетворять уравнению Пуассона вида

$$\Delta P \left(\frac{X}{l}, \frac{Y}{l} \right) = -2a. \quad (6)$$

Движение частиц в полях с потенциалом (5) вдоль оси OZ носит колебательный характер и происходит согласно уравнению (3) с частотой колебаний $\omega = l^{-1} \sqrt{2q\Phi_0 a/m}$ и периодом $T_z = 2\pi l \sqrt{2q\Phi_0 a}$.

Таким образом, все частицы, вылетевшие из плоскости $Z = -Z_0$ в виде бесконечно плоского пакета, соберутся в плоскости $Z = +Z_0$ в моменты времени $t_{1n} = \frac{2n+1}{2} T_z$ и в плоскости $Z = -Z_0$ в моменты времени $t_{2n} = n T_z$ ($n = 0 \dots \infty$). Следует подчеркнуть, что период колебаний T_z и, следовательно, времена пролета частицы t_{1n} и t_{2n} до плоскостей $Z = -Z_0$, $Z = +Z_0$ не зависят от начальных условий движения (положения и скорости) и являются лишь функцией параметров поля (характерных значений потенциала Φ_0 и линейного размера l) и параметров самой заряженной частицы (массы и заряда). Таким образом, вдоль направления дисперсии по времени пролета (вдоль оси OZ) осуществляется идеальная пространственно-временная фокусировка.

Движение вдоль плоскости XY целиком определяется видом функции $P(x, y)$ в (5), которую можно рассматривать как сумму функций

$$P(x, y) = p_1(x, y) + p_2(x, y), \quad (7)$$

полагая, что функции p_1 и p_2 удовлетворяют условиям

$$\Delta p_1 = -2a, \quad \Delta p_2 = 0. \quad (8)$$

Здесь и далее используются безразмерные величины $x = X/l$, $y = Y/l$, $z = Z/l$.

В декартовой системе координат функцию p_1 удобно взять в виде $p_1 = bx^2 + cy^2$, при этом параметры b и c в силу условий (8) удовлетворяют равенству $b + c = -a$. Функция p_2 в равенстве (7) является произвольной двухмерной гармонической функцией.

Класс функций P , удовлетворяющих условию (7), (8), достаточно широк. Богат возможностями уже самый простой случай, когда $p_2(x, y) \equiv 0$. В этом случае потенциал имеет вид

$$\Phi(x, y, z) = \Phi_0 (az^2 + bx^2 + cy^2), \quad a + b + c = 0,$$

и эквипотенциалы поля представляют собой гиперболоиды. При этом возможны следующие варианты.

1) $c > 0$, тогда $b = -(a + c) < 0$. Ион колеблется с периодами $T_y = 2\pi / (S\sqrt{c})$ и $T_z = 2\pi / (S\sqrt{a})$ вдоль осей OY и OZ соответственно (здесь $S = l^{-1} \sqrt{2q\Phi_0/m}$).

Периоды T_y и T_z равны, если $a = c$ ($b = -2a$). В этом случае поле является осесимметричным с распределением потенциала

$$\Phi(x, y, z) = \Phi_0 (r^2 - 2x^2), \quad r^2 = z^2 + y^2,$$

и эквипотенциалы поля представляют собой гиперболоиды вращения. Легко заметить, что при этих условиях в плоскости достигается идеальная пространственно-временная фокусировка точки в точку без дисперсии по энергии. Такой вариант фокусировки применительно к энергоанализу изучался в работе [19]. Однако для движения вдоль оси OX траектории экспоненциально расходятся при малейшем возмущении начальных условий в этом направлении.

2) $c < 0$, $b < 0$. Характер движения совсем иной. Колебания иона происходят лишь вдоль оси OZ . Траектории экспоненциально расходятся во времени как при возмущении начальных параметров движения вдоль оси OX , так и при возмущении начальных параметров движения вдоль оси OY , если только начальные координаты и скорости не связаны жесткой зависимостью. При этом возможен вариант осевой симметрии поля (при $b = c = -\frac{1}{2}a$), потенциал которого имеет вид

$$\Phi(x, y, z) = \Phi_0 a (z^2 - r^2), \quad r^2 = x^2 + y^2.$$

Многообразие полей можно существенно расширить, если $p_2 \neq 0$. При этом вид функции $p_2(x, y)$ полностью определяет характер движения в плоскости XY и свойства пространственно-временной фокусировки в ней.

Интересным с точки зрения реализации является вариант осесимметричного поля так называемого квазиконического типа [20], для которого $p_2(x, y) = k \ln r$ ($r^2 = x^2 + y^2$) и потенциал имеет вид

$$\Phi(x, y, z) = \Phi_0 \left(az^2 - \frac{ar^2}{2} + k \ln r + \text{const} \right) \quad (9)$$

(это единственный осесимметричный потенциал вида (5)).

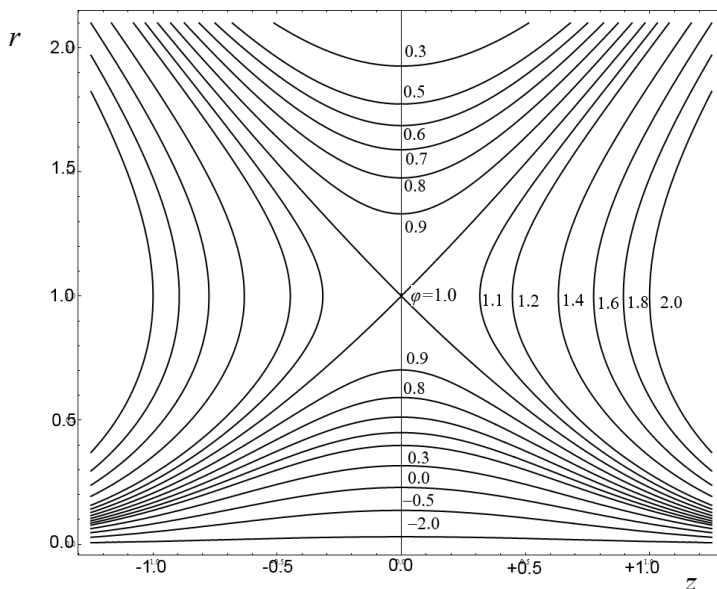


Рис. 1. Форма эквипотенциалей поля $\Phi(z, r) = z^2 - r^2/2 + \ln r + 3/2$

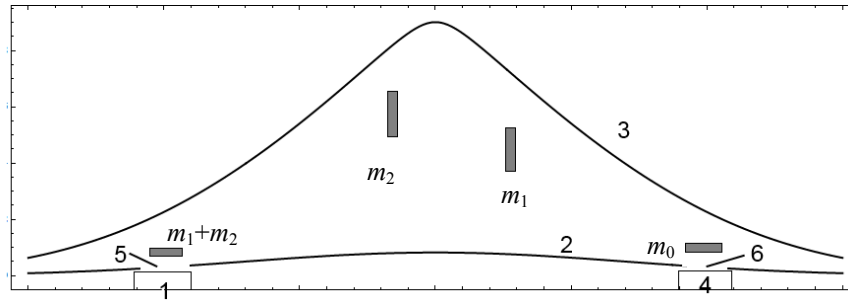


Рис. 2. Схема времяпролетного масс-спектрометра с идеальной пространственно-временной фокусировкой

Исследование изменения формулы (9) при масштабировании переменных z , r , Φ_0 показывает, что существует только три принципиально разных варианта: $a=1$, $k=1$; $a=1$, $k=-1$; $a=1$, $k=0$. Все остальные получаются из этих базовых типов за счет масштабирования координат z , r , выбора потенциального множителя Φ_0 и пересчета константы const . Из них лишь вариант $a=1$, $k=1$ ($\Phi_0 > 0$, $a > 0$, $k > 0$) представляет интерес с точки зрения ограниченности движения в радиальном направлении и наличия циклических осцилляций вдоль оси OZ . Эквипотенциалы поля (9) приведены на рис. 1 при значениях $\Phi_0=1$, $k=a=1$, $\text{const}=3/2$ в плоскости ZR . Эквипотенциальные поверхности представляют собой поверхности вращения с плоскостью симметрии $z=0$. При $a > 0$, $k > 0$ поле делится эквипотенциальными поверхностями, проходящими через седловую точку $z=0$, $r=\sqrt{k/a}$, на четыре характерные по конфигурации области, из которых наиболее компактной и удобной для дальнейшей реализации является область 1. В этой области, непосредственно примыкающей к оси вращения OZ , эквипотенциалы представляют собой квазиконусы, соединенные у основания в плоскости симметрии $z=0$.

Следует отметить, что форма эквипотенциальной поверхности, выходящей из фиксированной геометрической точки на плоскости симметрии $z=0$, существенно зависит от отношения параметров k и a . Так, при увеличении отношения k/a эквипотенциалы в области 1 с фиксированной точкой старта "выпрямляются", образуя почти цилиндрические поверхности со слабой деформацией, постепенно приближаясь к геометрии поля заряженной нити. Аналогичная ситуация возникает и при переходе к рассмотрению эквипотенциалов с более низкими значениями уровней, т. е. при рассмотрении эквипотенциалов, находящихся ближе к оси OZ . При уменьшении же отношения

k/a (или же при приближении стартовой точки эквипотенциалы к седловой точке) эквипотенциальные поверхности в области 1 по форме приближаются к гиперболоидам.

АППАРАТНАЯ РЕАЛИЗАЦИЯ

Вопрос об аппаратной реализации поля с распределением потенциала (5) может быть решен за счет создания электродов по форме эквипотенциалов поля с заданными уровнями C_1 и C_2 :

$$az^2 + P(x, y) = C_{1,2}. \quad (10)$$

Принцип работы масс-спектрометра с таким полем описан в работе [20].

Примерная схема ВПМС, в аналитической части которого реализуется поле (9) и, следовательно, имеет место колебательное движение вдоль оси вращения OZ , изображена на рис. 2. Масс-спектрометр содержит импульсный источник ионов 1; электростатический анализатор, представляющий собой пару электродов 2 и 3; детектор ионов 4; входную и выходную щели в анализаторе 5 и 6. Электроды представляют собой поверхности вращения и описываются уравнениями (10) при $P = -ar^2/2 + k \ln r + \text{const}$, ($r^2 = x^2 + y^2$). Детектор и источник ионов расположены симметрично относительно плоскости $z=0$.

Масс-спектрометр работает следующим образом. Анализируемое вещество ионизуется в источнике ионов и импульсно вводится в аналитическую часть между электродами 2 и 3 через входную щель 5. При прохождении аналитической части первоначальный пакет ионов ($m_1 + m_2$) разделяется на пакеты m_1 и m_2 , соответствующие массовым числам ионов, участвующих в движении, которые, пройдя выходную щель 6, регистрируются детектором ионов в зависимости от массы через интервалы времени $t(m) = \pi l \sqrt{m/(2q\Phi_0 a)}$.

ИДЕАЛЬНАЯ ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННАЯ ФОКУСИРОВКА

Уравнения движения заряженной частицы с массой m и зарядом q в электростатическом поле с потенциалом (9) в цилиндрических координатах $X = R \cos \theta$, $Y = R \sin \theta$, $Z = Z$ имеют вид [21]

$$\begin{aligned} m\ddot{Z} &= -q \frac{\partial \Phi}{\partial Z}; \\ m\ddot{R} &= -q \frac{\partial \Phi}{\partial R} + mR\dot{\theta}^2 = -q \frac{\partial \Phi}{\partial R} + \frac{M^2}{mR^3}; \\ \dot{\theta} &= \frac{M}{mR^2}, \end{aligned} \quad (11)$$

где $M = mR^2\dot{\theta} = \text{const}$ — момент количества движения относительно оси OZ . В нормированных координатах и нормированном времени $R = r \cdot l$, $Z = z \cdot l$, $t = \tau \cdot T$, где выбрано $T = l\sqrt{m/(2q\Phi_0 a)}$, эти уравнения приобретают безразмерный вид

$$\begin{aligned} z'' &= -\frac{q}{m} \frac{\partial \Phi}{\partial z} \frac{T^2}{l^2} = -z; \\ r'' &= -\frac{q}{m} \frac{\partial \Phi}{\partial r} \frac{T^2}{l^2} + \frac{M^2}{m^2 l^3 r^3} \frac{T^2}{l} = \frac{1}{2} \left(r - \frac{k/a}{r} \right) + \frac{\mu^2}{r^3}; \\ \theta' &= \frac{MT}{ml^2 r^2} = \frac{\mu}{r^2}, \end{aligned} \quad (12)$$

где $\mu = MT/ml^2$ — нормированный момент количества движения.

Пусть параметры $r(0) = r_0$, $r'(0) = r'_0$, μ , k/a выбраны таким образом, что решение $r(\tau)$ второго уравнения системы (12) удовлетворяет условию $r(\pi) = r_0$. Тогда по истечении безразмерного времени $\tau_0 = \pi$ частицы, стартовавшие с начальными условиями $-z_0$, z'_0 , r_0 , r'_0 , μ , окажутся в точке с координатами $+z_0$, r_0 , т. е. одновременно достигнут детектора независимо от значения параметров z_0 и z'_0 (значение $\theta(\tau)$ в момент прилета $\tau = \pi$ несущественно, если детектор сделать кольцевым или если азимутальное движение отсутствует в силу того, что выбрано $\mu = 0$).

В реальной системе значения $r_0(z_0)$ фиксируются формой эквипотенциальной линии — поверхности, с которой одномоментно стартуют заряженные частицы, а допустимые значения $r'_0(z_0)$ и $\mu(z_0)$ оказываются связаны функциональным соотношением, обеспечивающим выполнение ус-

ловия $r(\pi) = r_0$. Очевидно, что в безразмерном времени к поверхности детектора (которая строго симметрична к поверхности источника) такие частицы тоже придут одномоментно. Физическое время для частиц разной массы, естественно, будет разным (пропорциональным корню квадратному из массы), но все частицы одной массы достигнут детектора строго в одно время, несмотря на разброс начальных параметров. При фиксированной координате z_0 (точечный источник) обеспечивается прилет в одну и ту же точку в одно и то же время независимо от угла вылета, контролируемого начальным параметром z'_0 . Тем самым реализуется режим идеальной пространственно-временной фокусировки, по крайней мере, по части параметров пучка, а сама система оказывается эффективным времяпролетным масс-анализатором.

Разброс по параметрам z_0 , z'_0 лимитирован только габаритами электродов и не влияет на идеальность пространственно-временной фокусировки. Напротив, разброс по параметрам r_0 , r'_0 , μ должен подчиняться очень жестким ограничениям, чтобы сохранить идеальную пространственно-временную фокусировку. В реальности начальные безразмерные параметры r_0 , r'_0 , μ занимают некий фазовый объем, а не бесконечно тонкую фазовую поверхность, соответствующую условию идеальной пространственно-временной фокусировки по параметрам z_0 , z'_0 . Поэтому для имеющегося у источника начального фазового объема наблюдается ненулевой разброс безразмерного времени прилета $\Delta\tau_0$, определяемого по пересечению траекторий $(z(\tau), r(\tau))$, стартующих с заданными начальными условиями, с поверхностью детектирования $(z_0, r_0(z_0))$, $(z_{\min} \leq z_0 \leq z_{\max})$. К разбросу $\Delta\tau_0$ следует также прибавить начальный временной разброс импульса заряженных частиц, который равен нулю только в идеальном (и никогда не реализуемом) случае бесконечно узкого импульса ионов.

Итоговый разброс $\Delta\tau_0$, собственно, и определяет достигаемое разрешение по массе $R = m/\Delta m$ в соответствии с формулой

$$\Delta t(m) = t(m + \Delta m) - t(m) \approx \pi T (\Delta m / 2m) \geq \Delta\tau_0 T$$

(здесь $\Delta\tau_0$, вообще говоря, неявно зависит от массы, поскольку переход от реального фазового объема к безразмерному фазовому объему включает в себя массу). Оптимизируя параметры источника таким образом, чтобы разброс по r_0 , r'_0 , μ уменьшался за счет увеличения разброса по z_0 ,

z'_0 , можно основательно уменьшить $\Delta\tau_0$ и тем самым увеличить разрешение прибора при сохранении его чувствительности. Минимизация же $\Delta\tau_0$ при фиксированном разбросе r_0 , r'_0 , μ возможна только за счет перестройки структуры поля, т. е. за счет изменения параметра k/a (эквивалентно выбору оптимальной стартовой точки для источника) или же за счет перехода от осесимметричного потенциала (9) к более сложным полевым структурам вида (5).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, нами определен класс электростатических полей, в которых осуществляется идеальная пространственно-временная фокусировка в направлении разделения ионов по времени пролета. При этом время пролета в значительной степени не зависит от начальных параметров движения частицы и является функцией исключительно параметров выбранного поля. Такими свойствами гарантированно обладают поля с распределением потенциала (5). Среди этих полей существуют поля, легко реализуемые на практике.

ПРИЛОЖЕНИЕ

I. Текст авторского свидетельства на изобретение "Времяпролетный масс-спектрометр" № 1247973 СССР

(11) 1247973

(51) 4 Н 01 J 49/40

(21) 3840525/24-21

(22) 16.01.85

(71) Институт аналитического приборостроения Научно-технического объединения

АН СССР и Ленинградский политехнический институт им. М. И. Калинина

(72) Л.Н.Галль, Ю.К.Голиков, М.Л.Александров, Е.Э.Печалина и Н.А.Холин

(53) 621.384

(54) (57)

1. **ВРЕМЯПРОЛЁТНЫЙ МАСС-СПЕКТРОМЕТР**, содержащий импульсный источник ионов, анализатор, состоящий из двух коаксиальных электрически разделенных электродов и детектор, отличающийся тем, что с целью повышения разрешающей способности и чувствительности, упрощения конструкции при одновременном уменьшении габаритов, электроды анализатора выполнены в виде симметричных относительно плоскости $Z \neq 0$ поверхностей, описываемых уравнениями

$$\left(\frac{Z}{d}\right)^2 + p(x, y) = C_{1,2},$$

где d — длина пролетной части масс-спектрометра вдоль оси Z ;

$p(x, y)$ — произвольная функция, удовлетворяющая уравнению

$$\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial y^2} = -\frac{2}{d^2};$$

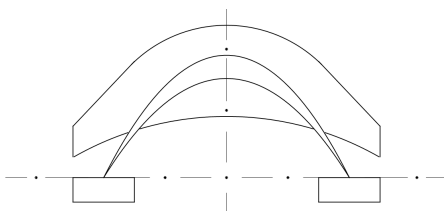
C_1 и C_2 — постоянные, характеризующие поперечный размер электродов.

2. Масс-спектрометр по п. 1, отличающийся тем, что, с целью упрощения изготовления электростатической системы, электроды выполнены в виде квазиконических поверхностей с общим основанием, описываемых уравнениями

$$\left(\frac{Z}{d}\right)^2 - \frac{1}{2d^2}(x^2 + y^2) - \ln \frac{\sqrt{x^2 + y^2}}{d} = C_{1,2},$$

где d — длина времяпролетной части масс-спектрометра вдоль оси;

C_1 и C_2 — постоянные, характеризующие поперечный размер электродов.



Примечание. Текст публикации в "Бюллетене изобретений" воспроизведен аутентично, т. е. со всеми имеющимися неточностями. В частности, следует отметить фразу "симметричных относительно плоскости $Z \neq 0$ " вместо "симметричных относительно плоскости $Z = 0$ ", член $-\ln \frac{\sqrt{x^2 + y^2}}{d}$ в формуле для осесимметричного варианта масс-спектрометра вместо очевидного $+k \ln \frac{\sqrt{x^2 + y^2}}{d}$, старт и детектирование ионов из бесполевого пространства вне электродов анализатора, показанные на рисунке, отчетливо огрубленную форму электродов на рисунке.

II. Вид авторского свидетельства на изобретение "Времяпролетный масс-спектрометр" № 1247973 СССР



Рис. 3.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Knight R.D.* Storage of ions from laser-produced plasmas // *Applied Physics Letters*. 1981. V. 38, N. 4. P. 221–223.
2. *Печалина Е.Э.* Исследование полей с идеальной пространственно-временной фокусировкой и их применение во времяпролетных масс-спектрометрах. Автореф. и дис. ... канд. физ.-мат. наук. Л.: ЛПИ, 1990.
3. *Голиков Ю.К., Никитина Д.В., Соловьев К.В.* Обратные задачи движения в теории электростатических ионных ловушек // *Материалы VII Всероссийской конференции по проблемам науки и высшей школы "Фундаментальные исследования в технических университетах"*. СПб., 2003. 102 с.
4. *Голиков Ю.К., Краснова Н.К., Соловьев К.В., Никитина Д.В.* Интегрируемые электростатические ионные ловушки // *Тезисы 8-го Всероссийского семинара "Проблемы теоретической и прикладной электронной и ионной оптики"*. М., 2005.
5. *Голиков Ю.К., Краснова Н.К., Соловьев К.В., Никитина Д.В.* Интегрируемые электростатические ионные ловушки // *Прикладная физика*. 2006. № 5. С. 50–57.
6. *Никитина Д.В.* Ионные ловушки в динамической масс-спектрометрии. Автореф. и дис. ... канд. физ.-мат. наук. СПб.: СПбГПУ, 2006.
7. *Golikov U., Solovyev K., Sudakov M., Kumashiro S.* Multi-reflecting ion optical device. Патентная заявка WO 2009/001909 от 22.06.2007.
8. *Голиков Ю.К., Соловьев К.В.* Электростатические ионные ловушки. Учебное пособие. СПб.: Изд.-во СПбГПУ, 2008. 152 с.
9. *Köster C.* Massenspektrometer mit einer elektrostatischen Ionenfalle. Патент DE 10 2007 024858 2008. (приоритет 29.05.2007).
10. *Köster C.* The concept of electrostatic non-orbital harmonic ion trapping // *International Journal of Mass Spectrometry*. 2009. V. 287, N 1-3. P. 114–118.
11. *Makarov A.A.* Mass Spectrometer. Патент ЕР 0818054. 2003. (Основан на патентной заявке ЕР 1298700 и международной РСТ заявке WO 9630930 от 29.03.1996, приоритет отсчитывается от патентной заявки, зарегистрированной в Великобритании 31.03.1995). Имеются также аналогичные патенты, зарегистрированные в других странах. Источник: Espacenet Patent Search, URL: <http://worldwide.espacenet.com/>
12. *Makarov A.* Electrostatic axially harmonic orbital trapping: A high-performance technique of mass analysis // *Analytical Chemistry*. 2000. V. 72, N 6. P. 1156–1162.
13. *Hu Q., Noll R.J., Li H. et al.* The Orbitrap: a new mass spectrometer // *Journal of mass spectrometry*. 2005. V. 40, N 4. P. 430–443.
14. *Perry R., Cooks G., Noll R.* Orbitrap mass spectrometry: Instrumentation, ion motion and applications // *Mass Spectrometry Reviews*. 2008. V. 27, N 6. P. 661–699.
15. Википедия (русская версия), статья "Орбитрэп". URL: (<http://ru.wikipedia.org/wiki/Орбитрэп>).
16. Википедия (английская версия), статья "Orbitrap". URL: (<http://en.wikipedia.org/wiki/Orbitrap>).
17. Сайт "Планета Орбитрэп". URL: (<http://planetorbitrap.com/>).
18. *Мамырин Б.А., Шликк Д.В.* Линейный масс-рефлектор // *Журнал экспериментальной и технической физики*. 1979. Т. 76, № 5. С. 1500–1505.
19. *Корсунский М.И.* Фокусирующие свойства аксиального поля $E_r = -ar$ // *Журнал экспериментальной и технической физики*. 1946. Т. 16, № 1. С. 81–85.
20. *Галль Л.Н., Голиков Ю.К., Александров М.Л. и др.* Времяпролетный масс-спектрометр. Авторское свидетельство 1247973 (СССР). Заявлено 16.01.1985 // *Бюллетень изобретений*. 1986. № 28. С. 249.
21. *Кельман В.М., Явор С.Я.* Электронная оптика (2-е изд.). М.-Л.: Изд-во Академии наук СССР, 1963. 362 с.

*Институт аналитического приборостроения РАН,
г. Санкт-Петербург (Галль Л.Н., Печалина Е.Э.)*

Санкт-Петербургский политехнический университет (Голиков Ю.К.)

Контакты: Галль Лидия Николаевна,
lngall@narod.ru

Материал поступил в редакцию 21.01.2014

ON ONE OF CLASS OF ELECTROSTATIC FIELDS WITH THE TIME SPACE FOCUSING CONTROL (1989)

L. N. Gall¹, E. E. Pechalina¹, Yu. K. Golikov²

¹*Institute for Analytical Instrumentation of RAS, Saint-Petersburg, RF*

²*Saint-Petersburg State Polytechnical University, RF*

In this article the new (at that point in time — 1989) class of electrostatic fields in which is carried out the time space focusing control in the direction of ions separation by times of flight is determined and its character-

ristics are analyzed. The global approach to the synthesis of potentials with ideal time space focusing control, which one was afterwards with great success used by Yu.K. Golikov during synthesis of concrete configurations for multiturn time-of-flight mass-analyzers, is described. The field, having been examined in this work as a basic example, became widely known because of using it afterwards in the new class of mass-spectrometer devices — electrostatic traps with Fourier analysis (trade mark "ORBITRAP").

Keywords: time space focusing control, time-of-flight mass-analyzers, hyperbolic potential, logarithmically-hyperbolic potential, harmonic oscillations in electrostatic field

REFERENCES

1. Knight R.D. Storage of ions from laser-produced plasmas // *Applied Physics Letters*. 1981. V. 38, N. 4. P. 221–223.
2. Pechalina Ye.E. Issledovaniye poley s idealnoy prostranstvenno-vremennoy fokusirovki i ikh primeneniye vo vremyaproletnykh mass-spektr-metrakh. Avtoref. i dis. ... kand. fiz.-mat. nauk. L.: LPI, 1990. (in Russian).
3. Golikov Yu.K., Nikitina D.V., Solovyev K.V. Obratnyye zadachi dvizheniya v teorii elektrostati-cheskikh ionnykh lovushek // *Materialy VII Vserossiyskoy konferentsii po problemam nauki i vysshey shkoly "Fundamentalnyye issledovaniya v tekhnicheskikh universitetakh"*. SPb., 2003. 102 s. (in Russian).
4. Golikov Yu.K., Krasnova N.K., Solovyev K.V., Nikitina D.V. Integriruyemye elektrostati-cheskiye ionnyye lovushki // *Tezisy 8-go Vserossiyskogo seminar-a "Problemy teoreticheskoy i prikladnoy elektronnoy i ionnoy optiki"*. M., 2005. (in Russian).
5. Golikov Yu.K., Krasnova N.K., Solovyev K.V., Nikitina D.V. Integriruyemye elektrostati-cheskiye ionnyye lovushki // *Prikladnaya fizika*. 2006. № 5. S. 50–57. (in Russian).
6. Nikitina D.V. Ionnyye lovushki v dinamicheskoy mass-spektrometrii. Avtoref. i dis. ... kand. fiz.-mat. nauk. SPb.:SPbGPU, 2006. (in Russian).
7. Golikov U., Solovyev K., Sudakov M., Kumashiro S. Multi-reflecting ion optical device. Patentnaya zayavka WO 2009/001909 ot 22.06.2007.
8. Golikov Yu.K., Solovyev K.V. Elektrostati-cheskiye ionnyye lovushki. Uchebnoye posobiye. SPb.: Izd.-vo SPbGPU, 2008. 152 s. (in Russian).
9. Köster C. Massenspektrometer mit einer elektrostatischen Ionenfalle. Patent DE 10 2007 024858 2008. (prioritet 29.05.2007).
10. Köster C. The concept of electrostatic non-orbital harmonic ion trapping // *International Journal of Mass Spectrometry*. 2009. V. 287, N 1-3. P. 114–118.
11. Makarov A.A. Mass Spectrometer. Patent EP 0818054. 2003. (Osnovan na patentnoy zayavke EP 1298700 i mezhdunarodnoy PCT zayavke WO 9630930 ot 29.03.1996, prioritet otschityvayetsya ot patentnoy zayavki, zaregistrovannoy v Velikobritanii 31.03.1995). Imeyutsya takzhe analogichnyye patenty, zaregistrovannyye v drugih stranakh. Istochnik: Espacenet Patent Search, URL: <http://worldwide.espacenet.com/>
12. Makarov A. Electrostatic axially harmonic orbital trapping: A high-performance technique of mass analysis // *Analytical Chemistry*. 2000. V. 72, N 6. P. 1156–1162.
13. Hu Q., Noll R.J., Li H. et al. The Orbitrap: a new mass spectrometer // *Journal of mass spectrometry*. 2005. V. 40, N 4. P. 430–443.
14. Perry R., Cooks G., Noll R. Orbitrap mass spectrometry: Instrumentation, ion motion and applications // *Mass Spectrometry Reviews*. 2008. V. 27, N 6. P. 661–699.
15. Vikipediya (russkaya versiya), statya "Orbitrep". URL: (<http://ru.wikipedia.org/wiki/Orbitrep>). (in Russian).
16. Vikipediya (angliyskaya versiya), statya "Orbitrap". URL: (<http://en.wikipedia.org/wiki/Orbitrap>).
17. Sayt "Planeta Orbitrep". URL: (<http://planetorbitrap.com/>). (in Russian).
18. Mamyrin B.A., Shlik D.V. Lineyny mass-reflektron // *Zhurnal eksperimentalnoy i tekhnicheskoy fiziki*. 1979. T. 76, № 5. S. 1500–1505. (in Russian).
19. Korsunskiy M.I. Fokusiruyushchiye svoystva aksialnogo polya // *Zhurnal eksperimentalnoy i tekhnicheskoy fiziki*. 1946. T. 16, № 1. S. 81–85. (in Russian).
20. Gall L.N., Golikov Yu.K., Aleksandrov M.L. i dr. Vremyaproletnyy mass-spektr-metr. Avtorskoye svidetelstvo 1247973 (SSSR). Zayavleno 16.01.1985 // *Byulleten izobreteniy*. 1986. № 28. S. 249. (in Russian).
21. Kelman V.M., Yavor S.Ya. Elektronnaya optika (2-e izd.). M.-L.: Izd.-vo Akademii nauk SSSR, 1963. 362 s. (in Russian).