

DOI: 10.18721/JPM.12108

УДК 537.534.3:621.384.8 (075.8)

ДВУХЭЛЕКТРОДНАЯ РЕАЛИЗАЦИЯ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОЙ ИОННОЙ ЛОВУШКИ, ИНТЕГРИРУЕМОЙ В ПОЛЯРНЫХ КООРДИНАТАХ

К.В. Соловьев^{1,2}, М.В. Виноградова¹

¹ Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого,
Санкт-Петербург, Российская Федерация;

² Институт аналитического приборостроения Российской академии наук,
Санкт-Петербург, Российская Федерация

В работе исследовано квадратичное (по одной из координат) электростатическое поле, обеспечивающее интегрируемость уравнений движения заряженной частицы. Найдены условия финитности движения иона в этом поле и тем самым показана возможность построения ионной ловушки. Выявлены значения параметра поля, при которых структура эквипотенциалов поля обеспечивает наличие существенного рабочего пространства между двумя полезадающими электродами. Построен алгоритм оптимального согласования характеристик пучка и конфигурации электродов.

Ключевые слова: масс-спектрометрия, ионная ловушка, идеальная фокусировка

Ссылка при цитировании: Соловьев К.В., Виноградова М.В. Двухэлектродная реализация электростатической ионной ловушки, интегрируемой в полярных координатах // Научно-технические ведомости СПбГПУ. Физико-математические науки. 2019. Т. 12. № 1. С. 96–104. DOI: 10.18721/JPM.12108

TWO-ELECTRODE DESIGN FOR ELECTROSTATIC ION TRAP INTEGRABLE IN POLAR COORDINATES

K.V. Solovyev^{1,2}, M.V. Vinogradova¹

¹ Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University, St. Petersburg, Russian Federation;

² Institute for Analytical Instrumentation of the Russian Academy of Sciences,
St. Petersburg, Russian Federation

An electrostatic field with a square additive dependence on one of coordinates, also providing integrability of charged particle motion equations has been studied in the paper. The conditions of ion-motion finiteness were found for this field and in doing so it was shown the ion trap constructability. Potential parameter values providing a presence of sufficient workspace between two field-defining electrodes were revealed. An algorithm of optimal matching in beam characteristics and electrodes' configuration was synthesized. To test the operability of the designed algorithm, three-dimensional equipotentials and a trajectory inside the ion-trap workspace were constructed. The ion trap designed in our studies can be put to experimental use as a mass spectrometer, extending the class of electrostatic ion traps presented by well-known Orbitrap and Cassini trap.

Keywords: mass spectrometry, ion trap, ideal focusing

Citation: K.V. Solovyev, M.V. Vinogradova, Two-electrode design for electrostatic ion trap integrable in polar coordinates, St. Petersburg Polytechnical State University Journal. Physics and Mathematics. 12 (1) (2019) 96–104. DOI: 10.18721/JPM.12108

Введение

Электростатические ионные ловушки с идеальной пространственно-временной фокусировкой (ИПВФ) пучка все шире применяются в современном масс-анализе. Принцип идеальной фокусировки ионов в электростатическом поле как основа синтеза масс-спектрометрических приборов был запатентован Ю.К. Голиковым [1], реализован А.А. Макаровым в промышленно выпускаемой ловушке OrbiTrap (см., например, работу [5]). Интенсивно изучаются так называемые ловушки Кассини (также с ИПВФ) [3, 4 – 6], впервые предложенные Ю.К. Голиковым и изученные его аспиранткой Д.В. Никитиной [7]. В настоящее время исследования идеально фокусирующих систем активно продолжаются. Таким образом, данная тема, безусловно, остается актуальной.

Настоящая статья продолжает серию работ [8 – 11], посвященных исследованию класса интегрируемых электростатических ловушек с ИПВФ. Идеальная фокусировка по направлению z (для определенности) в ловушке обеспечивается аддитивным вхождением в структуру потенциала члена z^2 [8, 9]. Ранее (см. работы [9 – 11]) нами подробно изучены условия существования финитного движения в ловушках, интегрируемых в параболических и эллиптических координатах. В данном случае имеются в виду системы координат, разделяющие переменные в уравнении Гамильтона – Якоби после отделения колебательного движения по z .

В настоящей работе рассмотрен случай интегрирования в полярной системе координат, также указанный в статье [8], но подробно не исследованный. Анализ проведен в безразмерных переменных, которые использовались авторами и ранее [8 – 11].

Условия финитности движения ионов

В работе [8] получено выражение для потенциала, обеспечивающего разделение переменных:

$$\begin{aligned} \varphi(r, \gamma, z) &= \\ &= z^2 - \frac{r^2}{2} + \mu \ln(r) + \varepsilon \frac{\cos 2\gamma}{r^2}, \end{aligned} \quad (1)$$

где μ, ε – параметры поля; $x = r \cos \gamma$, $y = r \sin \gamma$.

Полагая $\mu \neq 0$ (далее мы подтвердим

справедливость этого условия) и вводя замену переменных $r = r_1 \sqrt{\mu}$, $z = z_1 \sqrt{\mu}$, получим из равенства (1) выражение

$$\Phi_1 = z_1^2 - \frac{r_1^2}{2} + \ln r_1 + \varepsilon_1 \frac{\cos 2\gamma}{r_1^2},$$

где $\Phi_1 = \frac{\varphi}{\mu} - \frac{1}{2} \ln \mu$, $\varepsilon_1 = \frac{\varepsilon}{\mu^2}$.

Таким образом указанным масштабированием можно избавиться в выражении (1) от параметра μ , приравняв последний единице и сильно упростив дальнейший анализ.

Оставшийся параметр ε существенно влияет на топологию поля (1), определяя как количество его седловых точек в плоскости $z = 0$, так и вид эквипотенциалей. Количество седел соответствует количеству вещественных значений радиуса седла r_s в восьми парах (r_s, γ_s) полярных координат

$$\begin{aligned} & \left(\sqrt{1 \pm \sqrt{1+8\varepsilon}} / \sqrt{2}, \pi/2 \right), \\ & \left(\sqrt{1 \pm \sqrt{1+8\varepsilon}} / \sqrt{2}, -\pi/2 \right), \\ & \left(\sqrt{1 \pm \sqrt{1-8\varepsilon}} / \sqrt{2}, 0 \right), \\ & \left(\sqrt{1 \pm \sqrt{1-8\varepsilon}} / \sqrt{2}, \pi \right) \end{aligned}$$

и меняется от двух до шести при прохождении величиной ε в равенстве (1) критических значений $\{-1/8, 0, 1/8\}$. Топология поля (1) весьма важна при выборе системы задающих электродов, ограничивающих рабочую область ловушки.

Движение иона в плоскости $r\gamma$, ортогональной к направлению идеальной фокусировки z , определяется первыми интегралами

$$\frac{\dot{r}^2}{2} = E - \left(\ln r - \frac{r^2}{2} + \frac{C}{r^2} \right), \quad (2)$$

$$\frac{r^4 \dot{\gamma}^2}{2} = C - \varepsilon \cos 2\gamma, \quad (3)$$

где E, C – константы разделения переменных;

$$E = \frac{r_0^2 + r_0^2 \gamma_0^2}{2} + \ln r_0 - \frac{r_0^2}{2} + \varepsilon \frac{\cos 2\gamma_0}{r_0^2}, \quad (4)$$

$$C = \frac{r_0^4 \gamma_0^2}{2} + \varepsilon \cos 2\gamma_0.$$

Как обычно, необходимо определить условия финитности движения в плоскости $r\gamma$. Нетрудно видеть, что характер движения иона по r определяется профилем эффективного потенциала

$$U_{eff}(r) = \ln r - \frac{r^2}{2} + \frac{C}{r^2}$$

и величиной поперечной энергии E .

Заметим, что потенциал U_{eff} имеет яму (рис. 1) в диапазоне значений $0 < C < 1/8$; при этом координаты минимума и максимума $U_{eff}(r)$ определяются как

$$r_{\min, \max} = \frac{\sqrt{1 \mp \sqrt{1-8C}}}{2}, \quad (5)$$

где радиусу минимума соответствует знак минус, а радиусу максимума — плюс.

Минимальное и максимальное значения эффективного потенциала выражаются как

$$U_{eff \min, \max} = \pm \frac{\sqrt{1-8C}}{2} + \ln \frac{1 \mp \sqrt{1-8C}}{2}.$$

При $C \rightarrow 0$ $U_{eff \min} \rightarrow -\infty$, $U_{eff \max} \rightarrow -1/2$;
При $C = 1/8$ максимум и минимум потенциала U_{eff} сливаются:

$$r_{\min} = r_{\max} = 1, U_{eff \min} = U_{eff \max} = -(\ln 2)/2,$$

и яма исчезает.

Для $C \leq 0$ (как и для $\mu = 0$ в равенстве (1)) в выражении эффективного потенциала исчезает член, препятствующий движению частицы к r -сингулярности; соответственно, необходимо выполнение условия $C > 0$.

При $0 < C < 1/8$ значение константы E для обеспечения финитности должно удовлетворять неравенствам

$$U_{eff \min}(C) \leq E < U_{eff \max}(C).$$

С другой стороны, для любого $E < -(\ln 2)/2$ найдется интервал значений параметра C , вложенный в промежуток, $]0, 1/8[$, реализующий финитность движения. При этом верхняя граница C находится из условия $U_{eff \min}(C) = E$, а для $E > -1/2$ имеется и нижняя граница интервала, вычисляемая из условия $U_{eff \max}(C) = E$.

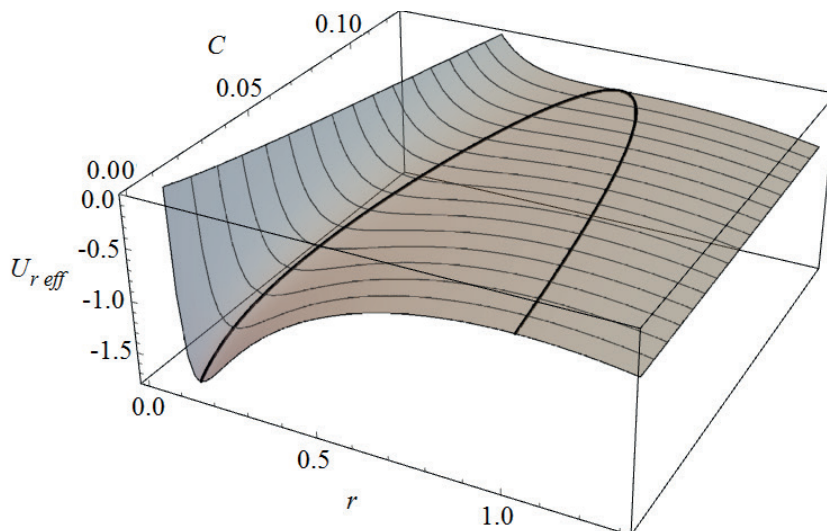


Рис. 1. Графическое представление функции эффективного потенциала $U_{eff}(r, C)$. Линии показывают расположения максимумов и минимумов для различных значений C

Удобно ввести в рассмотрение величину

$$\Delta E = E - U_{\text{eff min}}(C),$$

характеризующую кинетическую энергию иона.

Для постоянной ΔE финитность соблюдается при

$$0 < C < C_{\text{max}} < 1/8,$$

где C_{max} находим из решения уравнения

$$U_{\text{eff max}}(C_{\text{max}}) - U_{\text{eff min}}(C_{\text{max}}) = \Delta E.$$

Заметим, что условие радиальной стабильности здесь полностью совпадает со случаем классического орбитрэпа.

Угловое движение определяется косинусоидальным (с амплитудой $|\varepsilon|$) профилем потенциальной γ -ямы и величиной константы C . Из соображений симметричности колебаний относительно $\gamma = 0$ удобно выбрать ε отрицательным ($\varepsilon < 0$).

Далее, математически обоснованной, с точки зрения ограниченности движения по углу, является величина

$$C \in [-|\varepsilon|, |\varepsilon|],$$

обеспечивающая перемещение частицы в секторе

$$-\gamma_b \leq \gamma \leq \gamma_b, \quad \gamma_b = \frac{\arccos(C|\varepsilon|)}{2}. \quad (6)$$

При $C > |\varepsilon|$ движение по γ не ограничено, траектория иона (при r -финитности) расположена в кольце. Условия радиального удержания требуют выполнения неравенств $0 < C < 1/8$. Соответственно, диапазон угловых перемещений ограничен снизу сегментом

$$-\pi/4 \leq \gamma \leq \pi/4.$$

При $C < 1/8 < |\varepsilon|$ имеется и ограничение диапазона γ -колебаний сверху. Очевидно, нет никаких препятствий к реализации финитности движения как по радиусу, так и по углу при соответствующем выборе начальных данных частицы. При этом траектория движения иона в плоскости $r\gamma$ будет лежать внутри области

$$\Omega = [r_1, r_2] \times [-\gamma_b, \gamma_b], \quad (7)$$

где r_1, r_2 – решения уравнения $U_{\text{eff}}(r, C) = E$.

Эквипотенциали поля (1) имеют при $r \rightarrow 0$ асимптоты $\gamma = \pm \pi/4$, теоретически ограничивающие угловой размер электрода вблизи точки сингулярности величиной $\pi/2$. В то же время диапазон изменения углов γ -колебаний ионов не может быть мень-

ше, чем $[-\pi/4, \pi/4]$. Это вызывает сомнения в возможности реализации ловушки с помощью двухэлектродной полезадающей конструкции. Иными словами, возникает вопрос, может ли траектория частицы (по крайней мере, при $z = 0$) лежать внутри области конструктивно приемлемого семейства эквипотенциалей. На рис. 2 эта область (поз. 1) выделена серым тоном. Указанная область ограничена проходящей через седловую точку поля сепаратрисой, которая асимптотически приближается к оси z под углами $\gamma = \pm \pi/4$. Под конструктивной приемлемостью здесь подразумевается возможность пары вложенных эквипотенциалей (из области 1 на рис. 2, b) семейства (при реализации конструкции – электродов) замыкать рабочую область – область движения пучка (область 5 на рис. 2, b). Если окажется, что пучок при любых значениях параметров и начальных данных обязательно «протыкает» внешний электрод указанной пары, то конструкция потребует увеличения числа полезадающих фрагментов, что нежелательно.

Для ответа на сформулированный ранее вопрос сначала рассмотрим бесконечно тонкие по r пучки, формируемые траекториями ионов, распространяющимися с нулевой радиальной скоростью по дну потенциальной ямы эффективного потенциала $U_{\text{eff}}(r)$. В проекции на плоскость $r\gamma$ эти траектории имеют вид дуг, симметричных относительно угла $\gamma = 0$; радиус каждой дуги равен $r_{\text{min}}(C)$, ее угловой размах – $2\gamma_b(C)$. Они определяются формулами (5), (6) и зависят от параметра C , связанного с начальными данными движения. Соответственно, координаты граничных точек дуг формируют для множества допустимых значений C параметрически заданные кривые

$$\begin{aligned} x_b(C) &= r_{\text{min}}(C) \cos(\gamma_b(C)), \\ y_b(C) &= \pm r_{\text{min}}(C) \sin(\gamma_b(C)), \end{aligned} \quad (8)$$

положение которых (см. рис. 2, кривые 3) относительно эквипотенциали-сепаратрисы и представляет для нас интерес.

Для обеспечения теоретической возможности создания двухэлектродной ловушки должен существовать непустой интервал значений C , обеспечивающий расположение точек $(x_b(C), y_b(C))$ в области допустимых эквипотенциалей. Заметим, что ненулевые амплитуды z - и r -колебаний приводят к необходимости наличия зазора между

эквипотенциалью-сепаратрисой и точкой границы γ -колебаний (8). Чем больше будет указанный зазор, тем больше фазовый объем ионов, запасаемых ловушкой. Как положение сепаратрисы, так и вид граничной кривой (8) существенным образом зависят от значений параметра ε . Эквипотенциальные структуры с двумя седлами ($|\varepsilon| > 1/8$) не обеспечивают достаточного рабочего пространства внутри эквипотенциально-сепаратрисы. Так например, очевидна бесперспективность конфигурации, соответствующей

$$\varepsilon = -0,2 < -1/8$$

(см. рис. 2,а).

Полевые конфигурации с шестью седлами ($-1/8 < \varepsilon < 0$) дают больше возможностей. Наиболее привлекательным выглядит диапазон значений $\varepsilon_c < \varepsilon < 0$, где величина $\varepsilon_c \approx -0,06904$ соответствует наличию сепаратрисы, проходящей одновременно через боковые и вертикальные, ближайšie к центру, седла поля (1) (см. рис. 2,б). Для определения ε_c используется условие равенства потенциала (1) в точках расположения указанных седел:

$$\begin{aligned} \varphi_c &= \varphi \left(\sqrt{\frac{1-\sqrt{1+8\varepsilon_c}}{2}}, \frac{\pi}{2}, 0 \right) = \\ &= \varphi \left(\sqrt{\frac{1+\sqrt{1-8\varepsilon_c}}{2}}, 0, 0 \right), \end{aligned}$$

или

$$\sqrt{1-8\varepsilon_c} + \sqrt{1+8\varepsilon_c} + \ln \frac{1-\sqrt{1+8\varepsilon_c}}{1+\sqrt{1-8\varepsilon_c}} = 0.$$

Само значение потенциала сепаратрисы, соответствующей параметру ε_c , составляет

$$\begin{aligned} \varphi_c &= -\frac{\sqrt{1-8\varepsilon_c}}{2} + \\ &+ \frac{1}{2} \ln \frac{1+\sqrt{1-8\varepsilon_c}}{2} \approx -0,564977. \end{aligned}$$

При расчете габаритов по z ловушки, содержащей ионы, стартующие с ненулевой скоростью z_0 из плоскости $z = 0$, следует иметь в виду, что трехмерная эквипотенциальная поверхность поля (1) «прижима-

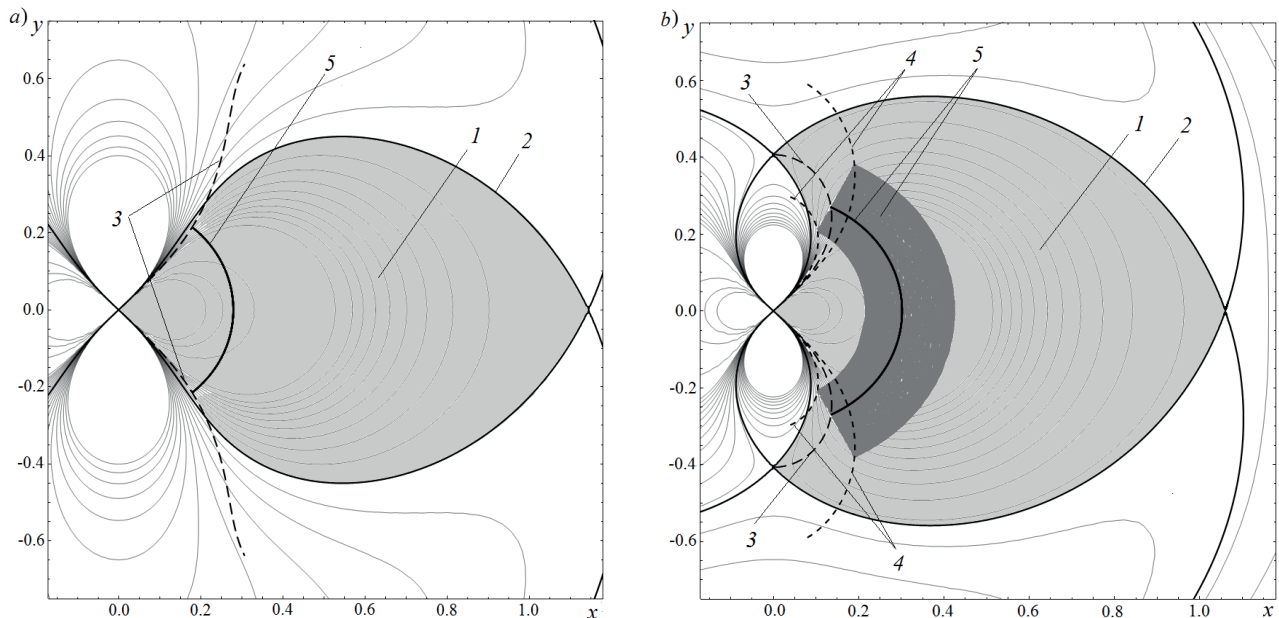


Рис. 2. Траектории иона и эквипотенциальная структура поля (1) при значениях $\varepsilon = -0,2$ (а) и $\varepsilon = \varepsilon_c$ (б):

1 – область конструктивно приемлемых эквипотенциалей; 2 – эквипотенциаль-сепаратриса; 3 – параметрически заданные кривые (8); 4 – границы пучка, имеющего ненулевую радиальную скорость; 5 – проекции на плоскость ry траекторий пучка с нулевой (а, б) и ненулевой (б) радиальными скоростями



ется» к оси z при смещении от плоскости $z = 0$ (рис. 3). Сечение трехмерной эквипотенциали

$$f(x, y) + z^2 = d$$

плоскостью $z = Z$ имеет вид

$$f(x, y) = d - Z^2,$$

т. е. содержится среди эквипотенциалей двумерного поля $f(x, y)$ – сечения трехмерного поля плоскостью $z = 0$ [8].

Следует отметить, что для рассматриваемых областей поля уменьшение значения потенциала с ростом Z соответствует переходу от эквипотенциали-сепаратрисы к внутренним эквипотенциалам области. Соответственно, цилиндр, заполняемый траекториями частиц (его основание есть область (см. формулу (7)), а образующая параллельна оси z), должен быть вложен в поверхность, которая стягивается к оси z при уходе от плоскости $z = 0$. Следовательно, если иметь возможность расположить точки (8) в пределах некоторой эквипотенциали, внутренней относительно сепаратрисы, то можно оценить допустимые габариты пучка и ловушки по координате z , а также определить предельные скорости \dot{z}_0 старта иона из плоскости симметрии. Очевидно, что учет ненулевых радиальных скоростей, определяющих радиальный размер области Ω , также требует некоторого простора в размещении пучка внутри межэлек-

тродной области.

Заметим, что при использовании траекторий с $\Delta E = \text{const}$, энергия

$$E = \Delta E + U_{\text{eff min}}(C)$$

оказывается больше $U_{\text{eff max}}(C)$ при некотором C и, следовательно, верхнее допустимое значение C будет меньше $1/8$, поскольку при уменьшении глубины ямы (с ростом C) «выплескивание» из нее траектории происходит еще до исчезновения самой ямы. Фактическое же положение границ области Ω зависит уже от двух параметров: C и E (или ΔE). Каждому C ставится в соответствие не одно значение $r_{\text{min}}(C)$, а два: $r_1(C, \Delta E)$, $r_2(C, \Delta E)$ (см. формулу (7)). Это приводит к замене выражений (8) парами аналогичных параметрически заданных границ (показаны коротким пунктиром на рис. 2, b).

Выбор параметров ловушки

Сформулируем алгоритм выбора параметров поля двухэлектродной ионной ловушки и начальных условий для ионов, удерживаемых в этой ловушке.

Шаг 1. Выбираем значение параметра ε в интервале $\varepsilon_c \leq \varepsilon < 0$. Выбираем значение параметра C , обеспечивающее размещение пучка с нулевым радиальным разбросом в пределах рабочей области границ (8). Пусть потенциал сепаратрисы, окружающей рабочую область, равен φ_0 .

Шаг 2. Предполагаем, что протяженность ловушки по z равна $2Z$; находим потенциал

$$\varphi_1 = \varphi_0 - Z^2 - \delta,$$

где δ обеспечивает необходимый технологический зазор между поверхностью электрода и областью сосредоточения ионов пучка.

Шаг 3. Решаем задачу вложения пучка во внешнюю эквипотенциаль $\varphi(x, y, z) = \varphi_1$. Выполняем пробный поиск расстояния между точками с потенциалом φ_1 вдоль прямой, проходящей через начало координат и точку $(x_d(C), y_d(C))$, для каждой из граничных точек (8). При этом учитываем конфигурацию эквипотенциалей на плоскости $r\gamma$.

Для решения задачи строим распределение поля вдоль указанной прямой, используя выражения (1) и (6):

$$U(r, C) = \varphi(r, \gamma_b(C), 0) = -\frac{r^2}{2} + \mu \ln(r) + \varepsilon \frac{\cos(\arccos(C/\varepsilon))}{r^2} = U_{\text{eff}}(r, C).$$

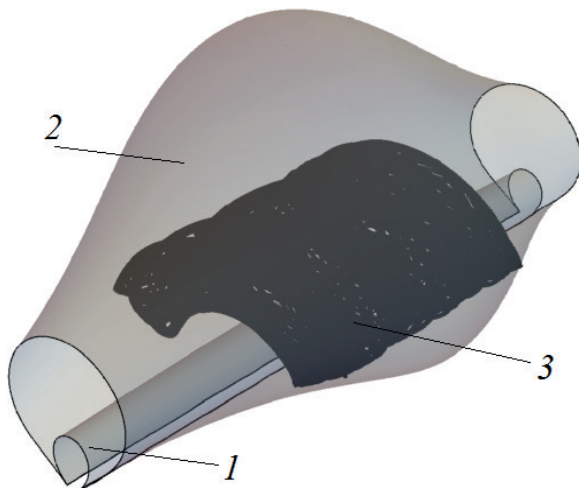


Рис. 3. Пример ионной ловушки на основе поля (1) при $\varepsilon = \varepsilon_c$.

Показаны контуры внутреннего (1) и внешнего (2) электродов и траектория иона (3), вложенная в рабочее пространство ловушки

Факт совпадения распределения поля вдоль граничного луча $\gamma = \gamma_b(C)$ с эффективным потенциалом означает, что координаты точек пересечения луча с эквипотенциалью ϕ_1 и их положение относительно $r_{\min}(C)$ совпадают с координатами и положением радиальных границ пучка сечения Ω (7) для энергии $E = \phi_1$. Критические значения параметра C , ограничивающие диапазон его допустимых значений, определяются уравнением

$$\phi(r_{\min}(C), \gamma_b(C), 0) = \phi_1,$$

задающим точку касания эквипотенциали ϕ_1 и граничного луча $\gamma = \gamma_b(C)$. Для критических значений C реализуется дуговая (в проекции на плоскость $r\gamma$) траектория пучка. Для других значений C из интервала допустимых значений движение происходит в области Ω . Начальные данные движения находятся по заданным значениям параметров E, C с помощью выражений (4). Пучок оптимальным образом вписывается в габариты внешней рабочей эквипотенциали. Связь допустимых значений C и ϕ_1 аналогична связи параметров C и E .

Укажем, что данное рассмотрение определяет лишь граничные ионы пучка в конфигурационном пространстве. А чтобы уменьшить влияние пространственного заряда на работу ловушки, целесообразно увеличить площадь

$$S_{\Omega} = 2\pi(r_2^2(C) - r_1^2(C))\gamma_b(C)$$

области Ω (см. формулу (7)) путем соответствующего выбора C .

Примечание. При выборе внутренней эквипотенциали следует иметь в виду, что ее максимальный размер (максимальный радиус удаления от центра) находится в плоскости $r\gamma$ при $\gamma = 0$. Соответственно, если внутренний радиус пучка равен r_1 , то достаточно выбрать в качестве внутренней границы системы эквипотенциальную по-

верхность

$$\phi(r, \gamma, z) = \phi_2,$$

где $\phi_2 = \phi(r_1 - \delta r, 0, 0)$ (δr – необходимый технологический зазор, см. Шаг 2).

Пример ловушки, построенной по указанной методике и заполненной характерной траекторией иона, приведен на рис. 3.

Заключение

В представленной работе исследован характер движения иона в интегрируемой электростатической ловушке с разделением переменных в полярных координатах.

В процессе исследования найдены условия финитности движения, проанализировано поле ловушки и показано, что лишь один из параметров потенциала является существенным.

Определено влияние указанного параметра на топологию поля; найден диапазон значений параметра, обеспечивающих наличие потенциальной структуры, перспективной для возможного синтеза ионной ловушки.

Показано, что граница рабочего объема ловушки может быть сформирована только двумя электродами, что упрощает конструкцию прибора.

Сформулирована методика выбора согласованной конфигурации электродов и пучка.

Предложенный алгоритм по существу является формулировкой ограничений для последующего решения задачи условной оптимизации. Далее следует провести максимизацию фазового объема пучка по всем фазовым координатам, а затем (дополнительно) – одномерную оптимизацию системы по параметру ϵ .

Часть данной работы выполнена в рамках государственного задания № 075 00780 19 00 для Института аналитического приборостроения РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Галь Л.Н., Печалина Е.Э., Голиков Ю.К. Об одном классе электростатических полей с пространственно-временной фокусировкой // Сб. «Научное приборостроение». Электронно-ионная оптика. Ленинград: Наука, 1989. С. 3–7.
2. Hu Q., Noll R., Li H., Makarov A., Hardman M., Cooks G. The Orbitrap: a new mass

- spectrometer // J. Mass Spectrom. 2005. Vol. 40. No. 4. Pp. 430–443.
3. Nikolaev E., Sudakov M., Vladimirov G., Velásquez-García L.F., Borisovets P., Fursova A. Multi-electrode harmonized Kingdon traps // J. Am. Soc. Mass Spectrom. 2018. Vol. 29. No. 11. Pp. 2173–2181.
4. Köster C. The concept of electrostatic non-



orbital harmonic ion trapping // Int. J. of Mass Spectrometry. 2009. Vol. 287. No. 1–3. Pp. 114–118.

5. **Köster C.** Twin trap or hyphenation of a 3D Paul- and Cassinian ion trap // J. Am. Soc. Mass Spectrom. 2015. Vol. 26. No. 3. Pp. 390–396.

6. **Raupersa B., Medhatb H., Gunzerb F., Grottemeyer J.** Influence of the trap length on the performance of Cassinian ion traps: A simulation study // Int. J. of Mass Spectrometry. 2019. Vol. 438. No. 1. Pp. 55–62.

7. **Никитина Д.В.** Ионные ловушки в динамической масс-спектрометрии. Автореферат дис. ... канд. физ.-мат.наук. СПб. 2006. 16 с.

8. **Голиков Ю.К., Краснова Н.К., Соловьев К.В., Никитина Д.В.** Интегрируемые ионные

ловушки // Прикладная физика. 2006. № 5. С. 50–57.

9. **Голиков Ю.К., Соловьев К.В.** Электростатические ионные ловушки с разделением переменных в параболических координатах // Письма в ЖТФ. 2010. Т. 36. Вып. 7. С. 82–88.

10. **Голиков Ю.К., Соловьев К.В.** Критерий поперечной устойчивости в ионных ловушках с интегрируемым в эллиптических координатах движением // Письма в ЖТФ. 2011. Т. 37. Вып. 22. С. 43–49.

11. **Соловьев К.В., Виноградова М.В.** Условия финитности движения иона в электростатической ловушке с разделением переменных в параболических координатах // Письма в ЖТФ. 2018. Т. 44. Вып. 14. С. 34–41.

Статья поступила в редакцию 21.01.2019, принята к публикации 04.02.2019.

СВЕДЕНИЯ ОБ АВТОРАХ

СОЛОВЬЕВ Константин Вячеславович – кандидат физико-математических наук, доцент кафедры физической электроники Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого, младший научный сотрудник Института аналитического приборостроения РАН, Санкт-Петербург, Российская Федерация.

195251, Российская Федерация, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29
k-solovyev@mail.ru

ВИНОГРАДОВА Мария Валерьевна – студентка Института физики, нанотехнологий и телекоммуникаций Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого, Санкт-Петербург, Российская Федерация.

195251, Российская Федерация, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29
vinogradova_39@mail.ru

REFERENCES

[1] **L.N. Gall, E.E. Pechalina, Yu.K. Golikov,** Ob odnom klasse elektrostatocheskikh poley s prostranstvenno-vremennoy fokusirovkoj [On one class of electrostatic fields with space-time focusing], Nauchnoe priborostroenie, Elektronno-ionnaya optika, Nauka, Leningrad (1989) 3–7.

[2] **Q. Hu, R. Noll, H. Li, et al.,** The Orbitrap: A new mass spectrometer, J. Mass Spectrom. 40 (4) (2005) 430–443.

[3] **E. Nikolaev, M. Sudakov, G. Vladimirov, et al.,** Multi-electrode harmonized Kingdon traps, J. Am. Soc. Mass Spectrom. 29 (11) (2018) 2173–2181.

[4] **C. Köster,** The concept of electrostatic non-orbital harmonic ion trapping, Int J. of Mass Spectrometry. 287 (1–3) (2009) 114–118.

[5] **C. Köster,** Twin trap or hyphenation of a 3D Paul- and Cassinian ion trap, J. Am. Soc.

Mass Spectrom. 26 (3) (2015) 390–396.

[6] **B. Raupersa, H. Medhatb., F. Gunzerb, J. Grottemeyer,** Influence of the trap length on the performance of Cassinian ion traps: A simulation study, Int. J. of Mass Spectrometry. 438 (1) (2019) 55–62.

[7] **D.V. Nikitina,** Ionnyye lovushki v dinamicheskoy mass-spektrometrii [Ion traps in dynamical mass spectrometry], PhD Thesis, autoabstract, St. Petersburg, 2006.

[8] **Yu.K. Golikov, N.K. Krasnova, K.V. Solovyev, et al.,** Integrable electrostatic traps, Prikladnaya Fizika (Applied Physics). (5) (2006) 50–57.

[9] **Yu.K. Golikov, K.V. Solov'ev,** Electrostatic ion traps with separation of variables in parabolic coordinates, Tech. Phys. Lett. 36 (4) (2010) 333–336.

[10] **Yu.K. Golikov, K.V. Solov'ev,** Criterion of

transverse stability for ion traps with transverse motion integrable in elliptic coordinates, *Tech. Phys. Lett.* 37 (11) (2011) 1062–1064.

[11] **K.V. Solov'ev, M.V. Vinogradova,**

Conditions of ion motion confinement in an electrostatic trap with separation of variables in parabolic coordinates, *Tech. Phys. Lett.* 44 (7) (2018) 618–621.

Received 21.01.2019, accepted 04.02.2019.

THE AUTHORS

SOLOVYEV Konstantin V.

Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University

29 Politechnicheskaya St., St. Petersburg, 195251, Russian Federation

k-solovyev@mail.ru

VINOGRADOVA Maria V.

Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University

29 Politechnicheskaya St., St. Petersburg, 195251, Russian Federation

vinogradova_39@mail.ru