

УДК 537.533.3

Об одном классе электростатических полей с пространственно-временной фокусировкой. Галль Л.Н., Печалина Е.Э., Голиков Ю.К. // Научное приборостроение. Электронно-ионная оптика. Л.: Наука, 1989, с.3-7.

Определен класс электростатических полей, в которых осуществляется идеальная пространственно-временная фокусировка в направлении разделения ионов по времени пролета. Лит. - 3 назв., ил. - 2.

# І. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ И МЕТОДИЧЕСКИЕ ПРОБЛЕМЫ НАУЧНОГО ПРИБОРОСТРОЕНИЯ

І.Н.Галль, Е.Э.Печалина (НТО АН СССР), Ю.К.Голиков (ЛПИ)

## ОБ ОДНОМ КЛАССЕ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ С ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННОЙ ФОКУСИРОВКОЙ

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 разброс ионов в начальный момент времени.

Наиболее удачными на сегодняшний день с точки зрения компенсации влияния энергетического разброса ионов на разрешающую способность являются приборы типа масс-рефлектор, в которых роль компенсирующего элемента выполняет плоское электростатическое зеркало [1].

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

$$U = \frac{K}{2} z^2, \quad (1)$$

где  $K$  — коэффициент восстановления.

Движение частицы с массой  $m$  в этом случае носит колебательный характер и описывается уравнением

$$z(t) = z_0 \cos \omega t + \frac{\dot{z}_0}{\omega} \sin \omega t, \quad (2)$$

где  $z_0$ ,  $\dot{z}_0$  — соответственно положение и скорость частицы в начальный момент времени;

$\omega = \sqrt{\frac{K}{m}}$  — частота колебаний частицы.

Из уравнения (2) непосредственно следует, что период колебаний  $T$ , определяемый как  $T = 2\pi\sqrt{\frac{m}{K}}$ , является функцией массы частицы и  $K$ , 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  $\Phi_z$  вдоль оси  $OZ$  был аналогичен потенциалу линейного осциллятора (1) и, следовательно, имел вид

$$\Phi_z = \frac{k}{2} x^2 = \Phi_0 a \left( \frac{z}{\ell} \right)^2, \quad (3)$$

где  $a$  — некоторая безразмерная константа;  $\Phi_0$  и  $\ell$  — характерный потенциал поля и характерный линейный размер поля соответственно (размерные величины).

Потенциал в пространстве  $X, Y, Z$  с учетом равенства (3) должен иметь вид

$$\Phi(X, Y, Z) = \Phi_0 \left( a \left( \frac{Z}{\ell} \right)^2 + \rho \left( \frac{X}{\ell}, \frac{Y}{\ell} \right) \right). \quad (4)$$

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

$$\Delta \rho \left( \frac{X}{\ell}, \frac{Y}{\ell} \right) = -2a. \quad (5)$$

Движение частиц в полях с потенциалом (4) вдоль оси  $OZ$  носит колебательный характер и происходит согласно уравнению (2) с частотой колебаний  $\omega = \ell^{-1} \sqrt{2q\Phi_0 a}$  и периодом

$$T_k = 2\pi \ell \sqrt{\frac{m}{2q\Phi_0 a}}.$$

Таким образом, все частицы, вылетевшие из плоскости  $z = -z_0$  в виде бесконечно тонкого пакета, соберутся в плоскости  $z = z_0$  в моменты времени  $t_{1n} = \frac{2n+1}{2} T$  и в плоскости  $z = -z_0$  в моменты времени  $t_{2n} = n T (n = 0, \infty)$ . Следует подчеркнуть, что период колебаний (5) и, следовательно, время пролета частицы  $t_{1n}$  и  $t_{2n}$  до плоскостей  $z = -z_0$ ,  $z = z_0$  не зависит от начальных условий движения (положения и скорости) и является лишь функциями параметров поля (характерных значений потенциала  $\Phi_0$  и линейного размера  $\ell$ ) 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  $\rho(x, y)$  в (4), которую можно рассматривать как сумму функций

$$\rho(x, y) = \rho_1(x, y) + \rho_2(x, y), \quad (6)$$

полагая, что функции  $\rho_1$  и  $\rho_2$  удовлетворяют условиям

$$\begin{aligned} \Delta \rho_1 &= -2\alpha, \\ \Delta \rho_2 &= 0. \end{aligned} \quad (7)$$

Здесь и далее  $x = X/\ell$ ;  $y = Y/\ell$ ;  $z = Z/\ell$ .

В декартовой системе координат функцию  $\rho_1$  удобно взять в виде

$$\rho_1 = bx^2 + cy^2,$$

при этом параметры  $b$  и  $c$  в силу условий (7) удовлетворяют равенству

$$b + c = -\alpha.$$

Функция  $\rho_2$  в равенстве (6) является произвольной двумерной гармонической функцией.

Класс функций  $\rho$ , удовлетворяющих условию (3), достаточно широк. Богат возможностями уже самый простой случай, когда  $\rho_2(x, y) \equiv 0$ . В этом случае потенциал имеет вид

$$\Phi(x, y, z) = \Phi_0(ax^2 + bx^2 + cy^2),$$

$$a + b + c = 0,$$

и эквипотенциали поля представляют собой гиперболоиды. При этом возможны следующие варианты:

1.  $C > 0$ , тогда  $b = -(a + c) < 0$ .

Ион колеблется с периодами  $T_y = \frac{2\pi}{S\sqrt{C}}$  и  $T_z = \frac{2\pi}{S\sqrt{a}}$  вдоль осей  $Oy$  и  $Oz$  соответственно.

Здесь

$$S = e^{-1} \sqrt{\frac{2q\Phi_0}{m}}.$$

Периоды  $T_y$  и  $T_z$  равны, если  $a = c$  ( $b = -2a$ ). В этом случае поле является осесимметричным с распределением потенциала  $\Phi(x, y, z) = \Phi_0 a(r^2 - 2z^2)$ ;  $r^2 = x^2 + y^2$ , и эквипотенциали 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 [2].

2.  $C < 0$ .

Характер движения совсем иной. Колебания иона происходят лишь вдоль оси  $OZ$ . При этом возможен вариант осевой симметрии поля (при  $b = c = -\frac{1}{2}a$ ), потенциал которого имеет вид

$$\Phi(x, y, z) = \Phi_0 a \left( z^2 - \frac{r^2}{2} \right).$$

Многообразие полей можно существенно расширить, если  $\rho_2 \neq 0$ . При этом вид функции  $\rho_2(x, y)$  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 [3], для которого  $\rho_2(x, y) = K \ln r$  и потенциал имеет вид

$$\Phi(x, y, z) = \Phi_0 \left( az^2 - \frac{ar^2}{2} + K \ln r + \text{const} \right). \quad (8)$$

Эквипотенциали поля (8) приведены на рис.1 при значениях  $K = a = 1, \text{const} = \frac{3}{2}$  в плоскости  $zr$ .

Эквипотенциальные поверхности представляют собой поверхности вращения с плоскостью симметрии  $z = 0$ . Поле делится эквипотенциальными поверхностями, проходящими через точку  $z = 0, r = 1$  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  $Oz$ , эквипотенциали представляют собой квазиконусы, соединенные у основания в плоскости симметрии  $z = 0$ .

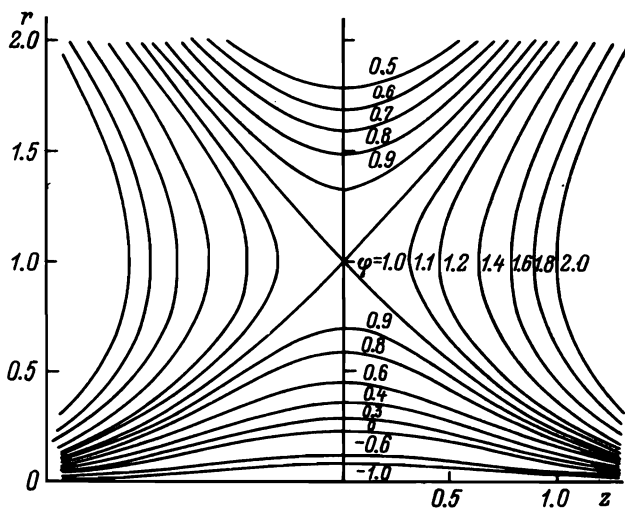


Рис.1. Форма эквипотенциалей поля  $\Phi(z, r) = z^2 - \frac{r^2}{2} + \ln r + \frac{3}{2}$

Следует отметить, что форма эквипотенциальных поверхностей существенно зависит от отношения параметров  $K$  и  $a$ . Так, при увеличении отношения  $K/a$  эквипотенциали в области I "выпрямляются", образуя цилиндрические поверхности со слабой деформацией, постепенно приближаясь к геометрии поля заряженной нити. Аналогичная ситуация возникает и при переходе к рассмотрению эквипотенциалей с более низкими значениями уровней, т.е. при рассмотрении эквипотенциалей, находящихся ближе к оси  $Oz$ .

При уменьшении отношения  $K/a$  эквипотенциальные поверхности в области 1 по форме приближаются к гиперболоидам.

Вопрос о реализации поля с распределением потенциала (3) может быть решен за счет создания электродов по форме эквипотенциалей поля заданных уровней  $C_1$  и  $C_2$ :

$$ax^2 + p(x, y) = C_{1,2}. \quad (9)$$

Принцип работы такого масс-спектрометра описан в работе [3].

Примерная схема ВПМС, в аналитической части которого реализуется поле (8) и, следовательно, имеет место колебательное движение вдоль оси вращения поля  $Ox$ , 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 (9) при  $p = -\frac{ax^2}{2} + K \ln r + \text{const}$ . Детектор и источник ионов расположены симметрично относительно плоскости  $x = 0$ .

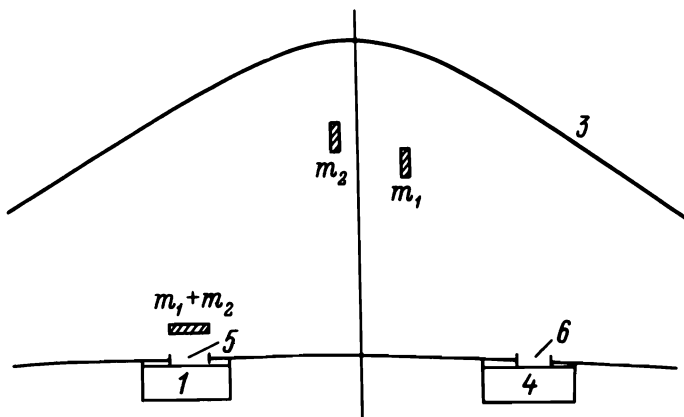


Рис.2. Схема времяпролетного масс-спектрометра

Масс-спектрометр работает следующим образом. Анализируемое вещество ионизируется 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 входную щель 6, регистрируются детектором ионов в зависимости от массы через интервалы времени  $t(m) = \pi L \sqrt{\frac{m}{2e\Phi_0 a}}$ .

Таким образом, определен класс электростатических полей, в которых осуществляется идеальная пространственно-временная фокусировка в направлении разделения ионов по времени пролета. При этом время пролета не зависит от начальных параметров движения частицы и является функцией параметров выбранного поля. Такими свойствами обладают поля с распределением потенциала (3). Среди этих полей существуют поля, легко реализуемые на практике.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Мамырин Б.А. и др. // ЖЭТФ. 1979. - Т.76, № 5. - С. 1500-1505.
2. Корсунский М.И. // ЖЭТФ. 1946. - Т.16, № 1. - С. 81-85.
3. А.с. 1247973 СССР. Времяпролетный масс-спектрометр/Галль Л.Н. и др. - Заявл. 16.01.85, № 3840525/24-21. Оpubл. в Б.И., 1986, № 28.