

02;15

Времяпролетный масс-рефлектор с устранимым разбросом по энергии ионов в пакете, формируемом ионным источником

© С.Б. Бимурзаев

Алматинский университет энергетики и связи, Алматы, Казахстан

E-mail: bimirzaev@mail.ru

Поступило в Редакцию 22 апреля 2013 г.

Предложен новый принцип устранения разброса по энергии ионов в пакете, формируемом ионным источником времяпролетного масс-рефлектора. Этот принцип основан на том, что ионный источник рассматривается как элемент оптического тракта, ход ионов в котором соединяется с ходом ионов в электростатическом зеркале. При этом отсутствует первичный временной фокус вблизи источника. Путем соответствующего выбора параметров эмиссионно-зеркальной системы, представляющей собой комбинацию ионного источника и электростатического зеркала, полное время пролета ионов от источника до детектора может быть сделано практически не зависящим от их энергии.

Путем численных расчетов найдены параметры трехэлектродного электростатического зеркала вращательной симметрии, определяющие условия времяпролетной фокусировки ионов по энергии до третьего порядка включительно одновременно с их пространственной фокусировкой в плоскости детектора.

Известно, что основным ограничивающим фактором разрешающей способности времяпролетных масс-рефлекторов (ВПМР) является временной разброс пакета ионов в первичном временном фокусе, формируемом ионным источником. При этом ширина ионного пакета, определяемая параметрами ионного источника, является неизменной величиной, а роль отражающей системы сводится лишь к получению в плоскости детектора ВПМР изображения этого пакета с шириной, близкой к исходной ширине. Для уменьшения относительного вклада этого разброса в разрешающую способность таких приборов путем увеличения времени пролета ионов используется многократное отражение ионных пакетов в системе электростатических зеркал [1–3].

В данной работе используется новый принцип устранения разброса по энергии в формируемом ионным источником пакете ионов, состоящий в том, что ионный источник рассматривается как элемент оптического тракта, ход ионов в котором соединяется с ходом ионов в электростатическом зеркале. В эмиссионно-зеркальной системе, представляющей комбинацию ионного источника и электростатического зеркала, при определенных условиях могут быть устранены члены разложения полного времени ионов по степеням начального разброса по энергии с любой требуемой точностью. При этом времяпролетная фокусировка ионов по энергии осуществляется не вблизи ионного источника, как обычно, а в плоскости детектора.

Для этой цели могут быть использованы как классические сеточные зеркала [4], так и бессеточные полевые структуры. В последнем случае в плоскости детектора может быть достигнута времяпролетная фокусировка ионов по энергии и их пространственная фокусировка одновременно, т. е. пространственно-времяпролетная фокусировка [5].

В рассматриваемом случае разрешающая способность ВПМР по массам может быть записана в виде

$$R_m = \frac{D_{tm}}{\Delta t_E + \Delta t_M}, \quad (1)$$

где D_{tm} — времяпролетная дисперсия по массам эмиссионно-зеркальной системы, а Δt_E и Δt_M — суммарные времяпролетные хроматические aberrации (ВПХА) ионного источника и зеркала соответственно.

Для определения D_{tm} , Δt_E , и Δt_M рассмотрим движение ионов вдоль главной оптической оси z , общей для ионного источника и зеркала, и определим зависимость их времени пролета от начального разброса по энергии, обусловленного в основном различием путей, проходимых ионами в поле выталкивающего импульса.

В ионном источнике, состоящем из двух ускоряющих промежутков, время пролета иона заряда q и массы m можно записать в виде [6]

$$t_E = \sqrt{\frac{2m}{q}} \left[\frac{1}{E_1} \sqrt{s_1 E_1} + \frac{1}{E_2} (\sqrt{s_1 E_1 + s_2 E_2} - \sqrt{s_1 E_1}) \right], \quad (2)$$

где $E_1 = U_1/s_1$ — напряженность электрического поля в первом промежутке шириной s_1 , создаваемого выталкивающим импульсом величиной U_1 , $E_2 = U_2/s_2$ — напряженность поля во втором промежутке шириной s_2 , создаваемого ускоряющей разностью потенциалов U_2 .

Путем несложных преобразований можно представить (2) в виде

$$t_E = \frac{2s_2}{v_0} \left[\left(\frac{E_2}{E_1} - 1 \right) \sqrt{\frac{\varepsilon}{\Phi_0}} + \sqrt{1 + \frac{\varepsilon}{\Phi_0}} \right] \quad (0 \leq \varepsilon \leq U_1). \quad (3)$$

Здесь и далее $\Phi_0 = U_2$, а $v_0 = \sqrt{2q\Phi_0/m}$ — скорость центрального (движущегося вдоль оси z с $\varepsilon = 0$) иона.

Разлагая по степеням малой величины ε/Φ_0 (относительный разброс по энергии) и ограничившись величинами малости не выше третьего порядка, можно записать (3) в виде

$$t_E = T_E + \Delta t_E, \quad (4)$$

где

$$T_E = \frac{2s_2}{v_0} \quad (5)$$

— время полета центрального иона, а Δt_E определяется равенством

$$\Delta t_E = \frac{s_2}{v_0} \left\{ 2 \left(\frac{E_2}{E_1} - 1 \right) \sqrt{\frac{\varepsilon}{\Phi_0}} + \left[\frac{\varepsilon}{\Phi_0} - \frac{1}{4} \left(\frac{\varepsilon}{\Phi_0} \right)^2 + \frac{1}{8} \left(\frac{\varepsilon}{\Phi_0} \right)^3 \right] \right\}. \quad (6)$$

В электростатическом зеркале время пролета иона от начальной плоскости $z = z_0$ до произвольной плоскости $z = \text{const}$ с учетом величин до третьего порядка малости равно [7]

$$t_M = T_M + \Delta t_M, \quad (7)$$

где T_M и Δt_M имеют аналогичный T_E и Δt_E смысл и определяются равенствами:

$$T_M = -\frac{1}{v_0} \left(z + z_0 - 2z_M^{(0)} \right), \quad (8)$$

$$\Delta t_M = \frac{1}{v_0} \sum_{k=1}^3 \left(\frac{\varepsilon}{\Phi_0} \right)^k D_M^{(k)}. \quad (9)$$

Здесь

$$D_M^{(k)} = (-1)^{k+1} \frac{(2k-1)!!}{2k!!} \left(z + z_0 - 2z_M^{(k)} \right) \quad (k = 1, 2, 3) \quad (10)$$

— коэффициент ВПХА k -го порядка зеркала. При этом величины $z_M^{(i)}$ ($i = 0, 1, \dots, k$) являются функциями лишь осевого распределения электростатического потенциала $\Phi(z)$ зеркала.

Полное время пролета иона в эмиссионно-зеркальной системе (при совмещении конца ускоряющего промежутка ионного источника с начальной плоскостью $z = z_0$ зеркала) будет определяться равенством

$$t_{EM} = T_{EM} + \Delta t_{EM}, \quad (11)$$

где

$$T_{EM} = T_E + T_M = -\frac{1}{v_0} \left[z + z_0 - 2z_{EM}^{(0)} \right], \quad (12)$$

$$\Delta t_{EM} = \Delta t_E + \Delta t_M = \frac{1}{v_0} \left[2s_2 \left(\frac{E_2}{E_1} - 1 \right) \sqrt{\frac{\varepsilon}{\Phi_0}} + \sum_{k=1}^3 \left(\frac{\varepsilon}{\Phi_0} \right)^k D_{EM}^{(k)} \right]. \quad (13)$$

Здесь

$$D_{EM}^{(k)} = (-1)^{k+1} \frac{(2k-1)!!}{(2k)!!} \left(z + z_0 - 2z_{EM}^{(k)} \right) \quad (k = 1, 2, 3) \quad (14)$$

— коэффициент ВПХА k -го порядка эмиссионно-зеркальной системы, а

$$z_{EM}^{(0)} = z_M^{(0)} + s_2, \quad z_{EM}^{(k)} = z_M^{(k)} - \frac{s_2}{2k-1} \quad (k = 1, 2, 3). \quad (15)$$

Как видно из (13), при выполнении условия $E_1 = E_2$ обращается в нуль ВПХА, пропорциональная $\sqrt{\varepsilon/\Phi_0}$ и оказывающая наибольшее влияние на разрешающую способность ВПМР.

Из (14) следует, что условие времяпролетной фокусировки ионов по энергии k -го порядка ($D_{EM}^{(k)} = 0$) определяется равенством

$$z + z_0 = 2z_{EM}^{(k)}, \quad (16)$$

которое означает, что времяпролетная фокусировка достигается, если плоскость $z = z_0$, совпадающая с концом ускоряющего промежутка, и плоскость $z = \text{const}$, где ионы регистрируются, расположены симметрично относительно плоскости $z = z_{EM}^{(k)}$ ($k = 1, 2, 3$).

Назовем плоскость $z = z_{EM}^{(1)}$ главной плоскостью времяпролетной фокусировки эмиссионно-зеркальной системы. С учетом (16) перепишем (12) в виде

$$T_{EM} = T_0 - \frac{1}{v_0} \left(z + z_0 - 2z_{EM}^{(1)} \right), \quad (17)$$

где

$$T_0 = \frac{2}{v_0} (z_{EM}^{(0)} - z_{EM}^{(1)}) \quad (18)$$

— интервал времени между моментами пересечения плоскости $z = z_{EM}^{(1)}$ ионами до и после отражения зеркалом. Этот интервал времени назовем временным интервалом фокусировки эмиссионно-зеркальной системы. Зависимость временного интервала фокусировки от массы определяет величину ее времяпролетной дисперсии по массам

$$D_{im} = m \frac{\partial T_0}{\partial m} = \frac{T_0}{2}. \quad (19)$$

Временной интервал фокусировки определяет также эффективное дрейфовое расстояние эмиссионно-зеркальной системы

$$L = \frac{1}{2} v_0 T_0. \quad (20)$$

С учетом (13) и (19), (20) можно переписать (1) в виде

$$R_m = \frac{L}{\Delta z_{EM}}, \quad (21)$$

где $\Delta z_{EM} = v_0 \Delta t_{EM}$.

При выполнении условия

$$z_{EM}^{(1)} = z_{EM}^{(2)} = z_{EM}^{(3)} \quad (22)$$

все коэффициенты ВПХА равны нулю ($D_{EM}^{(1)} = D_{EM}^{(2)} = D_{EM}^{(3)} = 0$).

Таким образом, в рассматриваемом масс-рефлекторе ширина пакета ионов в плоскости детектора будет ограничена лишь абберациями четвертого и более высоких порядков

$$\Delta z_{EM} \approx D_{EM}^{(4)} (\varepsilon / \Phi_0)^4, \quad (23)$$

где $D_{EM}^{(4)}$ — коэффициент ВПХА 4-го порядка эмиссионно-зеркальной системы.

Для сравнения приведем формулу, определяющую ширину ионного пакета в первичном временном фокусе обычного масс-рефлектора [4]

$$\Delta z_i \approx f_i \sqrt{\varepsilon / \Phi_0}, \quad (24)$$

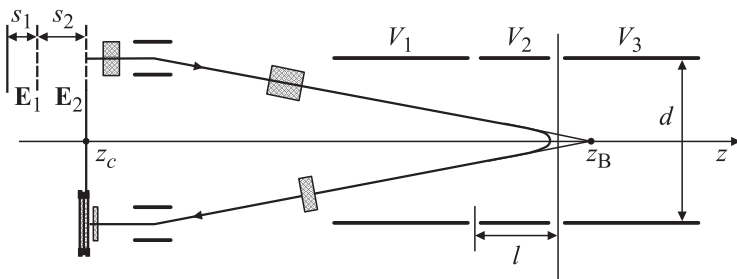
где f_i — фокусное расстояние ионного источника.

Кардинальные элементы трехэлектродного зеркала вращательной симметрии в режиме пространственно-времяпролетной фокусировки ($z_c = z_{EM}^{(1)} = z_{EM}^{(2)} = z_{EM}^{(3)}$)

s_2/d	V_2/V_1	$-V_3/V_1$	l/d	L/d	$-z_c/d$	z_B/d
0	0.0432	0.342	0.666	7.22	6.23	0.287
0.1	0.0434	0.343	0.667	7.40	6.31	0.286
0.2	0.0436	0.344	0.667	7.58	6.39	0.285
0.3	0.0438	0.345	0.667	7.76	6.47	0.284
0.4	0.0440	0.345	0.667	7.95	6.56	0.283
0.5	0.0443	0.346	0.668	8.13	6.64	0.282

Отсюда следует, что при прочих равных условиях в рассматриваемом масс-рефлектроне ширина ионного пакета в плоскости детектора значительно (на порядок и более) меньше, чем ширина пакета ионов в первичном фокусе обычного масс-рефлектрона. Это достигается благодаря тому, что в рассматриваемом случае происходит сжатие зеркалом начальной ширины пакета, формируемого ионным источником.

В качестве примера проведен расчет трехэлектродного зеркала вращательной симметрии, выполняющего роль компенсатора aberrаций ионного источника. Электроды зеркала выполнены в виде соосных цилиндров равного диаметра d (см. рисунок). Результаты расчета приведены в таблице. Геометрические размеры даны в единицах d , а электрические параметры в единицах потенциала первого электрода V_1 . Начало координат расположено в середине зазора между вторым



Электронно-оптическая схема времяпролетного масс-рефлектрона.

и третьим электродами. Для различных значений ширины s_2 второго ускоряющего промежутка ионного источника определены значения эффективного дрейфового расстояния L , координаты z центра кривизны z_C и вершины z_B зеркала при значениях потенциалов на втором (V_2) и третьем (V_3) электродах зеркала и ширины его второго электрода l , обеспечивающих выполнение условия

$$z_C = z_{EM}^{(1)} = z_{EM}^{(2)} = z_{EM}^{(3)}. \quad (25)$$

При выполнении условия (25) в плоскости $z = z_C$, совпадающей при этом с плоскостью $z = z_0$, одновременно достигаются времяпролетная фокусировка ионов по энергии до третьего порядка включительно и их пространственная фокусировка [5].

Следует отметить, что результаты расчета при $s_2 = 0$ относятся к электростатическому зеркалу и могут быть использованы для повышения разрешающей способности и чувствительности обычных масс-рефлекторов с первичным временным фокусом.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта № 5 ИПС ГФЗ по программе МОН Республики Казахстан.

Список литературы

- [1] *Wollnik H., Casares A.* // Int. J. Mass Spectrometry. 2003. V. 227. P. 217–222.
- [2] *Toyoda M., Okumura D., Ishihara M., Katakuse I.* // J. Mass Spectrometry. 2003. V. 38. P. 1125–1142.
- [3] *Yavor M., Verentchikov A., Hasin J., Kozlov B., Gavrik M., Trufanov A.* // Physics Procedia. 2008. V. 1. P. 391–400.
- [4] *Мамырин Б.А., Каратаев В.И., Шмикк Д.В., Загулин В.А.* // ЖЭТФ. 1973. Т. 64. С. 82–89.
- [5] *Бимурзаев С.Б., Дауменов Т., Секунова Л.М., Якушев Е.М.* // ЖТФ. 1983. Т. 53. С. 524–528.
- [6] *Wiley W.C., Mc Laren I.H.* // Rev. Sci. Instr. 1955. V. 26. P. 1150–1157.
- [7] *Бимурзаев С.Б., Бимурзаева Р.С., Саркеев Б.Т.* // РЭ. 1991. Т. 36. С. 2186–2195.