ISSN 0868–5886 НАУЧНОЕ ПРИБОРОСТРОЕНИЕ, 2005, том 15, № 4, с. 42–50

ОРИГИНАЛЬНЫЕ СТАТЬИ

УДК 535.312 /. 313: 621.384.668.8

© Ю. К. Голиков, Н. В. Краснов, Р. А. Бубляев

МОДИФИЦИРОВАННЫЙ МАСС-РЕФЛЕКТРОН

В статье анализируется новая электронно-оптическая схема трехкомпонентного масс-рефлектрона. Она состоит из двух дрейфовых промежутков, разделенных двойным электрическим слоем, и одинарного плоского электростатического зеркала-компенсатора. В реальной конструкции двойной слой заменяется двумя близко расположенными сеточками, исполненными в виде системы параллельных металлических нитей. Данная схема обеспечивает третий порядок фокусировки по энергии при низком уровне аберраций 4-го порядка. В работе развивается последовательная аналитическая теория такого модифицированного масс-рефлектрона и показывается, что по отношению к общей схеме рефлектронов с тройным зеркалом предлагаемый вариант является оптимальным.

ВВЕДЕНИЕ

Известно, какую выдающуюся роль в развитии времяпролетной масс-спектрометрии сыграла идея масс-рефлектрона [1]. Классическая его схема, состоящая из дрейфовой трубки и плоского электростатического зеркала, уже обеспечила энергетическую фокусировку первого порядка для полных пакетов. Желание улучшить качество фокусировки породило схему с двойным зеркалом из двух плоских конденсаторов, вплотную следующих друг за другом [2]. Здесь удается получить фокусировку второго порядка, и масс-спектрометр становится весьма совершенным. Этот успех естественно порождает мысль использовать тройные, четверные и т. д. зеркала для получения любого заданного нами порядка фокусировки. Иллюзии однако разбиваются рассеивающим и затеняющим действием сеток, разделяющих секции зеркала, сводящим на нет все теоретические преимущества многоэлектродных систем. Именно поэтому на практике доминирует схема с двойным зеркалом как своеобразный оптимум [3].

Тем не менее мы решаемся предложить новый вариант схемы, идейно прилегающий к первоначальной; мы назвали его "модифицированный масс-рефлектрон" [4]. Несмотря на то что эта область как будто бы исхожена вдоль и поперек, мы неожиданно наталкиваемся на принципиально новые и технологически приемлемые решения.

ФИЗИЧЕСКОЕ ОБОСНОВАНИЕ

Рассмотрим сначала масс-рефлектрон в его первоначальной классической форме: заземленная дрейфовая трубка длины H снабжена на конце отражающим плоским зеркалом с потенциалом Φ_0 и зазором l между пластиной и сеткой (рис. 1). Ион массы m и зарядом q стартует из источника I в момент $t_0 = 0$ с энергией E и пролетает двойной путь до детектора D за время t_D, которое мы представим в виде

$$t_D = H\sqrt{2m}K(E)\,, \qquad (1)$$

где

$$K = \frac{1}{\sqrt{E}} + \mu\sqrt{E}\,, \quad \mu = \frac{2l}{2\Phi_0 H}\,. \qquad (2)$$

Графики функции $K(E)$ суть ямы с крутыми левыми берегами при $E \to 0$ и перегибистым пологим правым берегом при $E \to \infty$ (рис. 2). На дне ямы $\frac{\mathrm{d}K}{\mathrm{d}E} = 0$, в чем, собственно, и состоит факт достаточно хорошей фокусировки по энергии для группы ионов с размазанной энергией E. Величина $\min K$ характеризует полное время пролета в условиях фокусировки и вместе с аберрацией второго порядка, пропорциональной $\frac{\mathrm{d}^2K}{\mathrm{d}E^2}$, задает разрешающую способность прибора.

Если где-нибудь в дрейфовую трубку встроить электронно-оптический элемент со сквозным проходом: линзу, конденсатор, — то независимо от природы его действия (тормозит он или ускоряет) к функции K добавится аддитивный положительный член, всегда имеющий вид падающей с ростом E функции. При этом дно ямы (2) всегда поднимается, а плато возле дна деформируется и может приобрести вид достаточно протяженной площадки при большой вариации ΔE. Именно к "пологости" дна и должен стремиться конструктор прибора.

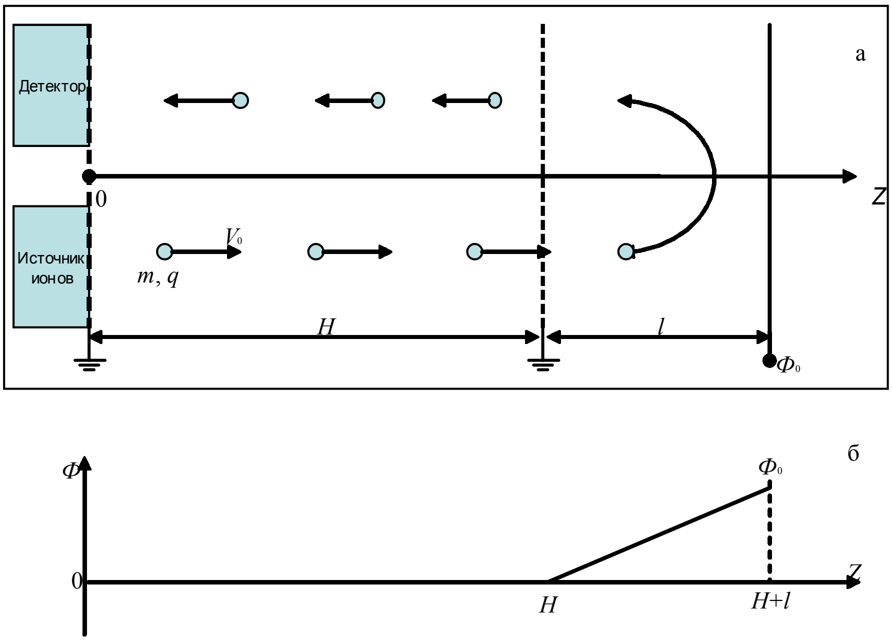

Рис. 1. Масс-рефлектрон (а) и профиль потенциала в нем (б)

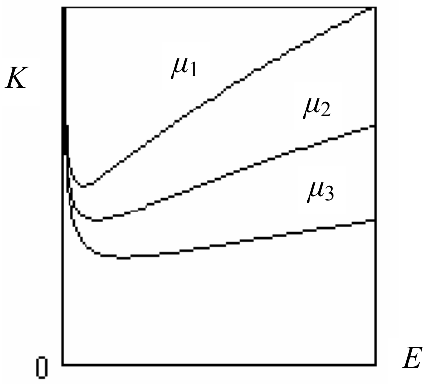

Рис. 2. Функция $K(E)$ при различных μ

Итак, мы будем стараться простыми средствами деформировать яму (2), выбирая подходящую полевую структуру.

Как известно, локальная форма кривых характеризуется рядом Тейлора с центром разложения в выбранной точке. Мера близости кривой в окрестности центра разложения к горизонтальной прямой характеризуется величиной соответствующих коэффициентов Тейлора. В случае обнуления коэффициентов до какого-либо порядка n мы имеем фрагмент кривой тем ближе к горизонтальной, чем выше этот порядок n. При этом говорят о фокусировке n-го порядка. Поэтому, желая освободиться от влияния разброса энергии на время пролета ионного пакета, мы должны стремиться к уничтожению как можно большего числа производных в ряде Тейлора.

Логика нашего рассуждения требует взять в качестве достойного преобразователя систему, проще которой не бывает, а именно двойной электрический слой со скачком потенциала Φ_1, и расположить его на расстоянии h от старта параллельно зеркалу (рис. 3, а). Входную сетку зеркала запитаем потенциалом Φ_1, а его второй электрод потенциалом Φ_2. Все эти величины еще подлежат определению. Ход потенциала вдоль оптического пути имеет форму, как на рис. 3, б. Таким образом, ион летит с постоянной скоростью отрезок h, далее скачком меняет энергию на величину $Q_1 = q\Phi_1$, причем в зависимости от знака Φ_1 либо тормозится ($\Phi_1>0$), либо ускоряется ($\Phi_1<0$), и отрезок $(H–h)$ до зеркала летит с другой дрейфовой скоростью. Далее ион отражается от зеркала и совершает свой путь до детектора D в обратном порядке. В результате система приобретает новые и несколько неожиданные свойства. Мы исследуем все это, двигаясь от простого к сложному, и начнем с идеальной схемы с бесконечно тонким двойным слоем.

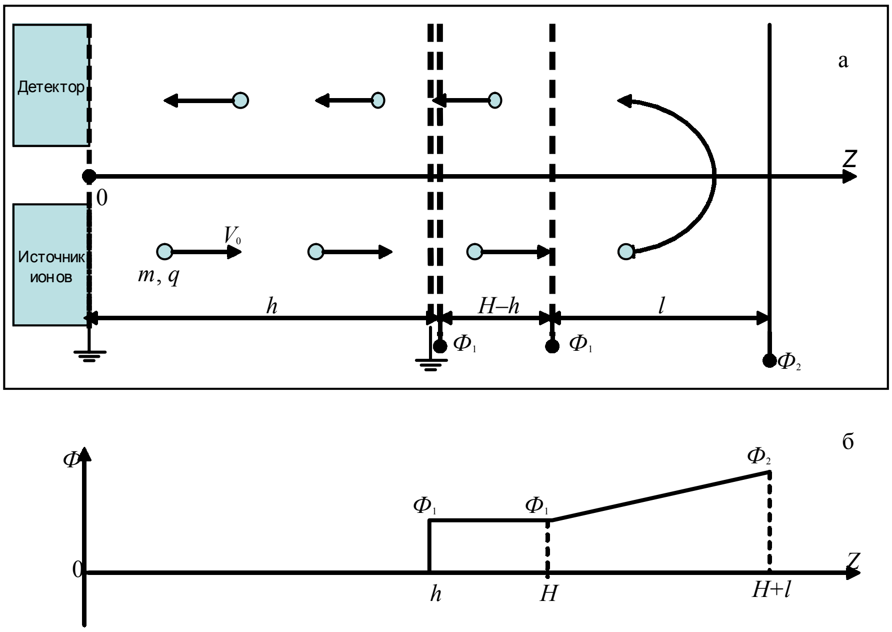

Рис. 3. Идеальный модифицированный масс-рефлектрон (а) и профиль потенциала в нем (б)

ИДЕАЛЬНЫЙ ВАРИАНТ

Пусть двойной слой будет тормозящим ($Q_1>0$). Составим выражение для полного времени пролета:

$$t_D = 2h\sqrt{\frac{m}{2E}} + 2(H-h)\sqrt{\frac{m}{2(E-Q_1)}} + \frac{2l}{Q_2}\sqrt{2m(E-Q_1)}, \qquad (3)$$

где

$$Q_2 = q(\Phi_2 - \Phi_1), \quad Q_1 = q\Phi_1. \qquad (4)$$

Для удобства выкладок преобразуем (3) к виду

$$t_D = h\sqrt{\frac{2m}{Q_1}}K(w), \qquad (5)$$

где

$$K = \frac{1}{\sqrt{w}} + \beta\sqrt{w-1} + \frac{\gamma}{\sqrt{w-1}}, \qquad (6)$$

$$w = \frac{E}{Q_1}, \quad \beta = 2\frac{l}{h}\frac{Q_1}{Q_2}, \quad \gamma = \frac{H-h}{h}. \qquad (7)$$

Вычислим $\frac{\mathrm{d}K}{\mathrm{d}w}$ и $\frac{\mathrm{d}^2K}{\mathrm{d}w^2}$ и приравняем их к нулю. Получим линейную алгебраическую систему относительно величин β и γ, дающую условия фокусировки второго порядка ионных пакетов по энергии E. В приведенной форме она такова:

$$\begin{cases} (w-1)\beta - \gamma = \left(\dfrac{w-1}{w}\right)^{\frac{3}{2}}, \\ (w-1)\beta - 3\gamma = \left(\dfrac{w-1}{w}\right)^{\frac{5}{2}}. \end{cases} \qquad (8)$$

Ее корни:

$$\beta = \frac{3(w-1)^{1/2}}{2w^{5/2}}, \qquad \gamma = \frac{(w-1)^{3/2}(3-2w)}{2w^{5/2}}. \qquad (9)$$

По физическому смыслу система может работать только в том случае, если $E > Q_1$, т. е. $w>1$. С другой стороны, из геометрии в (7) всегда $\gamma > 1$, но тогда выражение (9) обязано быть положительным. Следовательно, интервал w, в котором достигается фокусировка второго порядка по w (а соответственно и по E) определяется неравенством

$$1 < w < \frac{3}{2}. \qquad (10)$$

Вычислим теперь производные $\frac{d^3K}{dw^3}$, $\frac{d^4K}{dw^4}$ с помощью (6):

$$\frac{d^3K}{dw^3} = \frac{3}{8}\left(-\frac{5}{w^{7/2}} + \frac{\beta}{(w-1)^{5/2}} - \frac{5\gamma}{(w-1)^{7/2}} \right), \qquad (11)$$

$$\frac{d^4K}{dw^4} = \frac{15}{16}\left(-\frac{7}{w^{9/2}} + \frac{\beta}{(w-1)^{7/2}} - \frac{7\gamma}{(w-1)^{9/2}} \right). \qquad (12)$$

Далее, подставив в (11), (12) и (6) значения β и γ из условий фокусировки второго порядка (9), получим выражения:

$$\frac{d^3K}{dw^3} = \frac{3}{8}\frac{(4w-5)}{w^{7/2}(w-1)^2}, \qquad (13)$$

$$\frac{d^4K}{dw^4} = \frac{5}{16}\frac{-12w^2+21w-7}{w^{9/2}(w-1)^3}, \qquad (14)$$

$$K = \frac{4w-3}{w^{5/2}}. \qquad (15)$$

Первое, что бросается в глаза, — это обращение в ноль производной $\frac{d^3K}{dw^3}$ при

$$w = \frac{5}{4}. \qquad (16)$$

Это значение попадает в физически допустимый интервал (10), и, следовательно, в системе осуществляется фокусировка третьего порядка. Факт замечательный, если учесть, как скромно мы вмешались в дрейфовое движение при помощи тормозящего двойного слоя.

Вычислим (14, 15) при энергии фокусировки (16). Получим

$$\left.\frac{d^4K}{dw^4}\right|_{w=\frac{5}{2}} = \frac{3\cdot 2^{10}}{125\sqrt{5}}, \qquad (17)$$

$$K\big|_{w=\frac{5}{2}} = \frac{2^6}{25\sqrt{5}}. \qquad (18)$$

Этих данных уже достаточно, чтобы оценить разрешающую способность построенной схемы масс-рефлектрона в режиме фокусировки третьего порядка. Воспользуемся стандартной формулой для разрешающей способности, которая с помощью соотношений (5) и (6) примет вид

$$\frac{\Delta m}{m} = \frac{2\Delta t_D}{t_D} = \frac{2\Delta K}{K}. \qquad (19)$$

По формуле Тейлора ΔK в условиях фокусировки имеет представление:

$$\Delta K \cong \frac{1}{4!}\frac{d^4K}{dw^4}(\Delta w)^4. \qquad (20)$$

Соединяя (17, 18, 20) в выражение (16), получим окончательно

$$\frac{\Delta m}{m} \cong \frac{4}{5}(\Delta w)^4. \qquad (21)$$

Но

$$w = \frac{E}{Q_1} \qquad (22)$$

и

$$\Delta w = \frac{\Delta E}{Q_1}. \qquad (23)$$

Из (22) и (16) получаем

$$Q_1 = \frac{4}{5}E. \qquad (24)$$

Подставляя Q_1 из (24) в (23), получим

$$\Delta w = \frac{5}{4}\frac{\Delta E}{E}. \qquad (25)$$

Подставим Δw из (25) в (21) и запишем формулу разрешающей способности нового масс-рефлектрона:

$$\frac{\Delta m}{m} \cong \frac{125}{64}\left(\frac{\Delta E}{E}\right)^4. \qquad (26)$$

Из (24) следует, что на тормозящем двойном слое должно гаситься $4/5$ от первоначальной энергии E. Если принять, что в зеркале ионы поворачивают назад непосредственно у второй пластины с потенциалом Φ_2, то надо положить

$$q\Phi_2 = E. \qquad (27)$$

Тогда

$$Q_2 = q\Phi_2 - q\Phi_1 = \frac{E}{5}. \qquad (28)$$

Вычислим еще β, γ в режиме фокусировки третьего порядка, положив в (9) $w=\frac{5}{4}$. Получим

$$\beta=\frac{24}{25\sqrt{5}},\quad \gamma=\frac{1}{25\sqrt{5}}. \tag{29}$$

Соединяя эти значения с формулами (4) для β, γ и используя Q_1 из (28), мы можем записать уравнения, в которые входят неизвестные пока величины h и l. Разрешив их, мы получим

$$\begin{cases} l=\frac{3}{25\sqrt{5}}h\cong 0.054h, \\ H-h=\frac{1}{25\sqrt{5}}h\cong 0.0179h. \end{cases} \tag{30}$$

В классическом масс-рефлектроне с одинарным зеркалом расстояние между пластинами составляет 50 % от длины дрейфовой трубки. В нашем случае двойной слой, дрейфовая промежуточная часть $(H-h)$ и размах зеркала l вместе составляют всего 7.2 % от длины h, что весьма удобно с технологически-конструкторской точки зрения. Физическое время пролета в новой системе при одинаковых габаритах с классическим масс-рефлектроном увеличивается примерно в 1.5 раза, что также имеет большое значение при реализации прибора.

Итак, мы подробно изучили теоретическую схему модифицированного масс-рефлектрона с идеальным торможением на двойном электрическом слое. Оценим его разрешающую способность, взяв $\Delta E=2.5$ эВ. Тогда из (26) получим

$$\frac{\Delta m}{m}\cong\frac{125}{64}\left(\frac{1}{40}\right)^4=0.76\cdot 10^{-6} \tag{31}$$

или разрешение R

$$R=\frac{m}{\Delta m}\cong 1.3\cdot 10^6. \tag{32}$$

Сила прибора очень значительная!

РЕАЛЬНЫЙ ВАРИАНТ

Двойной электрический слой в наших предыдущих построениях может восприниматься как математическая абстракция, сомнительная для технической конструкции. Поэтому мы обязаны заменить этот бесконечно тонкий слой более ощутимым толстеньким плоским конденсатором с зазором S между сетками и провести новое, более сложное исследование системы (рис. 4, а). Ход потенциала вдоль оптической оси системы становится более гладким (рис. 4, б); появляется новый участок с тормозящим полем длины S.

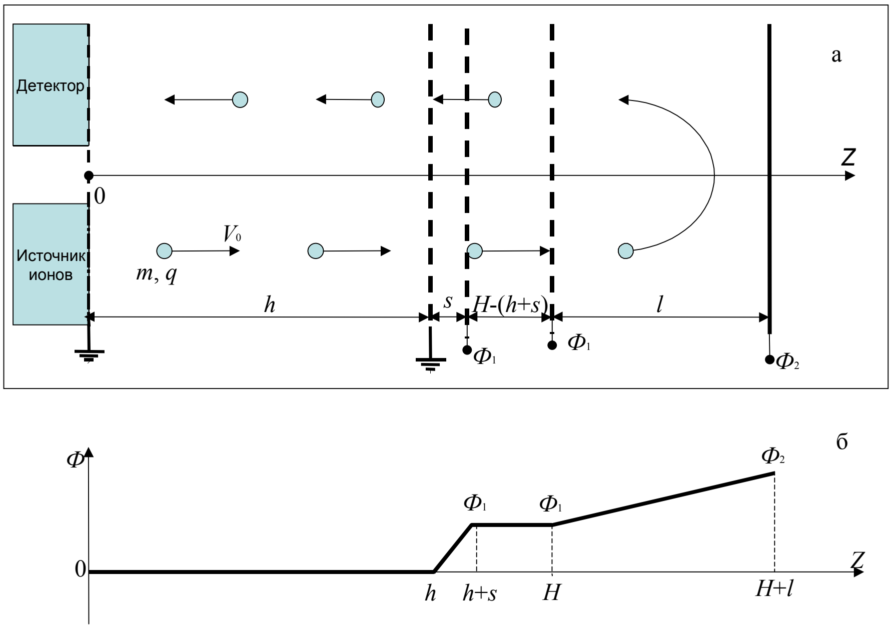

Рис. 4. Реальный модифицированный масс-рефлектрон (а) и профиль потенциала в нем (б)

Составим общее выражение для полного времени пролета t_D по тем же правилам и с теми же обозначениями параметров и запишем:

$$t_D = h\sqrt{\frac{2m}{Q_1}}K(w)\,, \qquad (33)$$

где K по сравнению с (6) несколько усложнится и появится новый коэффициент α, причем изменится и содержание величин α, β и γ:

$$K = \frac{1}{\sqrt{w}} + \alpha\sqrt{w} + \beta\sqrt{w-1} + \frac{\gamma}{\sqrt{w-1}}\,, \qquad (34)$$

$$\begin{gathered} w = \frac{E}{Q_1}, \quad \alpha = \frac{2S}{h}, \quad \beta = 2\frac{l}{h}\frac{Q_1}{Q_2} - 2\frac{S}{h}, \\ \gamma = \frac{H-h-S}{h}. \end{gathered} \qquad (35)$$

α, β и γ можно считать независимыми параметрами, подлежащими определению из дополнительных условий. Здесь естественно попытаться выявить фокусировку третьего порядка, вычислив производные $\frac{\mathrm{d}K}{\mathrm{d}w}$, $\frac{\mathrm{d}^2K}{\mathrm{d}w^2}$ и $\frac{\mathrm{d}^3K}{\mathrm{d}w^3}$ и приравняв их к нулю. Получится система алгебраических уравнений относительно α, β и γ, которая приводится к виду

$$\begin{cases} \dfrac{\alpha}{\sqrt{w}} + \dfrac{\beta}{\sqrt{w-1}} - \dfrac{\gamma}{(w-1)^{3/2}} = \dfrac{1}{w^{3/2}}, \\ \dfrac{\alpha}{w^{3/2}} + \dfrac{\beta}{(w-1)^{3/2}} - 3\dfrac{\gamma}{(w-1)^{5/2}} = \dfrac{3}{w^{5/2}}, \\ \dfrac{\alpha}{w^{5/2}} + \dfrac{\beta}{(w-1)^{5/2}} - 5\dfrac{\gamma}{(w-1)^{7/2}} = \dfrac{5}{w^{7/2}}. \end{cases} \qquad (36)$$

Если эти уравнения удовлетворяются, то остаточный член в выражении ΔK определится величиной

$$\frac{\mathrm{d}^4K}{\mathrm{d}w} = \frac{15}{16}\left(\frac{7}{w^{9/2}} - \frac{\alpha}{w^{7/2}} - \frac{\beta}{(w-1)^{7/2}} + \frac{7\gamma}{(w-1)^{9/2}}\right). \qquad (37)$$

Решение (36) в приведенном виде представляет довольно-таки громоздкую и малопрозрачную процедуру. Мы чрезвычайно сократим вычисления, если введем следующие искусственные подстановки:

$$\alpha = \frac{\xi}{w}, \quad \beta = \frac{(w-1)^{5/2}}{w^{7/2}}\eta, \quad \gamma = \left(\frac{w-1}{w}\right)^{7/2}\lambda\,. \qquad (38)$$

Система (36) переходит в новую рациональную систему относительно ξ, η и λ:

$$\begin{cases} w^2\xi + (w-1)^2\eta - (w-1)^2\lambda = w^2, \\ w\xi + (w-1)\eta - 3(w-1)\lambda = 3w, \\ \xi + \eta + 5\lambda = 5. \end{cases} \qquad (39)$$

Определители этой системы вычисляются очень просто. Мы опустим короткие элементарные выкладки и сразу же запишем решение:

$$\xi = 5 - 4w, \quad \eta = \frac{4w^2 + w}{w-1}, \quad \lambda = \frac{w}{w-1}\,. \qquad (40)$$

Из (38) с помощью (40) находим значения α, β и γ, отвечающие условиям третьего порядка, аберрационный член (37) и, наконец, K по формуле (34). Имеем:

$$\begin{gathered} \alpha = \frac{5-4w}{w}, \quad \beta = \frac{(w-1)^{3/2}}{w^{5/2}}(4w+1), \\ \gamma = \left(\frac{w-1}{w}\right)^{5/2}. \end{gathered} \qquad (41)$$

$$\begin{cases} \dfrac{\mathrm{d}^4K}{\mathrm{d}w^4} = \dfrac{15}{8w^{9/2}(w-1)^2}, \\ K = \dfrac{2}{w^{5/2}}. \end{cases} \qquad (42)$$

Теперь у нас нет дополнительного условия на *w*, как в случае идеального двойного слоя, и фокусировка третьего порядка может осуществляться при некоторых энергиях, если подобрать нужным образом параметр тормозящего слоя *S*. Сопоставляя α из (35) и (41) мы видим, что $\alpha > 0$, и кроме этого, всегда должно быть $w > 1$, так что *w* оказывается заключенным в интервале

$$1 < w < \frac{5}{4}\,. \qquad (43)$$

Учтя все эти новые обстоятельства, вычислим разрешающую способность:

$$\frac{\Delta m}{m} \cong \frac{2\Delta K}{K} = \frac{5}{64}\frac{(\Delta w)^4}{w^2(w-1)^2}\,. \qquad (44)$$

Эта величина достигает минимума, если *w* достигает максимума, что в силу неравенства (43) дает $w = \frac{5}{4}$. С другой стороны,

$$\alpha = \frac{2S}{h} = \frac{5-4w}{w}\,, \qquad (45)$$

и при $w = \frac{5}{4}$ формула (44) переходит в (21), так что неизбежно следует вывод:

в условиях фокусировки третьего порядка наилучшим является вариант с идеальным двойным слоем ($S = 0$) *в качестве притормаживающего устройства.*

На практике S надо выбирать на пределе технологических возможностей. С помощью выражений (35) можно определить (уточнить) параметры конструкции, взяв приемлемо малую толщину S, регламентируемую, например, пробойным напряжением и рассеянием на сетках. Здесь мы этими расчетами заниматься не будем.

ТРЕХСЕКЦИОННОЕ ЗЕРКАЛО

Комбинация узкого тормозящего слоя, следующего за ним потенциального дрейфового промежутка и последнего отражающего каскада на самом деле является частным и даже вырожденным случаем трехсекционного зеркала с зазорами l_1, l_2, l_3 и потенциалами 0, Φ_1, Φ_2, Φ_3 (рис. 5, а). Все предыдущее отвечало условию $\Phi_1 = \Phi_2$. Мы вправе предположить, что появление еще одного дополнительного варьируемого параметра должно изменить всю ситуацию с фокусировкой по энергии, и, в частности, может возникнуть фактор уменьшения аберрации четвертого порядка. Ответить на этот вопрос может только точный математический анализ, хотя здесь он будет более длинным.

Рассмотрим только режим торможения (рис. 5, б):

$$0 < \Phi_1 < \Phi_2 < \Phi_3. \tag{46}$$

Пусть H — расстояние от источника до первой сетки зеркала, а буквам Q_1, Q_2, Q_3 придадим значения

$$Q_1 = q\Phi_1, \quad Q_2 = q\Phi_2, \quad Q_3 = q\Phi_3. \tag{47}$$

Запишем физическое время пролета t_D в той расстановке членов, как это следует из последовательного рассмотрения движений на разных участках. Получим

$$t_D = H\sqrt{\frac{2m}{E}} + 2\sqrt{2m}\,\frac{l_1}{Q_1}\left(\sqrt{E} - \sqrt{E - Q_1}\right) + \\ + \frac{2\sqrt{2m}}{Q_1 - Q_2} l_2 \left(\sqrt{E - Q_1} - \sqrt{E - Q_2}\right) + \\ + \frac{2\sqrt{2m}}{Q_3 - Q_2} l_3 \sqrt{E - Q_2}. \tag{48}$$

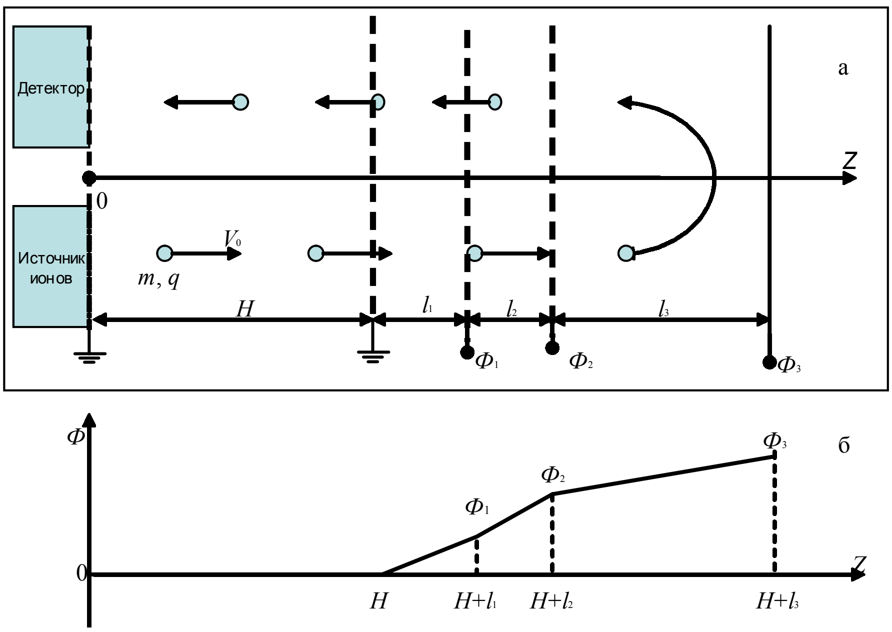

Рис. 5. Масс-рефлектрон с тройным зеркалом (а) и профиль потенциала в нем (б)

При $Q_1 \to Q_2$ коэффициенты в (44) становятся сингулярными, и требуется переход к пределам, что, собственно, сильно отличает эту ситуацию от предельных выражений, соответствующих ситуации двух дрейфовых промежутков. Снова положим

$$t_D = H\sqrt{\frac{2m}{Q_1}}K(w), \tag{49}$$

где

$$K = \frac{1}{\sqrt{w}} + \alpha\sqrt{w} + \beta\sqrt{w-1} + \gamma\sqrt{w-\delta}\ , \tag{50}$$

$$w = \frac{E}{Q_1}, \quad \delta = \frac{Q_2}{Q_1}, \ \alpha = \frac{2l_1}{H}, \tag{51}$$

$$\begin{aligned} \beta &= 2\left(\frac{Q_1}{Q_2 - Q_1}\frac{l_2}{H} - \frac{l_1}{H}\right), \\ \gamma &= 2\left(\frac{Q_1}{Q_3 - Q_2}\frac{l_3}{H} - \frac{Q_1}{Q_2 - Q_1}\frac{l_2}{H}\right). \end{aligned} \tag{52}$$

Структурно функция (50) очень сильно отличается от (34), поэтому и требуется отдельный подход. Вычисляем

$$\begin{cases} \dfrac{\mathrm{d}K}{\mathrm{d}w} = \dfrac{1}{2}\left(-\dfrac{1}{w^{3/2}} + \dfrac{\alpha}{\sqrt{w}} + \dfrac{\beta}{\sqrt{w-1}} + \dfrac{\gamma}{\sqrt{w-\delta}}\right), \\ \dfrac{\mathrm{d}^2K}{\mathrm{d}w^2} = \dfrac{1}{4}\left(\dfrac{3}{w^{5/2}} - \dfrac{\alpha}{w^{3/2}} - \dfrac{\beta}{(w-1)^{3/2}} - \dfrac{\gamma}{(w-\delta)^{3/2}}\right), \\ \dfrac{\mathrm{d}^3K}{\mathrm{d}w^3} = \dfrac{3}{8}\left(-\dfrac{5}{w^{7/2}} + \dfrac{\alpha}{w^{5/2}} + \dfrac{\beta}{(w-1)^{5/2}} + \dfrac{\gamma}{(w-\delta)^{5/2}}\right). \end{cases} \tag{53}$$

Приравнивая правые части (53) нулю, мы получим некую линейную систему с иррациональными коэффициентами, которую приведем к рациональной форме подстановками, похожими на (38):

$$\alpha = \frac{\xi}{w}, \quad \beta = \frac{(w-1)^{5/2}}{w^{7/2}}\eta, \quad \gamma = \frac{(w-\delta)^{5/2}}{w^{7/2}}\lambda\,. \tag{54}$$

Получающаяся система родственна (39):

$$\begin{cases} w^2\xi + (w-1)^2\eta + (w-\delta)^2\lambda = w^2, \\ w\xi + (w-1)\eta + (w-\delta)\lambda = 3w, \\ \xi + \eta + \lambda = 5. \end{cases} \tag{55}$$

Определители здесь вычисляются достаточно просто, как и для (39), и мы не приводим выкладки. Окончательные выражения для решений таковы:

$$\xi = \frac{5\delta - 2w(\delta+1)}{\delta}, \quad \eta = \frac{2\delta w}{\delta - 1}, \quad \lambda = -\frac{2w}{\delta(\delta-1)}\,. \tag{56}$$

Подставляя в (54) эти формулы, получим искомые α, β, γ, задающие условия фокусировки третьего порядка в системе. Но мы в них сейчас не нуждаемся, а для вычисления $\dfrac{\mathrm{d}^4K}{\mathrm{d}w^4}$ сначала приведем все к параметрам ξ, η, λ, чтобы пользоваться простыми выражениями (56). Итак, имеем

$$\frac{\mathrm{d}^4K}{\mathrm{d}w^4} = \frac{15}{16}\left(\frac{7}{w^{9/2}} - \frac{\alpha}{w^{7/2}} - \frac{\beta}{(w-1)^{7/2}} - \frac{\eta}{(w-\delta)^{7/2}}\right). \tag{57}$$

В параметрах ξ, η, λ

$$\frac{\mathrm{d}^4K}{\mathrm{d}w^4} = \frac{15}{16w^{9/2}}\left(7 - \xi - \frac{w}{w-1}\eta - \frac{w}{w-\delta}\lambda\right). \tag{58}$$

Встраивание (56) в (58) дает

$$\frac{\mathrm{d}^4K}{\mathrm{d}w^4} = \\ = \frac{15}{8w^{9/2}}\left[\frac{\delta + w(\delta+1)}{\delta} + \frac{w^2}{\delta-1}\left(\frac{1}{\delta(\lambda-\delta)} - \frac{\delta}{w-1}\right)\right]. \tag{59}$$

Это выражение счастливо упрощается, и в итоге имеем

$$\frac{\mathrm{d}^4K}{\mathrm{d}w^4} = \frac{15\delta}{8w^{9/2}(w-1)(w-\delta)}\,. \tag{60}$$

По физическому смыслу $\delta > 0$ всегда и нигде в нуль не обращается, так что надежда на возможность фокусировки *четвертого* порядка за счет избыточного параметра δ в данной модели рухнула. При любом выборе тормозящих потенциалов Φ_1, Φ_2, Φ_3 достижима только фокусировка третьего порядка.

Вычислим теперь K в условиях фокусировки, используя (56), (54). Опять опуская элементарные выкладки, запишем:

$$K = \frac{2\delta}{w^{5/2}}\,. \tag{61}$$

Снова строим формулу разрешающей способности по массам m:

$$\frac{\Delta m}{m} = \frac{2\Delta K}{K} \cong \frac{2\dfrac{\mathrm{d}^4K}{\mathrm{d}w^4}}{4!K}\,. \tag{62}$$

Окончательно из (60, 61, 62) следует:

$$\frac{\Delta m}{m}=\frac{5}{64}\frac{(\Delta w)^4}{w^2(w-1)(w-\delta)}. \qquad (63)$$

Мы получили удивительно простое обобщение формулы (44). Из нее следует, что $\frac{\Delta m}{m}$ достигает минимума при наименьшем значении δ и максимально большом w. Но $\delta=\frac{\Phi_2}{\Phi_1}\geq 1$ и минимум этой величины суть $\delta=1$, что как раз отвечает формуле (40) и режиму дрейфа ионов в эквипотенциальном пространстве средней секции.

И еще раз убеждаемся, что только при $w=\frac{5}{4}$ мы имеем фокусировку третьего порядка при вырождении 1-й секции в двойной слой из двух очень близко расположенных плоских сеточек, и разрешение при этом оптимально.

Мы здесь не даем исследования двух случаев:

1) когда 1-я секция ускоряющая, а 2-я тормозящая;
2) когда 1-я секция тормозящая, а 2-я ускоряющая, —

в силу того что они приводят к физически нереализуемым ситуациям.

Итак, мы сконструировали новую электронно-оптическую схему времяпролетного масс-спектрометра под названием "модифицированный масс-рефлектрон" и показали, что она наилучшая в классе систем с тройным зеркалом и является своеобразным исключительным случаем, вырождением этого класса.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Mamyrin B.A.* Time-of-flight mass-spectrometry (concepts, achievements and prospects) // International Journal of Mass Spectrometry. 2001. V. 206. P. 251–229.
2. *Каратаев В.И., Мамырин Б.А. и Шмик Д.В.* Новый принцип фокусировки ионных пакетов во времяпролетных масс-спектрометрах // ЖТФ. 1971. V. XLI, № 7. 1498–1501.
3. *Damaschin Ioanovicin*. Ion-optical properties of time-of-flight mass-spectrometers // International Journal of Mass Spectrometry. 2001. V. 206. P. 211–229.
4. *Голиков Ю.К., Краснов Н.В., Бубляев Р.А.* Времяпролетный масс-спектрометр: Заявка на выдачу патента на изобретение № 2005119734 с приоритетом от 16.06.2005.

Институт аналитического приборостроения РАН, Санкт-Петербург

Материал поступил в редакцию 24.06.2005.

A MODIFIED MASS REFLECTRON

Yu. K. Golikov, N. V. Krasnov, R. A. Bublyaev

Institute for Analytical Instrumentation RAS, Saint-Petersburg

The paper offers a new electron-optical circuit for a three-component mass reflectron. It consists of two drift spaces separated by a double electric layer and a single parallel-plate electrostatic mirror-condenser. The double layer in the actual construction is replaced with two closely-spaced small grids formed by a set of parallel metal wires. This scheme provides the third order energy focusing at low 4th order aberrations. A consistent analytical theory of such a modified reflectron is developed, and it is shown that the proposed version is optimal as compared to a general triple-mirror reflectron.