

В этом инжекторе пыль 2 находится в бункере 13, который соединен через отверстие 12 с объемом промежуточной камеры, образованной корпусом 6 и промежуточным электродом 2. В принципе таких бункеров в инжекторе может быть несколько, каждый для своего сорта пыли. При подаче напряжения  $U_{ПВ}$ , на возбуждающий электрод бункера 3, пыль начинает через отверстия 12 поступать в промежуточную камеру. Геометрия промежуточной камеры выбрана таким образом, чтобы силовая линия с наименьшей напряженностью в этой камере лежала против отверстий 9 и проходила через них в направлении иглы 5, расположенной в камере. Если пылинка, после зарядки не попала в выходное отверстие, или если не коснулась иглы, то она смещается в зону слабого поля в районе отверстий 10, через которые она попадает обратно в промежуточную камеру. Таким образом, для создания потока заряженных частиц, равного потоку первого инжектора необходимо приблизительно в 100 раз меньшее количество пылинок, кроме того, попадание в объем ускорителя плохо заряженных частиц практически исключается. Эта конструкция позволяет создать поток частиц со значительно большей средней скоростью, чем в первом случае. Так, например, у первого инжектора для частиц Fe диаметром  $10^{-6}$  м при напряжении  $U_{П} = 20$  кВ средняя скорость вылета будет равна 1,8 - 2,0 км/с, тогда как для инжектора с промежуточной камерой для тех же частиц при  $U_{П} = 20$  кВ средняя скорость вылета будет равна 2,3 - 2,5 км/с. Для бомбардировки частицами больших поверхностей ускоритель (или инжектор в отсутствие ускоряющей системы) может иметь систему развертки, состоящую из двух взаимноперпендикулярных систем, каждая из которых представляет собой конденсатор, между обкладками которого проходит пучок частиц. Управление пучком осуществляется изменением напряжения на конденсаторах.

Разработанный инжектор совместно с системой развертки в виде конденсатора, может быть использован для облучения потоком пылевых частиц больших поверхностей.

УДК 669.713.7

## **ОСОБЕННОСТИ ДИНАМИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ ВРЕМЯПРОЛЁТНОГО МАСС-СПЕКТРОМЕТРА**

Пияков И.В., Сёмкин Н.Д., Воронов К.Е.

В классических схемах времяпролётных масс-спектрометров /1,2/ используются однородные электростатические поля. В более поздних моделях /3/ стали применять нелинейные полезадающие электроды. В этом случае электростатическое поле нелинейно по оси движения ионных пакетов. Основным недостатком такого способа является необходимость особенно точного изготовления полезадающих элементов. Одной из вет-

вей дальнейшего развития времяпролётных масс-спектрометров стало применение переменных во времени электрических полей. Согласно /4/ выталкивающее поле имеет вид:

$$E(t) = \begin{cases} \frac{m_0}{q} \times \frac{TL_{34}}{t_0(T-t_0)^2}, & 0 \leq t \leq t_0 \\ \frac{m_0}{q} \times \frac{TL_{34}}{t(T-t)^2}, & t_0 \leq t \leq T \end{cases}, \quad (1)$$

где  $m_0$  – масса частиц (атом, молекула) выделяемой компоненты газа;  $q$  – заряд ионов;  $L_{34}$  – длина бесполевого пространства;  $T$  – время прилёта выбранной компоненты газа в приёмник;  $t_0$  – время, в течение которого ускоряющее поле постоянно (обычно  $t_0 = T/10$ ).

Для такой формы выталкивающего импульса рассмотрим вид тормозящего поля на примере времяпролётного масс-спектрометра, схема которого представлена на рис. 1. В начале необходимо сделать ряд допущений:

1. Начальная скорость ионов вычисляется согласно распределению Максвелла и принадлежит диапазону от минус  $2V_B$  до  $2V_B$  ( $V_0 \in [-2V_B; 2V_B]$ ).  $V_B$  – наиболее вероятная тепловая скорость:

$$V_B = \sqrt{\frac{m}{2kT^0}},$$

где  $m$  – масса иона,  $k$  – постоянная Больцмана,  $T^0$  – абсолютная температура исследуемого газа.

2. Все ионы, имеющие отрицательную начальную скорость (движутся от приёмника ионов) под воздействием выталкивающего поля разворачиваются за время, в течение которого поле постоянно.
3. Время ионизации  $t_{II} \in [0, \tau]$  меньше времени  $t_0$ .
4. Ионизация происходит в пределах зоны  $x_{zp}$ .

Теперь необходимо определить интервал времени, в течение которого эталонный ионный пакет проходит тормозящее пространства  $L_T$ .

Рассмотрим крайние случаи:

1. Самый быстрый ион ( $V_0 = 2V_B$ ,  $x_0 = x_{zp}$ ,  $t_{II} = 0$ ).
2. Самый медленный ион ( $V_0 = -2V_B$ ,  $x_0 = \delta$ ,  $t_{II} = \tau$ ).



$$V_1'' = V_1' + TL_1 \frac{m_0}{m} \int_t \frac{dt}{(T-t)^2} = V_1' + TL_1 \frac{m_0}{m} \times \frac{1}{T^2} \left[ \ln \left( \frac{t}{T-t} \right) - \frac{t}{T-t} \right] + C_2. \quad (4)$$

Учитывая начальные условия (при  $t = t_0$ ,  $V_2 = V_1$ ) определим значение  $C_2$ :

$$C_2 = -\frac{m_0}{m} \times \frac{L_1}{T} \left[ \ln \left( \frac{t_0}{T-t_0} \right) - \frac{t_0}{T-t_0} \right]. \quad (5)$$

С учётом (3) и (5) формула (4) примет вид:

$$V_1'' = V_0 + \frac{m_0}{m} \times \frac{TL}{(T-t_0)^2} + L_1 \frac{m_0}{m} \left[ \frac{t-t_0}{(T-t_0)(T-t)} + \frac{1}{T} \ln \left( \frac{tT-t_0t}{t_0T-t_0t} \right) \right]. \quad (6)$$

Из (3) и (6) следует, что скорость ионов в выталкивающем пространстве  $L_0$  определяется согласно уравнению:

$$V_1 = \begin{cases} V_0 + \frac{m_0}{m} \times \frac{TL_1 t}{t_0 (T-t_0)^2}, & 0 \leq t \leq t_0 \\ V_0 + \frac{m_0}{m} \times \frac{TL_1}{(T-t_0)^2} + L_1 \frac{m_0}{m} \left[ \frac{t-t_0}{(T-t_0)(T-t)} + \frac{1}{T} \ln \left( \frac{tT-t_0t}{t_0T-t_0t} \right) \right], & t_0 \leq t \leq T \end{cases} \quad (7)$$

Время  $t_1$  определяется из выражения:

$$L_0 - x_0 = \int_0^{t_1} V_1(t) dt. \quad (8)$$

Проинтегрировав (7) по времени получим:

$$\int_0^{t_1} V_1'(t) dt = V_0 t_1 + \frac{m_0}{m} \times \frac{TL_1 t_1^2}{2t_0 (T-t_0)^2} \quad (9)$$

Аналогично для  $t_0 \leq t \leq T$ .

$$\begin{aligned} \int_0^{t_1} V_1''(t) dt &= \int_0^{t_1} V_0 dt + \int_0^{t_1} \frac{m_0}{m} \times \frac{TL_1}{(T-t_0)^2} dt + \int_0^{t_1} \frac{m_0}{m} L_1 \times \ln \left[ \frac{T-t_0}{t_0} \right] dt + \\ &+ \int_0^{t_1} \frac{m_0}{m} L_1 \times \ln[t] dt + \int_0^{t_1} \frac{m_0}{m} L_1 \times \ln[T-t] dt \end{aligned} \quad (10)$$

Разложим (10) и проинтегрируем:

$$\left\{ \begin{array}{l} \int_0^{t_1} V_0 dt = V_0 t_1 + c_1; \\ \int_0^{t_1} \frac{m_0}{m} \times \frac{TL_1}{(T-t_0)^2} dt = \frac{m_0}{m} \times \frac{TL_1 t_1}{(T-t_0)^2} + c_2; \\ \int_0^{t_1} \frac{m_0}{m} L_1 \times \ln \left[ \frac{T-t_0}{t_0} \right] dt = \frac{m_0}{m} L_1 t_1 \times \ln \left[ \frac{T-t_0}{t_0} \right] + c_3; \\ \int_0^{t_1} \frac{m_0}{m} L_1 \times \ln[t] dt = \frac{m_0}{m} L_1 (t_1 \ln(t_1) - t_1) + c_4; \\ \int_0^{t_1} \frac{m_0}{m} L_1 \times \ln[T-t] dt = \frac{m_0}{m} L_1 \times (T-t_1)(1 - \ln(T-t_1)) + c_5. \end{array} \right. \quad (11)$$

С учётом начальных условий  $V_1'(t_0) = V_1''(t_0)$  получим:

$$c = c_1 + c_2 + c_3 + c_4 + c_5 = L_1 \frac{m_0}{m} \left\{ \frac{Tt_0}{2(T-t_0)^2} - t_0 \ln \left[ \frac{T-t_0}{t_0} \right] - t_0 (\ln(t_0) - 1) + (T-t_0) [\ln(T-t_0) - 1] \right\}. \quad (12)$$

С учётом (12) формула (11) примет вид:

$$\begin{aligned} \int_0^{t_1} V_1''(t) dt = & V_0 t_1 + \frac{m_0}{m} \times \frac{TL_1 t_1}{(T-t_0)^2} + \frac{m_0}{m} L_1 t_1 \times \ln \left[ \frac{T-t_0}{t_0} \right] + \\ & + \frac{m_0}{m} L_1 (t_1 \ln(t_1) - t_1) + \frac{m_0}{m} L_1 \times (T-t_1)(1 - \ln(T-t_1)) + \\ & + L_1 \frac{m_0}{m} \left\{ \frac{Tt_0}{2(T-t_0)^2} - t_0 \ln \left[ \frac{T-t_0}{t_0} \right] - t_0 (\ln(t_0) - 1) + (T-t_0) [\ln(T-t_0) - 1] \right\}. \end{aligned} \quad (13)$$

Решая (8) для (9) или (13) при начальных условиях для самого быстрого и самого медленного ионов и, учитывая движение в первом бесполовом пространстве  $L_1$ , получим, что эталонная масса войдёт в тормозящее поле за интервал времени  $[t_T; t_T + \Delta t]$ , где  $\Delta t$  - разница решений для самого быстрого и самого медленного ионов, которая определяет максимальную ширину спектра. К сожалению, аналитическое решение этих

уравнений затруднено ввиду их сложности. Именно с этого участка особое значение приобретает величина тормозящего поля.

Замедление может осуществляться по многим законам, но величина тормозящего поля должна увеличиваться с течением времени, т.к. для более тяжёлых масс необходим больший потенциал. Наиболее простыми являются линейное (рис.2а) и квадратичное (Рис.2б) тормозящие поля. Во втором случае важно, чтобы пролёт эталонной массы не пришёлся бы на асимптотическое увеличение поля.

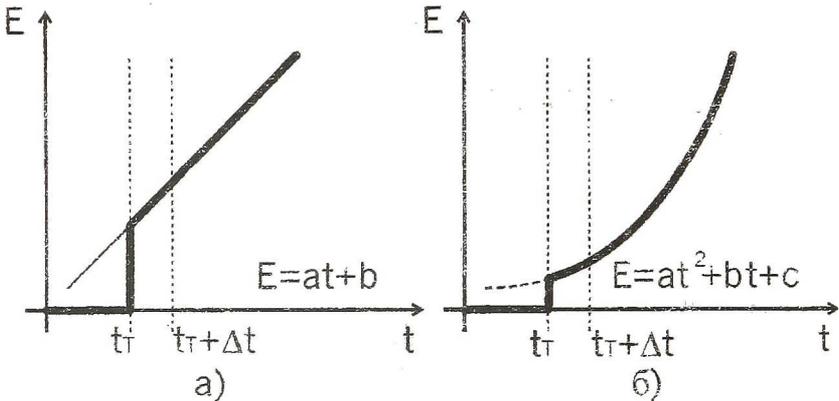


Рисунок 2 – Законы торможения: а) – линейный, б) – квадратичный

Как видно из рис.2, для линейного закона торможения определяющим фактором является угол наклона, то есть коэффициент  $a$ . Во втором случае определяющих переменных больше. Свободный член компенсируется длиной первого бесполевого пространства. Торможение до времени  $t_f$  не желательно, т.к. ионы с массой меньше эталонной должны как можно быстрее попасть в приёмник. Время нахождения ионов в тормозящем поле зависит от геометрических размеров ползадающих элементов, закона торможения, закона выталкивания и др.

#### Список использованных источников

1. Сысов А.А., Чупахин М.С. Введение в масс-спектрометрию. М.: Атомиздат. 1977.
2. Сысов А.А., Самсонов Г.А. Теория и расчёт статических масс-анализаторов. Ч. 1, М.: Изд. МИФИ, 1972.
3. Сёмкин Н.Д., Воронов К.Е., Мясников С.В. Аналитический расчёт распределения электростатического нелинейного масс-рефлектора / ВИНТИ, Дел., №3225-В97 от 31.10.97.
4. Способ формирования массовой линии ионов во времяпролётном масс-спектрометре. Сёмкин Н.Д., Юсупов Г.Я., Бочкарёв В.А., Семенчук С.М. Патент. МПК Н 01 J 49/40 №1691905, Россия. бюл. №42 от 15.11.91