

Пияков И.В., Семкин В.Д.

### ВРЕМЯПРОЛЕТНЫЙ МАСС-СПЕКТРОМЕТР ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ТЯЖЕЛЫХ ЧАСТИЦ ГАЗОВЫХ ПОТОКОВ

Интерес к времяпролетным масс-спектрометрам проявляется при исследовании космического пространства, а, именно, при изучении состава космической пыли и микрочастиц. Однако и в других областях времяпролетные масс-спектрометры находят все большее применение. Это объясняется сравнительно небольшими размерами и лучшими параметрами по сравнению с масс-спектрометрами другого принципа действия. Применительно к космическим исследованиям времяпролетные масс-спектрометры обладают рядом достоинств: малые габариты, небольшая масса, высокая чувствительность и возможность определения состава частиц, попадающих в приемную камеру случайно во времени.

Одним из недостатков масс-спектрометра [1] является низкая разрешающая способность при исследовании молекулярного состава газов с массами молекул более 500 а.е.м. Предлагаемая конструкция (рис. 1) предназначена для получения спектров от молекул в диапазоне масс 500...10000 а.е.м.

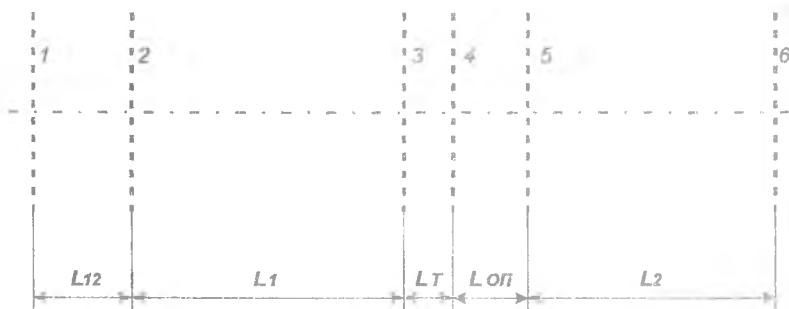


Рисунок 1 – Оптическая схема масс-спектрометра

1 – выталкивающая сетка; 2,3,6 – заземленные сетки; 4 – тормозящая сетка; 5 – полекомпенсирующая сетка

В пространстве  $L_{12}$  происходит ионизация молекул и выталкивание ионов посредством электрического поля в бесполовое пространство  $L_1$  (рис. 1).

Поскольку ионы обладают разными массами, то на входе в  $L_1$  они будут обладать разными скоростями:

$$V_1 = \int_0^{t_1} \frac{q}{m} E(t) dt,$$

где  $q$  – заряд иона,  $m$  – масса иона,  $t_1$  – время вылета иона в бесполовое пространство,  $E(t)$  – напряженность выталкивающего поля:

$$E(t) = \begin{cases} E_0, 0 \leq t \leq t_0 \\ \frac{m}{q} \times \frac{T(L_1 + L_7 + L_{оп} + L_2)}{t(T-t)^2}, t_0 \leq t \leq T \end{cases}$$

где  $T$  – расчетное время пролета ионов,  $E_0$  – значение выталкивающего поля в начальный момент времени,  $t_0$  – время, в течение которого выталкивающее поле постоянно.

Практически для тяжелых ионов создание непостоянного во времени поля, как в [1], затруднено ввиду больших значений выталкивающего напряжения (рис. 2) и трудно реализуется на современной элементной базе.

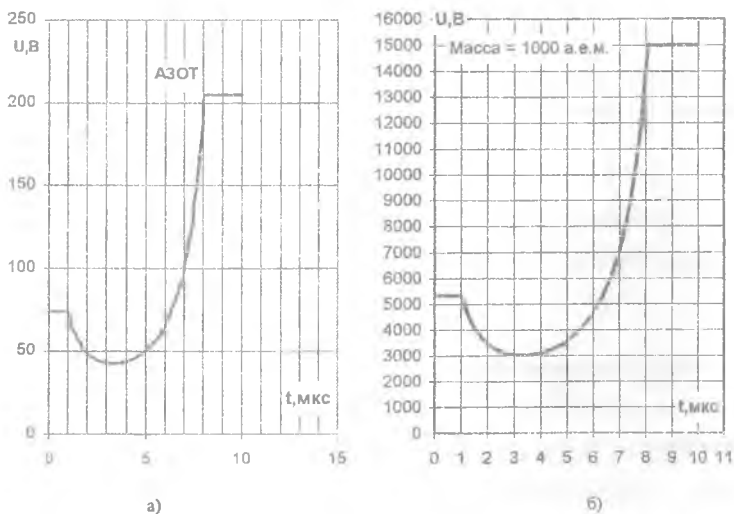


Рисунок 2 – Форма выталкивающего импульса

а – настройки на атом азота: 14 а.е.м., б – настройки на частицу с массой 1000 а.е.м.

( $L_{12} = 1$  см,  $L_1 + L_2 + L_7 + L_{оп} = 20$  см)

Исходя из вышеизложенного, предлагается следующий алгоритм работы прибора. На ускоряющую сетку 1 подается напряжение  $U_1$ :

$$U_1 = a \frac{L_{12} m_0}{q},$$

где  $L_{12}$  – расстояние от ускоряющей сетки до ближайшей заземленной сетки,  $m_0$  – масса выделяемой частицы,  $q$  – заряд выделяемой частицы,  $a$  – ускорение выделяемой частицы.

Таким образом, ионы выталкиваются в бесполовое пространство  $L_1$ . Скорость вылета  $V_1$  и время вылета  $t_1$  определяются по формулам:

$$V_1 = \sqrt{V_0^2 + 2W_1 L_{12}},$$

где  $V_0$  – начальная скорость ионов, обусловленная их тепловым движением,

$W_1$  – ускорение;

$$t_1 = t_0 + \frac{V_1 - V_0}{W_1}$$

Ускорение  $W_1$  возникает в связи с действием электрического поля на ионы и определяется по формуле:

$$W_1 = \frac{qU_1}{mL_{12}}$$

После прохождения бесполового пространства  $L_1$  ионы попадают в тормозящее пространство  $L_T$ . Время прихода  $t_T$  определяется по формуле:

$$t_T = t_1 + \frac{L_T}{V_1}.$$

Торможение производится аналогично при помощи электрического поля. Напряжение на тормозящей сетке  $U_2$  определяется следующим образом:

$$U_2 = ab \frac{m_0}{q} L_T,$$

где  $b$  – коэффициент торможения ( $0 \leq b \leq 1$ ).

Скорость вылета  $V_2$  из тормозящего пространства и время вылета  $t_2$  определяются по формулам:

$$V_2 = \sqrt{V_1^2 - 2W_2 L_T},$$

где

$$W_2 = \frac{qU_2}{mL_T}.$$

$$t_2 = t_1 + \frac{V_1 - V_2}{W_2}$$

На оставшемся участке скорость не изменяется. Время вылета из отклоняющего пространства  $t_{оп}$  вычисляется по формуле:

$$t_{оп} = t_2 + \frac{L_{оп}}{V_2}$$

Аналогично вычисляется время прихода ионов в приемник:

$$t_{пр} = t_{оп} + \frac{L_2}{V_2}$$

На протяжении участка  $L_1$  ионные пакеты разделяются соответственно их массам и приходят в тормозящее пространство в разное время. Разница времен прилета невелика и трудно детектируется. После тормозящего участка детектирование намного облегчается. Для того, чтобы тормозящая сетка не оказывала влияние на движение ионов в пространстве  $L_{оп}$  и во втором бесполовом пространстве  $L_2$ , она соединена с полекомпенсирующей сеткой.

С помощью такого прибора, например, от ионов массами 4999, 5000 и 5001 а.е.м. можно получить спектр с хорошим разрешением (рис.3).

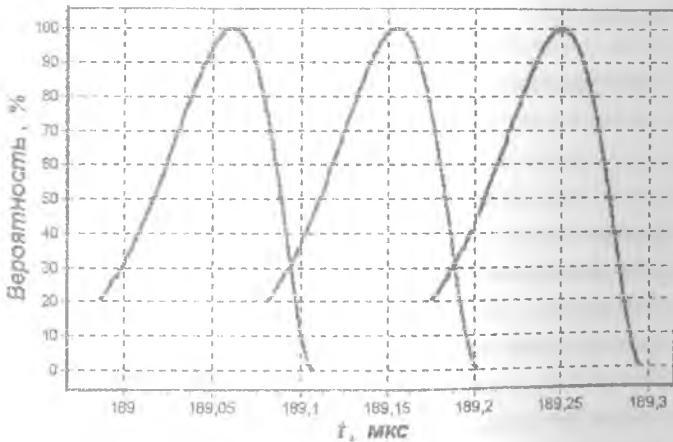


Рисунок 3 – Расчетный спектр от ионов массами 4999 (слева), 5000 (в центре) и 5001 (справа) а.е.м. (настройки прибора:  $L_1 = 200$  мм;  $L_2 = 300$  мм;  $L_{12} = 15$  мм;  $L_T = 15$  мм;  $L_{оп} = 20$  мм;  $U_1 = 1500$  В;  $U_2 = 1200$  В;  $\Delta x = 1$  мм)

## БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Семкин Н.Д., Юсупов Г.Я., Бочкарев В.А., Семенчук С.М. Способ формирования массовой линии ионов во времяпролетном масс-спектрометре. Описание изобретения к авторскому свидетельству, МПК Н 01 J 49/40 №1691905, бюл. №42 от 15.11.91.
2. Бочкарев В.А., Семкин Н.Д., Колесников О.Ю. Времяпролетный масс-спектрометр. Описание изобретения к патенту РФ, МПК Н 01 J 49/40, № 2003199, бюл. №41-42 от 15.11.93.
3. Семкин Н.Д. Проектирование масс-спектрометров для космических исследований. – Самара : СГАУ, 2000.

УДК 577.33

Ротов С.В., Бобин Д.Г.

### СИСТЕМА РЕГИСТРАЦИИ ФИЗИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ КОСМИЧЕСКИХ ЧАСТИЦ

В данной статье рассматриваются информационные возможности сферического детектора космических частиц на основе активной пленочной структуры металл-диэлектрик-металл (МДМ). Конструкция детектора представлена на рис. 1.

Высокоскоростное взаимодействие космической частицы с чувствительной поверхностью ионизационно-конденсаторного датчика 2 приводит к образованию канала высокой проводимости (плазмы) внутри конденсаторной секции 3 и разряду конденсатора через этот канал. Параметры регистрируемого электрического сигнала с датчика: амплитуда и время нарастания переднего фронта, – функционально связаны с физическими параметрами налетающей космической частицы (масса, скорость, плотность) [1,2].

Разлет плазмы между сферами детектора 2 и 4 под действием газодинамических сил и приложенного между сферами электрического поля в зависимости от режима работы детек-