

Физическая аппаратура

УДК 767.378

Алгоритм расчета элементного состава в пылеударном масс-спектрометре с учетом шумов

Н. Д. Семкин, А. М. Телегин, И. В. Пияков, К. И. Сухачев

Рассмотрены алгоритмы процесса регистрации и измерения параметров пылевых частиц, оптимальный обнаружитель измерителя спектра масс пылеударного масс-спектрометра.

PACS: 07.75.+h

Ключевые слова: оптимальный обнаружитель, шум, масс-спектрометр, алгоритм.

Введение

Проблема определения физико-химических характеристик пылевых частиц с помощью прямых методов измерения связана с решением фундаментальных задач астрофизики и космохимии, а также ряда прикладных задач [1, 2] и требует создания помехозащищенной измерительной системы. В реальных условиях такая система функционирует на фоне различных шумов, источниками которых являются: поток протонов со средней интенсивностью $\bar{n}_y c^{-1}$; флуктуационный шум усилителя-преобразователя ток—напряжение, характеризуемый спектральной плотностью тока $\frac{N_0^2}{2} A^2 c$; собственный импульсный шум приемника преобразователя, например, в виде вторичного электронного умножителя (ВЭУ) со средней интенсивностью $\bar{n}_y c^{-1}$.

Для определения физико-химических характеристик успешно используется масс-спектрометр, описанный в [3]. В данной статье рассмотрены алгоритмы процесса регистрации и измерения параметров пылевых частиц, а также оптимальный обнаружитель измерителя спектра масс пылеударного масс-спектрометра.

Описание шумовых характеристик приемного устройства

Поток протонов взаимодействует с чувствительной поверхностью анализатора (масс-спектрометра), образуя на выходе приемника импульсный шумовой ток. Пусть поток протонов характеризуется плотностью вероятностей скоростей отдельных протонов $W_v(v)$, и задано распределение вероятностей $P_u(k)$ вылета k ионов ($k = 0, 1, 2, \dots, N$) при ударе одного протона в мишень. Очевидно, эта вероятность может быть выражена в виде:

$$P_u(k) = \int_0^{\infty} P_u W_v(v) dv,$$

где P_u — вероятность вылета k ионов при условии, что с мишенью соударяется протон со скоростью v .

Таким образом, i -й протон выбивает k_i ионов мишени за единицу времени с вероятностью P_u , а n протонов, попавших в мишень, выбивают

$n_1 = \sum_{i=1}^n k_i$ ионов за единицу времени. Величина n_1

представляет собой сумму случайного числа случайных слагаемых. Условное математическое ожидание случайной величины n_1 равно:

$$E\{n_1/n\} = E\left\{\sum_{i=1}^n k_i\right\} = \sum_{i=1}^n E\{k_i\} = nE\{k_i\} = n\bar{k}_u,$$

так как $E\{k_i\} = \sum_{k_i=0}^{\infty} k_i P_u(k_i) = \bar{k}_u$ — среднее значение

коэффициента вторичной ионной эмиссии. Безусловное математическое ожидание величины n_1 определяется усреднением [4] по распределению $P_p(n)$, т. е. вероятности того, что в единицу времени в мишень ударится n протонов:

Семкин Николай Данилович, профессор.

Телегин Алексей Михайлович, аспирант.

Пияков Игорь Владимирович, доцент.

Сухачев Кирилл Игоревич, студент.

Самарский государственный аэрокосмический университет им. С. П. Королева (национальный исследовательский университет).

Россия, 443086, г. Самара, Московское шоссе, 34.

Тел. (846) 267-48-50. E-mail: talex85@mail.ru

Статья поступила в редакцию 20 мая 2011 г.

© Семкин Н. Д., Телегин А. М., Пияков И. В., Сухачев К. И., 2011

$$n_1 = \sum_{n=0}^{\infty} E\{n_1/n\} P_p(n) = \bar{k}_u \sum_{n=0}^{\infty} n P_p(n) = \bar{k}_u \bar{n}_p,$$

где $\bar{n}_1 = \rho \bar{V}_p S$ — среднее количество протонов, попадающих в мишень в единицу времени;

ρ — концентрация протонов;

S — площадь мишени;

$\bar{V}_p = 500$ км/с — средняя скорость протонов.

Учитывая тот факт, что лишь часть вторичных ионов попадает на вход ВЭУ, запишем выражение для средней интенсивности вторичных ионов на входе ВЭУ:

$$\bar{n}_2 = \bar{n}_1 k = \bar{k}_u n_p k,$$

где коэффициент k численно равен отношению количества вторичных ионов, достигших ВЭУ, к общему количеству вторичных ионов, выбитых протонами из мишени за единицу времени. Каждый вторичный ион, попавший в ВЭУ, образует на его выходе импульс тока $i(t)$, аппроксимируемый прямоугольником с длительностью τ_a и амплитудой q/τ_a . Величина q — суммарный заряд электронов на коллекторе ВЭУ — равен:

$$q = k_y e,$$

где k_y — коэффициент умножения ВЭУ, e — заряд электрона.

Длительность τ_a определяется временем пролета электроном промежутка последний динод-коллектор ВЭУ и находится из выражения:

$$\tau_a = d \sqrt{\frac{2m}{eU_a}},$$

где m , U_a , d — масса электрона, напряжение и расстояние между последним динодом и коллектором ВЭУ, соответственно.

Предположим, что сигнал, несущий информацию о химическом составе объекта исследования (частицы), представляет собой последовательность коротких импульсов одинаковой формы, но с различными амплитудами [2]:

$$s(t, \bar{a}) = \sum_{k=1}^N a_k f(t-t_k), \quad t \in [0, T],$$

где T — длительность интервала анализа;

$f(t)$ — детерминированная функция, определяющая форму импульса;

t_k — момент появления k -го сигнального импульса с выхода ВЭУ;

N — заданное количество разрешаемых химических элементов.

Через \bar{a} условно обозначим вектор параметров, соответствующий ожидаемым химическим элементам.

Моменты t_k определяются номером химического элемента в таблице Менделеева.

Задача определения химического состава частиц состоит в измерении величин a_k и t_k , $k = 1, 2, \dots, N$.

Наложим на функцию $f(t-t_k)$ следующие условия:

$$\int_0^T f(t-t_k) dl = 1, \quad k = 1, 2, \dots, N; \quad (1)$$

$$\int_0^T f(t-t_k) f(t-t_l) dl = \begin{cases} a, & k = l \\ 0, & k \neq l \end{cases}, \quad (2)$$

где a определяется формой импульса.

Условие (1) означает, что неизвестные коэффициенты a_k имеют размерность заряда в Кл. Условие ортогональности (2) выполняется для всех N разрешаемых химических элементов, так как функция $f(t-t_k)$ для различных k не перекрывается во времени. Предположим, что финитная функция $f(t)$ аппроксимируется прямоугольником

$$f(t) = \begin{cases} \frac{1}{\tau_s}, & |t| \leq \frac{\tau_s}{2} \\ 0, & |t| > \frac{\tau_s}{2} \end{cases}, \quad (3)$$

где τ_s — длительность сигнального импульса ($\tau_s = 0,3-0,5$ мкс).

В этом случае коэффициент a равен

$$a = \int_0^T f^2(t-t_k) dl = \frac{1}{\tau_s}. \quad (4)$$

Сигнал на входе синтезируемого блока представляет собой сумму полезного сигнала $s(t, \bar{a})$ и двухкомпонентного шума:

$$\chi(t) = s(t, \bar{a}) + \xi(t) + n(t), \quad t \in [0, T], \quad (5)$$

где $n(t)$ — стационарный нормальный белый шум с известной спектральной плотностью $\frac{N_0}{2}$ и нулевым математическим ожиданием $\overline{n(t)} = 0$, приведенным ко входу преобразователя ток—напряжение. Случайный процесс $\xi(t)$ — пуассоновская стационарная хаотическая импульсная помеха (ХИП) с интенсивностью, определяемой формулой [2]. Согласно методу наименьших квадратов (МНК), вектор оценок \bar{a} минимизирует величину

$$\varepsilon^2 = \int_0^T [x(t) - \overline{x(t)}]^2 dt,$$

где $\overline{x(t)} = s(t, \bar{a}) + \xi(t)$ — математическое ожидание процесса $x(t)$.

Оценка \bar{a} находится из уравнения:

$$\frac{\partial \varepsilon^2}{\partial \bar{a}} = 0.$$

Откуда получим выражение для компонент вектора оценок \hat{a}_k в общем виде:

$$\bar{a}_k = \frac{\int_0^T x(t)f(t-t_k)dt - \int_0^T \xi(t)f(t-t_k)dt}{\int_0^T f^2(t)dt}, \quad k=1, 2, \dots, N.$$

Подставляя (3) и (4) в (5), получим

$$\bar{a}_k = \int_{t_k - \frac{\tau_3}{2}}^{t_k + \frac{\tau_3}{2}} x(t)dt - \int_{t_k - \frac{\tau_3}{2}}^{t_k + \frac{\tau_3}{2}} \xi(t)dt, \quad k=1, 2, \dots, N.$$

Величина $\bar{\beta}_k = \int_{t_k - \frac{\tau_3}{2}}^{t_k + \frac{\tau_3}{2}} \xi(t)dt = \int_0^{\tau_3} \xi(t)dt$, так как $\xi(t)$ —

стационарный процесс.

Так как ХИП $\xi(t)$ есть сумма импульсов тока

$i(t)$ с амплитудой $\frac{q}{\tau_a}$ и с длительностью τ_a , то

$$\beta = \int_0^{\tau_3} \sum_{i=0}^k i(t-t_i)dt = \sum_{i=0}^k \int_0^{\tau_3} i_i(t-t_i)dt = kq.$$

Откуда

$$\bar{\beta} = q \sum_{i=0}^{\infty} k P_{\xi}(k) = q\lambda_{\xi},$$

где $P_{\xi}(k) = \frac{\lambda_{\xi}^k}{k!} e^{-\lambda_{\xi}}$ — распределение Пуассона;

$\lambda_{\xi}^k = \bar{n}_{\xi} \tau_s$ — среднее число импульсов ХИП, попадающих в интервал времени длительностью τ_s .

Окончательное выражение для алгоритма измерения массового спектра, полученного с выхода анализатора,

$$\hat{a}_k = \int_{t_k - \frac{\tau_3}{2}}^{t_k + \frac{\tau_3}{2}} x(t)dt - \bar{\beta}, \quad k=1, 2, \dots, N. \quad (6)$$

Функциональная схема устройства, реализующего алгоритм (6), содержит интегратор, схему вычитания и блок стробирования, подключающий к интегратору входной сигнал только в промежут-

ках $\left[t_k - \frac{\tau_s}{2}, t_k + \frac{\tau_s}{2} \right]$, $k=1, 2, \dots, N$, а также осуще-

ствляющий сброс интегратора сразу же после считывания информации о величине \hat{a}_k . Блок стробирования запускается в момент времени $t=0$, совпадающий с ударом пылевой частицы в мишень преобразователя. Информация о том, какие именно химические элементы присутствуют в данном спектре, определяется по порядковым номерам стробов $f(t-t_k)$, которым соответствуют ненулевые компоненты $a_{\hat{a}}$.

Источниками погрешностей устройства являются:

1. Флуктуационный шум $n(t)$.
2. Хаотическая импульсная помеха.
3. Коммутационные импульсные помехи (КП), вызываемые срабатыванием всевозможных устройств.

Погрешности измерения, обусловленные первым и вторым источниками, будем характеризовать среднеквадратическим значением $\sigma_{\hat{a}}$; погрешности третьего типа — аномальные ошибки — вероятностью сбоя. К аномальным ошибкам можно также отнести ошибки, вызванные попаданием КП между сигнальными импульсами (появление ложных масс), но рассматриваемая система обработки не реагирует на ошибки такого рода благодаря наличию блока стробирования.

Оценки \hat{a}_k являются несмещенными, т. е. математическое ожидание $E\{\hat{a}_k\} = a_k$. Дисперсия оценки \hat{a}_k в силу независимости $n(t)$ и $\xi(t)$ равна

$$\sigma_{\hat{a}_k}^2 = \overline{(\hat{a}_k - a_k)^2} = \sigma_{\hat{a}_{kn}}^2 + \sigma_{\hat{a}_{k\xi}}^2,$$

где $\sigma_{\hat{a}_{kn}}^2$ — дисперсия оценки \hat{a}_k , определяемая только белым шумом $n(t)$ (в отсутствие ХИП $\xi(t)$), $\sigma_{\hat{a}_{k\xi}}^2$ — дисперсия оценки \hat{a}_k , определяемая только ХИП $\xi(t)$.

$$\sigma_{\hat{a}_{kn}}^2 = \left(\int_{t_k - \frac{\tau_3}{2}}^{t_k + \frac{\tau_3}{2}} n(t)dt \right)^2 = \int_0^{\tau_s} \int_0^{\tau_s} n(t)n(t')dt dt' = \frac{N_0}{2} \tau_s. \quad (7)$$

$$\sigma_{\hat{a}_{k\xi}}^2 = \overline{\left(\int_0^{\tau_s} [\xi(t) - \overline{\xi(t)}] dt \right)^2} = \overline{\beta^2} - \bar{\beta}^2 = q^2 \lambda_{\xi}. \quad (8)$$

Сравним величины (7) и (8) для конструкции масс-спектрометра с мишенью из золота, обладающей минимальным коэффициентом вторичной эмиссии $k_u \cong 5 \cdot 10^{-6}$.

Пусть даны также:

$$k = 10^{-4}, \quad \overline{n_p} = 2,5 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}, \quad k_y = 10^6, \quad \tau_s = 0,5 \cdot 10^{-6},$$

$$\frac{N_0}{2} = 2 \cdot 10^{-29} \text{ А}^2 \cdot \text{с}.$$

При $R_{\text{вх}} = 1 \text{ МОм}$, $\sigma_k = 20 \text{ мкВ}$, $\Delta f = 10 \text{ МГц}$, тогда:

$$\sigma_{\hat{a}_n}^2 = \sigma_{\hat{a}_{kn}}^2 = \frac{N_0}{2} \cdot \tau_s = 10^{-35} \text{ Кл}^2, \text{ откуда}$$

$$\sigma_{\hat{a}_n} = \sqrt{\sigma_{\hat{a}_n}^2} = 3,16 \cdot 10^{-18} \text{ Кл}.$$

$$\sigma_{\hat{a}_\xi} = \sigma_{\hat{a}_{k\xi}} = q^2 \lambda_\xi = k_y^2 e^2 (\overline{n_2} + \overline{n_y}) \tau_s = 1,6 \cdot 10^{-31} \text{ Кл}^2,$$

откуда $\sigma_{\hat{a}_\xi} = 4 \cdot 10^{-16} \text{ Кл}$.

Сравнение $\sigma_{\hat{a}_n}$ и $\sigma_{\hat{a}_\xi}$ показывает, что погрешность, обусловленная действием ХИП, в 130 раз больше погрешности из-за влияния белого шума. Следовательно, точность измерения парциальных зарядов a_k будет определяться величиной

$$\sigma_{\hat{a}} = \sigma_{\hat{a}_\xi} = q^2 \lambda_\xi.$$

Пусть измерение производится с 10%-ной точностью, тогда $\frac{\sigma_{\hat{a}}}{a_k} = 0,1$, откуда минимально допустимое значение $a_{k \min} = 10 \cdot \sigma_{\hat{a}}$ — чувствительность устройства. Для минимального заряда q_{\min} на входе ВЭУ, обеспечивающего 10%-ную точность измерения, имеем: $q_{\text{вх} \min} = \frac{a_{k \min}}{k_y} = \frac{10 \cdot \sigma_{\hat{a}}}{k_y}$.

Рассчитаны значения $q_{\hat{a} \delta \min}$ для различных материалов мишени, которые представлены в таблице.

Значения $q_{\text{вх} \min}$, рассчитанные без учета влияния флуктуационного шума $n(t)$

Материал	Au	Ag	W	Mo, Cu	Ti	Al
$q_{\text{вх} \min}$, Кл	$4 \cdot 10^{-21}$	$6,4 \cdot 10^{-21}$	$5,6 \cdot 10^{-20}$	$8 \cdot 10^{-20}$	$2 \cdot 10^{-19}$	$4 \cdot 10^{-18}$

Рассмотрим, наконец, последний показатель качества устройства — вероятность сбоя. Под сбоем системы измерения химического состава будем понимать попадание мощной коммутационной помехи хотя бы в один из стробов. В этом случае погрешность измерения парциальных зарядов может превышать 100 %. Пусть коммутационная помеха (КП) представляет собой пуассоновский поток со средней интенсивностью $n_{\text{КП}}$ импульсов в секунду. Тогда вероятность сбоя есть вероятность попадания КП хотя бы в один из N стробов с длительностью τ_s каждый:

$$P_{\text{сб}} = 1 - P_{\text{КП}}^N(0) = 1 - e^{-N \cdot \overline{n_{\text{КП}}} \cdot \tau_s}.$$

В конце этого раздела следует отметить, что рассмотренный алгоритм дает наименьшую эффективную оценку парциальных зарядов, если ХИП $\xi(t)$ распределена по нормальному закону. Иными словами, чем больше интенсивность $\overline{n_\xi}$ ХИП (точнее, $\overline{n_\xi} \cdot \tau_a \gg 1$), тем предпочтительнее алгоритм (18) для обеспечения минимальной погрешности измерений.

Оптимальный обнаружитель измерителя спектра масс пылеударного масс-спектрометра

Отличие выходных характеристик ионизационного преобразователя физических параметров пылевых частиц и преобразователя элементарного состава частицы в том, что в последнем происходит преобразование ударного воздействия частицы в спектр ионов в виде пачки коротких токовых импульсов, параметры которых — амплитуда и временное положение (время прихода импульсов, измеренное на выходе вторично-электронного умножителя). Шумовые характеристики на выходе ВЭУ проанализированы в [2]. Отметим лишь, что импульс тока на выходе ВЭУ при попадании иона можно аппроксимировать гауссовой кривой в виде:

$$i(t) = \frac{q}{\tau_a} \cdot e^{-\frac{\pi t^2}{\tau_a^2}},$$

где $q = ek_y$ — заряд, протекающий от последнего диода к коллектору при попадании иона в ВЭУ, τ_a — длительность импульса.

Сигнал на входе синтезируемого измерителя параметров импульсов ВЭУ представим в виде:

$$x(t) = s(t, \bar{a}) + n(t), \quad t \in [0, T],$$

где T — время анализа;

$n(t)$ — нормальный белый шум со спектральной плотностью $\frac{N_0}{2}$;

$s(t, \bar{a})$ — полезный сигнал, несущий информацию о векторе параметров \bar{a} .

В качестве модели полезного сигнала используем выражение вида:

$$s(t, \bar{a}) = \sum_{k=1}^N a_k(t - t_k),$$

где a_k — неизвестная амплитуда k -го импульса; N — ожидаемое число импульсов в спектре ионов; t_k — момент появления k -го импульса; $s(t)$ — известная функция времени, аппроксимируемая выражением

$$s(t) = \frac{\pi}{2\tau_n} \cos\left(\frac{\pi}{\tau_n} t\right), \quad |t| \leq \frac{\tau_n}{2},$$

где τ_n — длительность сигнала $s(t)$ на нулевом уровне.

Для этой аппроксимации: $\int_{-\frac{\tau_n}{2}}^{\frac{\tau_n}{2}} s(t)dt = 1$ и выпол-

няется условие ортогональности

$$\int_{-\infty}^{\infty} f(t-t_k)f(t-t_l)dt = \begin{cases} \frac{\pi^2}{8\tau_n}, & k=l \\ 0, & k \neq l \end{cases}$$

т. е. импульсы не перекрываются во времени.

При таком представлении функции $s(t)$ амплитуда a_k имеет смысл зарядов. Для синтеза устройства оптимальной оценки вектора \bar{a} используем критерий максимального правдоподобия. Функция правдоподобия для $x(t)$ имеет вид:

$$L[x(t)/\bar{a}] = k \cdot \exp \left\{ -\frac{1}{N_0} \int_0^T [x(t) - s(t, \bar{a})]^2 dt \right\}.$$

Оптимальная оценка $\hat{\bar{a}}$ вектора \bar{a} находится из системы уравнений

$$\begin{cases} \frac{\partial \ln L}{\partial a_1} = 0 \\ \frac{\partial \ln L}{\partial a_2} = 0 \\ \dots\dots\dots \\ \frac{\partial \ln L}{\partial a_N} = 0 \end{cases}$$

Для k -го уравнения получим:

$$\hat{a}_k = \frac{\int_0^T x(t)s(t-t_k)dt}{\int_0^T s^2(t)dt}, \quad k=1, 2, \dots, N.$$

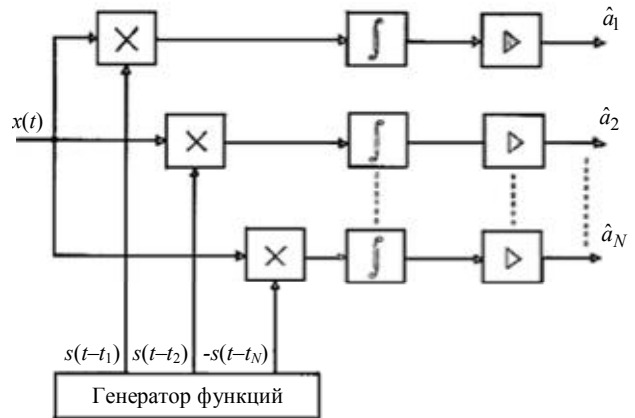
Запишем значение a_k на интервале

$$\left[t_k - \frac{\tau_u}{2}, t_k + \frac{\tau_u}{2} \right]:$$

$$\begin{aligned} \hat{a}_k &= \frac{\int_0^T \overline{x(t)s(t-t_k)} dt}{\int_0^T s^2(t)dt} = \frac{\int_0^T \sum_{k=1}^N a_k s(t-t_k)s(t-t_k)dt}{\int_0^T s^2(t)dt} = \\ &= \frac{\overline{x(t)}}{s(t, \bar{a})} + \overline{n(t)} = a_k \frac{\int_0^T s^2(t-t_k)dt}{\int_0^T s^2(t)dt} = a_k, \end{aligned}$$

т. е. $\sigma_{\hat{a}_k} = \bar{a}_k - \hat{a}_k = 0$, оценка является несмещенной. В соответствии с оценкой, устройство оптимального измерения вектора \bar{a}_k , показанного на рисунке, содержит усилители с $K_{yc} = \frac{8\tau_u}{\pi^2}$, интегра-

торы, умножители, генератор функций стробов $s(t-t_k)$, $k=1, 2, \dots, N$.



Структурная схема устройства оптимального измерения вектора параметров \bar{a}_k (k -компонента вектора соответствует амплитуде k -импульса), содержащего умножители, интеграторы, усилители с $K_{yc} = \frac{8\tau_u}{\pi^2}$, генератор функций стробов $s(t-t_k)$, $k=1, 2, \dots, N$

Практически реализовать схему оптимального измерения довольно сложно и дорого. Для упрощения реализации аппроксимируем функции $s(t-t_k)$ прямоугольными импульсами длительностью $\tau_u + \Delta$, где Δ — запас, учитывающий нестабильность момента t_k .

В этом случае упрощенный алгоритм примет вид:

$$\tilde{a}_k = A \int_{t_k-b}^{t_k+b} x(t)dt, \quad k=1, 2, \dots, N.$$

где $b = \frac{\tau_u + \Delta}{2}$; A — константа, определяемая из условия несмещенности оценки \tilde{a}_k .

Смещение оценки \tilde{a}_k равно:

$$\begin{aligned} \delta_{\tilde{a}_k} &= \overline{\tilde{a}_k} - a_k = A \int_{t_k-b}^{t_k+b} [a_k s(t-t_k)]dt - a_k = \\ &= a_k A \int_{t_k-b}^{t_k+b} s(t-t_k)dt - a_k = a_k A - a_k. \end{aligned}$$

Задавшись смещением $\delta_{\tilde{a}_k}$, находим $A = 1$.

Окончательно оценка имеет вид:

$$\tilde{a}_k = \int_{t_k - \frac{\tau_u + \Delta}{2}}^{t_k + \frac{\tau_u + \Delta}{2}} x(t)dt.$$

Заключение

Рассмотренные алгоритмы процесса регистрации и измерения параметров пылевых частиц

справедливы в случае использования ионизационного метода измерения. Следует отметить, что алгоритмы измерения физических параметров и элементного состава пылевой частицы различны. Однако алгоритм оптимального измерителя физических параметров частиц вполне пригоден для других датчиков, основанных, например, на явлении электростатической индукции и изменении электропроводности ударно-сжатых МДМ-структур. Для этих методов регистрации справедливы те же модели шумов и выходных сигналов, что и для ионизационного метода.

Создание алгоритмов измерения при использовании люминесцентного датчика существенно упрощается в связи с тем, что он защищен от воздействия основных факторов космической среды

(протоны, электроны, ультрафиолет и т. д.). Датчики пробойного типа (газонаполненного типа, резистивно-конденсаторного типа и т. д.) требуют отдельного изучения.

Л и т е р а т у р а

1. Семкин Н. Д., Бочкарев В. А., Юсупов Г. Я., Семенчук С. М. Устройство для измерения физических характеристик микрометеороидных пылевых частиц / А. с. № 1830499 (СССР), БИ № 28, 1993.
2. Семкин Н. Д., Бочкарев В. А., Юсупов Г. Я. // Метрология. 1988. № 1. С. 50.
3. Семкин Н. Д., Пияков И. В., Воронов К. Е., Помельников Р. А. // Прикладная физика. 2002. № 2. С. 124.
4. Рао С. Р. Линейные статические методы и их применение / Под ред. Линкина Ю. В. — М.: Наука, 1968.

Algorithm for calculating an elemental composition in the dust impact mass-spectrometer subject to noise

N. D. Semkin, A. M. Telegin, I. V. Piyakov, K. I. Sukhachev
S. P. Korolev Samara State Aerospace University (National Research University)
34 Moscow highway, Samara, 443086, Russia
E-mail: talex85@mail.ru

The algorithm of registration and measurement of dust particles in the dust impact mass spectrometer has been investigated. The optimal detector is proposed.

PACS: 07.75. + h

Keywords: optimal detector, noise, mass spectrometer, dust particles, algorithm.

Bibliography — 4 references.

Received May 20, 2011

* * *