Измерительная, детектирующая и визуализирующая техника

УДК 669.713.7

Перспективы развития времяпролетных масс-спектрометров для анализа газовых и пылевых частиц

Н. Д. Семкин, И. В. Пияков, К. Е. Воронов, Р. А. Помельников
Самарский государственный аэрокосмический университет
им. акад. С. П. Королева, г. Самара, Россия

Описаны конструкции времяпролетных масс-спектрометров для исследования элементного состава газовых потоков, пылевых частиц и микрометеороидов. Расчет параметров масс-спектрометра основан на определении закона распределения потенциалов на формирующих электрическое поле электродах. Приведено описание методов расчета конструктивных параметров.

Времяпролетные масс-спектрометры находят широкое применение не только в земных, но и в космических условиях. К последним относится изучение космического пространства, химического состава космической пыли, собственной атмосферы космических аппаратов и т. д.

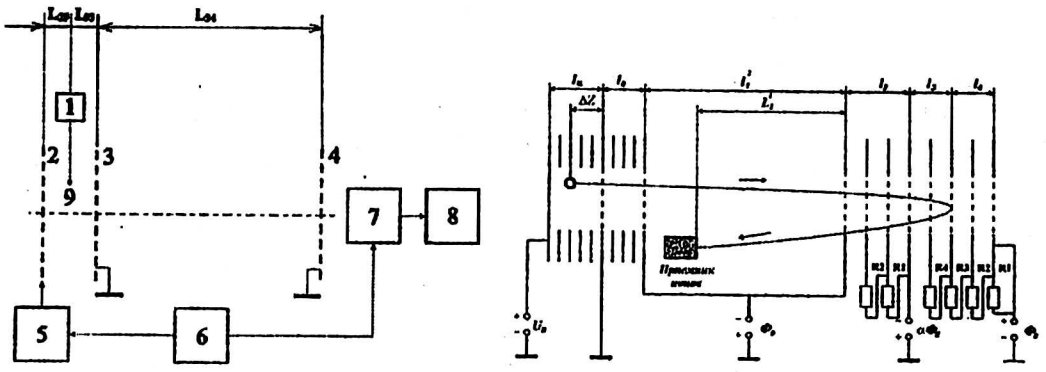
Достоинствами времяпролетных масс-спектрометров по сравнению с приборами других принципов действия являются: малые габариты, высокая чувствительность и способность определять состав космических пылевых частиц, имеющих случайный характер взаимодействия с прибором, что особенно важно в области космических исследований.

Масс-спектрометры с магнитным разделением ионов довольно громоздки из-за магнитных систем или неспособны работать в диапазоне больших масс при малых магнитах. В масс-спектрометрах такой конструкции [1] разделение происходит в пространстве, т. е. частицы разных масс регистрируются разными приемниками (или в режиме сепарации одним приемником, передвигаемым по оси). Но не во всех случаях можно применять такие системы, так как даже небольшие приборы имеют большую массу [1]. В последнее время масс-спектрометрия широко используется в области космических исследований, где масса и габариты имеют важное значение. Наиболее удобными для исследования в подобных экспериментах являются времяпролетные масс-спектрометрические преобразователи. Приборы такого типа были установлены на российских космических аппаратах "Вега 1" и "Вега 2" в целях исследования кометы Галлея [2]. Эксперименты по изучению космических частиц проводятся в условиях воздействия на космический аппарат собственной внешней атмосферы, влияющей на результаты измерений, поэтому одним из направлений разработки является повышение чистоты эксперимента. Для решения проблемы обнаружения мест утечки воздуха из космического аппарата необходимо замерить концентрацию атомов основных составляющих воздуха (азота и кислорода) с его внешней стороны.

© Семкин Н. Д., Пияков И. В., Воронов К. Е., Помельников Р. А., 2002

Анализ схем времяпролетных масс-спектрометров для регистрации газовых потоков

Для решения перечисленных выше задач успешно используется масс-спектрометр [3] структурная схема которого представлена на рис. 1, *а*.



а *б*

Рис. 1. Структурная схема времяпролетного масс-спектрометра:
а — простая конструкция:
1 — ионизатор газа; 2 — выталкивающая сетка; 3, 4 — заземленная сетка;
5 — генератор выталкивающих импульсов; 6 — синхронизатор; 7 — приемник ионов;
8 — блок обработки спектров; 9 — поток электронов;
б — конструкция с ионным зеркалом

Принцип работы заключается в следующем. Поток газа попадает в приемную камеру (между сетками 2 и 3) и бомбардируется электронами, что приводит к ионизации исследуемого газа. В некоторый момент времени на выталкивающую сетку подается напряжение, которое ускоряет ионы и выталкивает их в бесполевое пространство. Дальше ионы движутся равномерно, а полученная ими скорость V зависит от их массы

$$V = V_0 + wt_1, \tag{1}$$

где V_0 — начальная скорость иона (по распределению Максвелла);
w — ускорение в приемной камере;
t_1 — время вылета иона в бесполевое пространство.

Ускорение ионов можно определить следующим образом [3]:

$$w = \frac{q}{m}E, \tag{2}$$

где q — заряд иона (обычно +e);
m — масса иона;
E — электрическое поле в приемной камере.

Как видно из (1) и (2), скорость вылета ионов в бесполевое пространство определяется

$$V = \int_0^{t_1} w(t)dt.$$

Для обеспечения достаточной разрешающей способности необходимо, чтобы скорость ионов в бесполевом пространстве сильно зависела от их массы. Это требование выполняется, к сожалению, только для легких частиц (до 500 а. е. м). Для работы с тяжелыми молекулами (более 500 а. е. м) необхо-

димы два условия: большое выталкивающее напряжение с резким фронтом и большая длина бесполевого пространства. Конструкция получается громоздкой и стационарной.

В работах [2, 4, 5] проблема габаритов решается путем двукратного отражения ионных пучков на пути от источника к приемнику. Таким образом, каждый ион проходит по длине бесполевого пространства три раза, а, значит, длину масс-спектрометра можно уменьшить.

В принципе отражать ионы можно и большее количество раз, но при этом следует учесть потери ионов при отражении. Такой метод хорош при высокой концентрации исследуемых частиц газа, но не пригоден для космических исследований ввиду малой чувствительности прибора.

Кроме того, при исследовании тяжелых молекул необходимо создать высоковольтный выталкивающий импульс с резкими фронтом и спадом. Само по себе это является затруднительным. Еще одним недостатком является неспособность анализатора в полной мере скомпенсировать начальный энергетический разброс ионов.

Наиболее радикальным путем улучшения технических характеристик времяпролетных масс-спектрометров стало использование ионных зеркал, обеспечивающих временную фокусировку ионов по энергиям [6—8]. Принцип временной фокусировки заключается в обеспечении таких условий движения ионных пакетов во времяпролетном масс-спектрометре, при которых уменьшение времени пролета в бесполевом пространстве для ионов с большей энергией компенсируется увеличением времени пролета в ионном зеркале. Существуют два принципиально разных типа ионных зеркал: с отражением и с отклонением ионов. В первом случае ионы замедляются до нулевых скоростей и траектория движения разворачивается [6], а во втором — энергия ионов изменяется незначительно [9].

Следующим шагом в развитии ионных зеркал стало использование нелинейного по продольной координате ионного зеркала [10—13]. Схема такого масс-спектрометра показана на рис. 1, *б*.

Время пролета ионов можно представить в следующем виде [12]:

$$t = \sqrt{\frac{m}{2q}}\left[\frac{2}{E_и}\left(\sqrt{\Delta\Phi_T + \Delta\Phi_X} \pm \sqrt{\Delta\Phi_T}\right) + \frac{2}{E_0}\left(\sqrt{\Delta\Phi_T + \Delta\Phi_X + \Phi_0} - \sqrt{\Delta\Phi_T + \Delta\Phi_X}\right) + \right.$$

$$+ \frac{l_1}{\sqrt{\Delta\Phi_T + \Delta\Phi_X + \Phi_0}} + \frac{4l_2}{(1-\alpha)\Phi_0}\left(\sqrt{\Delta\Phi_T + \Delta\Phi_X + \Phi_0} - \sqrt{\Delta\Phi_T + \Delta\Phi_X + \alpha\Phi_0}\right) + \quad (3)$$

$$\left. + \frac{4l_3}{\alpha\Phi_0}\left(\sqrt{\Delta\Phi_T + \Delta\Phi_X + \alpha\Phi_0} - \sqrt{\Delta\Phi_T + \Delta\Phi_X}\right)\right] + t_{отр},$$

где Φ_0 — ускоряющий потенциал;

q — заряд ионов;

m — масса ионов;

$\Delta\Phi_T$ — начальный разброс по энергии;

$\Delta\Phi_X$ — приращение начальной энергии, зависящее от начальной координаты иона в области ионизации;

α — коэффициент, $\alpha = \Phi_1 / \Phi_0$;

Φ_1 — потенциал сетки в ионном зеркале;

$t_{отр}$ — время дрейфа ионов в зоне отражения;

l_1 — длина бесполевого пространства.

Знак "±" учитывает начальное направление ионов, вызванное тепловыми свойствами газов и процессами ионизации.

В работе [13] авторами предложен метод расчета масс-спектрометра с нелинейным зеркалом, позволяющий построить зависимость $Z(\varphi)$ в виде

$$Z = \frac{1}{\pi}\left\{t_0\sqrt{\frac{2e}{m}\varphi_1}\sqrt{\tilde{\varphi}} - L_0 \arcsin\sqrt{\frac{\tilde{\varphi}}{1+\tilde{\varphi}}} - L_1\left[\sqrt{\tilde{\varphi}} + (1+\tilde{\varphi})\arcsin\sqrt{\frac{\tilde{\varphi}}{1+\tilde{\varphi}}} - \frac{\pi}{2}\tilde{\varphi}\right]\right\},$$

где $\tilde{\varphi}$ — безмерный потенциал, $\tilde{\varphi} = \dfrac{\varphi}{-\varphi_1}$;

L_1 — длина пути в однородном поле;

φ_1 — потенциал выталкивающего поля.

Благодаря ионному зеркалу (см. рис. 1, *б*) ионы дважды проходят бесполевое пространство, что дает возможность уменьшить габариты масс-спектрометра. К тому же нелинейное ионное зеркало способствует фокусировке ионных пакетов, что в значительной мере исключает влияние начального энергетического разброса. При отражении в ионном зеркале ионы с большей энергией имеют большую длину пути в нем, соответственно и большее время пролета. Увеличение времени пролета в ионном зеркале должно компенсировать разницу времен пролета ионов с меньшей и большей скоростью. Следует отметить, что нелинейность можно обеспечить путем подачи на сетки зеркала различных по величине напряжений либо сетки расположить в пространстве на разном расстоянии друг от друга. Согласно расчетам [12] определена зависимость отклонений времени пролета от начальной энергии ионов (рис. 2).

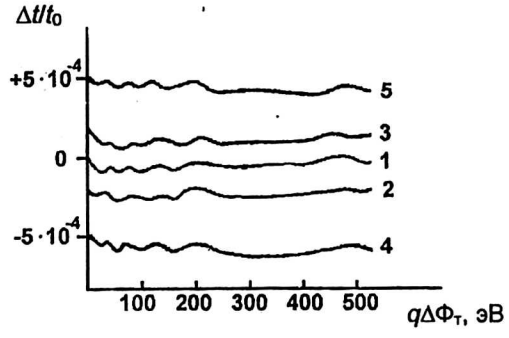


Рис. 2. Зависимость отклонений времени пролета от начальной энергии ионов:
1 — $q\Delta\Phi_T = 0$; 2, 3 — ±0,1 эВ; 4, 5 — ±1 эВ

Авторами работ [14—16] предложено использовать ионное зеркало, состоящее из трех сеток, которые образуют два последовательных плоских конденсатора с однородным полем. Первая сетка заземлена и является граничной между бесполевым пространством и ионным зеркалом. Вторая сетка расположена на расстоянии d_1 от первой и под напряжением V_1. Третья сетка расположена на расстоянии d_2 от второй и на нее подано напряжение V_2.

Для фокусировки электронов по энергиям необходимо соблюдение следующих условий [14]:

$$\begin{cases}\left(\dfrac{dt}{dV}\right)_{V=V_0} = 0 \\ \left(\dfrac{d^2t}{dV^2}\right)_{V=V_0} = 0\end{cases}, \qquad (4)$$

где t — полное время пролета ионов.

Первое уравнение системы (4) описывает условие фокусировки первого порядка, а вся система (4) соответствует условию фокусировки второго порядка.

Предположим, что все ионы отражаются в промежутке d_1, тогда условие фокусировки (3) примет вид [10]

$$\frac{L}{2V_0} = \frac{2d_1}{V_1}, \tag{5}$$

где L – полный путь пролета ионов в дрейфовом пространстве.

Как видно из уравнения (5), применение одного замедляющего промежутка оказывается крайне невыгодным из-за большой длины промежутка d_1. При использовании двух замедляющих промежутков ионы теряют значительную часть энергии в первом из них, и тогда время пролета на участке d_2 оказывается достаточно большим, чтобы обеспечить компенсацию начального энергетического разброса. Два замедляющих промежутка способны компенсировать начальный энергетический разброс ионов до 10 %.

Применение большего количества замедляющих промежутков приводит к улучшению компенсации энергетического разброса ионов до 100 %.

Теоретические расчеты обнаруживают одно интересное свойство: при определенных конструктивных параметрах (плавное нарастание потенциала в ионном зеркале) оказывается, что использование нелинейного отражающего зеркала позволяет исключить бесполевое пространство [14], это непосредственно должно уменьшить габариты прибора.

Другим перспективным направлением развития времяпролетных масс-спектрометров является применение изменяющегося во времени электрического поля для выталкивания ионов в бесполевое пространство. При решении ряда задач электрическое поле подбирается для фокусировки одной массы, а остальные отсеиваются. В таком случае масс-спектрометр работает в режиме сепарации [3].

Поле может быть описано зависимостью [3]

$$E(t) = \begin{cases} \dfrac{m_0}{q}\dfrac{TL_{34}}{t_0(T-t_0)^2}, & 0 \le t \le t_0 \\ \dfrac{m_0}{q}\dfrac{TL_{34}}{t(T-t)^2}, & t_0 \le t \le T \end{cases},$$

где m_0 – масса частиц (атом, молекула) выделяемой компоненты газа;

q – заряд ионов;

L_{34} – длина бесполевого пространства;

T – время прилета выбранной компоненты газа в приемник;

t_0 – время, в течение которого ускоряющее поле постоянно (обычно $t_0 = T/10$).

При одних и тех же геометрических параметрах выталкивающее напряжение для более тяжелых частиц имеет большее максимальное значение, с помощью которого создается выталкивающее поле. Форма же кривой не изменяется, а потому скорость нарастания dU/dt для тяжелых частиц значительно больше. Зачастую обеспечить такую скорость нарастания напряжения невозможно даже на современной элементной базе.

Такая форма выталкивающего импульса наиболее целесообразна для исследования легких ионов (до 500 а. е. м).

Формирователь выталкивающих импульсов на выходе создает не плавную зависимость, а состоящую из ступенек, поэтому удобно пользоваться пошаговым методом вычисления ускорения частиц [17]

$$a(t) = \begin{cases} a_0 + \dfrac{qV_0}{mD}, t \le 0 \\ a_{k-1} + \dfrac{a_k - a_{k-1}}{\Delta t}(t - (k-1)\Delta t),\ t \in [(k-1)\Delta t,\ k\Delta t] \end{cases},$$

где Δt — шаг дискретизации;

a_k — неизвестные величины, которые находятся, с одной стороны, из условия, что в момент времени $t_l = k_t$ скорость вылета $V_1\ (t_1)$ иона из промежутка должна быть равна

$$V_{1k} = \frac{a_1}{4}\left(T - k\Delta t + \sqrt{(T - k\Delta t)^2 - \frac{8d}{a_1}}\right),$$

с другой стороны — величины a_k должны быть такими, чтобы ион, стартовавший в момент времени t (неизвестный ранее), достиг границы промежутка в момент времени $t = k\Delta t$. Следовательно, ускорение $a(t)$ находится из системы уравнений:

$$\begin{cases} V_{1k} = \int\limits_{t}^{t_1} a(T)dt = \int\limits_{t}^{k\Delta t} a(t)dt \\ L = = \int\limits_{t}^{t_1}\int\limits_{t}^{\tau} a(z)dzdt = \int\limits_{t}^{k\Delta t}\int\limits_{t}^{\tau} a(z)dzdt \end{cases}$$

Масс-спектрометр [18] (рис. 3) построен таким образом, что все управляющие ионным пучком импульсы имеют прямоугольную форму. Он работает следующим образом. В течение времени τ происходит ионизация газа электронным пучком в бесполевом пространстве. Ионы, вылетевшие за время ионизации, ускоряются напряжениями $U_{УСК}$, U_{L01}, U_{L12} и не влияют на формирование массовых линий. Генераторы 9—12 формируют напряжения U_S, U_d, U_{L01} и U_{L12}, соответственно. Графики напряжений (рис. 4) поясняют принцип работы [18]. Период измерения задается генератором цикловых импульсов.

Еще один метод разделения ионов в пространстве описан в [9, 15, 19, 20]. Ионы движутся в пространстве между двумя электродами, образующими половину кольца (рис. 5). Электронно-оптические свойства такой системы впервые были рассмотрены Юзом и Рожанским. Анализатор получил название "конденсатор Юза-Рожанского" [15].

Принцип действия заключается в том, что ионы с большей энергией отклоняются в электрическом поле слабее и движутся по более длинным траекториям. В результате время движения у них больше, чем у ионов с меньшими энергиями.

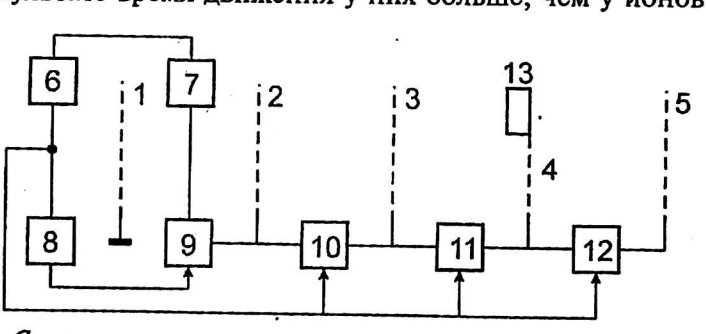


Рис. 3. Схема времяпролетного масс-спектрометра с выталкивающим полем:
1—3 — сетки ионно-оптической системы; 4, 5 — сетки рефлектора;
6 — генератор цикловых импульсов; 7 — ионный источник; 8 — линия задержки;
9—12 — генераторы разнополярных импульсных напряжений; 13 — приемник ионов

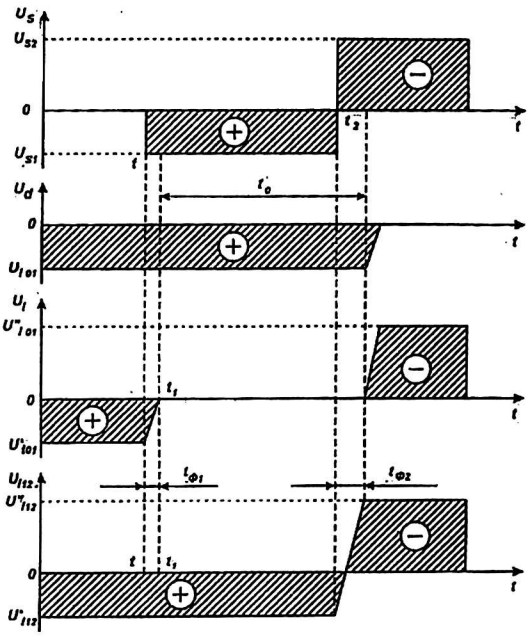


Рис. 4. Диаграммы напряжений генераторов:
⊕ — ускорение ионов;
○ — торможение ионов

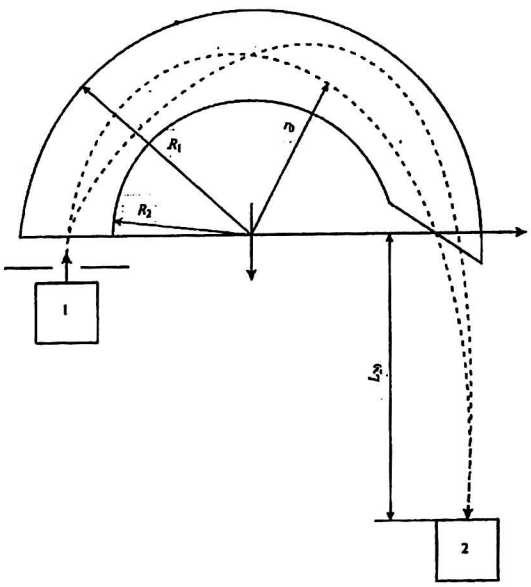


Рис. 5. Масс-спектрометр с аксиально-симметричными полями:
1 — источник ионов; 2 — приемник ионов

Еще одним достоинством этой конструкции является то, что в точке $\varphi_0 = \frac{\pi}{\sqrt{2}}$ пучок фокусируется в фокальную линию. При повороте на угол $2\varphi_0$ происходит фокусировка второго порядка, но при этом частицы фокусируются и по энергии.

Теоретическое описание работы этого типа масс-спектрометров подробно рассмотрено в работе [20—23].

При небольшой модернизации такой прибор становится масс-анализатором, работающим в режиме сепарации масс. Поле между электродами в этом случае выбирается таким образом, что в приемник долетят только ионы выбранной массы, а остальные останутся на стенках. Недостатком является труд-

ность в количественном определении молекулярного состава образцов. Допустим, что прибор проверяет наличие молекул с массами 1000, 1001, 1002 а. е. м. Если в образце присутствует молекула, например, 1001,5 а. е. м., то часть пучка будет оседать на стенках, а оставшаяся часть ионов будет зарегистрирована при проверке наличия масс 1000 и 1001 а. е. м. Такой прибор целесообразнее применять при исследовании атомарного состава в пределах таблицы Менделеева.

Во всех описанных выше масс-спектрометрах исследуемым веществом является газ. Наиболее важным для исследования элементного состава является процесс ионизации. Во многих случаях для получения ионов использовались источники с электронным ударом. При исследовании атомарного состава газов это было удобно, так как электроны, помимо ионизации, разбивают большие молекулы на атомы. Развитие времяпролетных масс-спектрометров привело к повышению разрешающей способности, что сделало возможным исследовать молекулярный состав газов. Для таких опытов важным является не разрушить молекулы при ионизации, так как восстановить по атомарному составу молекулярный состав затруднительно ввиду разных коэффициентов потерь ионов разных масс, а также при исследовании многокомпонентных газов. В этом случае стали применяться лазерные и искровые источники ионов [24—26].

Анализ времяпролетных масс-спектрометров для регистрации частиц космического мусора

Для исследования элементного состава космической пыли, микрометеороидов и техногенных частиц широко применяются времяпролетные масс-спектрометры [14]. Примером такого прибора является масс-спектрометрический преобразователь для исследования космической пыли (рис. 6, *а*). Устройство работает следующим образом. Пылевая частица соударяется с мишенью. За счет высокой скорости соударения (>10 км/с) вещество частицы и части мишени превращаются в слабоионизованный газ. Ионы ускоряются сеткой и через экранирующий цилиндр попадают в дрейфовый промежуток, где отражаются электростатическим зеркалом, а затем зеркалом, образованным сеткой и электродом, после чего попадают в приемники. Такая схема предпочтительна при исследовании космических частиц, имеющих малую скорость относительно космического аппарата. Разрешающая способность близка к 100 при общей длине прибора 370 мм [14].

Другой пылегазоударный масс-спектрометр [17] показан на рис. 6, *б*. Устройство работает следующим образом. При ударе частицы о мишень вещество частицы и части мишени превращаются в слабоионизованный газ и на выходе приемника (ВЭУ-7) образуется ионный спектр. Создание такого прибора с большой площадью чувствительной поверхности является сложной задачей. Импульсы ионов усиливаются усилителем и с помощью ключа по истечении некоторого времени, необходимого для ионизации, снимается напряжение с мишени, создаваемое источником изменяемого во времени импульсного напряжения. Ускоренные ионы вылетают в верхнее бесполевое пространство, отражаются иммерсионной линзой таким образом, что фокусируются в центр отражающей сетки, которая направляет их в приемник ионов. Ионы разделяются по массам во времени, проходя нелинейный отражатель. Сигнал с приемников ионов поступает в блок обработки ионных спектров. Источник напряжения формирует заданные потенциалы на нелинейном отражателе, отражающей сетке и иммерсионном отражателе.

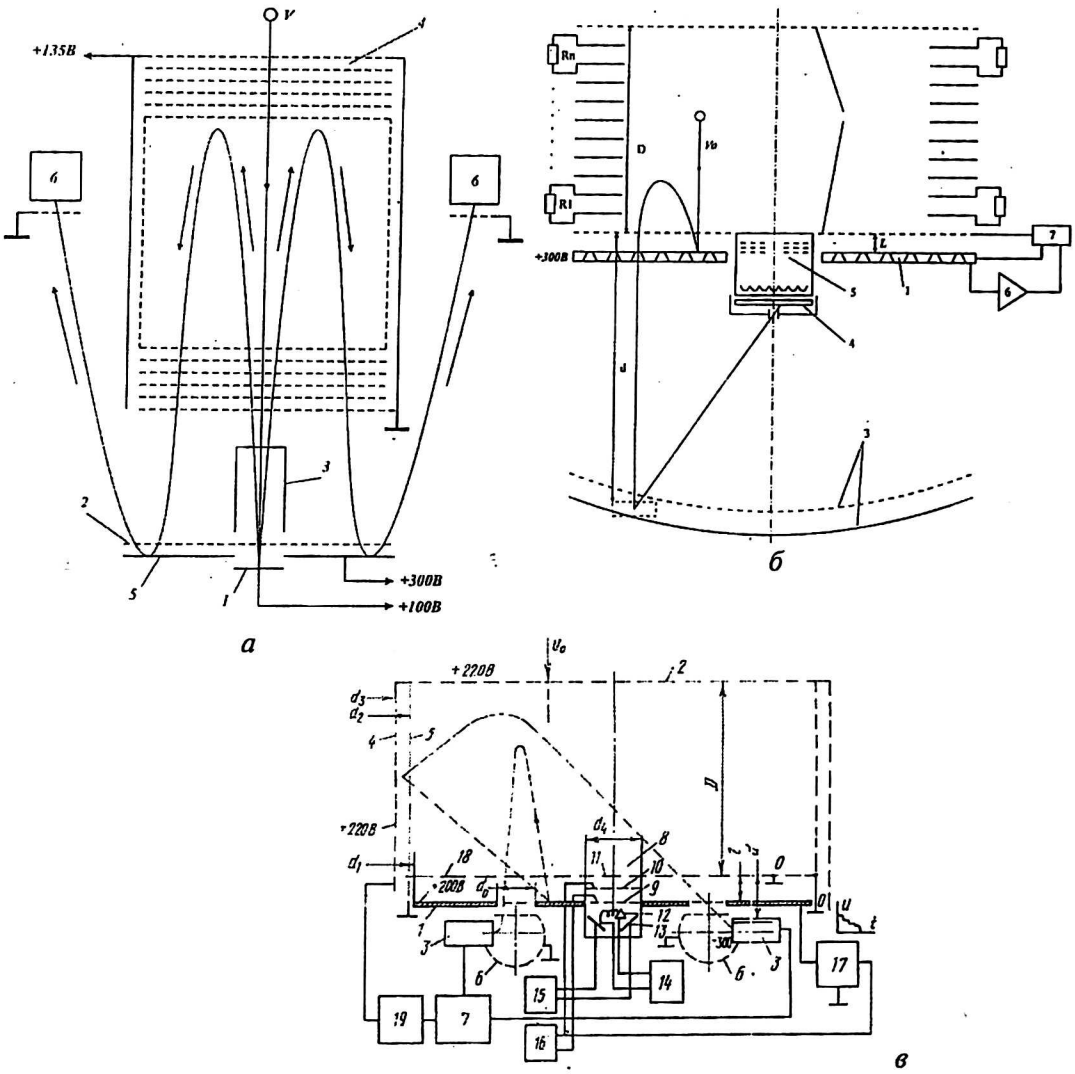


Рис. 6. Пылегазоударный масс-спектрометр:

а — простая конструкция: 1 — мишень; 2 — ускоряющая сетка; 3 — экранирующий цилиндр; 4 — электростатическое зеркало; 5 — отклоняющий электрод; 6 — вторично-электронный умножитель;

б — конструкция с вогнутым отражателем: 1 — мишень; 2 — электростатическое фокусирующее зеркало; 3 — параболический отражатель; 4 — приемник ионов; 5 — источник ионов; 6 — зарядочувствительный усилитель; 7 — генератор импульсного напряжения;

в — конструкция с переменным во времени ускоряющим полем в промежутке мишень—сетка: 1 — мишень; 2 — плоский электростатический отражатель; 3 — приемник ионов; 4 — внешняя сетка цилиндрического электростатического отражателя; 5 — внутренняя сетка цилиндрического электростатического отражателя; 6 — фокусирующие электроды полусферической формы; 7 — блок обработки ионного спектра; 8 — источник ионов; 9 — управляющая сетка; 10 — ускоряющая сетка; 11 — выходная сетка; 12 — нагреватель; 13 — отражатель; 14 — источник тока нагревателя; 15 — источник тока и напряжения отражателя; 16 — источник напряжения управляющей сетки; 17 — источник изменяемого во времени импульсного напряжения; 18 — выталкивающая сетка; 19 — источник напряжения

Особенностью отражающей сетки является то, что она вогнута в сторону мишени с радиусом $R \approx 2$—3 м. Это способствует дополнительной пространственной фокусировке ионных пучков в приемники ионов. Таким образом, уменьшаются потери ионов, что способствует увеличению чувствительности устройства. Фокусировка ионов по энергиям производится с помощью иммерси-

онной линзы и дополнительно в нелинейном отражателе. Использование нелинейного отражателя повышает разрешающую способность устройства.

Основные соотношения параметров масс-спектрометра [17]:

$$\begin{cases} T = t_1 + \dfrac{2V_1}{a} + \dfrac{d}{V_1}, \\ T_P = \dfrac{2V_P}{a} + \dfrac{d}{V_P}, \\ V_P = \sqrt{\dfrac{2eU_0}{m_P M_P}}, \end{cases}$$

где m_P — масса протона;

U_0 — начальное напряжение;

d — расстояние от приемника до фокусирующей системы;

V_1 — скорость частицы в момент времени t_1;

T_P — время пролета иона массой M_P.

Созданный по такой схеме прибор имеет массу 1,2 кг и мощность потребления ~ 7 Вт [17].

Такое времяпролетное устройство позволяет определить элементный состав микрометеоритов и пылевых частиц малой концентрации с высокой разрешающей способностью и является единственным инструментом для решения подобных задач.

Еще один пылеударный масс-спектрометр (см. рис. 6, *в*) описан в [27]. Устройство работает в трех режимах.

Первый режим характеризуется регистрацией и обработкой спектра ионов, инициируемых в результате высокоскоростного соударения исследуемой частицы с поверхностью мишени. В момент соударения частицы с мишенью блоком 17 вырабатывается импульс изменяемого во времени импульсного напряжения, уменьшающего величину ускорения ионов $a(t)$. Образованные ионы выталкиваются из промежутка "мишень—выталкивающая сетка" под действием напряжения, вырабатываемого блоком 17, и попадают в тормозящее поле промежутка "выталкивающая сетка—отражатель". Ионы, рассеянные под большими углами разлета относительно нормали, попадают в промежуток сеток цилиндрического отражателя 4—5 и, отражаясь в нем, вторично попадают в тормозящее поле промежутка сеток 2—18, соответствующая часть ионов пролетает через четыре отверстия в мишени (диаметр их — d_0 = = 2,5 см), попадает в область электрического поля промежутка "фокусирующий электрод—ускоряющая сетка вторично-электронного умножителя", и далее, ускоряясь в этом поле, попадает в окно умножителя (ВЭУ-6). Сфокусированные пакеты ионов с выхода ВЭУ-6 обрабатываются в блоке обработки ионного спектра.

Второй режим реализуется после окончания приема и обработки спектра ионов в блоке 7, инициируемого соударением частицы с мишенью, и включает измерения элементного состава газов в окрестности мишени, при этом в качестве источника ионов (пылевые частицы) используется источник ионов 8.

Источник ионов совместно с тормозящим участком D, бесполевым участком d, приемником ионов 3 образуют времяпролетный газовый масс-спектрометр, отличающийся от известных конструкцией источника ионов, а также законом формирования выталкивающего импульса в промежутке сеток 10—11, генерируемого блоком 17. Спектр ионов, полученный в процессе реализации второго режима, характеризует элементный состав собственной внешней ат мосферы космического аппарата, является ценной информацией, однако при

анализе спектра ионов, полученного в результате соударения частицы, является помехой, которую необходимо учитывать при проведении обработки.

Третий режим предназначен для регистрации элементного состава мишени и необходим также для повышения качества эксперимента при анализе элементного состава пылевых частиц (например микрометеороидов), поскольку знание о степени загрязнения мишени дает полезную информацию о процессах газовыделения элементов конструкций КА в процессе натурных экспериментов. Третий режим реализуется по времени после второго режима. От источника тока нагревается отражатель электронов до температуры испарения вещества, образованного на поверхности его (а также и мишени) в виде тонкой пленки. В результате в области источника ионов образуется поток атомов, испаренных с отражателя, которые ионизируются электронами аналогично второму режиму. Полученный спектр ионов с выхода приемника ионов учитывается при обработке ударных спектров (спектров, полученных от частиц). Таким образом повышается качество эксперимента за счет совмещения пылеударного масс-спектрометра с газовым при сохранении высоких показателей каждого из них. Повышение чувствительности масс-спектрометра достигается за счет использования цилиндрического отражателя 4—5. Ионы, попадая в него, отражаются обратно в тормозящий промежуток *D*. Повышение разрешающей способности пылегазоударного масс-спектрометра достигается за счет использования переменного во времени ускоряющего поля в промежутке мишень—сетка.

На рис. 7 представлены спектры с масс-спектрометра на основе вогнутого отражателя. Они получены при исследовании продуктов соударения ускоренных частиц Al, Fe и SO_2O ниобиевую мишень.

Результаты экспериментов [2, 17, 28, 29] в целом подтверждают правильность расчетов, приведенных в работах [10, 13, 27]. Однако из-за неточностей при изготовлении и ряда других погрешностей экспериментально полученные значения разрешающей способности значительно ниже теоретических и составляют 100—150 [30].

Известно, что скорость микрометеороидов относительно космического аппарата составляет приблизительно 10 км/с. Исходя из этого авторами работ [28, 31] был предложен детектор микрометеороидных и техногенных частиц. В основе работы прибора (рис. 8) лежит принцип использования явления образования ионов и электронов, инициируемых высокоскоростным соударением и пробоем или изменением электропроводности ударно-сжатой пленочной структуры "металл—диэлектрик—металл" (МДМ). Датчик представляет собой развертываемую сферическую конструкцию [32], выполненную из диэлектрической пленки толщиной 10—20 мкм с двусторонним металлическим покрытием. Таких сфер две. Они установлены одна в другую с центром в одной точке. Наружная сфера 1 (см. рис. 8) состоит из секций, представляющих собой конденсаторы. Внутренняя оболочка является приемником вторичных заряженных частиц (ионов), образующихся в результате пробоя внешней оболочки. Внешняя металлическая обкладка пленочного приемника ионов 2 соединена с усилителем 3, импульс тока с которого интегрируется интегратором (измеряется общий суммарный заряд ионов, пропорциональный массе и скорости частицы), одновременно сигнал подается на два сумматора 5 и 6, на другие входы которых поступают с интеграторов 4 и 7 проинтегрированные сигналы. Выход сумматора 6 соединен с интегратором 8. Таким образом, на интеграторах 4, 7, 8 формируются напряжения, функционально связанные с размером, скоростью и плотностью частицы. Выходные сигналы с пленочных конденсаторных структур внешней сферы детектора

C1—Cn подаются на коммутатор 9 и далее на усилитель 10. Затем сигнал о пробое какого-либо из конденсаторов или изменении его электропроводности (если он замкнут) поступает соответственно на усилитель-формирователь 11, генератор 12 и амплитудно-временной преобразователь 13. Сигналы с интеграторов, генератора, АЦП соединены с блоком обработки 14.

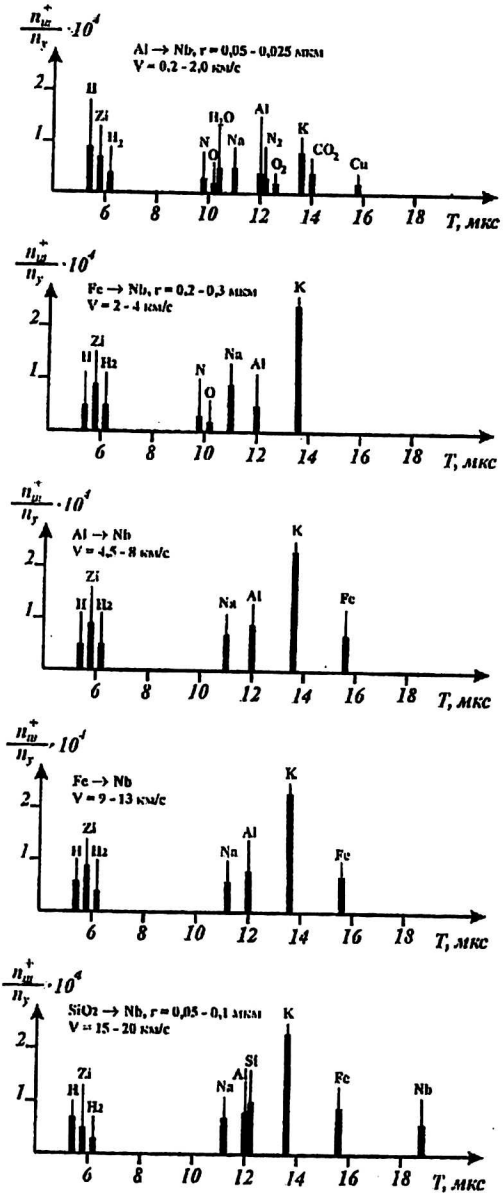


Рис. 7. Спектры с масс-спектрометра на основе вогнутого отражателя в диапазоне скоростей частиц 0,2—20 км/с

Частица пробивает одну или две МДМ-структуры, при этом между двумя МДМ-структурами регистрируется ионный импульс, образованный в результате высокоскоростного соударения.

При напряжении между сферами порядка 500—800 В происходит разделение ударно-сжатой плазмы на отдельные массы ионов, образующие ионный спектр. При большом расстоянии между сферами (источником ионов и приемником) разрешающая способность прибора может находиться на уровне 80—100. Время прихода ионов от точки соударения до приемника рассчитывается по формулам, приведенным в [28]. Таким образом, в данном преобра-

зователе реализуются два режима работы: описание физических параметров пылевой частицы и ее элементного состава.

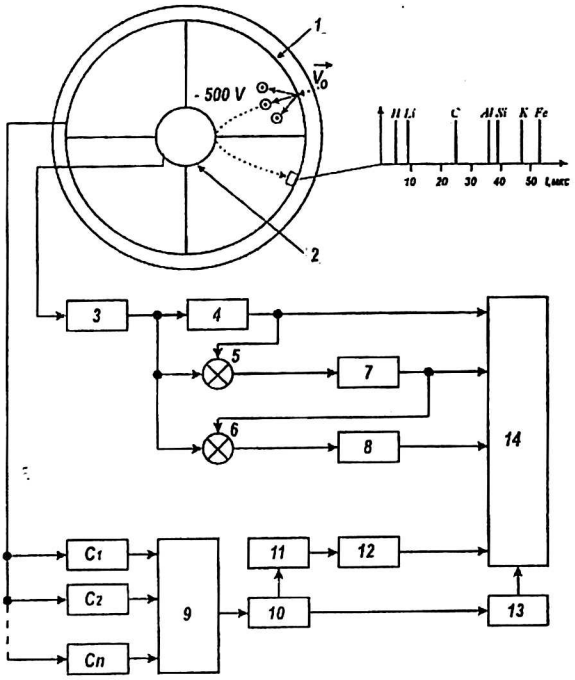


Рис. 8. Структурная схема детектора микрометеороидных и техногенных частиц:
1 — наружная сфера; 2 — внешняя металлическая обработка приемника ионов; 3, 10 — усилители; 4, 7, 8 — интеграторы; 5, 6 — сумматоры; 9 — коммутатор; 11 — формирователь; 12 — генератор; 13 — амплитудно-временной преобразователь; 14 — блок обработки; C_1—C_n-детекторы

Некоторые характеристики масс-спектрометров [33—41] приведены в табл. 1.

Таблица 1

Параметры масс-спектрометров

Исследуемое вещество	Особенность прибора	Разрешающая способность	Размеры, мм	Масса, кг	Схема (см. рис.)
Газ	Изменяющееся во времени выталкивающее поле	—	Ø40 × 120	—	Рис. 1 [3]
Газ	Нелинейный электростатический отражатель	3490—5570*	1180	—	Рис. 2 [10—14]
Газ	Электростатический отражатель, состоящий из трех сеток	100—300	Ø40 × 250	—	Рис. 2 [14—16]
Газ	Управление ионными пакетами с помощью прямоугольных импульсов	500—1000*	Ø80 × 270	0,7	Рис. 4 [18]
Пылевые частицы и микрометеороиды	Двойная фокусировка	50—200	500	—	Рис. 7 [14]
Пылевые частицы и микрометеороиды	Цилиндрический электростатический отражатель	520—530	Ø80 × 270	1,2	Рис. 10 [27]
Пылевые частицы и микрометеороиды	Вогнутый электростатический отражатель	1000—5000*	Ø225 × 280	1,2	Рис. 8 [17]
Пылевые частицы и микрометеороиды	Сферическая МДМ-структура	80—100	—	—	Рис. 11 [28]

* Теоретические данные.

Анализируя предложенные конструкции, отметим наиболее перспективные пути развития времяпролетных масс-спектрометров:

применение выталкивающих импульсов сложной формы;

использование полей, обеспечивающих заданную траекторию движения ионных пакетов;

введение в бесполевое пространство новых конструктивных элементов, таких как тормозящий участок, магнитные системы закручивающих траекторию движения ионных пакетов и др.;

использование отражателей, обладающих фокусирующими и селективными свойствами;

комбинации вышеприведенных методов.

Следует отметить, что некоторые из методов уже применяются на практике, однако это не исключает возможности их усовершенствования.

Методы расчета параметров времяпролетных масс-спектрометров

Для расчета геометрических параметров масс-спектрометров и траекторий движения ионов наиболее важно получить картину распределения электрических полей на элементах датчика.

Аналитические методы часто становятся несостоятельными для многоугольных границ, имеющих много вершин, особенно в тех случаях, когда не удается выделить замкнутые области. Для таких задач могут быть использованы численные методы, позволяющие значительно расширить область задач, поддающихся решению.

Одним из численных методов является метод конечных разностей, который может быть использован для получения численных решений с любой требуемой степенью точности всех задач, возникающих в ходе проектирования конструкций масс-спектрометров различных типов. Хотя некоторые теоретические обоснования этих методов очень сложны, их практическое применение чрезвычайно просто и фактически сводит к простым арифметическим операциям. Главный недостаток метода конечных разностей заключается в том, что (как и для всех численных методов) решение должно повторяться для каждой совокупности параметров, задаваемых в задаче.

Решения, полученные методом конечных разностей, представляют собой совокупность значений описывающей поле функции в дискретных точках, равномерно распределенных по всей области поля. Эти значения находятся путем замены одного описывающего поле дифференциального уравнения с частными производными системой простых уравнений в конечных разностях, которые имеют вид линейных уравнений, связывающих значение потенциала в каждой точке со значениями потенциала в других точках, окружающих ее. Таким образом, определение поля сводится к решению системы совместных уравнений. В связи с тем, что при решении задачи приходится оперировать большим числом таких уравнений, применение методов исключения переменных определителей и обращения матриц становится нецелесообразным (по показателям временных затрат и потребления вычислительных ресурсов). Вместо этого должны использоваться специальные методы. Два наиболее полезных метода — релаксационный и итерационный — тесно связанные между собой, описаны ниже.

Релаксационный метод предназначен для расчетов с применением простейших вычислительных устройств и является универсальным, хотя весьма сложно поддающимся алгоритмизации. В противоположность этому другой

метод, итерационный, основан на полностью повторяющемся цикле операций и идеально подходит для выполнения расчетов с использованием быстродействующих вычислительных машин.

При замене уравнения поля системой уравнений в конечных разностях, связывающих значения потенциальной функции в дискретных точках, можно выбрать произвольное пространственное распределение точек. Однако очевидно, что при выборе полностью равномерного распределения точек для каждой из них справедливо уравнение в конечных разностях одного и того же вида, и формулировка задачи значительно упрощается. Требуемое распределение обеспечивается расположением точек в "узлах" любой равномерной сетки.

Предположим, что сторона квадрата сетки, называемая размером ячейки сетки, мала по сравнению с размерами границ, и примем одинаковую нумерацию узлов для обеих звезд, как показано на рис. 8. В случае асимметричной звезды допустим, что узлы 1 и 2 расположены на расстояниях ph и qh от узла 0, где p и q — числа, меньшие единицы. Практически это означает, что узлы 1 и 2 будут лежать на границе.

Уравнение в конечных разностях получается в результате разложения потенциала A узла в ряд Тейлора и нахождения выражений для $\left(\frac{\partial^2 A}{\partial x^2}\right)_0$ и $\left(\frac{\partial^2 A}{\partial y^2}\right)_0$, которые вводятся в уравнение Пуассона.

Значение потенциала A в любой точке x, лежащей на линии, проведенной через узел 0 параллельно оси x, может быть выражено через значение потенциала узла 0, равное A_0, с помощью ряда Тейлора:

$$A = A_0 + \left(\frac{\partial A}{\partial x}\right)_0 (x - x_0) + \frac{1}{2!}\left(\frac{\partial^2 A}{\partial x^2}\right)_0 (x - x_0)^2 + \frac{1}{3!}\left(\frac{\partial^3 A}{\partial x^3}\right)_0 (x - x_0)^3 + \ldots .$$

Релаксационный метод решения совместных уравнений в конечных разностях был впервые применен Гауссом, однако его чрезвычайная универсальность и действенность не были оценены инженерами и физиками до 30—40-х годов XIX столетия, когда он был повторно открыт и усовершенствован Саусвеллом и его сотрудниками [42]. В основном он сводится к непрерывному изменению значения потенциала, продолжающегося до тех пор, пока все совместные уравнения не будут удовлетворены с достаточной степенью точности. Этот метод предназначен для расчетов вручную, и эффективность применения его зависит от опыта расчетчика. В последнем отношении он существенно отличается от других методов, поскольку невозможно сформулировать общие правила выполнения операций и при решении какой-либо конкретной задачи два расчетчика не будут точно следовать по одному и тому же пути.

При решении уравнений в конечных разностях итерационным методом производится непрерывное изменение значений потенциала до тех пор, пока все уравнения не будут удовлетворены с достаточной степенью точности. Наилучшим с точки зрения общего применения для решения практических задач в настоящее время является так называемый экстраполяционный метод Либмана, сочетающий быструю сходимость и простоту.

При использовании любого итерационного метода каждый узел сетки рассматривается по очереди в установленном повторяющемся цикле. Для более удобного определения узлов при расчете и анализе каждый из них обозначается своим номером или двумя номерами. В обычной прямоугольной сетке из $(p+1)(q+1)$ узлов, охватываемых границей (рис. 9), каждый узел (и связанные

с ним величины) может быть определен двумя номерами (h, k), где $1 \le h \le (p+1)$ и $1 \le k \le (q+1)$, или одним номером $(h-1)(q+1)+k$, где 1 определяет узел в левом нижнем углу, а столбцы узлов проходят в каждом цикле слева направо (возрастание h) и снизу вверх (возрастание k).

В простейшем (и предложенным первым) итерационном методе, разработанном Ричардсоном, каждое новое значение потенциала в центральном узле звезды определяется из условия, чтобы оно точно удовлетворяло основному уравнению в конечных разностях для предшествующих значений потенциала в других узлах. Таким образом, если обозначить через A^n значение потенциала после n-го итерационного цикла, то уравнение Пуассона в конечных разностях для симметричной звезды в форме Ричардсона запишется следующим образом:

$$A_0^{n+1} = \frac{1}{4}(A_1^n + A_2^n + A_3^n + A_4^n + h^2 W).$$

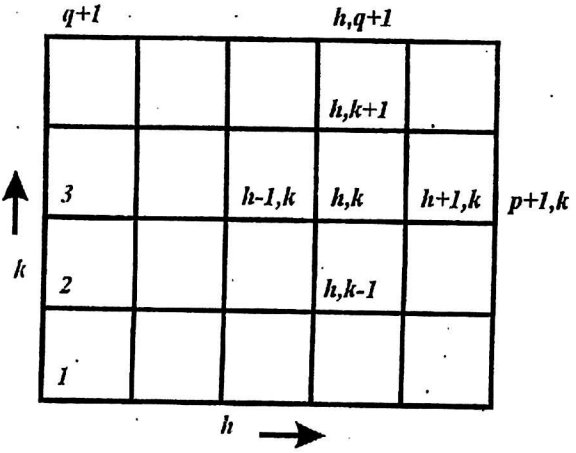


Рис. 9. Обозначения узлов сетки для расчета методом Либмана

Метод Ричардсона характеризуется плохой сходимостью (сравнительные цифры приведены в табл. 2), и его недостаток состоит в том, что в памяти ЭВМ должны храниться две полные совокупности значений потенциала [для n-й и $(n+1)$-й итерации]. В связи с указанными недостатками этот метод практически не применяется.

Простая модификация метода Ричардсона приводит к методу непрерывной подстановки, предложенному Либманом, в котором на каждом этапе расчета используются только что найденные значения потенциала. При прохождении узлов сетки столбец за столбцом слева направо, начиная с нижнего узла каждого столбца ($k = 1$), уравнение Пуассона в конечных разностях для симметричной звезды может быть представлено в следующем общем виде:

$$A_{n,k}^{n+1} = \frac{1}{4}\left(A_{n+1,k}^n + A_{n,k+1}^n + A_{n-1,k}^{n+1} + A_{n,k-1}^{n+1} + h^2 W\right).$$

Этот метод рационален, поскольку требует сохранения в памяти вычислительной машины только одной полной совокупности значений потенциала (а не двух, как в методе Ричардсона). Кроме того, его сходимость вдвое выше, чем метода Ричардсона (это нетрудно представить себе интуитивно, поскольку каждый расчет исходит из двух старых и двух новых значений потенциала; более детально данный вопрос изложен в [43]), хотя по сравнению с более усовершенствованными методами он все-таки медлителен.

Экстраполяционный метод Либмана, предложенный Франкелом [43] и Янгом [42], является наиболее универсальным и полезным из всех быстро сходящихся итерационных методов. Этот метод эквивалентен последовательной узловой релаксации с перебором (отсюда название экстраполяционный). Он представляет собой развитие метода Либмана, основанное на введении коэффициента a:

$$A_{n,k}^{n+1} = A_{n,k}^{n} + \frac{a}{4}\left(A_{n+1,k}^{n} + A_{n,k+1}^{n} + A_{n-1,k}^{n} + A_{n,k-1}^{n} + h^2 W - A_{n,k}^{n}\right).$$

Здесь a является коэффициентом сходимости, или коэффициентом релаксации, определяющим степень перебора.

На практике, например, этот метод использовался в работе [44] для моделирования пылеударного масс-спектрометра.

В табл. 2 приведено сравнение скоростей сходимости нескольких итерационных методов для расчета поля в случае квадрата с $(p + 1)^2$ узлами.

Таблица 2

Сравнительные характеристики итерационных методов

Метод	Длительность итерационного цикла	Теоретическое число итераций	Число итераций ($p = 190$, $\varepsilon = 10^{-4}$)
Ричардсона	$k4p^2$	$K2p/\pi^2$	1680
Либмана	$k4p^2$	Kp^2/π^2	840
Экстраполяционный Либмана	$k7p^2$	$Kp/2\pi$	115

Методы конечных разностей могут быть использованы для решения любой задачи по определению статического двухмерного поля (даже трехмерного). Следует отметить, что несмотря на сравнительную простоту некоторых задач, они не поддаются решению с помощью аналитических методов. Решения, найденные методом конечных разностей, являются приближенными, однако можно получить любую желаемую степень точности при условии, если расчет продолжается достаточное время. Тем не менее, для многих практических задач требуемую точность удается получить очень быстро. Необходимо считаться с тем, что все численные методы требуют отдельного решения для каждой совокупности параметров задачи (хотя в некоторых случаях можно значительно сократить время расчетов, приняв конечное решение одной задачи в качестве исходных данных для другой аналогичной задачи). Если задача может быть решена как аналитическими, так и численными методами, то выбор часто определяется продолжительностью расчетов. Конечно, аналитические методы обычно являются предпочтительными, однако в некоторых приложениях они могут потребовать настолько длительной обработки, а иногда и расчетов, что численные методы станут более экономичными. Это особенно вероятно в том случае, если для итерационного метода подготовлена общая программа расчета на вычислительной машине и требуется лишь ввести данные, определяющие конфигурацию границ и граничные условия.

Заключение

Времяпролетные масс-спектрометры используются для исследования быстропротекающих процессов. Они широко применяются для исследования в космических условиях: определение элементного состава собственной атмосферы космических аппаратов, пылевых и техногенных частиц, микрометеороидов и др.

На пути усовершенствования масс-спектрометров было предложено множество различных конструкций: это применение ионных зеркал, выталки-

вающих импульсов специальной формы, прямоугольных управляющих импульсов в масс-спектрометрах. Наиболее радикальным способом было применение нелинейных ионных зеркал.

В пылеударных масс-спектрометрах применяются различные формы отражающих электродов: плоская, цилиндрическая и вогнутая.

Расширение и усовершенствование элементной базы позволяет усложнить электронные модули управления масс-спектрометром, что дает возможность развивать алгоритмы разделения ионных пакетов во времени.

Литература

1. *Вересов Л. П., Вересов О. Л., Дзкуя М. И. и др.*//ЖТФ. 2000. Т. 70. № 3. С. 66.
2. *Новиков Л. С., Семкин Н. Д., Куликаускас В. С.*//Физика и химия обработки материалов. 1989. № 6.
3. Способ формирования массовой линии ионов во времяпролетном масс-спектрометре/*Семкин Н. Д., Юсупов Г. Я., Бочкарев В. А, Семенчук С. М.*: А.с., МПК H 01 J 49/40 № 1691905, СССР, бюл. № 42 от 15.11.91.
4. *James E. Young.* Optical path devices for mass spectrometry: A.c. МПК H 01 J 49/40, Appl. № 09/087,787. May 29, 1998.
5. Времяпролетный масс-спектрометр/*Ковалев И. Д., Ларин Н. В., Сучков А. И., Мотовичев В. Я.*: А.с. 1095272, СССР, МПК H 01 J 49/40, бюл. № 20, 30.05.84.
6. *Каратаев В. И., Мамырин Б. А., Шмикк Д. В.*//ЖТФ, 1971. Т. 41. Вып. 7. С. 1498—1501.
7. *Kaufmann R. L., Hillenkamp F., Remy E.* Die Lasermicrosonde. — Microscopica Acta, 1972. Bd. 73. № 1. S. 1—18.
8. *Kaufmann R. L., Hillenkamp F., Wechsung R.* Laser-Microprobe Mass Analysis. — Europ. Spectrosc. News, 1978. № 20. P. 41—43.
9. *Oetjen G. H., Poschenrieder W. P.* Focussing Errors of a Multiple-Focussing Time-of-Flight Mass Spectrometer with an Electrostatic Sector Field // Int. J. of Mass-Spectr. and Ion Physic, 1975. V. 16. № 4. P. 546—551.
10. Времяпролетный масс-спектрометр/*Бочкарев В. А., Семкин Н. Д., Колесников О. Ю.*: Пат. 2003199 МПК H 01 J 49/40 Россия, бюл. № 41—42 от 15.11.93.
11. *Мангадзе Г. Г., Мангадзе Н. Г.*//ЖТФ, 1999. Т. 69. № 10. С. 138.
12. *Глащенко В. П., Семкин Н. Д.*//Там же. 1978. Т. 57. № 6. С. 1142.
13. *Семкин Н. Д., Воронов К. Е., Мясников С. В.* Аналитический расчет распределения электростатического нелинейного масс-рефлектора/ВИНИТИ. Деп., № 3225-В97 от 31.10.97.
14. *Семкин Н. Д.* Проектирование масс-спектрометров для космических исследований. — г. Самара: СГАУ, 2000.
15. *Козлов И. Г.* Современные проблемы электронной спектрометрии. — М.: Атомиздат, 1978.
16. *Мамырин Б. А., Каратаев В. И., Шмикк Д. В., Загулин В. А.*//Журнал эксп. и теор. физики, 1973. Т. 64. Вып. 1. С. 82—89.
17. *Семкин Н. Д., Воронов К. Е., Мясников С. В., Помельников Р. А.*//Приборы и техника эксперимента, 2001. № 5.
18. Времяпролетный масс-спектрометр/*Бочкаев В. А., Семкин Н. Д., Юсупов Г. Ю.*: Пат. 2022821, Россия, МПК H 01 J 49/40, бюл. № 24, 10.12.1994.
19. *Ауэр, Берг*//Приборы для научных исследований. 1975. Т. 64. № 11. С. 94—98.
20. *Poschenrieder W. P.* Multiple-Focussing Time-of-Flight Mass Spectrometer. Part II. TOFMS with Equal Energy Acceleration//Int. J. of Mass-Spectr. and Ion Physic, 1972. V. 9. № 4. P. 367—373.
21. *Олеёников В. А., Сысоев А. А.* Методика расчета и исследование фокусирующих по времени пролета свойств секторных аксиально-симметричных статических полей. — ВИНИТИ. № 2971-80. Деп. рук. от 11.07.80.
22. *Сысоев А. А., Самсонов Г. А.* Теория и расчет статических масс-анализаторов. — М.: Изд. МИФИ, 1972. Ч. 1.
23. *Сысоев А. А., Чупахин М. С.* Введение в масс-спектрометрию. — М.: Атомиздат, 1977.
24. *Девятых Г. Г., Ларин Н. В., Максимов Г. А., Сучков А. И.*//Журнал аналитической химии, 1974. Т. 29. Вып. 8. С. 1515—1520.
25. *Рамендик Г. И., Сысоев А. А., Олейников В. А. и др.*//Письма в ЖТФ, 1979. Т. 5. Вып. 19. С. 1203—1206.
26. *Дымович В. И., Козырев Ю. П. и др.*//ЖТФ, 1970. Т. 40. Вып. 11. С. 2401—2404.
27. Пылеударный масс-спектрометр/*Семкин Н. Д., Воронов К. Е.*: Пат. 2122257 Россия, МПК H 01 J 49/40, бюл. № 9. 20.11.98.
28. *Семкин Н. Д., Воронов К. Е., Ротов С. В.*//Измерительная техника, 1999. № 8. С. 3—10.
29. *Глащенко В. П., Семкин Н. Д., Сысоев А. А.*// ЖТФ, 1985. № 5. Т. 55. С. 904—906.

30. *Семкин Н. Д.* Исследование характеристик пылевых частиц с помощью электростатического ускорителя//ВИНИТИ. Деп. № 6709 В87. 1987. – 48 с.

31. Детектор космической пыли/*Бесюлькин Д. А., Воронов К. Е., Семкин Н. Д., Балакин В. Л., Мясников С. В., Саноян А. Г.*: Пат. 2134435 Россия, МПК H 01 J 49/40, бюл. № 22. 10.08.99.

32. *Семкин Н. Д.*: Пат. 20500008 Россия. Изобретения. 1995. № 32.

33. *Семкин Н. Д., Воронов К. Е.*//ЖТФ, 1998. Т. 68. № 8. С. 63.

34. *Шеретов Э. П., Гуров В. С., Дубков М. В., Корнеева О. В.*//Письма в ЖТФ, 2000. Т. 26. Вып. 1. С. 42.

35. *Коган В. Т., Гладков Г. Ю., Викторова О. С.*//ЖТФ, 2001. Т. 71. № 4, С. 130.

36. *Баранов И. А., Бульченко В. П. и др.*//Там же, 1997. Т. 67. № 4. С. 107.

37. Времяпролетный масс-спектрометр: А. с. 989613 СССР, МПК H 01 J 49/40/Шеретов Э. П., Колотин Б. И., Сафонов М. П. Бюл. № 2. 15.01.83.

38. Времяпролетный масс-спектрометр: А. с. 1061194 СССР, МПК H 01 J 49/40/Бусыгин А. И., Ульмасбаев Б. Ш., Каллестинов Д. Б. Бюл. № 46. 15.12.83.

39. Времяпролетный масс-спектрометр: А. с. 1046800 СССР, МПК H 01 J 49/40/Мамырин Б. А., Иванов М. А., Александров В. Г. Бюл. № 37. 7.10.83.

40. Времяпролетный масс-спектрометр: А. с. 1005216 СССР, МПК H 01 J 49/40/Иванов М. А., Козлов Б. Н., Мамырин Б. А., Шмикк Д. В., Щебелин В. Г. Бюл. № 10. 15.03.83.

41. *Сысоев А. А.* Физика и техника масс-спектрометрических приборов и электромагнитных установок. – М.: Энергоатомиздат, 1983.

42. *Southwell R. V.* Relaxation methods in theoretical physics. The University Press, Oxford, 1946. P. 260.

43. *Frankel S. P.* Convergence rates of iterative treatments of partial differential equations //Math. Tab., Washingthon, 1950. April. P. 65—74.

44. *Мясников С. В., Маркелова Е. С.* Программа моделирования времяпролетного масс-спектрометра газовой и пылевой компонент метеорно-техногенного окружения//Вестник СГАУ: Актуальные проблемы радиотехники, 1999. Вып. 2.

Prospects for the development time-of-flight of mass analysers for the analysis of gas and dust fragments

N. D. Semkin, I. V. Pijakov, K. E. Voronov, R. A. Pomelnikov
The Samara State Aerospace University by Name the Academician S. P. Korolev, Samara, Russia

The time-of-flight mass analysers find broad application not only in earth, but also in space conditions. The designs of time-of-flight mass analysers for research of an element structure of gas streams, dust fragments and micrometeorites are described. The calculation of parameters of a mass analyzer is based on definition of a distribution law of potentials. The description of methods of calculation of design data is adduced.