

ала можно вести, конечно, и путем осаждения на подложку веществ из другой струи.

Авторы выражают благодарность И. Д. Ковалеву за измерение концентрации фтора в образцах.

Список литературы

- [1] Мачулка Г.А. Лазерная обработка стекла. М.: Сов. радио, 1979. 136 с.
- [2] Mc Lachlan Antony D., Meyer Fred P. // Appl. Opt. 1987. Vol. 26. N 9. P. 1728-1731.
- [3] Schick H.L. // Chem. Rev. 1960. Vol. 60. P. 331-362.
- [4] Куликов И.С. Термическая диссоциация соединений. М.: Металлургия, 1969. 574 с.
- [5] Семенов Г.А., Столярова В.Л. Масс-спектрометрическое исследование испарения оксидных систем. Л.: Наука, 1990. 300 с.
- [6] Дианов Е.М., Коряковский А.С., Лебедев В.Ф. и др. // ЖТФ. 1991. Т. 61. Вып. 5. С. 90-96.
- [7] Dianov M.E., Koriakovskiy A.S., Lebedev V.F. et al. // Sov. Lightwave Commun. 1991. Vol. 1. N 3. P. 223-226.
- [8] Dianov M.E., Koriakovskiy A.S., Lebedev V.F. et al. // Sov. Lightwave Commun. 1992. Vol. 2. N 3. P. 79-82.
- [9] Жеризин А.Н. Лазерное напыление тонких пленок. Итоги науки и техники. Сер. Современные проблемы лазерной физики. Т. 1. С. 197-221.
- [10] Pulsed Laser Deposition (reviews). MRS Bulletin. 1992. Vol. XVII. N 2. P. 26-58.
- [11] Лименов В.Г., Гайворонский П.Е., Шишов В.Н. // Журн. аналитической химии. 1984. Т. 39. № 6. С. 1072-1075.
- [12] Аппен А.А. Химия стекла. Л.: Химия, 1974. 850 с.
- [13] Таблицы физических величин. Справочник /Под ред. И.К.Кикоина. М.: Атомиздат, 1976. 1005 с.

Институт общей физики
Москва

Поступило в Редакцию
29 апреля 1993 г.

10;12
© 1993 г.

Журнал технической физики, т. 63, в. 11, 1993

МАСС-РЕФЛЕКТРОН ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ВЕРХНЕЙ АТМОСФЕРЫ ПРИ ПОМОЩИ СПУТНИКОВ

Б.А.Мамырин, А.А.Похунков, Б.М.Дубенский, С.П.Паринов, А.Г.Федоров

1. Схема масс-рефлектрона (безмагнитного времяпролетного масс-спектрометра с фокусировкой времени пролета ионов по энергии) [1-4] удобна при исследованиях верхних слоев атмосферы Земли (ракеты, спутники), так как имеет ряд существенных преимуществ. В частности, при заданных габаритных размерах анализатора эта схема позволяет получить большее разрешение, большие чувствительность и диапазон анализируемых ионов по сравнению с другими системами; полный масс-спектр может быть получен за время порядка нескольких мкс. Масс-рефлектроны уже использовались при космических исследованиях [5].

При масс-спектрометрических исследованиях состава газа в верхних слоях атмосферы необходимо учитывать 2 обстоятельства.

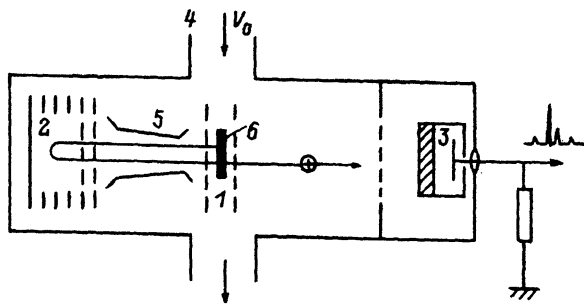


Рис. 1.

1 — источник ионов, пространство ионизации ограничено сетками; 2 — двухсекционный отражатель с участком торможения ионов; 3 — детектор ионов (электронный умножитель с микроканальной пластиной); 4 — набегающий поток молекул атмосферы; 5 — корректирующий конденсатор; 6 — электронный луч.

1. Молекулы газа, попадающие в открытый ионный источник, имеют одинаковую скорость, равную скорости спутника. При этом кинетическая энергия молекул с разными массами лежит в области примерно (0.2–20) эВ. Это может приводить к существенным нарушениям движения ионов в приборе.

2. Часть молекул газа, попадающая из атмосферы в прибор, и молекулы остаточного газа прибора при соударениях с деталями анализатора приобретают энергию, соответствующую его температуре. Эти молекулы, попадая в источник ионов, создают ионные токи, которые могут быть соизмеримы и даже превосходить токи, соответствующие молекулам, пришедшим в данный момент из атмосферы в ионный источник. Будем в дальнейшем 2 типа образующихся ионов называть “тепловыми” и “атмосферными”.

Предлагаемая схема масс-рефлектрона позволяет исключить искажения масс-спектра, обусловленные этими двумя эффектами.

2. За основу прибора взята схема линейного масс-рефлектрона, предложенная в [6], и мы поэтому не будем здесь останавливаться на деталях работы схемы (рис. 1), содержащей прозрачный источник ионов 1, в котором ионизация молекул осуществляется тонким электронным лучом, отражатель 2 и детектор 3. Ионы выталкиваются и ускоряются прямоугольным импульсом разности потенциалов между сетками источника в сторону отражателя. Детали расчета таких схем имеются в [5,6], остановимся лишь на действии новых элементов схемы (рис. 1).

Накопление “тепловых” ионов резко уменьшено за счет “проточной” конструкции источника, при которой налетающий поток молекул газа 4 со скоростью спутника V_0 практически не задерживается в объеме прибора, что резко ослабляет ионный ток “тепловых” ионов. Электронный пучок 6, фокусируемый электростатической системой, идет перпендикулярно плоскости рисунка.

Вторым важным элементом прибора является корректирующий конденсатор 5, в который попадают ионы при выходе из источника. Между электродами конденсатора включено постоянное напряжение U_k и короткие прямоугольные импульсы U_T , синхронизированные с импульсами, выталкивающими ионы из источника в пространство дрейфа. Ионы

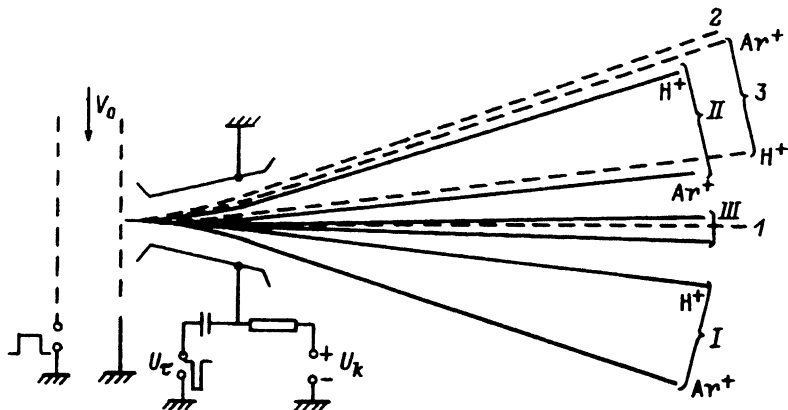


Рис. 2. Траектории ионов при выключенных U_k и U_τ (1 — “тепловые”, I — “атмосферные”), при включении U_k (2 — “тепловые”, II — “атмосферные”), при включении U_k и U_τ (3 — “тепловые”, III — “атмосферные”).

влетают в конденсатор 5 относительно оси прибора под углом

$$\alpha_0 = \frac{V_0}{V_{др}}, \quad (1)$$

где V_0 — скорость спутника; $V_{др} = \sqrt{(2qU_{др})/m}$ — скорость ионов при выходе из источника; q и m — заряд и масса иона; $U_{др}$ — разность потенциалов, которую проходят ионы в источнике при ускорении их выталкивающим импульсом.

Постоянная разность потенциалов U_k отклоняет все ионы (и “тепловые”, и “атмосферные”) с любыми m/q на угол $\alpha_k = V_\perp/V_{др}$ вверх относительно оси прибора (рис. 1 и 2, V_\perp — скорость ионов, полученная в конденсаторе за счет U_k). Так как

$$mV_\perp = \frac{U_k l_k}{d_k V_{др}}$$

(l_k — длина пути иона в конденсатор, а d_k — расстояние между его электродами), то

$$\alpha_k = \frac{1}{2} \frac{l_k U_k}{d_k U_{др}}. \quad (2)$$

При включении импульса U_τ длительностью τ все ионы в конденсаторе отклоняются вниз относительно оси прибора (рис. 2) в соответствии с формулой (2), но при $l_k = l_{эфф}$, где эффективная длина пролета ионов в конденсаторе $l_{эфф} = V_{др} \cdot \tau$. Следовательно, угол отклонения ионов за счет U_τ будет

$$\alpha_\tau = \frac{1}{2} \frac{V_{др} \cdot \tau U_k}{d_k U_{др}}. \quad (3)$$

При этом ионы с различными m/q будут отклоняться на различные углы (легкие — на большие, тяжелые — на меньшие).

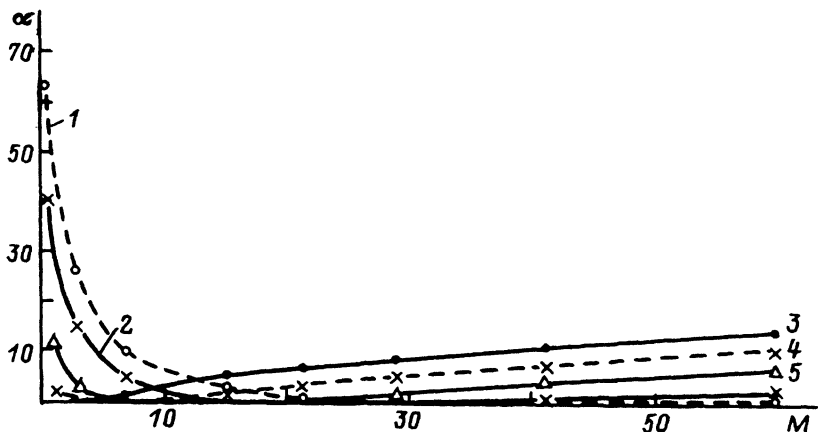


Рис. 3. Зависимость угла отклонения ионного пучка при выходе из корректирующего конденсатора от массы иона.

M_0 — масса иона, при которой $\alpha = 0$; $M_0 = 36$ (1), 25 (2), 1 (3), 4 (4), 10 (5).

Суммарный угол отклонения ионов после прохождения конденсатора

$$\alpha = \alpha_0 + \alpha_\tau - \alpha_k. \quad (4)$$

На рис. 2 приведены траектории ионов при выключенных U_k и U_τ , при включении только U_k и при включении U_k и U_τ .

При заданных $U_{др}$, U_k , U_τ зависимость α от m определяется только зависимостью α_0 и α_τ от $V_{др}$. При

$$\frac{\partial \alpha}{\partial V_{др}} = 0, \quad (5)$$

$$U_\tau = U_{др} \frac{2d_k}{\tau} \frac{V_0}{V_{др0}^2}, \quad (6)$$

где $V_{др0}$ — скорость иона с массой m_0 , если m_0 отвечает условию (5). Полагая $\alpha = 0$ при $m_0 = m_0$, найдем

$$U_k = U_{др} \frac{4d_k}{l_k} \frac{V_0}{V_{др0}}. \quad (7)$$

Таким образом, можно записать

$$\alpha = \frac{V_0}{V_{др}} + \frac{V_0 V_{др}}{V_{др0}^2} - 2 \frac{V_0}{V_{др0}}. \quad (8)$$

Для однозарядных ионов $V_{др} = 1.383 \cdot 10^6 \sqrt{U_{др}/M}$, где M — масса иона в атомных единицах массы, а U — в вольтах, и, следовательно, (8) можно записать в виде

$$\alpha = 7.23 \cdot 10^{-7} \frac{V_0}{\sqrt{U_{др}}} \left(M + \frac{M_0}{\sqrt{M}} - 2\sqrt{M_0} \right), \quad (9)$$

где V_0 в см/с, $U_{др}$ в В, M в а.е.м., $M_0 = M$ при выполнении условия (5) и при $\alpha = 0$, α в рад.

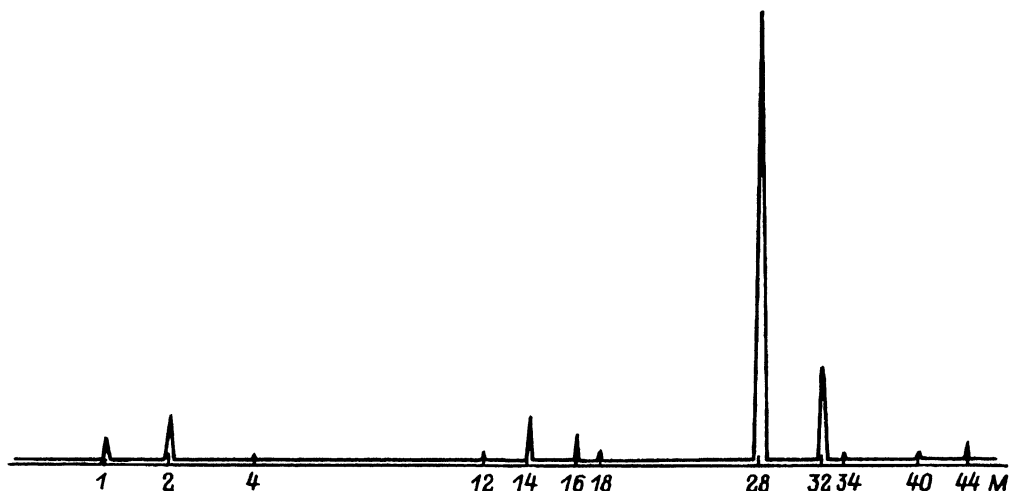


Рис. 4. Масс-спектр при напуске в масс-спектрометр воздуха. Линия M_{34} соответствует молекуле кислорода $^{16}\text{O}^{18}\text{O}^+$.

При $V_0 = 7$ км/с и $U_{\text{др}} = 400$ В поведение α для различных M_0 представлено на рис. 3. Если диапазон масс $M = 1-100$, то оптимальным является режим с $M_0 = 10$, при этом $\alpha_1 = \alpha_{100} = 11.8 \cdot 10^{-2}$.

Смещение траекторий относительно оси прибора при эффективной длине дрейфа 25 см в этом случае будет 3 см (или ± 15 мм). При диапазоне масс 2–40 соответственно получается смещение ± 6 мм.

3. Эффект смещения траектории ионов для наиболее легких и наиболее тяжелых ионов можно значительно уменьшить, если расстояние между электродами конденсатора d_k сделать переменным, как это показано на рис. 2. Из рис. 3 видно, что при $M_0 = 25-36$ получается, что излишне изменяется угол траекторий легких масс при действии U_τ , если выполняются соотношения (2), (3), (5). Можно, однако, не изменяя U_k/d_k в (2), изменить d_k так, чтобы было ослаблено действие U_τ только на легкие массы, которые к моменту действия U_τ должны находиться в конце конденсатора (так подбирается задержка между ускоряющим импульсом источника и импульсом U_τ). Расчет показывает, что для $\alpha \approx 0$ при $M = 1$ и $M = M_0$ необходимо увеличивать расстояние между электродами конденсатора примерно в 2.5 раза по сравнению с точкой для $M = M_0 = 25$ а.е.м.

Этот способ позволяет получить максимальное смещение луча “атмосферных” ионов относительно оси прибора примерно на 1.7 мм при $M = 1-100$ а.е.м. Подбирая форму пластин конденсатора, можно полностью устранить смещение траекторий “атмосферных” ионов.

При обратном пролете ионов от отражателя через источник и конденсатор ионы будут смещаться за счет постоянного напряжения U_k . Этот эффект легко нейтрализуется соответствующим изменением U_k .

Отметим в заключение, что при заданных условиях $V_0 = 7$ км/с, $U_{\text{др}} = 400$ В для нашего прибора с расстоянием от конца отражателя до конца детектора ≈ 16 см получают следующие параметры: минимальное расстояние между пластинами конденсатора (в точке $M = M_0$) $d_k \approx 10$ мм, в конце конденсатора $d_k \approx 25$ мм, $l_k \approx 80$ мм, $U_k \approx 20$ В, $U_\tau \approx 260$ В, $\tau \approx 70$ нс. Разрешающая способность прибора на уровне

1% высоты пика равняется 180–200 при чувствительности по парциальному давлению (10^{-11} – 10^{-12}) мм рт.ст. в зависимости от времени накопления получения информации. Наименьшее время получения полного масс-спектра 10^{-5} с.

На рис. 4 приведен масс-спектр при напуске в прибор воздуха. Рассмотренный способ коррекции траекторий ионов практически полностью устраняет возможность попадания “тепловых” ионов на детектор. Поэтому в некоторых случаях применения прибора в камере анализатора (рис. 2) нижнее отверстие можно не делать.

Список литературы

- [1] Мамырин Б.А. А.С. № 198034. БИ. 1967. № 13. С. 148.
- [2] Каратаев В.И., Мамырин Б.А., Шмикк Д.В. // ЖТФ. 1971. Т. 16. Вып. 7. С. 1498–1501.
- [3] Мамырин Б.А., Каратаев В.И., Шмикк Д.В., Загулин В.А. // ЖЭТФ. 1973. Т. 64. Вып. 1. С. 82–89.
- [4] Мамырин Б.А., Шмикк Д.В. // ЖЭТФ. 1976. Т. 76. Вып. 5. С. 1500–1505.
- [5] Kissel J., Sagdeev R.Z., Bertaux J.L. et al. // Nature. 1986. Vol. 321. P. 280–282.
- [6] Шмикк Д.В. // ЖТФ. 1981. Т. 51. № 5. С. 1024–1026.

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе
Санкт-Петербург

Поступило в Редакцию
22 апреля 1993 г.