

- [1] Палатный Л. С., Малюк Ю. И., Белозеров В. В. // ДАН СССР. 1974. Т. 215. № 5. С. 1182—1185.
- [2] Малюк Ю. И. Автореф. канд. дис. Воронеж, 1977. 16 с.
- [3] Шуберт К. Кристаллические структуры двухкомпонентных фаз. М.: Металлургия, 1976. 531 с.
- [4] Гаврилюк А. И., Мансуров А. А., Чудновский Ф. А. // Тез. докл. Всес. конф. «Физика окисных пленок». Петрозаводск, 1982. С. 10.
- [5] Гаврилюк В. И., Черненко И. М. // Письма в ЖТФ. 1981. Т. 7. Вып. 17. С. 1041—1044.
- [6] Малюк Ю. И., Чернякова Л. Е. // УФЖ. 1973. Вып. 1. С. 45—49.
- [7] Волькенштейн Ф. Ф. Электронные процессы на поверхности полупроводников при хемосорбции. М.: Наука, 1987. 265 с.
- [8] Крегер Ф. Химия несовершенных кристаллов. М.: Мир, 1969. 654 с.
- [9] Кофстад П. Отклонение от стехиометрии, диффузия и электропроводность в простых окислах металлов. М.: Мир, 1975. 66 с.
- [10] Малюк Ю. И., Скотков Л. И. // Письма в ЖТФ. 1987. Т. 13. Вып. 8. С. 504—507.
- [11] Малиненко В. П., Стефанович Г. Б., Чудновский Ф. А. // Письма в ЖТФ. 1983. Т. 9. Вып. 12. С. 754—756.

Харьковский политехнический институт им. В. И. Ленина

Поступило в Редакцию
26 октября 1987 г.
В окончательной редакции
25 февраля 1988 г.

10; 12

Журнал технической физики, т. 59, в. 1, 1989

МАСС-СПЕКТРОМЕТР ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ СОСТАВА СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА

В. Т. Коган, А. П. Корниенко, Б. В. Кошевенко,
А. К. Павлов, Ю. В. Чичагов

При изучении солнечного ветра с помощью масс-спектрометрической техники предъявляются несколько необычные по сравнению с традиционными требования. Они заключаются в необходимости проведения масс-анализа в условиях быстрых изменений (0.1—10 с) в широком диапазоне скоростей (300—700 км/с) измеряемых потоков ионов при чувствительности 10^{-10} ион·с⁻¹·см⁻².

Выполнение этих требований с помощью известных приборов и методов анализа в рамках жестких ограничений на размеры и вес аппаратуры в космическом эксперименте не представляется возможным.

Для решения этой задачи предложен новый масс-спектрометр [1]. Целью настоящей работы является изучение его характеристик.

1. Ионно-оптическая схема

Анализ состава потока заряженных частиц осуществляется за счет их селекции в пространстве скоростей, а не координат, как в традиционных масс-спектрометрах.

Основным элементом схемы является магнитная система, обеспечивающая постоянное поле (рис. 1). Плоскость zx является средней плоскостью системы. Магнитное поле создается вытянутыми вдоль оси z полюсами для обеспечения двумерности поля в области прохождения заряженных частиц. В этой области поле не зависит от координаты z .

Обозначим угол между направлением скорости частицы и средней плоскостью через ψ , а угол между проекцией скорости на эту плоскость и осью x через θ и пометим углы для частиц перед магнитом индексом 1, за магнитом — индексом 2. Для частиц, движущихся в средней плоскости $\psi_1 = \psi_2 = 0$ в однородном поле магнита при отсутствии поля за его границами выполняется соотношение

$$\sin \theta_2 - \sin \theta_1 = \frac{N}{H_0 \rho_0} = \frac{h_0}{\rho_0},$$

где ρ_0 — радиус кривизны траектории движения заряженной частицы в поле напряженностью H_0 , имеющем протяженность вдоль оси x , равную h_0 ; N — магнитный поток.

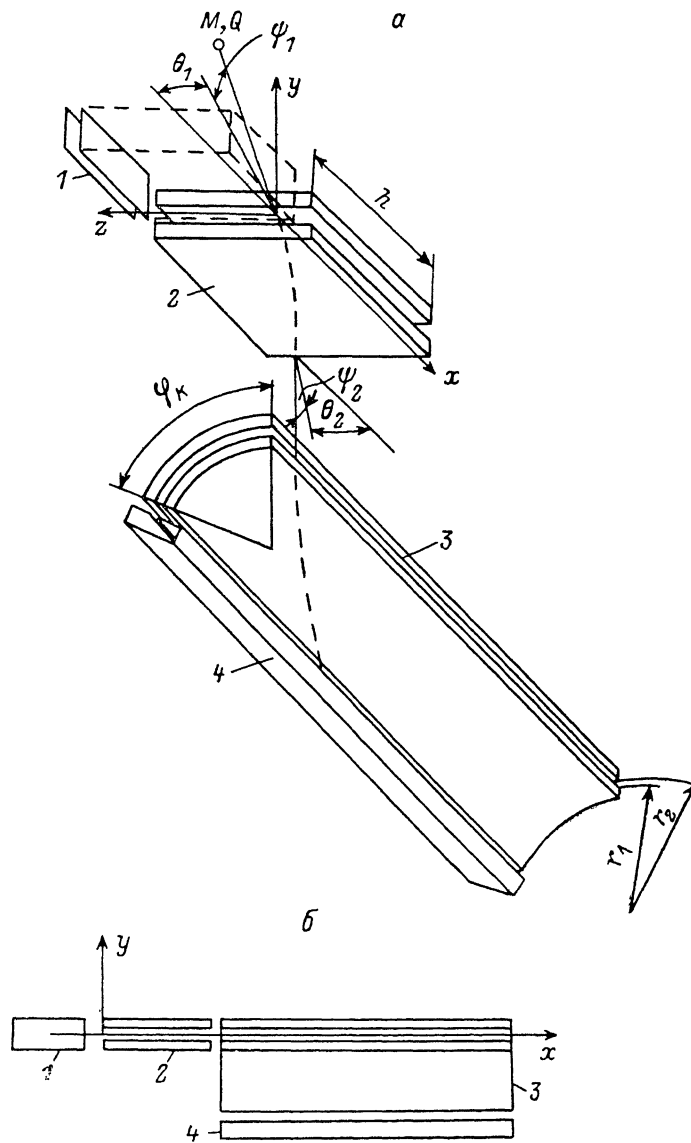


Рис. 1. Схема масс-спектрометра.

1 — коллиматор, 2 — магнитная система, 3 — электростатический конденсатор, 4 — приемник ионов.
а — изометрия, б — проекция на xy .

Фиксируя с помощью коллиматора направление движения ионов так, чтобы $\theta_1=0$, и проводя анализ частиц за магнитом либо по величине угла θ_2 , либо по величине энергии на единицу заряда, $\frac{E_0}{Q} \sin^2 \theta_2$ или $\frac{E_0}{Q} \cos^2 \theta_2$, можно получить спектр их масс (где $E_0 = Mv_0^2/2$, v_0 — скорость частиц перед магнитом при $\psi_1=\psi_2=\theta_1=0$, M — масса частицы, Q — кратность ионизации частицы).

Первый способ анализа (по углу) широко используется в призмных масс-спектрометрах [2], где применение электростатических линз дает возможность получить высокую разрешающую способность приборов за счет большой угловой дисперсии по массе. Однако именно второй способ анализа (по энергии) [1, 3] позволяет, используя энергетическую

дисперсию по массе, исключая влияние принципіальной зависимости на один из размеров входного окна прибора и тем самым существенно улучшить его чувствительность по сравнению с аналогами [4, 5].

В настоящей статье рассмотрены свойства масс-спектрометра, построенного по схеме, в которой анализ состава ионов после прохождения ими плоского магнита с параллельными границами осуществляется с помощью электростатического конденсатора по величине

$$\frac{E_n}{Q} \sin^2 \theta_2 = \frac{h^2 H^2}{A^2 \frac{M}{Q}} = \frac{E_z}{Q}, \quad (1)$$

где h — ширина магнита, H — напряженность магнитного поля, A — числовой коэффициент.

Из выражения (1) следует, что при падении исследуемых частиц по нормали к входному окну магнита измерение их состава можно проводить, анализируя величину E_z/Q . Для этой

Коллиматор		Магнитная система		Конденсатор			Приемник ионов
площадь входного окна, см ²	углы сбора ионов, град.	h , мм	H , э	r_1 , мм	r_2 , мм	φ_k , град.	
0.2	1×1	50	1000	38	42	63	Сборка МКП

цели используется электростатический цилиндрический конденсатор. Определив величину разрешения такого конденсатора, можно в указанном выше приближении и без учета влияния краевых эффектов оценить разрешение прибора по массе. Дифференцируя (1), получим

$$\frac{d\left(\frac{M}{Q}\right)}{\frac{M}{Q}} = - \frac{d\left(\frac{E_z}{Q}\right)}{\frac{E_z}{Q}}. \quad (2)$$

Важно отметить, что E_z/Q не зависит от энергии частиц и определяется только значением M/Q , а поэтому и разброс величины E_0/Q не сказывается на разрешении масс-спектрометра.

При выборе величины секторного угла конденсатора φ_k следует учитывать фокусировку ионов в рассеянном поле магнита, представляющем собой цилиндрическую магнитную линзу. Однако эта задача осложнена тем, что линии фокусов линзы и конденсатора взаимно перпендикулярны. Для уменьшения влияния краевого магнитного поля в рассматриваемой конструкции ограничен интервал углов поворота вектора скорости ионов в поле магнита в пределах 20—60°. В этом случае наибольшая разрешающая способность и чувствительность прибора обеспечиваются конденсатором с секторным углом $\sim 60^\circ$.

При определении физических характеристик прибора необходимо учитывать разброс частиц по углу и по энергии в исследуемом потоке. Разрешение прибора по массе, учитывающее разброс угла ψ_1 , определяется выражением

$$\left. \frac{d\left(\frac{M}{Q}\right)}{\frac{M}{Q}} \right|_{\theta_1=0} = \frac{(r_1 - r_2)}{F} + \psi_1, \quad (3)$$

где r_1, r_2 — соответственно радиусы внутренней и внешней обкладок конденсатора, F — фокусное расстояние цилиндрической магнитной линзы. Величина E_z/Q для частиц, падающих на входное окно магнита под углом θ_1 , выражается в виде

$$\frac{E_z}{Q} = \frac{h^2 H^2}{A^2 \frac{M}{Q}} + \frac{v^2 \frac{M}{Q}}{2e} \sin^2 \theta_1 - \sqrt{\frac{2}{e}} \frac{hH}{A} v \sin \theta_1, \quad (4)$$

где e — заряд электрона.

Тогда разрешение масс-спектрометра с учетом разброса характеристик исследуемого потока можно представить выражением

$$\frac{d\left(\frac{M}{Q}\right)}{\frac{M}{Q}} \approx \frac{d\left(\frac{M}{Q}\right)}{\frac{M}{Q}} \Big|_{\theta_1=0} + \frac{2|\theta_1|}{\sqrt{\frac{E_z}{E_0 + \Delta E}}}, \quad (5)$$

где ΔE — разброс по энергии в исследуемом потоке.

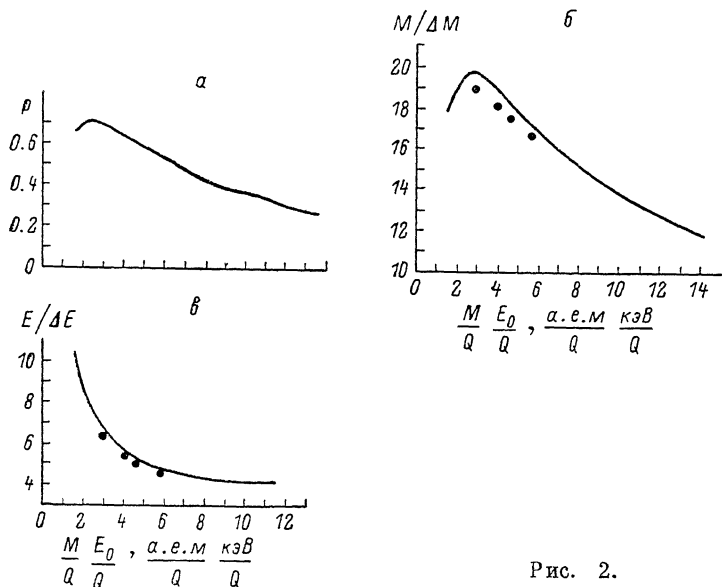


Рис. 2.

Таким образом, угловой разброс, во-первых, существенно ухудшает разрешающую способность прибора, в особенности при малых углах θ_2 ($E_z \ll E_0$), во-вторых, обнаруживает зависимость величины разрешения от энергии частиц. Поэтому коллиматор, расположенный перед магнитом, должен иметь достаточно узкую угловую диаграмму.

2. Выбор параметров масс-спектрометра и моделирование его работы

Полученные выше аналитические выражения позволили выбрать оптимальную конструкцию прибора, предназначенного для исследования состава солнечного ветра. Его параметры представлены в таблице.

В результате численного моделирования определены основные физические характеристики прибора (рис. 2, сплошная линия): относительное пропускание (а), разрешающая способность по массе (б) и по энергии (в).

На рис. 2 точками отмечены результаты экспериментальной проверки масс-спектрометра, сплошными линиями — результаты численного моделирования. Экспериментальный спектр представлен на рис. 3. Высокое пропускание прибора при площади входного окна $\sim 0.2 \text{ см}^2$ обеспечивает чувствительность $\sim 10 \text{ част. см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. Достигнутая разрешающая способность масс-спектрометра, а также высокая чувствительность дают возможность проводить измерения C, N, O, Si, S, Ne и других элементов в солнечном ветре [6].

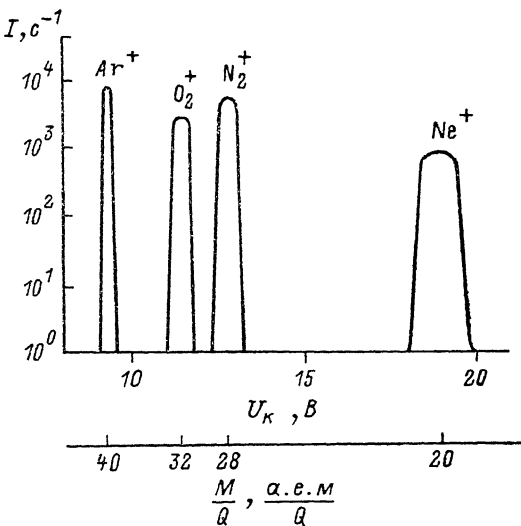


Рис. 3. Спектры калибровочных ионов. $\pm U_k$ — напряжения на обкладках конденсатора.

Предложенный прибор отличается от аналогов принципиально новой возможностью проводить анализ состава ионов независимо от их энергии в пределах выбранного диапазона (солнечный ветер). Это свойство исключает необходимость проведения последовательного во времени энергоанализа, существенно увеличивает чувствительность масс-спектрометра и дает возможность исследовать быстрые процессы.

Литература

- [1] Гартманов В. Н., Коган В. Т., Павлов А. К., Харченко А. А. А. с. 1173465. БИ. 1985 № 30.
- [2] Кельман В. М., Карецкая С. П., Федулина Л. В., Якушев К. М. Электронно-оптические элементы призмных спектрометров заряженных частиц. Алма-Ата: Наука, 1979. 232 с.
- [3] Кочаров Г. Е., Гартманов В. Н., Коган В. Т. и др. // Энергичные частицы и фотоны от солнечных вспышек. Л., 1984. С. 105—117.
- [4] Coplan M. A., Ogilvie K. W., Bochsler P. A., Geiss J. // IEEE Trans. Geosci. Electron. 1978. Vol. GE-16. P. 185—191.
- [5] Shelley E. G., Sharp R. D., Johnson R. G. et al. // IEEE Trans. Geosci. Electron. 1978. Vol. GE-16. P. 266—270.
- [6] Коган В. Т., Кошвенко Б. В., Павлов А. К. и др. Препринт ФТИ им. А. Ф. Иоффе АН СССР. № 1021. Л., 1986. 15 с.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Поступило в Редакцию
28 октября 1987 г.

В окончательной редакции
28 марта 1988 г.

01; 10

Журнал технической физики, т. 59, в. 1, 1989

СИНХРОТРОННЫЙ МАЗЕР НА СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНАХ

Д. И. Калчев, Э. А. Перельштейн

В [1] предложен синхротронный мазер, в котором индуцированное синхротронное излучение возникает при повороте линейного электронного пучка в магнитном поле внутри двухзеркального резонатора (рис. 1, а). Индуцированное синхротронное излучение продольно замагниченного электронного пучка рассматривалось в [2]. Для генерации коротковолнового электромагнитного излучения в синхротронном мазере [1] необходимы сильноточные пучки с большой энергией электронов (длина волны индуцированного излучения должна соответствовать максимуму спектральной интенсивности спонтанного излучения). Поэтому представляет интерес анализ индуцированного синхротронного излучения релятивистских электронных колец, где возможно повышение энергии электронов за счет бетатронного ускорения, так и в адгезаторах коллективных ускорителей [3]. При переходе от линейных пучков к кольцам можно ожидать увеличения КПД генерации излучения из-за многократного прохождения электронов через резонатор.

Рассмотрим индуцированное излучение кольца, частично погруженного внутрь двухзеркального резонатора с плоскими зеркалами (рис. 1, б). В резонаторе возбуждается плоская стоячая линейно поляризованная электромагнитная волна с отличной от нуля компонентой вектора потенциала $A_y = A \sin \omega t \sin kx'$.

Эффектами конечной ширины зеркал на пространственное распределение поля для простоты анализа пренебрегаем. В расчете не будем также учитывать слабую пространственную неоднородность магнитного поля, необходимую для фокусировки электронов и ухода центра окружности за счет потерь энергии. Такой уход можно скомпенсировать, например, с помощью дополнительного резонатора или изменением во времени индукции ведущего магнитного поля.