

Н. Е. АЛЕКСЕЕВСКИЙ, Г. П. ПРУДКОВСКИЙ, Г. И. КОСОУРОВ  
и С. И. ФИЛИМОНОВ

**ПРИМЕНЕНИЕ НЕОДНОРОДНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ  
В ЦЕЛЯХ УВЕЛИЧЕНИЯ РАЗРЕШАЮЩЕЙ СИЛЫ  
МАСС-СПЕКТРОМЕТРА**

(Представлено академиком А. П. Александровым 30 IX 1954)

Задача увеличения разрешающей способности — одна из наиболее существенных в вопросах развития масс-спектрометрии. От масс-спектрометра как аналитического прибора часто требуется разрешение мультиплетов одного массового числа. Так, для разделения мультиплета массы 3 ионов  $\text{HD}^+$  и  $\text{HNH}^+$  необходима разрешающая сила около 2000. В мультиплете массы 28 компоненты  $\text{CO}^+$  и  $\text{N}_2^+$  могут быть разделены при разрешающей силе не менее 2500. Количественный анализ смесей требует определенного запаса разрешающей силы для точного определения содержания малых примесей на фоне основной компоненты.

Различные применяемые в настоящее время типы масс-спектрометров используют для анализа ионного пучка однородное магнитное поле; при этом, как известно, дисперсия и разрешающая способность прибора определяются формулами

$$d_0 = r_0 \frac{\Delta m}{m}, \quad R_0 = \left| \frac{m}{\Delta m} \right|_{\max} = \frac{r_0}{s}, \quad (1)$$

где  $s$  — суммарная ширина щелей ионного источника и приемника,  $r_0$  — равновесный радиус траекторий ионов:

$$r_0 = \frac{c}{H_0} \sqrt{\frac{2mu}{e}}. \quad (2)$$

Практически увеличение разрешающей силы обычных масс-спектрометров может быть достигнуто увеличением радиуса магнита. Очевидно, однако, что этот путь приводит к сооружению чрезвычайно громоздких и дорогих конструкций. Уменьшение ширины щелей приводит к нежелательному уменьшению ионного тока, т. е. к снижению чувствительности прибора. Поэтому разрешающая сила обычных масс-спектрометров, как правило, не превышает нескольких сотен. Масс-спектрометры, обладающие разрешающей силой более тысячи, являются уникальными устройствами. В описываемых ниже конструкциях увеличение дисперсии и разрешающей силы масс-спектрометра достигается принципиально иным способом, не влекущим за собой подобных технических затруднений.

В аксиально-симметричном магнитном поле, спадающем по радиусу, ионный пучок, параксиальный окружности равновесного радиуса  $r_0$ , фокусируется в радиальном и аксиальном направлении после поворота на угол, соответственно равный

$$\Phi_r = \frac{\pi}{\sqrt{1-n}}, \quad \Phi_z = \frac{\pi}{\sqrt{n}} \quad \left( n = - \frac{\partial H}{\partial r} \frac{r}{H} \Big|_{r=r_0} \right). \quad (3)$$

Аналогичные формулы, как известно, употребляются для расчета радиальных и аксиальных колебаний в циклических ускорителях <sup>(1)</sup>. Фокусирующие свойства неоднородного поля были использованы в  $\beta$ -спектрометрии для получения фокусировки в двух направлениях <sup>(2-4)</sup>. Однако в целях увеличения разрешающей силы неоднородное магнитное поле практически не применялось, хотя в последние годы в литературе появился ряд подробных расчетов его ионно-оптических свойств <sup>(5-8)</sup> \*. Дисперсия прибора с неоднородным полем может быть определена при рассмотрении пучка ионов близкой массы  $m + \Delta m$ , осциллирующего относительно равновесного радиуса  $r_0 + \Delta r_0$ .

Варируя выражение (2), получим

$$d = 2\Delta r_0 = \frac{r_0}{1-n} \frac{\Delta m}{m} = \frac{d_0}{1-n}, \quad (4)$$

т. е. дисперсия прибора с неоднородным полем  $d$  в  $\frac{1}{1-n}$  раз больше, чем дисперсия прибора с однородным полем  $d_0$ . Соответственно во столько же раз может быть увеличена и разрешающая сила.

Величины  $d$  и  $R$  могут быть определены через угол фокусировки

$$d = d_0 \left( \frac{\Phi_r}{\pi} \right)^2, \quad R = \frac{R_0}{1-n} = R_0 \left( \frac{\Phi_r}{\pi} \right)^2. \quad (5)$$

Выражение (4) остается справедливым также и для таких приборов, в которых ионный пучок проходит в магнитном поле лишь часть своего пути. В частности, если источник и приемник отстоят на одинаковом расстоянии  $f$  от границ поля, заключенного в угле  $2\Phi$ , то фокусировка осуществляется при

$$f = r_0 \frac{\text{ctg} \sqrt{1-n} \Phi}{\sqrt{1-n}}. \quad (6)$$

Прибор с усеченным полем представляет ряд конструктивных удобств. В частности, источник ионов располагается вдали от магнитного поля, которое, таким образом, не влияет на его работу.

В лаборатории был построен ряд моделей масс-спектрометра с усеченным неоднородным полем, в котором ионный пучок поворачивается на угол  $2\Phi = 180^\circ$ . Для иллюстрации возможностей изложенного принципа ниже приводятся некоторые данные этих приборов.

Стекланный прибор, изображенный на рис. 1, имеет радиус  $r_0 = 40$  мм, коэффициент неоднородности поля  $n = 0,89$ , длину плеч  $f = 208$  мм. Дисперсия этого масс-спектрометра составляет 3,6 мм на 1% изменения массы и превышает дисперсию аналогичного прибора с однородным полем в 9 раз. При ширине щелей источника и приемника, соответственно равной 0,2 и 0,4 мм, разрешающая сила по полуширине линии достигает 400. На рис. 3 а показана полученная на приборе масс-спектрограмма дублета массы 4.

Большой цельнометаллический прибор с параметрами  $r_0 = 350$  мм,  $n = 0,87$  и  $f = 1400$  мм имеет дисперсию 27 мм на 1% изменения массы. Щели источника и приемника имеют ширину 0,2 мм. Разрешающая сила по полуширине линии достигает 7500. Масс-спектрограммы, снятые на этом приборе, приведены на рис. 3 б и 3 в (см. также рис. 1 в статье <sup>(9)</sup>). Следует заметить, что для достижения тех же результатов за счет увеличения размеров магнита потребовалось бы

\* В цитируемых статьях применение неоднородного поля рассматривается в целях улучшения оптики магнитной линзы, уменьшения аберраций, для получения одновременной фокусировки в радиальном и аксиальном направлениях ( $\Phi_r = \Phi_z$ ), а также, совместно с полем цилиндрического конденсатора, для получения одновременной фокусировки по направлениям и по скоростям.

довести радиус  $r_0$  до 2,7 м. Несмотря на значительный путь, проходимый ионным пучком, прибор имеет достаточно высокую светосилу: ионный ток на коллектор достигает  $1 \cdot 10^{-9}$  а при давлении в источнике  $1 \cdot 10^{-5}$  мм рт. ст.; это, так же как и реализация большой разрешающей силы, свидетельствует о хороших ионно-оптических свойствах применяемого неоднородного магнитного поля. Электромагнит масс-спектрометра обеспечивает магнитное поле в зазоре до 5000 эрст., что при энергии ионов 6000 эв соответствует массе 220.

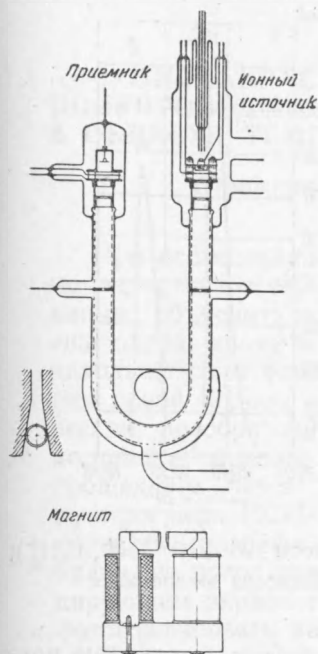


Рис. 1

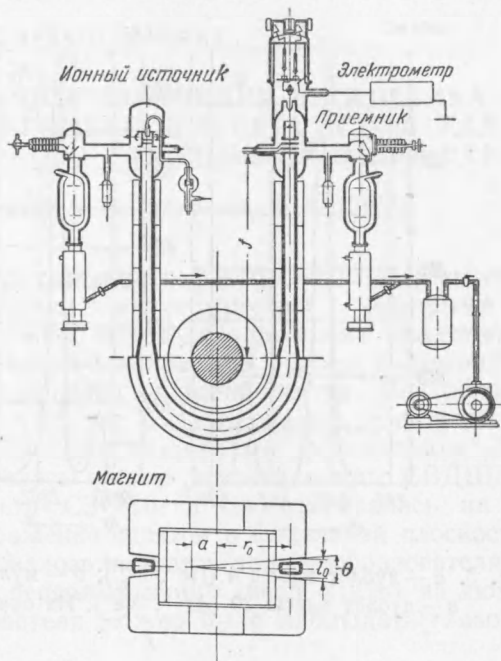


Рис. 2

На другом однотипном приборе, имеющем радиус  $r_0 = 152$  мм, была достигнута разрешающая сила 11000 при ширине щелей источника и приемника по 0,05 мм. Схематический чертеж масс-спектрометров такого типа дан на рис. 2.

Для получения неоднородного магнитного поля, надлежащим образом спадающего по радиусу, нами были использованы конические полюсные наконечники. В этом случае поле в плоскости симметрии магнитного зазора может быть с большой точностью представлено формулой

$$H = H_0 \frac{r_0 + a}{r + a}, \quad (7)$$

где  $a$  — расстояние от оси магнита до точки пересечения образующих конических полюсных наконечников. Коэффициент неоднородности  $n$  определяется, согласно выражению (3), как

$$n = \frac{r_0}{r_0 + a} = 2 \frac{r_0}{l_0} \operatorname{tg} \frac{\theta}{2}, \quad (8)$$

где  $\theta$  — угол между образующими конических полюсных наконечников;  $l_0$  — ширина зазора на радиусе  $r_0$ . Величина  $n$  и, следовательно, фокусирующие свойства магнитной линзы плавно регулируются путем изменения расстояния между коническими полюсными наконечниками.

В применявшихся ионных источниках электронный пучок был направлен перпендикулярно ионным щелям и проходил более короткий

путь в области ионизации. Это обеспечило малую разность энергий в ионном пучке (0,2 в).

Описанные выше приборы со 180-градусным магнитом не являются единственным конструктивным решением применения неоднородного поля. Представляется возможным, например, построить прибор, в котором пучок ионов поворачивается в магнитном поле на угол  $270^\circ$ ; при этом, как следует из формулы (6), можно получить большее увеличение дисперсии за счет увеличения  $n$  при относительно малой

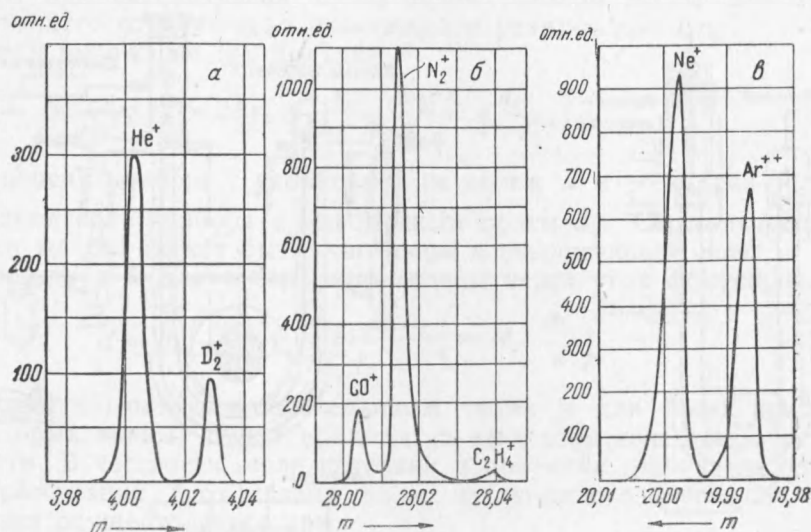


Рис. 3.  $\alpha$  — дублет массы 4 ( $\text{He}^+$ ,  $\text{D}_2^+$ );  $\beta$  — мультиплет массы 28 ( $\text{CO}^+$ ,  $\text{N}_2^+$ ,  $\text{C}_2\text{H}_4^+$ );  $\gamma$  — дублет массы 20 ( $\text{Ar}^{++}$ ,  $\text{Ne}^+$ ). На оси абсцисс нанесена шкала масс

длине плеч  $f$ . Наконец, возможно построить прибор, в котором ионный пучок будет фокусироваться после нескольких полных оборотов в неоднородном магнитном поле.

Изложенные данные показывают, что применение неоднородного магнитного поля в масс-спектрометрии является безусловно рациональным и дает возможность строить компактные приборы с высокой разрешающей силой, достаточной для разделения большинства практически важных мультиплетов. Кроме того, применение неоднородного поля, повидимому, дает новую принципиальную возможность для получения существенно более высоких разрешающих сил, необходимых, например, для точного определения масс. Описанная методика разработана авторами в Институте физических проблем им. С. И. Вавилова АН СССР в 1947—1949 гг.

Выражаем благодарность сотрудникам лаборатории гг. А. В. Дубровину, С. С. Трофимову, В. Н. Шеляпину, В. И. Чекину и Т. К. Шуваловой за помощь при постройке и при испытании приборов.

Институт физических проблем им. С. И. Вавилова  
Академии наук СССР

Поступило  
25 VI 1954

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- <sup>1</sup> D. W. Kerst, R. Serber, Phys. Rev., **60**, 53 (1941). <sup>2</sup> A. Hedgran, K. Siegbahn, N. Svartholm, Proc. Phys. Soc., **63**, 960 (1950). <sup>3</sup> F. Kurie, J. Osoba, L. Slack, Rev. Sci. Instr., **19**, 771 (1948). <sup>4</sup> S. W. Snyder, S. Rubin et al., ibid., **21**, 852 (1950). <sup>5</sup> E. S. Rosenblum, ibid., **21**, 586 (1950). <sup>6</sup> D. L. Ludd, ibid., **21**, 213 (1950). <sup>7</sup> N. Svartholm, Ark. f. Fys., **2**, 20 (1950). <sup>8</sup> D. Fischer, Zs. f. Phys., **133**, 455 (1952). <sup>9</sup> Н. Е. Алексеевский, В. Л. Тальрозе, В. Н. Шеляпин, ДАН, **93**, № 6, 997 (1953).