Письма в ЖТФ, том 16, вып. 13 12 июля 1990 г.

01; 10

ОБЩИЙ КРИТЕРИЙ КАЧЕСТВА СТАТИЧЕСКИХ МАСС-АНАЛИЗАТОРОВ С СОВМЕЩЕННЫМИ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ И МАГНИТНЫМ ПОЛЯМИ

Л.Г. Г л и к м а н, И.Ф. С п и в а к-Л а в р о в

Для сравнения различных статических масс-анализаторов со средней плоскостью, являющейся плоскостью симметрии электрического и антисимметрии магнитного полей, обычно используется параметр „качество" или Q – величина (см., например, [1, 2]). Она определяется формулой

$$Q = R_{max}\, 2\alpha_и\, 2x_и ,$$

в которой $2x_и$ и $2\alpha_и$ – соответственно ширина выходной щели источника ионов и радиальный угол расходимости частиц в пучке, а

$$R_{max} = \frac{D_m}{2x_и M}$$

– максимальная разрешающая способность масс-анализатора. В последнем равенстве D_m – линейная дисперсия по массе, M – линейное увеличение в радиальном направлении.

В работах [1, 2] в предположении, что осевая траектория пучка в отклоняющих электрическом и магнитном полях масс-анализатора является круговой на всех участках, где имеется диспергирующее магнитное поле, было получено соотношение, характеризующее Q. В данной работе мы откажемся от ограничений, принятых в [1, 2], и будем считать, что форма осевой траектории в масс-анализаторе произвольна. Найдем общее соотношение, характеризующее Q-величину, которое в указанном выше частном случае совпадает с выражением, полученным в [1, 2].

Воспользуемся уравнением, описывающим траектории заряженных частиц в средней плоскости масс-анализатора в системе координат x, y, s, криволинейная ось s которой совпадает с осевой траекторией пучка, ось y имеет постоянное направление, перпендикулярное к средней плоскости, а ось x лежит в средней плоскости и направлена по нормали к осевой траектории так, что в каждой точке осевой траектории орты образуют правую систему координат [3]. Ограничимся рассмотрением диспергирующих свойств масс-анализатора. Используя безразмерные потенциалы

$$F = -\frac{e\varphi}{mc^2}, \quad \Omega = \frac{e\omega}{mc^2},$$

где φ и ω – электростатический и магнитостатический потенциалы соответственно, e и m – заряд и масса частиц, движущихся по осевой траектории, c – скорость света в вакууме, и полагая, как обычно, что кинетическая энергия частиц, движущихся по осевой траектории равна $(-e\varphi)$, запишем

$$x'' + \frac{\Phi'}{2\Phi}x' + \left(\frac{3\Phi_x^2}{4\Phi^2} - \frac{3\Phi_x h}{2\Phi\sqrt{2\Phi}} - \frac{\Phi_{xx}}{2\Phi} + \frac{h^2}{2\Phi} + \frac{h_x}{\sqrt{2\Phi}}\right)x = \frac{h\gamma}{2\sqrt{2\Phi}}.$$

Здесь штрихи обозначают дифференцирование по s ; Φ , Φ_x , Φ_{xx} – безразмерный потенциал F и его частные производные по x , вычисленные на осевой траектории:

$$h = -\left.\frac{\partial\Omega}{\partial y}\right|_{\substack{x=0\\y=0}}, \quad h_x = -\left.\frac{\partial^2\Omega}{\partial x\,\partial y}\right|_{\substack{x=0\\y=0}}$$

– приведенная напряженность магнитного поля и ее частная производная по x на осевой траектории; $\gamma = \Delta m/m$ – относительный разброс по массе.

Введем два линейно независимых частных решения x_1 и x_2 однородного уравнения, получающегося из (1) при $\gamma=0$. Эти решения удовлетворяют следующим начальным условиям: $x_{10}=0$, $x'_{10}=1$, $x_{20}=1$, $x'_{20}=0$. Здесь и в дальнейшем индексом „0" обозначены значения переменных в выходной щели источника ионов при $s=s_0$.

Решив (1), получим

$$x = x'_0 x_1 + x_0 x_2 + A\gamma, \tag{2}$$

где

$$A = \frac{1}{2\sqrt{2\Phi_0}}\left(x_1\int_{s_0}^{s} x_2 h\,ds - x_2\int_{s_0}^{s} x_1 h\,ds\right).$$

В гауссовой плоскости при $s = s_b$, где $x_1(s_b)=0$, линейная дисперсия по массе

$$D_m = A(s_b) = -\frac{M}{2\sqrt{2\Phi_0}}\int_{s_0}^{s_b} x_1 h\,ds. \tag{3}$$

Здесь $M = x_2(s_b)$ – линейное увеличение в радиальном направлении. Используя (3), нетрудно убедиться, что общее соотношение для Q – величины любого масс-анализатора из рассматриваемого класса можно записать в виде

$$Q = -\frac{eN_1}{2cP_0}, \tag{4}$$

где p_0 – начальный импульс частиц, движущихся по осевой траектории, N_1 – вычисленный с учетом членов не выше первого порядка малости поток напряженности магнитного поля, пронизывающий радиальное сечение выходящего из середины щели источника ионов пучка заряженных частиц с удельным зарядом $\frac{e}{m}$ и начальной энергией $\frac{p_0^2}{2m}$ (однородного пучка). Если в масс-анализаторе имеется промежуточный фокус в радиальном направлении, то за этим фокусом площадь радиального сечения пучка формально меняет знак, что при неизменном направлении напряженности магнитного поля приводит к уменьшению $|N_1|$ и, следовательно, к уменьшению $|Q|$.

Таким образом, найден простой общий критерий, который может быть использован для поиска оптимальных схем статических масс-анализаторов рассматриваемого класса. При одинаковом значении Q разрешающая способность и чувствительность масс-спектрометра в основном будут определяться аберрациями анализатора. В этом плане выгодно выделяются призменные приборы, аналогичные по своей схеме призменным светооптическим спектрометрам, в которых диспергирующие элементы осуществляют безаберрационное в средней плоскости отклонение параллельных пучков.

В ряде случаев, когда исследуются свойства отдельных элементов масс-анализаторов, важно наряду с линейной знать и угловую дисперсию по массе. Используя найденное решение (2), для угловой дисперсии по массе можно записать выражение

$$D'_m = A'(s_b) = \frac{e}{2cp_0}\left(\Gamma\frac{N_2}{a} + \frac{N_1}{2\alpha_u F_2}\right). \qquad (5)$$

Здесь $\Gamma = x'_1(s_b)$ – угловое увеличение в радиальном направлении; $F_2 = -\frac{1}{x'_2(s_b)}$ – заднее фокусное расстояние в том же направлении; N_2 – вычисленный с учетом членов не выше первого порядка малости поток напряженности магнитного поля, пронизывающий радиальное сечение однородного пучка, в предметном пространстве исследуемой системы параллельно осевой траектории и имеющего там ширину a.

Если исследуемая ионно-оптическая система является телескопической в радиальном направлении ($F_2 = \infty$), то угловая дисперсия определяется только слагаемым, содержащим N_2. Предположим, что телескопическая система является призмой с двумерным или коническим полем [4, 5]. Тогда, как следует из соотношений, приведенных в [4, 5], в формулу (5) входит точное значение потока N_2, а сама формула становится справедливой при любой ширине входящего в призму параллельного пучка.

Список литературы

[1] Т а р а н т и н Н.И. Магнитные статические анализаторы заряженных частиц. Поля и линейная оптика. М.: Энергоатомиздат, 1986. 128 с.
[2] W o l l n i k H. // Nucl. Instr. and Meth. 1971. V. 95. N 3. P. 453-460.
[3] С т э р р о к П.А. Статическая и динамическая электронная оптика. М.: ИЛ, 1958. 286 с.
[4] К е л ь м а н В.М., Я в о р С.Я. Электронная оптика. Л.: Наука, 1968. 488 с.
[5] Г л и к м а н Л.Г., С п и в а к-Л а в р о в И.Ф. // Изв. АН КазССР. Сер. физ.-мат. 1985. № 2. С. 75-83.

Поступило в Редакцию
21 ноября 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 13 12 июля 1990 г.

05.4

УПРАВЛЯЕМЫЙ ТОЧЕЧНЫЙ КОНТАКТ ВОЛЬФРАМ-ВТСП

А.П. В о л о д и н, И.В. Ф а л ь к о в с к и й

Одним из эффективных средств получения информации о величине энергетической щели сверхпроводников, их фононных спектрах является микроконтактная спектроскопия [1]. Однако интерпретация результатов микроконтактных и туннельных измерений, в особенности относящихся к высокотемпературным сверхпроводникам (ВТСП), является сложной задачей, к тому же традиционная постановка эксперимента требует отбора микроконтакта по многим критериям [1]. Существенное методическое достижение в решении этой задачи представляет возможность тонкого управления туннельным контактом или микроконтактом в процессе измерений.

Известен ряд способов реализации управляемого точечного контакта (УТК) между сверхпроводниками: контакт типа *break-junction* [2], механически настраиваемый точечный контакт [3]. Однако наибольшую плавность и точность регулировки имеет контакт, реализуемый по типу используемого в туннельном микроскопе [4]. Такая реализация позволяет изменять нормальное сопротивление контакта R в широком диапазоне, ограниченном сверху величиной ~ 1 ГОм, причем в любой области указанного диапазона изменение R может быть сделано достаточно малым $\Delta R / R \ll 0.1$.