

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»
(НИЯУ МИФИ)

На правах рукописи

Урусов Виктор Александрович

**ВОССТАНОВЛЕНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ СПЕКТРОВ ПРИ АНАЛИЗЕ
ПОТОКОВ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ**

Специальность 01.04.08 – физика плазмы

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель
доктор физико-математических наук
профессор Курнаев Валерий Александрович

Москва - 2012

Оглавление

Введение.....	3
Глава 1. Обзор литературы.....	9
Введение.....	9
1.1 Аппаратные функции электростатических анализаторов.....	10
1.2 Альтернативное уравнение.....	15
1.3 Влияние эффективности регистрации на восстановление энергетических спектров.....	17
1.4 Анализаторы с тормозящим полем.....	19
1.5 Анализаторы с предварительным замедлением.....	21
1.6 Новые работы в области теории аппаратных функций.....	25
Глава 2. Аппаратная функция электростатического спектрометра и обработка результатов измерений.....	36
2.1 Аппаратная функция электростатического анализатора и уравнение связи между функцией распределения частиц по энергии и сигналом на выходе анализатора.....	36
2.2 Решение уравнения для случая линейной связи потенциалов.....	42
2.3 Идеальный электростатический спектрометр.....	46
2.4 Влияние флуктуаций потенциалов на аппаратную функцию спектрометра.....	49
2.5 Применение сглаживающих фильтров при восстановлении спектров.....	58
Выводы.....	60
Глава 3. Аппаратная функция магнитного анализатора и обработка экспериментальных данных.....	68
3.1 Аппаратная функция магнитного спектрометра.....	68
3.2 Алгоритмы восстановления энергетического и масс-спектров, полученных масс-анализатором с двойной фокусировкой.....	70
3.3 Восстановление масс-спектра для магнитного спектрометра с разверткой ускоряющим напряжением.....	76
Выводы.....	79
Глава 4. Восстановление экспериментальных данных для спектрометров с тормозящим полем.....	82
4.1 Спектрометр с тормозящим полем.....	82
4.2 Спектрометр с предварительным торможением.....	86
Выводы.....	91
Заключение.....	96
Список публикаций по теме диссертации:.....	99

Введение

Электростатические и магнитные анализаторы являются одним из основных средств в корпускулярной диагностике плазмы и исследовании взаимодействия частиц с поверхностью твердых тел [1], [2], [3]. Примеры использования методов корпускулярной диагностики можно найти в работах [4], [5], [6], [7], [8]. Общее во всех этих методах - это использование магнитных и электростатических энергоанализаторов для диагностики плазмы. Как известно [9], электростатические и магнитные анализаторы в зависимости от типа сканирования делятся на два типа: первый, когда сканирование спектра происходит по пространственной координате — спектрографы; второй, когда сканирование осуществляется изменением величины поля — спектрометры. В свою очередь, спектрометры делятся на статические и динамические – времяпролетные. Статические спектрометры благодаря компактности и простоте сканирования получили очень широкое распространение. Любой спектрометр вносит искажения в исходный спектр, поэтому возникает задача о восстановлении по сигналу на выходе анализатора истинного распределения частиц по энергиям, поскольку характеристики энергетических спектров, в конечном счете, влияют на понимание и описание процессов, происходящих в плазме и при взаимодействии частиц с поверхностью. На момент начала работ разработанные способы восстановления спектров носили полуэмпирический характер, и серьезного теоретического анализа алгоритмов восстановления спектров проведено не было. Настоящая работа частично устраняет этот пробел для статических спектрометров.

Цель работы

1. Установление для спектрометров общих связей между распределением заряженных частиц по энергии и сигналом на выходе анализатора.
2. Разработка адекватных методов восстановления энергетических спектров заряженных частиц для дисперсионных электростатических и магнитных спектрометров и спектрометров с предварительным замедлением частиц.

Научная новизна работы заключается в следующем:

1. Впервые, исходя из первых принципов, получено общее уравнение связи между функцией распределения по энергии и сигналом на выходе для электростатических и магнитных спектрометров, на основе которого была объяснена экспериментально наблюдаемая линейная зависимость абсолютного энергетического разрешения от энергии.
2. Для электростатических спектрометров получено точное (в виде ряда) решение уравнения связи при условии линейной связи подаваемых на обкладки потенциалов, позволившее оценить область применимости стандартного решения (деления сигнала на энергию настройки).
3. Получено уравнение связи между функцией распределения по энергии и сигналом на выходе и найдено его решение с учетом флуктуаций прикладываемых к дисперсионному спектрометру потенциалов. Показано, что полученное уравнение эквивалентно уравнению, описывающему сглаживание сигнала с помощью фильтра с постоянным окном. На примере экспериментальных спектров отражения ионов дейтерия от поверхности бериллия показано отличие истинного распределения частиц, восстановленного с помощью

найденного решения, от спектра, получаемого при применении стандартной процедуры сглаживания и восстановления спектров.

4. Получена приближенная аналитическая формула для восстановления спектра в электростатическом спектрометре с предварительным замедлением, позволившая объяснить наблюдающуюся для некоторых типов спектрометров корневую зависимость функции пропускания от энергии.
5. Для встраиваемого статического масс-спектрометра с разверткой ускоряющим напряжением, работающего в собственном магнитном поле плазменных установок, получено уравнение связи сигнала и истинной функции распределения ионов по импульсу. Найдено приближенное решение данного уравнения и проведена оценка точности определения массового спектра эмитированных из плазмы ионов.
6. Для двухкаскадного энерго-масс-спектрометра с двойной фокусировкой получено уравнение связи между сигналом и функцией распределения по энергии или по импульсу и обоснованы алгоритмы восстановления энергетических и масс-спектров для разных режимов развертки спектров.

Практическая ценность

Результаты исследований применены для повышения точности нахождения истинных распределений заряженных частиц, эмитированных плазмой и поверхностью твердого тела, а также могут использоваться для:

- улучшения энергетического разрешения спектрометров;
- разработки спектрометров с предварительным замедлением;
- разработки автоматизированных систем обработки спектров;
- обработки масс-спектрометрических данных.

**На защиту выносятся следующие результаты, содержащие
научную новизну:**

1.

- полученное из первых принципов уравнение связи между сигналом на выходе электростатических спектрометров и функцией распределения частиц по энергии при условии независимости углового и энергетического распределения частиц на входе в спектрометр;
- решение в виде ряда этого уравнение для случая линейной связи потенциалов, позволившее оценить область применимости стандартной процедуры восстановления спектров и улучшить в 2-3 раза их разрешение;
- уравнение связи между функцией распределения по энергии и сигналом на выходе, учитывающее флуктуации прикладываемых к дисперсионному спектрометру потенциалов и решение этого уравнения;
- уравнение связи между сигналом и функцией распределения для магнитных спектрометров при условии линейной связи элементов магнитной оптики, и полученные на его основе уравнения для тандемного энерго-масс-спектрометра с двойной фокусировкой и магнитного спектрометра с разверткой ускоряющим напряжением, работающего в собственном магнитном поле плазменных установок;
- приближенная аналитическая формула для восстановления спектра в электростатическом спектрометре с предварительным замедлением, позволившая объяснить наблюдающуюся для некоторых типов спектрометров корневую зависимость функции пропускания от энергии.

Диссертационная работа состоит из введения, четырех глав и заключения. В первой главе проведен обзор литературы по исследованию аппаратной функции спектрометров и обработке спектров. Рассмотрены как теоретические, так и экспериментальные исследования в этой области.

Во второй главе получено общее уравнение для связи функции распределения частиц по энергии и сигнала на выходе электростатического спектрометра, для случая линейной связи потенциалов спектрометра получено общее решение. Проведен анализ уравнения для идеального спектрометра. Исследовано влияние флуктуаций потенциалов на поведение аппаратной функции. Получено уравнение для связи сигнала и функции распределения и его решение. Показана применимость полученной формулы при использовании фильтров сигнала с постоянным спектральным окном. На примере реального экспериментального спектра отражения ионов дейтерия от поверхности бериллия (одного из возможных материалов первой стенки термоядерного реактора) показана работоспособность методики восстановления спектров.

В третьей главе получено уравнение для магнитного спектрометра. Исследованы алгоритмы восстановления энергетических спектров и масс-спектров для секторных двухкаскадных энерго-масс-спектрометров с двойной фокусировкой и магнитного статического масс-спектрометра с разверткой ускоряющим напряжением. Для встраиваемого магнитного статического масс-спектрометра с разверткой спектра ускоряющим напряжением оценена точность восстановления масс-спектров частиц эмитированных из плазмы, методом сравнения с альтернативной методикой определения по амплитуде пиков.

В четвертой главе проведен анализ работы электростатического спектрометра с тормозящим полем и с помощью программы Simion 3D анализ работы спектрометра с предварительным замедлением. Для спектрометра с предварительным замедлением предложена приближенная аналитическая формула для восстановления спектра, применяемая как для режима постоянного фактора торможения (режим ПФТ), так и для режима постоянного энергетического пропускания (режим ПЭП).

Личный вклад соискателя:

Все представленные в диссертации результаты получены автором или при его непосредственном участии.

Глава 1. Обзор литературы

Введение

Для энергоанализа потоков заряженных частиц широко применяются электростатические и магнитные спектрометры. На сегодняшний день различные аспекты теории и практики работы спектрометров отражены в целом ряде монографий [1],[9],[10],[11],[12],[13],[14]. В настоящем обзоре будут рассмотрены только работы непосредственно связанные с вопросами, затронутыми в данной диссертации.

Чисто формально задача о восстановлении истинного энергетического распределения по сигналу на выходе анализатора сводится к решению интегрального уравнения

$$I(W) = \int A(W,E) f(E) dE, \quad (1.1)$$

где $I(W)$ - сигнал на выходе анализатора, $f(E)$ - функция распределения частиц по энергии на входе в энергоанализатор, $A(W,E)$ - аппаратная функция, которая может быть получена как сигнал на выходе для моноэнергетического потока частиц, W — так называемая энергия настройки анализатора. Для спектров, которые слабо меняются на ширине аппаратной функции, предложено [10] для электростатических спектрометров восстанавливать энергетический спектр делением сигнала на энергию настройки, для магнитных - делением на квадрат напряженности магнитного поля. Обосновывались эти предложения исходя из чисто экспериментальных фактов, что ширина аппаратной функции для электростатических

анализаторов пропорциональна энергии, а для магнитных соответственно пропорциональна импульсу или корню из энергии. Необходимо отметить, что рассматривались анализаторы без предварительного замедления.

Типичная зависимость напряжения на пластинах анализатора, при котором частицы проходят через анализатор, от энергии частиц и относительного энергетического разрешения от энергии показана на Рис. 1.1 и Рис. 1.2 [15].

1.1 Аппаратные функции электростатических анализаторов

Поскольку наиболее разработанные методы восстановления спектра пришли из оптической спектроскопии, то в большинстве работ априори предполагается, что функция распределения и сигнал на выходе связаны уравнением свертки

$$I(W) = \int_0^{+\infty} A(W-E) f(E) dE. \quad (1.2)$$

Таким образом, задача состоит в решении уравнения Фредгольма первого рода, где аппаратная функция играет роль ядра. Существуют различные методы решения уравнения свертки, например [16]. На практике аппаратную функцию часто получают, измеряя сигнал от моноэнергетического пучка, однако, существуют и методы расчета по абберационным коэффициентам [17].

Пусть заряженные частицы вылетают из точки с координатами (x, y) входной щели в направлении, определяемом углами α, γ , отсчитанными от основной траектории анализатора, и попадают в точку с координатами (ξ, ζ)

плоскости выходной щели. Пусть из точки (x,y) в элемент телесного угла $d\Omega$ вокруг направления (α,γ) вылетают $f(x,y,\alpha,\gamma)d\Omega$ частиц. Эти частицы попадают на элемент площади $d\xi d\zeta$. Число частиц, попадающих на $d\xi d\zeta$, обозначим через $I_0(x,y,\alpha,\gamma,\xi,\zeta)$. Поскольку число частиц сохраняется, то

$$f(x,y,\alpha,\gamma)d\Omega = I_0(x,y,\xi,\zeta,\alpha,\gamma)d\xi d\zeta. \quad (1.3)$$

Элемент телесного угла $d\Omega$ выражается через $d\alpha d\gamma$:

$$d\Omega = \text{const} \cdot d\alpha d\gamma. \quad (1.4)$$

Решение уравнений траекторий в анализаторе приводит к связи между координатами ξ,ζ и x,y,α,γ :

$$\xi = \xi(x,y,\alpha,\gamma), \zeta = \zeta(x,y,\alpha,\gamma). \quad (1.5)$$

Если известны абберрационные параметры анализатора, то вид соотношений (1.5) также известен с точностью, зависящей от порядка сохраняемых абберрационных членов.

Используя соотношение (1.5) преобразуем произведение $d\alpha d\gamma$ по обычной формуле

$$d\alpha d\gamma = J(x,y,\xi,\zeta,\alpha,\gamma) d\xi d\zeta, \quad (1.6)$$

где $J(x,y,\xi,\zeta,\alpha,\gamma)$ - якобиан преобразования:

$$J = \frac{D(\alpha, \gamma)}{D(\xi, \zeta)} = \det \begin{vmatrix} \frac{\partial \alpha}{\partial \xi} & \frac{\partial \gamma}{\partial \xi} \\ \frac{\partial \alpha}{\partial \zeta} & \frac{\partial \gamma}{\partial \zeta} \end{vmatrix}. \quad (1.7)$$

Подставляя (1.6) в (1.3), получаем связь f и I_0 :

$$I_0(x, y, \xi, \zeta, \alpha, \gamma) = \text{const} \cdot f(x, y, \alpha, \gamma) J(x, y, \xi, \zeta, \alpha, \gamma). \quad (1.8)$$

Выразим углы α и γ из (1.5) и подставим в (1.8). В результате получаем

$$I_0(x, y, \xi, \zeta) = \text{const} \cdot f(x, y, \xi, \zeta) J(x, y, \xi, \zeta). \quad (1.9)$$

Формула (1.9) определяет распределение интенсивности в плоскости ξ, ζ от точечного источника, расположенного в точке (x, y) . Интенсивность в точке (ξ, ζ) определяется вкладом всех точек источника и равна интегралу от I_0 по его площади. Обозначив ее через $I_1(\xi, \zeta)$, получаем

$$I_1(\xi, \zeta) = \iint_S I_0(x, y, \xi, \zeta) dx dy. \quad (1.10)$$

Пусть в выходной плоскости имеется щель, ориентированная таким образом, что ее ширина h совпадает с направлением перемещения изображения при изменении энергии настройки. Обозначим через u расстояние от края выходной щели до центра изображения, измеренное по этому направлению, и будем перемещать ее, изменяя u . Интенсивность потока, проходящего через щель при некотором значении u , выражается интегралом

$$I(u) = \int_u^{u+h} d\zeta \int d\xi I_1(\xi, \zeta). \quad (1.11)$$

Можно представить себе, что выходная щель неподвижна, а меняется энергия настройки W . Тогда будет перемещаться изображение. Интенсивность проходящего через выходную щель потока получается из $I(u)$ с помощью соотношения

$$D = E \frac{du}{dW} \Big|_{W=E}, \quad (1.12)$$

где D – дисперсия анализатора.

В работе [17] приведен пример вычисления аппаратной функции плоского анализатора. Необходимо отметить, что полученная аппаратная функция является функцией отношения энергии настройки к энергии частиц, что противоречит утверждению самих авторов о применимости уравнения (1.2).

Решение уравнения (1.2) можно найти с помощью преобразования Фурье [11]. Используя теорему умножения для свертки финитных функций, получаем

$$I(\omega) = \sqrt{2\pi} A(\omega) f(\omega), \quad (1.13)$$

где

$$A(\omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} A(W) e^{-i\omega W} dW. \quad (1.14)$$

Применяя обратное преобразование Фурье, получаем

$$f(W) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} e^{i\omega W} \left[\frac{I(\omega)}{A(\omega)} \right] d\omega . \quad (1.15)$$

Для получения оператора обращения свертки (1.2) поступают следующим образом, выражение $1/A(\omega)$ разлагается в сходящийся в обобщенном смысле степенной ряд:

$$\frac{1}{A(\omega)} = \sum_{n=0}^{\infty} g_n \omega^n . \quad (1.16)$$

Тогда формально можно записать

$$f(W) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{g_n}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} e^{i\omega W} \omega^n I(\omega) d\omega . \quad (1.17)$$

Получаем в итоге решение в виде ряда

$$f(W) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{g_n}{\sqrt{2\pi}} (-i)^n \frac{d^n I(W)}{dW^n} = \sum_{n=0}^{\infty} D_n \frac{d^n I(W)}{dW^n} . \quad (1.18)$$

Для коэффициентов D_n может быть получено рекуррентное выражение через моменты аппаратной функции. Заметим, что если в уравнение (1.18) вместо $I(W)$ подставить аппаратную функцию, то результат должен быть δ -функцией:

$$\sum_{n=0}^{\infty} D_n \frac{d^n A(W)}{dW^n} = \delta(W) . \quad (1.19)$$

Предположим, что $A(W)$ обладает следующими свойствами:

- 1) существуют все моменты $A(W)$;

2) $A(W)$ и все ее производные стремятся к нулю при $W \rightarrow \pm \infty$ быстрее функции вида $|W|^{-n}$ при любом $n \geq 0$.

Вычислив моменты от правой и левой частей в (1.19) и принимая во внимание, что

$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{d^n A(W)}{dW^n} dW = 0 \quad \text{при } n \geq 1$$

$$W^m \frac{d^n A(W)}{dW^n} \Big|_{-\infty}^{\infty} = 0$$
(1.20)

при всех m и $n \geq 0$, будем иметь:

$$D_0 \int_{-\infty}^{\infty} A(W) dW = 1,$$

$$D_0 \int_{-\infty}^{\infty} W A(W) dW - D_1 \int_{-\infty}^{\infty} A(W) dW = 0,$$

$$\sum_{m=0}^n D_m (-1)^m \frac{n!}{(n-m)!} \int_{-\infty}^{\infty} W^{n-m} A(W) dW = 0.$$
(1.21)

Из полученной системы уравнений (1.21) все коэффициенты D_n в разложении (1.18) могут быть последовательно определены.

1.2 Альтернативное уравнение

Применение уравнения (1.2) предполагает, что аппаратная функция анализатора с изменением энергии не меняется. Однако, для электростатических спектрометров существует большое количество экспериментальных работ в которых показано, что во многих случаях абсолютное энергетическое разрешение ΔE линейно растет с ростом энергии ($R = \Delta E / E = \text{const}$). Исходя из этого факта в работе [18] было предложено альтернативное уравнение для описания связи между функцией

распределения частиц по энергии и сигналом на выходе

$$I(W) = \int_0^{\infty} f(E) A\left(\frac{W}{E}\right) dE. \quad (1.22)$$

Для решения использовалось преобразование Меллина

$$F_s = \int_0^{\infty} x^{s-1} f(x) dx, \quad F(x) = \int_{s_0-i\infty}^{s_0+i\infty} F_s x^{-s} \frac{ds}{2\pi i}. \quad (1.23)$$

Применив к уравнению (1.22) преобразование Меллина, находим

$$\psi_s = F_s P_{s-1}, \quad (1.24)$$

где ψ_s — образ функции $\psi(W) = I(W)/W$; P_s — образ $P(x)$; $x = W/E$.

Формально определяем

$$F_s = \psi_s \frac{1}{P_{s-1}} \equiv \psi_s R_s; \quad R_s = \frac{1}{P_{s-1}}. \quad (1.25)$$

Таким образом, решение уравнения может быть записано в виде

$$f(W) = \int_0^{\infty} \frac{dE}{E} \psi(E) R\left(\frac{W}{E}\right) \equiv \int_0^{\infty} \frac{dE}{E^2} I(E) R\left(\frac{W}{E}\right), \quad (1.26)$$

где $R(W/E)$ — резольвента аппаратной функции.

Необходимо отметить, что при вычислении резольвенты контур интегрирования следует выбирать таким образом, чтобы удовлетворялся принцип «причинности», т. е. контур должен лежать справа от полюсов R_s .

Для случая, когда аппаратный профиль аппроксимируется треугольником (Рис. 1.3), получено точное решение

$$f(E) = RE \frac{\partial^2}{\partial E^2} \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^n \frac{2^{n-m} (-1)^m n!}{m!(n-m)!} \frac{(1-R)^m}{(1+R)^{n+1}} I\left(\frac{(1+R)^{n+1}}{(1-R)^m} E\right), \quad (1.27)$$

где $R = \Delta E / E$ - относительное разрешение анализатора.

Так как формула (1.27) для практических расчетов неудобна, то было предложено приближенное решение

$$f(E) \simeq \frac{1}{RE} \left[I(E(1+R)) - RE \frac{d I(E(1+R))}{d E} \right]. \quad (1.28)$$

Полученное решение содержит сдвиг функции $f(E)$ по энергии по отношению к функции $I(E)$ в сторону меньших энергий. Кроме того в области, где $I(E)$ меняется достаточно быстро, существенна поправка связанная с первой производной.

1.3 Влияние эффективности регистрации на восстановление энергетических спектров

В монографии [9] и работах [17], [18] влияние эффективности регистрации детектора либо не учитывалось, либо считалось, что она не зависит от энергии. Между тем, как показывает опыт работы [19], неправильный учет этого фактора может привести к ошибочным в методическом плане утверждениям.

В работе рассматривался тороидальный электростатический спектрометр с полупроводниковым детектором. Авторы вполне справедливо указывают, что в диапазоне энергий порядка несколько кэВ стандартная методика восстановления спектра, деление сигнала на квадрат энергии, в этом диапазоне энергий не применима. Причинами этого авторы считают

нелинейность характеристики детектора из-за наличия мертвого слоя (с этим утверждением можно согласиться) и нелинейность характеристик спектрометра (а вот это не верно). Отсюда авторы делают вывод о неприменимости простых методов восстановления истинного распределения. В качестве выхода, из создавшейся ситуации, авторы видят в использовании методов решения некорректных задач по Тихонову. Не сомневаясь в возможности математики обеспечить гладкость восстанавливаемого распределения, и его стремление к нулю при стремлении энергии к нулю, все же выразим сомнение в достоверности восстановленного распределения, если неизвестна эффективность регистрации детектора. Если же эффективность регистрации детектора известна, то простые методы восстановления спектра вполне работоспособны. Действительно, уравнение связи с учетом эффективности регистрации выглядит следующим образом

$$I(U_1, U_2) = \int_0^{\infty} \delta(E, U_1, U_2) A(E, U_1, U_2) f(E) dE, \quad (1.29)$$

где δ - эффективность регистрации.

Для функции распределения, слабо меняющейся на ширине аппаратной функции, получаем

$$I(U_1, U_2) \approx f(W) \delta(W, U_1, U_2) \int_0^{\infty} A(E, U_1, U_2) dE, \quad (1.30)$$

Где W — энергия настройки, U_1, U_2 — потенциалы на электродах спектрометра.

Как будет показано ниже, в случае линейной связи потенциалов интеграл от аппаратной функции будет пропорционален энергии настройки. Следовательно, для восстановления спектра надо сигнал поделить на

энергию настройки и эффективность регистрации.

1.4 Анализаторы с тормозящим полем

Спектрометры с тормозящим полем довольно давно применяются для электронной спектроскопии [12] и диагностики плазмы [20]. Поскольку существуют много различных работ [21],[22],[23],[24],[25], в которых подробно изложена практика и теория таких спектрометров, обратим здесь внимание только на некоторые моменты теории.

Для идеального спектрометра аппаратная функция представляет собой ступеньку (Рис. 1.5). Сигнал на выходе спектрометра описывается уравнением

$$I(U) = \int_{qU}^{\infty} f(E) dE \quad (1.31)$$

Взяв производную по U , получаем функцию распределения

$$f(E) = -\frac{1}{q} \frac{dI}{dU} \quad (1.32)$$

Для описания связи между функцией распределения по энергии и сигналам на выходе можно воспользоваться вместо уравнения Вольтерра 1 рода (1.31) уравнением Фредгольма 1 рода

$$I(U) = \int_0^{\infty} H(E - qU) f(E) dE \quad (1.33)$$

Где $H(x)$ - функция Хевисайда.

Учитывая, что производной от функции Хевисайда будет функция Дирака, после дифференцирования уравнения (1.33) получаем выражение

(1.32).

Однако, реальная аппаратная функция может отличаться от аппаратной функции идеального спектрометра даже в случае однородного поля плоского конденсатора. В работе [26] исследовалось влияние начального углового распределения электронов на характеристики спектрометра с тормозящим полем на основе плоского конденсатора (Рис. 1.4). Для точечного источника с функцией распределения по углам вида

$$P(\theta) d\theta = 2 \sin(\theta) \cos(\theta) d\theta, \quad (1.34)$$

Где θ - угол между нормалью к поверхности и направлением движения частицы.

Ток частиц I эмитированных частиц с энергией E_0 и достигших коллектора

$$I = I_0 \int_0^{\gamma} 2 \cos \theta \sin \theta d\theta, \quad (1.35)$$

Где γ - максимальный угол, при котором частицы долетают до противоположной пластины, находится из уравнения

$$E_0 \cos^2 \gamma = eU. \quad (1.36)$$

В итоге получаем

$$I = I_0 \left(1 - \frac{eU}{E_0}\right), \quad 0 \leq U \leq E_0/e. \quad (1.37)$$

Поведение функции и ее производной показаны на Рис. 1.5 и Рис. 1.6. Таким образом восстановить истинное распределение простым

дифференцированием не получится. Для вычисления спектра требуется знание второй производной от тока.

На поведение аппаратной функции реального спектрометра будут оказывать влияние помимо указанного выше провисание потенциала, флуктуации напряжения связанные, например, с аналоговым дифференцированием, поэтому вопрос о применимости простого дифференцирования для восстановления спектра требует более детального изучения.

1.5 Анализаторы с предварительным замедлением

Большинство современных электростатических спектрометров снабжены системой предварительного замедления [9],[27],[28],[29]. Обычно такие спектрометры используются в двух режимах: в первом режиме, энергия настройки дисперсионного анализатора и замедляющий потенциал линейно связаны (режим постоянного фактора торможения - ПФТ), во втором - энергия настройки дисперсионного анализатора фиксирована, а развертка спектра осуществляется изменением замедляющего потенциала (режим постоянной энергии пропускания - ПЭП). В монографии [9] дан анализ работы электростатических спектрометров с предварительным замедлением. Кроме того существует целый ряд работ, в которых с помощью компьютерного моделирования исследовалось влияние различных факторов на энергетическое разрешение и форму аппаратной функции [30],[31],[32]. В работе [33] теоретически рассматривались вопросы, связанные с оптимизацией энергетического разрешения. Однако, полноценного теоретического анализа связи между функцией распределения по энергии и сигналом на выходе анализатора для систем с предварительным замедлением так и не было проведено, отсутствует обоснованный алгоритм

восстановления истинного распределения по энергии. Между тем, на примере спектров (Рис. 1.7), видно насколько отличаются спектры, снятые в разных режимах.

Принято считать, что для режима ПФТ интеграл от аппаратной функции прямо пропорционален энергии. Для режима ПЭП подобной универсальной зависимости не существует. В некоторых случаях интеграл от аппаратной функции обратно пропорционален энергии настройки спектрометра [34]. Однако существует большое количество экспериментальных работ [27],[28],[35],[36],[37],[38] в которых показано, что экспериментальная зависимость интеграла от аппаратной функции отлична от указанной и довольно часто аппроксимируется корневой зависимостью от энергии (см. обзор в работе [28] и Таблицу 1.1).

Для калибровки спектрометра используется следующий прием [27]: один и тот же спектр снимается в двух режимах - ПФТ и ПЭП. Затем полученные спектры делятся один на другой, при этом, в первом приближении, функция распределения по энергии сокращается. Полученная зависимость дает относительную функцию пропускания для двух режимов. Учитывая, что в режиме ПФТ функция пропускания пропорциональна энергии, можно получить функцию пропускания для режима ПЭП.

В работе [27] дается следующее теоретическое обоснование: функция пропускания спектрометра с предварительным торможением находится как произведение пропускания тормозящей линзы $L(E)$ на пропускание дисперсионной части спектрометра $H(E)$

$$T(E) = L(E)H(E) , \quad (1.38)$$

где E — энергия частиц.

В режиме ПЭП функции пропускания

$$H(E) = kW, L(E) = \frac{W}{E}, \quad (1.39)$$

Где W — энергия настройки дисперсионной части спектрометра.

Выразим пропускание линзы через тормозящий потенциал

$$L = \frac{W}{E} = 1 - \frac{qU}{E}. \quad (1.40)$$

Введем фактор торможения $r = E/W$, тогда в режиме ПФТ функции пропускания

$$H(E) = \frac{E}{r}k, L(E) = \frac{1}{r}. \quad (1.41)$$

Используя выражения (1.38)-(1.41), получаем выражение для относительного фактора торможения

$$R_1 = \frac{W^2 r^2}{E^2}. \quad (1.42)$$

Обоснование, что в режиме ПЭП функция пропускания будет обратно пропорциональна энергии, в работе [27] дается ссылкой на закон Гельмгольца-Лагранжа

$$M_l M_\alpha = \sqrt{\frac{E}{W}}, \quad (1.43)$$

Где $M_l = l_2/l_1$ и $M_\alpha = \alpha_2/\alpha_1$ - линейное и угловое увеличение линзы.

Далее следует ссылка на малодоступные инструкции (manual) для двух спектрометров, на этом обоснование заканчивается. Причем необходимо

отметить, что во многих других последующих работах [28],[34],[36] и инструкциях [39] на спектрометры, в качестве обоснования идет ссылка на работу [27].

Другой вариант вывода представлен в работе [40]. Для спектров, ширина которых больше ширины функции пропускания спектрометра, сигнал на выходе спектрометра равен

$$I = \int_0^{a/V} \int_0^{l/V + \alpha_m B^{1/2}/V + \beta_m B^{1/2}/V} \int_{-\alpha_m B^{1/2}/V}^E \int_0^E T(x, \alpha, E) \frac{\partial^5 I_s}{\partial E \partial x \partial y \partial \alpha \partial \beta} dx dy d\alpha d\beta dE, \quad (1.44)$$

Где V — увеличение тормозящей системы, T — функция пропускания дисперсионного спектрометра, $\frac{\partial^5 I_s}{\partial E \partial x \partial y \partial \alpha \partial \beta}$ — функция распределения по углам, сечению и энергии.

Упростив выражение, получаем

$$I = \frac{d I_s}{d E} \cdot \frac{L_0}{B} \cdot \Delta E, \quad (1.45)$$

Где ΔE — ширина аппаратной функции, B — фактор торможения, L_0 — светимость сферического конденсатора.

При условии $\Delta E = \text{const}$, $B = \text{const} \cdot E$, для ПЭП режима получаем

$$I = \frac{\text{const}}{E}. \quad (1.46)$$

Рассмотрим экспериментальные данные для систем с предварительным торможением. Наряду с работами, в которых экспериментально измеренная функция пропускания в режиме ПЭП приблизительно соответствует теоретическим выкладкам, сделанным выше [41], существуют

многочисленные работы, в которых для спектрометров получены зависимости пропускания в режиме ПЭП, отличные от обратной пропорциональности ([28] и таблица 1.1) и близкие к $(E)^{-0.5}$. В работе [28] также отмечается необходимость учета зависимости эффективности регистрации частиц от энергии на калибровочную кривую. Учет эффективности регистрации в некоторых случаях приводил к тому, что функция пропускания первоначально отличная от корневой становилась близкой к $(E)^{-0.5}$.

Представляется важным отметить следующее обстоятельство, между реально полученной калибровочной кривой и ее аппроксимацией иногда существует различие. Так в работе [34] утверждалось, что пропускание линзовой системы спектрометра в режиме ПЭП описывается зависимостью вида (1.39), между тем восстановленное по их калибровочной кривой пропускание линзовой системы в области низкого фактора торможения демонстрирует зависимость отличную от линейной (Рис. 1.8). Аналогично, для работы [27] авторы которой утверждают об очень слабой, почти отсутствующей зависимости от энергии, восстановленная функция пропускания линзы имеет на самом деле немонотонный вид (Рис. 1.9).

1.6 Новые работы в области теории аппаратных функций

В последнее время появился ряд работ [42]-[43], в которых был высказан ряд критических замечаний относительно теории аппаратных функций, которая развивалась в наших работах [44],[45],[46],[47],[48] и изложена ниже. Поэтому подробно проанализируем эти работы.

Фактически речь идет о том, какая из трех форм связи между функцией

распределения по энергии и сигналом на выходе спектрометра является более правильной:

согласно [9]

$$I(W) = \int A(W - E) f(E) dE, \quad (1.47)$$

согласно [42]-[43]

$$I(W) = \int_{k_1 W}^{k_2 W} f(E) A\left(\frac{E}{W}\right) dE, \quad (1.48)$$

согласно [44]-[48]

$$I = I_0 \int_0^\infty A\left(\frac{qU_1}{E}, \dots, \frac{qU_n}{E}\right) f_2(E) dE, \quad (1.49)$$

где $U_1, \dots, U_n$ - потенциалы на электродах спектрометра относительно входной диафрагмы, а не энергия настройки, как написано в работах [42]-[43].

Соглашаясь с авторами работ [42]-[43] в том, что уравнение (1.47) в общем случае неприменимо, что было обосновано в работах [44]-[46] еще в 1995 году, нельзя согласиться с остальными утверждениями авторов работ [42]-[43].

При выводе уравнений в работах [44]-[46] использовался метод получения аппаратных функций через абберационные коэффициенты [17]. Этот метод, в отличие от геометрического метода вывода изложенного в работах [42]-[43], отличается меньшей наглядностью, но при этом более математически строг, и позволил избежать ошибочного утверждения о том, что для всех спектрометров аппаратная функция будет функцией отношения энергии настройки и энергии частиц, т. е. уравнение будет уравнением

свертки меллиновского типа для всех электростатических спектрометров. В работах [44]-[46] показано, что уравнение связи сводится к свертке меллиновского типа только, если под потенциалом находится один электрод или, если потенциалы электродов прямо пропорциональны. Само же уравнение (1.49) имеет более общий характер и может быть использовано для описания спектрометров с предварительным торможением в режиме ПЭП (постоянного энергетического пропускания) с разверткой спектра тормозящим полем, когда условие $\Delta W / W = const$ заведомо не выполняется [48]. Таким образом, утверждение авторов работ [42]-[43] об общем характере свертки меллиновского типа для всех спектрометров противоречит экспериментальным данным.

Исходные положения в работах [42]-[43] те же, что и работах [44]-[48]. Для построения аппаратной функции используются уравнения движения, принцип подобия и предположение о независимости энергетического распределения частиц от углового. Однако, в работах [42]-[43] авторы используют уравнения движения в безразмерной форме, поэтому вводят безразмерную энергию равную отношению кинетической энергии частиц к потенциальной энергии, после этого начинают конструировать уравнение связи между выходным сигналом и функцией распределения по энергии. Естественно аппаратная функция в этих работах оказывается функцией этого параметра, т. е. отношения энергии частиц к потенциалу развертки. После этого делается категорическое заявление, что все остальные варианты не верны. Хотелось бы здесь отметить, что выбор безразмерного параметра никак физически не обоснован, поэтому с таким же успехом можно было выбрать и обратную величину и получить в итоге уравнение в той форме, в которой оно получено в работах [44]-[46] (аппаратная функция - функция отношения потенциала к энергии частиц). Необходимо подчеркнуть, что из принципа подобия следует, что аппаратная функция будет функцией

отношения, но при этом в каком именно виде (в виде отношения потенциалов к энергии или, наоборот, в виде отношения энергии к потенциалам) принцип подобия не позволяет сделать выбор. Так что правомерны обе формы записи уравнения, и вопрос использования конкретной формы - это вопрос удобства. В работах [44]-[46] исходили из требований эксперимента. На практике аппаратную функцию получают, как функцию отклика на моноэнергетический пучок, при сканировании напряжением, а не его обратной величиной.

Еще одним критическим замечанием является утверждение о том, что уравнение связи для дисперсионных спектрометров является уравнением Вольтерра 1 рода, а не уравнением Фредгольма 1 рода. Между тем, в любом справочнике по интегральным уравнениям [49] рассказывается, как можно перейти от уравнения Вольтерра к уравнению Фредгольма и наоборот, просто доопределив ядро уравнения. Примером может служить переход от уравнения Фредгольма 1 рода к уравнению Вольтерра 1 рода в работе [18] при аппроксимации аппаратной функции треугольником. Вопреки утверждению авторов работ [42]-[43] решения уравнения, полученные, как решения уравнения Фредгольма, сохраняют свою истинность. Просто уравнение Вольтерра 1 рода наряду с этими методами решения имеют и свои дополнительные методы. Кстати сами авторы так и не привели ни одного конкретного решения уравнений.

Таким образом, в работах [42]-[43] более ценной является та часть, где вычислены аппаратные функции для двух типов спектрометров и показано, что аппаратные функции этих спектрометров являются функциями отношения энергии частиц к энергии настройки. Заметим, что оба рассмотренных случая удовлетворяют сформулированному выше условию перехода от уравнения (1.49) к уравнению свертки меллиновского типа.

В заключение отметим работу [50], в которой рассмотрена процедура

восстановления спектра для плоского зеркала (плоского конденсатора) на основе решения уравнения вида (1.48). Для решения использовалась замена переменных на экспоненту, что позволяет перейти от уравнения свертки меллиновского типа к уравнению свертки с разностным ядром по новым переменным и воспользоваться методами решения, развитыми для подобного типа уравнений. Заметим, однако, при применении подобного преобразования для реальных спектров возникает следующая проблема: спектр шума, который накладывается на полезный сигнал, будет также трансформироваться, поэтому использование подобного метода при наличии шума сигнала нуждается в дальнейших исследованиях.

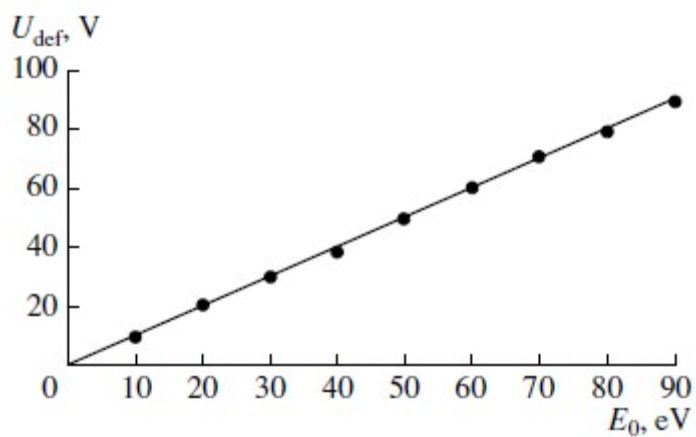


Рис. 1.1. Связь между энергией ионов и напряжением на пластинах анализатора, при котором частицы проходят через анализатор [15].

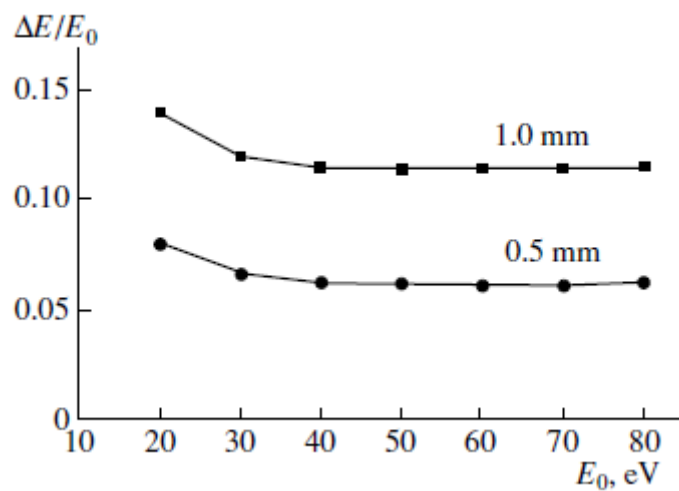


Рис. 1.2. Относительное энергетическое разрешение анализатора в зависимости от энергии частиц [15].

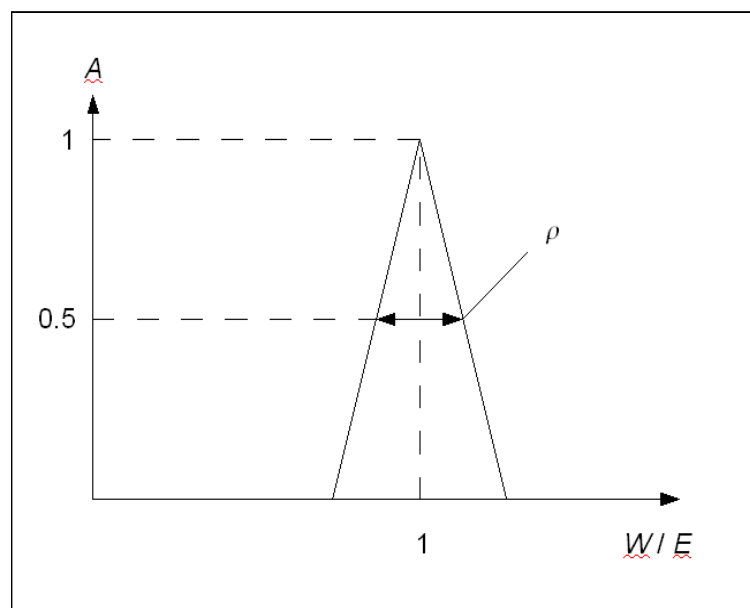


Рис. 1.3. Аппаратная функция электростатического спектрометра.

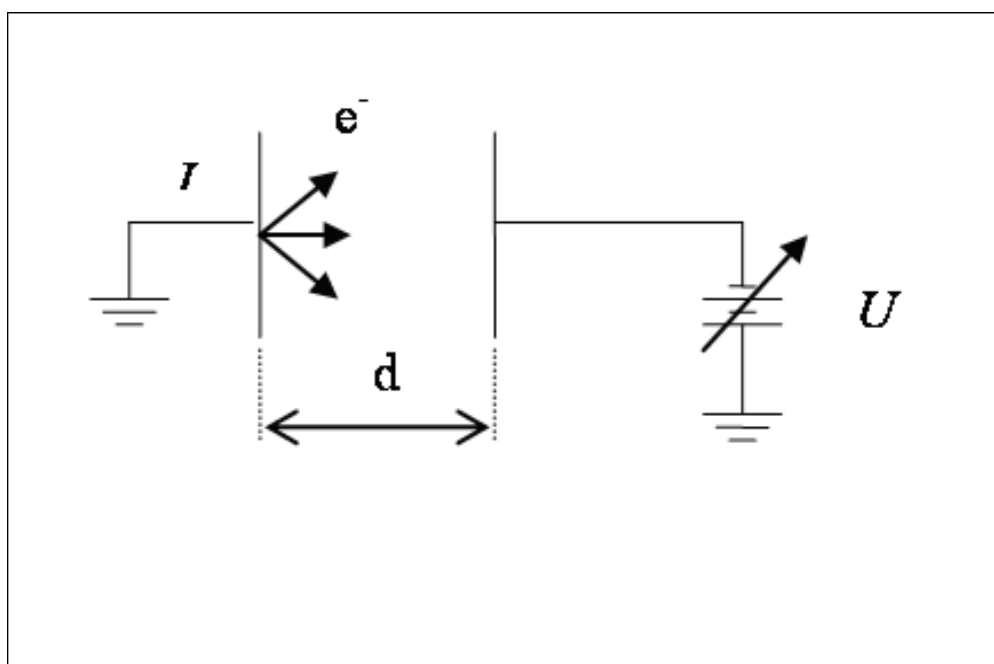


Рис. 1.4. Схема плоского конденсатора с тормозящим полем.

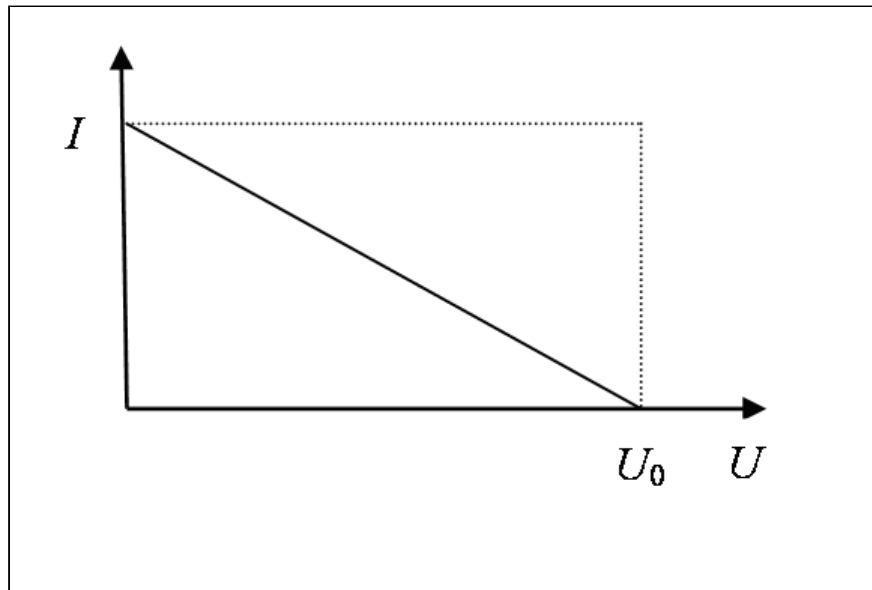


Рис. 1.5. Вольт-амперная характеристика: пунктирная линия — идеального спектрометра, сплошная линия — плоского конденсатора.

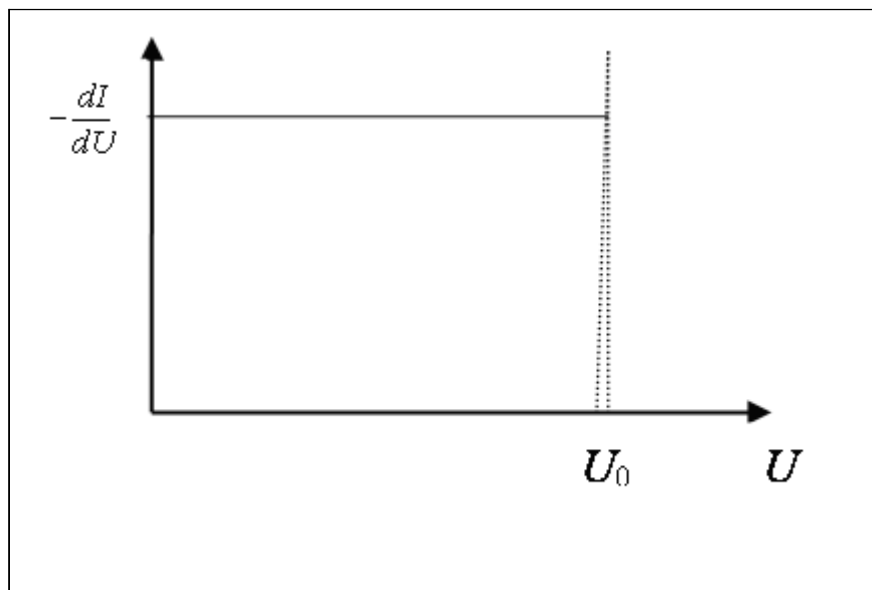


Рисунок 1.6. Производная от вольт-амперной характеристики: сплошная линия — плоского конденсатора, пунктирная линия — идеальный спектрометр (дельта-функция).

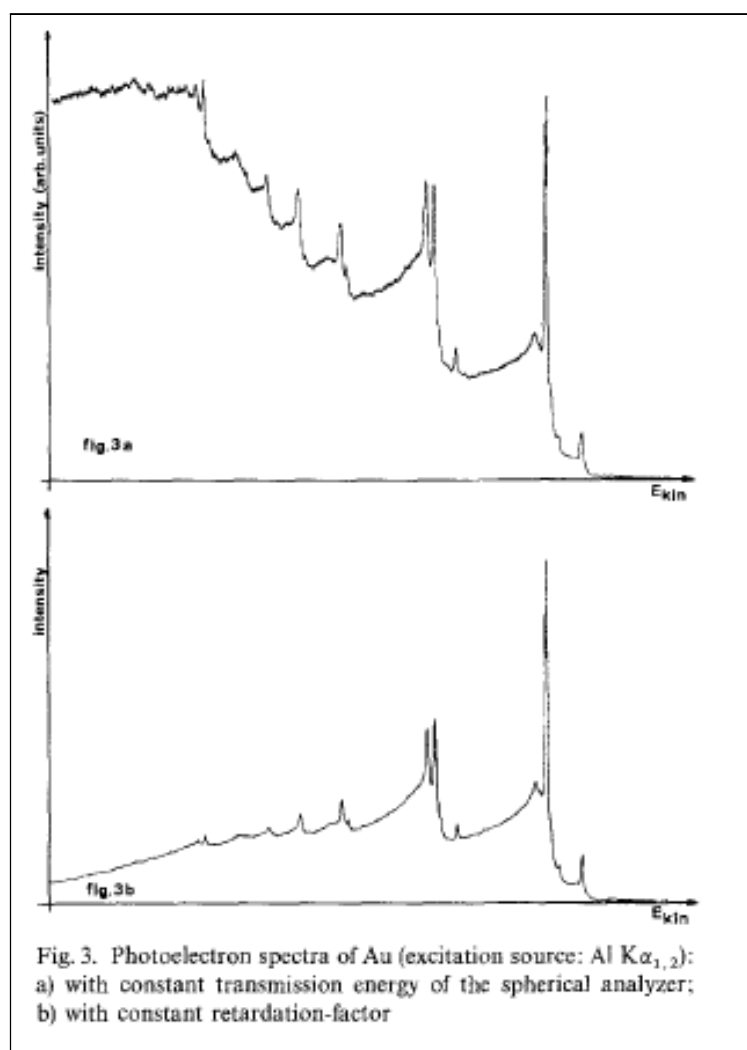


Рис. 1.7. Пример одного и того же спектра снятого в режимах ПЭП и ПФТ [40].

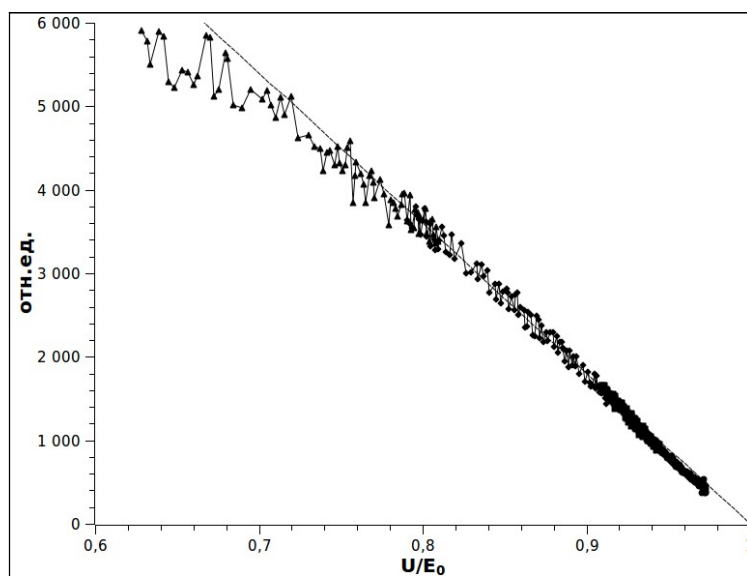


Рисунок 1.8. Пропускание линзовой системы в режиме ПЭП [34], пунктиром

показана зависимость вида $\frac{W}{E} = 1 - \frac{qU}{E}$.

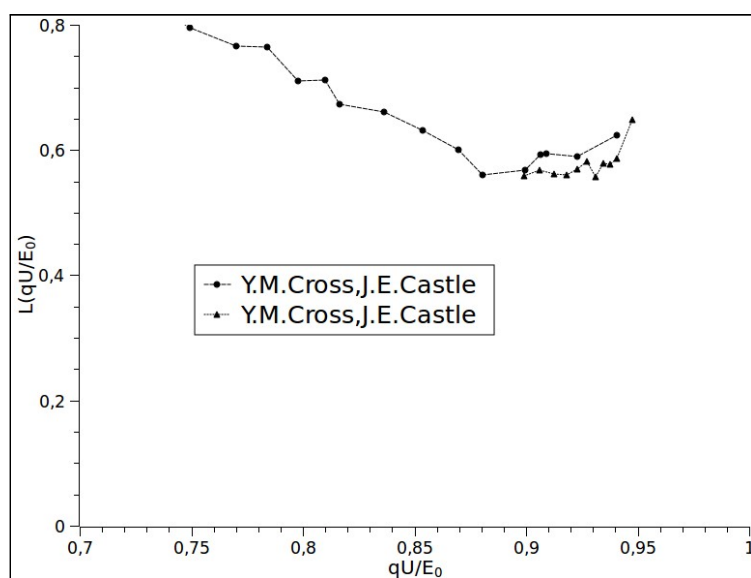


Рисунок 1.9. Пропускание линзовой системы в режиме ПЭП [27].

TABLE 1
COMPARISON OF ENERGY DEPENDENCES OF TRANSMISSION FOR VARIOUS SPECTROMETERS^a

Spectrometer	Mode	Pre-retardation	Transmission $T(E)$		$\lambda(E)$
			Theory	Experiment	
CMA		yes	$\propto E^{-1}$ [4]	$\propto E^{-1}$ [6]	$\propto E^{0.5}$
AEI ES-200A	CRR	no	$\propto E$ [5]	$\propto E$ [7]	$\propto E^{0.5}$
VG ESCA-3	CAE	yes	$\propto E^{-1}$ [5]	$\propto E^{-0.5}$ [8,10]	$\propto E^{0.5}$
Varian IEE	CAE	yes	$\propto E^{-1}$ for $E \geq 6.5 E_r$ $\propto E^{-0.5}$ for $E < 6.5 E_r$ [2]	$\propto E^{-0.5}$ [9]	$\propto E^{0.75}$
Hewlett-Packard	CAE	yes	$\propto E^{-1}$ [5]	$\propto E^{-0.5}$ [11]	$\propto E^{0.5}$
Kratos ES-200	CAE	yes	$\propto E^{-1}$ [5]	$\simeq$ constant [12], assuming $T(E)_{\text{CRR}} \propto E$	

^a E_r is the photoelectron kinetic energy after pre-retardation.

. Глава 2. Аппаратная функция электростатического спектрометра и обработка результатов измерений

2.1 Аппаратная функция электростатического анализатора и уравнение связи между функцией распределения частиц по энергии и сигналом на выходе анализатора

Рассмотрим движение заряженных частиц в электростатическом поле. Для этого воспользуемся изложенным в [1] подходом, выразив скорость частицы через $\vec{R}$ — радиус-вектор частицы и S — координату, совпадающую с её траекторией,

$$\vec{v} = \frac{d\vec{R}}{dt} = \frac{d\vec{R}}{dS} \frac{dS}{dt} = \frac{d\vec{R}}{dS} v, \quad (2.1)$$

где v — абсолютная скорость частицы.

Тогда, учитывая уравнения движения нерелятивистской частицы в электростатическом поле, получаем:

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = -qe \nabla U, \quad (2.2)$$

где U — потенциал электрического поля, q — заряд частицы в элементарных зарядах. Выразив кинетическую энергию через полную E_0 , после несложных преобразований получаем:

$$2 \frac{d^2 \vec{R}}{dS^2} \left(1 - \frac{qeU}{E_0}\right) - \frac{d\vec{R}}{dS} \frac{d(qeU/E_0)}{dS} = -\nabla(qeU/E_0) . \quad (2.3)$$

Пусть частица влетает в анализатор в точке с координатами (η, ξ) (система координат совпадает с плоскостью входного электрода) в направлении, задаваемом углами (α, β) с энергией $E = E_0/e$, где e — элементарный заряд. Распределение поля в анализаторе задается потенциалами U_i , где $i = 1, \dots, n$, на электродах относительно входного электрода (входной диафрагмы), который находится под нулевым потенциалом. На выходном n -м электроде анализатора (выходная диафрагма) частица окажется в точке с координатами (η_1, ξ_1) (система координат лежит в плоскости выходного электрода).

Координаты (η_1, ξ_1) находятся из решения уравнения движения (2.3). Поскольку траектория частицы остается неизменной при изменении ее энергии и потенциала во всем пространстве в равное количество раз (условие подобия), а поле, если пренебречь объемным зарядом, задается потенциалами на электродах, то и значения (η_1, ξ_1) останутся неизменными при одновременном изменении E и U_i , где $i = 1, \dots, n$, в равное число раз. Это условие выполняется только в случае, когда в функции координат (η_1, ξ_1) энергия и потенциалы входят в виде отношения. Аналогично можно показать, что величина заряда и энергия также входят в виде отношения.

Для того чтобы найти связь между сигналом на выходе анализатора и функцией распределения частиц по энергии, воспользуемся методом изложенным в работе [17]. Если частицы на входе в анализатор имеют функцию распределения по координатам сечения пучка поверхностью входной диафрагмы, углам и энергии $f(\eta, \xi, \alpha, \beta, E)$, то количество частиц, имеющих энергию в интервале от E до $E + dE$ и вылетевших в направлении, заданном углами (α, β) в элемент телесного угла $d\Omega$ с элемента площади

входной диафрагмы dS_0 в единицу времени, равно

$$d^3 I = I_0 f(\eta, \xi, \alpha, \beta, E) d\Omega dS_0 dE, \quad (2.4)$$

где

$$I_0 = \iiint \left(\frac{d^3 I}{dE dS_0 d\Omega} \right) dE dS_0 d\Omega \quad - \text{ количество частиц, прошедших через}$$

отверстие во входной диафрагме в единицу времени.

Для того чтобы найти сигнал на выходе анализатора I , необходимо выражение (2.4) умножить на эффективность регистрации частиц $\delta(E)$ и проинтегрировать по всем траекториям, проходящим через отверстие в выходной диафрагме. Для этого выразим углы (α, β) через координаты (η_1, ξ_1) системы координат выходной диафрагмы

$$\alpha = \alpha(\eta, \xi, \eta_1, \xi_1, \frac{qU_1}{E}, \dots, \frac{qU_n}{E}), \quad \beta = \beta(\eta, \xi, \eta_1, \xi_1, \frac{qU_1}{E}, \dots, \frac{qU_n}{E}) \quad (2.5)$$

и, подставив в (2.4), проинтегрируем по энергии и площадям входного и выходного отверстий

$$I = I_0 \int_0^\infty \int_{S_0} \int_{S_1} \delta(E) f(\eta, \xi, \alpha, \beta, E) J(\alpha, \beta, \eta_1, \xi_1) \sin \alpha dS_1 dS_0 dE, \quad (2.6)$$

где

$$J(\alpha, \beta, \eta, \xi) = \frac{\partial(\alpha, \beta)}{\partial(\eta, \xi)} \quad (2.7)$$

— якобиан преобразования.

Предположим, что распределение по энергии в анализируемом пучке не зависит от распределения по сечению и углам:

$$f(\eta, \xi, \alpha, \beta, E) = f_1(\eta, \xi, \alpha, \beta) f_2(E) \quad . \quad (2.8)$$

С такой функцией выражение (2.6) можно представить в виде:

$$I = I_0 \int_0^\infty \delta(E) A\left(\frac{qU_1}{E}, \dots, \frac{qU_n}{E}\right) f_2(E) dE \quad , \quad (2.9)$$

где

$$A\left(\frac{qU_1}{E}, \dots, \frac{qU_n}{E}\right) = \int_{S_0} \int_{S_1} f(\eta, \xi, \eta_1, \xi_1, \frac{qU_1}{E}, \dots, \frac{qU_n}{E}) J(\alpha, \beta, \eta_1, \xi_1) \sin \alpha dS_1 dS_0 \quad . \quad (2.10)$$

Функция $A\left(\frac{qU_1}{E}, \dots, \frac{qU_n}{E}\right)$ является аппаратной функцией анализатора, так как она выражает зависимость сигнала на выходе анализатора от потенциалов на электродах для моноэнергетического пучка частиц. Необходимо отметить, что аппаратная функция анализатора будет функцией отношения потенциалов к энергии частиц даже в том случае, если не будет выполняться условие взаимно однозначного соответствия между углами (α, β) на входе анализатора и координатами (η_1, ξ_1) на выходе, так как аппаратная функция является интегралом по всем траекториям, проходящим через отверстие в выходной диафрагме, а каждая траектория в анализаторе является функцией отношений потенциалов на электродах к энергии частиц. Например, в случае фокусировки пучка частиц на выходе спектрометра в точку уравнение (2.9) сохраняет свой вид.

Независимость распределения по сечению и углам на входе в анализатор от энергетического является необходимым условием для введения аппаратной функции. Разным угловым распределениям будут соответствовать разные аппаратные функции. Следовательно, при калибровке анализатора моноэнергетическим пучком необходимо, чтобы пучок имел функцию

распределения по сечению и углам близкую к тем спектрам, для измерения которых анализатор предназначен. Например, если анализатор предназначен для исследования отраженных от поверхности или эмитированных частиц и при этом «видимая» площадь поверхности меньше, чем площадь эмиссии, а функция распределения частиц по углам в пределах угловой апертуры анализатора меняется слабо, то для калибровки анализатора лучше всего применять широкий моноэнергетический пучок частиц с квазиизотропным в пределах угловой апертуры анализатора распределением по углам.

Покажем, что уравнение свертки (1.2) в общем случае несовместимо с уравнением (2.9). Доказательство проведем в два этапа: сначала лемма, потом следствие.

Лемма.

Если потенциалы на пластинах спектрометра линейно связаны, то уравнение свертки (1.2) несовместимо с уравнением (2.15).

Доказательство.

Действительно, если предположить, что аппаратная функция удовлетворяет одновременно уравнениям (1.2) и (2.15), то должно выполняться условие

$$W - E = F\left(\frac{qU_1}{E}, \lambda_2, \dots, \lambda_n\right), \quad (2.11)$$

т. е. разность энергии настройки анализатора и энергии частиц должна быть функцией от отношения потенциала к энергии частиц. Важно отметить, что это условие является необходимым, но не достаточным условием. С другой стороны энергия настройки электростатического анализатора W является геометрической характеристикой анализатора и не должна зависеть от того, с какой энергией E частица влетает в анализатор, что несовместимо с условием (2.11). При этом предполагалось, что E и U_1 являются независимыми

переменными.

Следствие.

Если потенциалы на пластинах спектрометра являются независимыми переменными, то уравнение свертки (1.2) при произвольных значениях потенциалов $U_1, \dots, U_n$ несовместимо с уравнением (2.9).

Доказательство.

Если предположить, что аппаратная функция удовлетворяет одновременно уравнениям (1.2) и (2.9), то должно выполняться условие

$$W - E = F\left(\frac{qU_1}{E}, \dots, \frac{qU_n}{E}\right), \quad (2.12)$$

Где $U_1, \dots, U_n, E$ - независимые переменные.

Выберем из всей области определения потенциалов $U_1, \dots, U_n$, область значений, в которой потенциалы линейно связаны. Согласно лемме в этой области уравнение свертки неприменимо. Следовательно, в общем случае уравнения (1.2) и (2.9) несовместимы.

Фактически, согласно этому утверждению невозможно представить аппаратную функцию, как функцию от разности энергии настройки и энергии частиц во всем диапазоне напряжений. Например, для спектрометров с предварительным торможением нельзя записать связь между сигналом на выходе и функцией распределения в виде уравнения (1.2) при произвольных параметрах напряжения, но можно представить в виде уравнения (2.9). Заметим, что это следствие не отрицает существование локальных областей значений потенциалов, в которых условие (2.12) выполняется, но и не подтверждает существование таких областей. Таким образом, в общем случае вопрос о применимости уравнения свертки остается открытым. В большинстве практически значимых случаев спектрометров (плоский

конденсатор, цилиндрическое зеркало, сферический или цилиндрический дефлекторы без торможения и т. д.) работает лемма, т. е. все эти случаи не совместимы с уравнением свертки.

Строго говоря, на вид аппаратной функции и энергетическое разрешение будут оказывать влияние характер поведения развертки и время регистрации сигнала на выходе анализатора, поэтому здесь и далее будем рассматривать или ступенчатую развертку с постоянным по времени шагом (накопительный режим снятия спектра), или непрерывную медленно меняющуюся развертку, для которой выполняется условие

$$\frac{dU}{dt} \tau_0 \ll \Delta U ,$$

где τ_0 — время срабатывания детектора на выходе анализатора, ΔU — ширина аппаратной функции, обусловленная геометрическими факторами.

2.2 Решение уравнения для случая линейной связи потенциалов

Для того чтобы аппаратная функция спектрометра имела вид $A(W/E)$, необходимо, чтобы при изменении энергии частиц в несколько раз во столько же раз изменились электрические поля на всей траектории движения частиц. Это условие строго выполняется только в случае, если выполнено условие подобия электрического поля во всем пространстве анализатора. Следовательно, в этом случае потенциалы на электродах должны быть линейно связаны:

$$\frac{U_2}{U_1} = \lambda_2, \dots, \frac{U_n}{U_1} = \lambda_n , \quad (2.13)$$

где $\lambda_2, \dots, \lambda_n$ - постоянные.

Тогда энергия настройки и потенциал на одном из электродов, в зависимости от которого измеряется ток частиц на входе анализатора, будут связаны соотношением:

$$W = qkU_1, \quad (2.14)$$

где $k = \text{const}$ - коэффициент анализатора, зависящий от его геометрии.

В этом случае связь тока на выходе анализатора и функция распределения частиц по энергии описывается уравнением:

$$I(U_1) = I_0 \int_0^{+\infty} A\left(\frac{qU_1}{E}, \lambda_2, \dots, \lambda_n\right) \delta(E) f(E) dE. \quad (2.15)$$

Решение уравнения (2.15) может быть найдено в интегральной форме с помощью преобразования Меллина [18]:

$$f(qkU_1) = \frac{1}{qI_0\delta(qkU_1)} \cdot \left(\frac{1}{2\pi i}\right) \int_{x_0-i\infty}^{x_0+i\infty} \frac{I_{x-1}}{A_{x-1}} \cdot (kU_1)^{-x} dx, \quad (2.16)$$

где

$$I_{x-1} = \int_0^{+\infty} I(U_1) U_1^{x-2} dU_1, \quad A_{x-1} = \int_0^{+\infty} A\left(\frac{qU_1}{E}\right) \cdot \left(\frac{qU_1}{E}\right)^{x-2} d\left(\frac{qU_1}{E}\right). \quad (2.17)$$

Полученное выражение неудобно для практического использования, поэтому для дисперсионных спектрометров, аппаратная функция которых имеет вид узкого пика, найдем решение уравнения в виде ряда. Для этого предположим, что функция $I(U_1)$ бесконечно дифференцируема и может быть разложена в ряд Тейлора в окрестности точки U :

$$I(U_1) = \sum_{n=0}^{+\infty} \left(\frac{I^{(n)}(U)(U_1 - U)^n}{n!} \right) . \quad (2.18)$$

Подставляя выражение (2.18) в интеграл (2.17) и предполагая для простоты изложения, что $U > 0$, $U_1 > 0$, получаем для (2.16):

$$f(qkU) = \frac{1}{qI_0 \delta(qkU)} \sum_{n=0}^{+\infty} I^{(n)}(U) U^{n-1} \frac{1}{2\pi i n!} \int_0^{+\infty} \int_{x_0 - i\infty}^{x_0 + i\infty} \frac{(U_1/U - 1)^n}{A_{x-1} k^x} \left(\frac{U_1}{U}\right)^{x-2} dx d(U_1/U) \quad (2.19)$$

или

$$f(qkU) = \frac{1}{qI_0 \delta(qkU)} \sum_{n=0}^{+\infty} B_n I^{(n)}(U) U^{n-1} , \quad (2.20)$$

где $I^{(n)}(U)$ - n -я производная от тока на выходе анализатора по U , B_n — постоянные.

Выразим коэффициенты B_n через моменты аппаратной функции. Для этого, разложив $I^{(n)}(U)$ в ряд Тейлора и подставив выражение (2.20) в уравнение (2.15), получаем уравнение:

$$I(U_1) = \sum_{n=0}^{+\infty} \sum_{m=0}^{+\infty} B_n \frac{C_{nm}}{m! k^{n+m-1}} I^{(n+m)}(U_1) U_1^{n+m} , \quad (2.21)$$

где

$$C_{nm} = \int_0^{+\infty} z^{n-1} (z-k)^m A\left(\frac{1}{z}\right) dz . \quad (2.22)$$

Поскольку уравнение (2.21) выполняется для любой функции $I(U_1)$, то для $n=0, m=0$ коэффициент при $I^{(n+m)}(U_1)$ равен единице, а сумма коэффициентов при остальных производных равна нулю. Тогда

$$B_0 = \frac{1}{kC_{00}}, \quad B_n = -\frac{1}{C_{n0}} \sum_{i=0}^{n-1} B_i \frac{C_{i(n-i)}}{(n-i)!} . \quad (2.23)$$

Коэффициент анализатора можно выбрать таким образом, чтобы он удовлетворял условию $B_1=0$, в этом случае он равен

$$k = \frac{C_{10}}{C_{00}} . \quad (2.24)$$

Следовательно, выбором коэффициента анализатора можно устранить поправку, связанную с первой производной, что позволяет предположить в отличие от результатов, полученных в работе [18], что в большинстве случаев влияние первой производной от сигнала на форму энергетического распределения мало. На рис. 2.1 показаны примеры обработки модельного спектра в первом приближении и с учетом поправки, связанной со второй производной от тока. В качестве пробной истинной функции распределения использовалось нормальное гауссовское распределение. На основании полученных результатов (рис. 2.2) можно сделать вывод, что поправка, связанная со второй производной, дает существенный вклад в функцию распределения для случаев, когда истинная функция распределения по ширине порядка ширины аппаратной функции. В этом случае, полученное с учетом поправки энергетическое распределение значительно ближе к истинному распределению по сравнению с распределениями, полученными без учета поправок.

Если эффективность регистрации частиц постоянна $\delta(E)=const=\delta_0$, то уравнение (2.15) дает возможность сравнить по интенсивности два тока с квазимоноэнергетическими функциями распределения частиц по энергии с шириной порядка ширины аппаратной функции, не уточняя при этом форму функции распределения. Следует отметить, что простое сравнение по

максимумам токов на выходе спектрометра дает неверный результат:

$$\frac{I_{01}}{I_{02}} = \frac{\int_0^{+\infty} \frac{I_1(U)}{U} dU}{\int_0^{+\infty} \frac{I_2(U)}{U} dU} \neq \frac{I_{1max}}{I_{2max}}, \quad (2.25)$$

где I_{10} и I_{20} - токи частиц на входе в анализатор, I_{1max} и I_{2max} - максимальные значения токов частиц $I_1(U)$ и $I_2(U)$ на выходе анализатора.

На практике на сигнал на выходе спектрометра накладываются шумы. Точность вычисления производных падает с увеличением порядка производной, поэтому использовать решения с производной более чем второго порядка вряд ли имеет смысл. Использование вторых производных от сигнала для обострения спектра, увеличения разрешения довольно распространенный прием [51]. Коэффициент при второй производной однозначно связан с аппаратной функцией.

2.3 Идеальный электростатический спектрометр

В оптической спектроскопии, рассматривая редукцию к идеальному спектральному прибору, аппаратную функцию такого прибора считают дельта-функцией [51]. Из оптической спектроскопии это определение распространилось на электронную спектроскопию и масс-спектрометрию [11]. Обосновывался подобный подход требованием, чтобы в идеальном спектральном приборе измеряемое распределение и сигнал на выходе прибора совпадали. При этом накладывалось дополнительное условие на нормировку аппаратной функции, интеграл от аппаратной функции должен

был равняться единице.

Определяемая таким образом аппаратная функция отличается от реально измеряемой в экспериментах функции отклика спектрометров на моноэнергетический сигнал с нормировкой на входной ток и, соответственно, от принятого в настоящей работе определения аппаратной функции. Непонимание этого обстоятельства может привести (и приводит) к путанице в работах.

Интеграл от аппаратной функции для электростатических спектрометров, а также для магнитных спектрометров, не равен единице. Например, для электростатических спектрометров, удовлетворяющих условию линейной связи (2.13), интеграл будет равен

$$\int_0^{\infty} A\left(\frac{qU_1}{E}, \lambda_2, \dots, \lambda_n\right) dE = C q U_1 . \quad (2.26)$$

Заметим, что нормировать аппаратную функцию на единицу нельзя, т. к. в этом случае она перестанет быть ядром интегрального уравнения.

Идеальным дисперсионным спектрометром будем считать такой спектрометр, который будет фокусировать моноэнергетический пучок в плоскости выходной диафрагмы в точку, а выходную щель будем считать бесконечно малой, но отличной от нуля, т. к. в противном случае выходной сигнал будет равен нулю.

Рассмотрим поведение такого спектрометра на примере спектрометра с линейной связью потенциалов. При сканировании напряжением сигнал от моноэнергетического пучка будет везде равен нулю, за исключением одной точки, в которой сигнал будет равен входному току. Следовательно, аппаратная функция будет везде равна нулю, за исключением одной точки, в которой будет равна единице.

Рассмотрим теперь связь между функцией распределения по энергии и

выходным сигналом. Для простоты будем считать, что эффективность регистрации равна единице. Щель будем считать маленькой, но конечной ширины, а потом совершим предельный переход. При условии, что на ширине аппаратной функции распределение меняется слабо, получаем:

$$I(U_1) \approx f(kqU_1) \int_0^{\infty} A\left(\frac{qU_1}{E}\right) dE = CqU_1 f(kqU_1) \quad (2.27)$$

При предельном переходе к бесконечно малой щели, но отличной от нуля, приближенное равенство превращается в точное. Откуда получаем для функции распределения частиц по энергии выражение:

$$f(kqU_1) = \frac{I(U_1)}{CqU_1} \quad (2.28)$$

На основе проведенного анализа можно сделать следующие выводы:

1. для идеального дисперсионного спектрометра выходной сигнал и функция распределения по энергии в общем случае будут отличаться по форме;
2. для идеального дисперсионного спектрометра, при условии (2.13), функцию распределения по энергии можно получить делением выходного сигнала на напряжение развертки (на энергию настройки, учитывая (2.14)).

Идеальным спектральным измерительным прибором называется прибор, у которого измеряемое распределение и сигнал на выходе совпадают[51]. Следовательно, идеальный электростатический спектрометр, потенциалы на электродах которого линейно связаны (2.13), не является идеальным спектральным измерительным прибором.

В общем случае для идеального электростатического спектрометра функцию распределения можно восстановить, пользуясь формулой

$$f(W) = \frac{I(U_1, \dots, U_n)}{\int_0^\infty A\left(\frac{qU_1}{E}, \dots, \frac{qU_n}{E}\right) dE}, \quad (2.29)$$

Где $W(U_1, \dots, U_n)$ - энергия настройки анализатора, в общем случае произвольная функция потенциалов.

Идеальному спектральному измерительному прибору соответствует режим развертки, при котором интеграл в выражении (2.29) будет равен постоянной. Частным случаем такого режима является режим описываемый уравнением свертки. Таким образом, вопрос о существовании режима, в котором спектрометр будет идеальным спектральным измерительным прибором, связан с решением проблемы существования режима с аппаратной функцией вида $A(W - E)$. Если, каким-либо образом, будет доказано, что не существует режима развертки, при котором идеальный электростатический спектрометр будет идеальным спектральным прибором, то это автоматически означает, что не существует режима развертки с аппаратной функцией вида $A(W - E)$. Если же будет доказано существование режима развертки с аппаратной функцией вида $A(W - E)$, то это автоматически означает, что существует режим развертки, в котором идеальный электростатический спектрометр будет идеальным спектральным прибором.

2.4 Влияние флуктуаций потенциалов на аппаратную функцию спектрометра

Развертка спектра в электростатических спектрометрах осуществляется по времени в двух режимах: непрерывном и накопительном (пошаговым). При пошаговом режиме развертка по напряжению носит ступенчатый

характер, при этом возникают переходные колебательные процессы (Рис. 2.3). На установке «Большой масс-монокроматор» (НИЯУ «МИФИ») проводились эксперименты по исследованию отражения легких ионов от бериллия, одного из возможных материалов для первой стенки термоядерного реактора (ТЯР). В экспериментах использовался сферический дефлектор (Рис. 2.4), описанный в работе [52], с возможностью регистрации всех трех зарядовых фракций. Схема экспериментов показана на Рис. 2.5. Предварительно была выполнена калибровка спектрометра на основном моноэнергетическом пучке. Калибровка показала, что относительное разрешение по энергии на половине высоты $\Delta W/W$ составляло 0.5% (Рис 2.6). Зависимость ΔW от энергии была с хорошей точностью линейной.

При проведении экспериментов возникла следующая проблема: вследствие дрейфа тока от источника возникла опасность внесения систематических ошибок в спектры отраженных от поверхности бериллия частиц. Для устранения влияния колебаний тока основного пучка использовалась быстрая многократная развертка с последующим суммированием спектров. Для развертки использовался пошаговый накопительный режим, поэтому при развертке возникали переходные колебательные процессы. Характерная постоянная времени затухания колебаний составляла порядка одной секунды. В тоже время длительность шага по времени при исследовании спектров отражения от бериллия [53] составляла порядка двух секунд. Число шагов развертки по энергии при измерении спектров отражения было порядка 100-150 (Рис. 2.7). Таким образом, практически во всем диапазоне энергий преобладающим фактором, влияющим на энергетическое разрешение, были переходные процессы. Поэтому возникла задача об обосновании процедуры восстановления энергетического спектра отраженных ионов с учетом влияния флуктуаций потенциалов на обкладках спектрометра.

Предполагая, что характерный период колебаний потенциалов в переходных процессах много больше времени пролета частицы в анализаторе, рассмотрим влияние шума на аппаратную функцию спектрометра.

Влияние флуктуаций на аппаратную функцию спектрометра с одним отклоняющим электродом

Предположим, что для электростатического спектрометра, у которого под потенциалом находится только один электрод, напряжение U на электроде анализатора флуктуирует около среднего значения потенциала $\bar{U}$ с функцией распределения $\varphi(U, \bar{U})$, удовлетворяющей следующим условиям

$$\begin{aligned} \int_{-\infty}^{+\infty} \varphi(U, \bar{U}) dU &= 1 \\ \bar{U} &= \int_{-\infty}^{+\infty} U \varphi(U, \bar{U}) dU \\ \sigma^2(\bar{U}) &= \int_{-\infty}^{+\infty} (U - \bar{U})^2 \varphi(U, \bar{U}) dU \end{aligned} \quad (2.30)$$

Если время измерения тока частиц на выходе много больше характерного периода флуктуаций, то используя (2.15), среднее значение тока на выходе спектрометра можно представить в виде

$$I_1(\bar{U}) = \int_{-\infty}^{+\infty} \varphi(U, \bar{U}) I(U) dU = I_0 \int_{-\infty}^{+\infty} \varphi(U, \bar{U}) \int_0^{+\infty} \delta(E) f(E) A\left(\frac{qU}{E}\right) dE dU \quad (2.31)$$

или

$$I_1(\bar{U}) = I_0 \int_0^{+\infty} \delta(E) f(E) B(\bar{U}, E) dE, \quad (2.32)$$

где

$$B(\bar{U}, E) = \int_{-\infty}^{+\infty} \varphi(U, \bar{U}) A(qU/E) dU \quad (2.33)$$

– аппаратная функция спектрометра с учетом шума. При этом мы формально расширяем область определения $A(qU/E) \equiv 0$ при $U < 0, q > 0$.

Найдем приближенное решение этого уравнения. Разложив в ряд Тейлора функцию $I(U)$ в окрестности точки $\bar{U}$, полагая, что в первом приближении $I(U) \approx I_1(U)$, и учитывая члены ряда, содержащие производные не выше второй, получаем из (2.31) выражение

$$I(\bar{U}) \approx I_1(\bar{U}) - \frac{\sigma^2}{2} \frac{d^2 I_1}{d\bar{U}^2}. \quad (2.34)$$

Решение уравнения

$$I(\bar{U}) = I_0 \int_0^{+\infty} \delta(E) f(E) A(\bar{U}, E) dE \quad (2.35)$$

в виде ряда (2.20) было найдено выше. Коэффициент анализатора целесообразно выбрать таким образом, чтобы в области энергий, где влияние шума пренебрежимо мало, коэффициент определялся из выражения (2.24). Окончательно, с точностью до членов со второй производной для функции распределения по энергии получаем

$$f(qk\bar{U}) \approx \frac{1}{qC_{10}I_0\delta(qk\bar{U})} \left(\frac{I_1(\bar{U})}{\bar{U}} - \frac{\bar{U} d^2 I_1 / d\bar{U}^2}{2} \left(1 - \frac{C_{10}^2}{C_{00}C_{20}} + \frac{\sigma^2}{\bar{U}^2} \right) \right). \quad (2.36)$$

Рассмотрим теперь влияние шума на вид аппаратной функции спектрометра. При произвольной функции распределения шума $\varphi(U, \bar{U})$

приближенное аналитическое выражение для аппаратной функции анализатора $B(\bar{U}, E)$ можно получить в двух предельных случаях: в области энергий, где ширина аппаратной функции определяется в основном шумами, и в области энергий, где влияние шума на аппаратную функцию мало.

В первом случае, применяя к интегралу в выражении (2.33) теорему о среднем значении [54] и предполагая, что для $z \leq 0$ $A(q/z) \equiv 0$, получаем

$$B(\bar{U}, E) = qC_{00} U_{sr} \varphi(U_{sr}, \bar{U}) . \quad (2.37)$$

Предполагая, что $U_{sr} \varphi(U_{sr}, \bar{U})$ слабо меняется на ширине аппаратной функции $A(qU/E)$, имеем

$$U_{sr} \varphi(U_{sr}, \bar{U}) \approx \frac{E}{qk} \varphi\left(\frac{E}{qk}, \bar{U}\right) \quad (2.38)$$

Подставляя это выражение в (2.37), окончательно получаем

$$B(\bar{U}, E) = \frac{C_{00} E}{k} \varphi\left(\frac{E}{qk}, \bar{U}\right) , \quad (2.39)$$

т.е. вид аппаратной функции определяется в основном функцией распределения по шумам, а значение аппаратной функции в максимуме с уменьшением энергии будет стремиться к нулю.

Например, для функции распределения шума вида $\varphi(U - \bar{U})$ из выражения (2.39) следует, что пропускание анализатора с уменьшением энергии будет линейно падать. Пропусканием анализатора мы называем коэффициент, равный отношению максимального тока на выходе анализатора к току моноэнергетического пучка на входе анализатора.

Во втором случае, поскольку распределение шума $\varphi(U, \bar{U})$ значительно уже аппаратной функции $A(qU/E)$, применяя теорему о

среднем и предполагая, что $A(qU/E) \approx A(q\bar{U}/E)$, получаем

$$B(\bar{U}, E) \approx A(q\bar{U}/E), \quad (2.40)$$

т. е. ширина аппаратной функции будет линейно возрастать с ростом энергии, а пропускание анализатора останется неизменным.

Проследим, как меняется вид аппаратной функции спектрометра при наличии шума в зависимости от энергии на примере функции распределения по шумам вида $\varphi(U, \bar{U}) = \varphi(U - \bar{U})$. Для этого рассмотрим аппаратную функцию $B(\bar{U}, E)$ как функцию распределения по $\bar{U}$, которую можно охарактеризовать средним значением $\langle U \rangle$ и дисперсией $\langle \Delta U^2 \rangle$,

$$\langle U \rangle = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} \bar{U} B(\bar{U}, E) d\bar{U}}{\int_{-\infty}^{+\infty} B(\bar{U}, E) d\bar{U}} \quad (2.41)$$

$$\langle U^2 \rangle = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} (\bar{U} - \langle U \rangle)^2 B(\bar{U}, E) d\bar{U}}{\int_{-\infty}^{+\infty} B(\bar{U}, E) d\bar{U}}. \quad (2.42)$$

После несложных математических преобразований получим, что среднее значение потенциала пропорционально энергии

$$\langle U \rangle = \frac{C_{-20}}{C_{-10}} \frac{E}{q}, \quad (2.43)$$

Где C_{-20} и C_{-10} – задаются выражением (2.22).

дисперсию аппаратной функции вычислим, подставив (2.43) в выражение (2.42) и проинтегрировав,

$$\langle U^2 \rangle = \sigma^2 + b^2 E^2, \quad (2.44)$$

где $b^2 = \frac{C_{-30}C_{-10} - C_{-20}^2}{C_{-10}^2 q^2}$.

На рисунке 2.8 качественно показано поведение ширины аппаратной функции и ее значения в максимуме в зависимости от энергии E . Величина $E^2 b^2$ соответствует дисперсии аппаратной функции по U в отсутствии флуктуаций потенциала и может быть определена экспериментально.

Следует отметить, для рассмотренной функции распределения по шумам вида $\varphi(U - \bar{U})$ решение уравнения (2.31) может быть найдено в общем виде. Применяя преобразования Фурье к уравнению (2.31), получим решение в виде ряда [11]

$$\int_0^{+\infty} \delta(E) f(E) A\left(\frac{q\bar{U}}{E}\right) dE = \sum_{s=0}^{+\infty} D_s \frac{d^s I_1(\bar{U})}{d\bar{U}^s} = I(\bar{U}), \quad (2.45)$$

где

$$D_0 \int_0^{+\infty} \varphi(z) dz = 1, \quad \sum_{s=0}^m D_s \int_{-\infty}^{\infty} z^{m-s} \varphi(z) dz \frac{1}{(m-s)!} = 0. \quad (2.46)$$

Учитывая условия нормировки (2.30), для первых трех коэффициентов получаем

$$D_0 = 1, \quad D_1 = 0, \quad D_2 = -\frac{\sigma^2}{2}.$$

Учитывая, что решение уравнения (2.45) в виде ряда было найдено выше (2.20), получаем окончательное решение

$$f(qk\bar{U}) = \frac{1}{qI_0\delta(qk\bar{U})} \sum_{n=0}^{+\infty} \sum_{m=0}^{+\infty} D_m B_n \bar{U}^{n-1} \frac{d^{m+n} I_1(\bar{U})}{d\bar{U}^{m+n}}, \quad (2.47)$$

где коэффициент анализатора k определяется выражением (2.24). С

точностью до производных второго порядка полученное выражение совпадает с выражением (2.36).

Влияние флуктуаций на аппаратную функцию спектрометра с двумя отклоняющими электродами

Проведенный выше анализ сделан для случая, когда потенциал подавался на один электрод. Рассмотрим теперь случай, когда потенциалы подаются на два электрода. Выражение для среднего значения тока на выходе анализатора при условии, что время измерения много больше характерного периода флуктуаций, имеет вид

$$I_1(\bar{U}_1, \bar{U}_2) = I_0 \iint_{-\infty}^{+\infty} \varphi(U_1, U_2, \bar{U}_1, \bar{U}_2) \int_0^{+\infty} \delta(E) f(E) A\left(\frac{qU_1}{E}, \frac{qU_2}{E}\right) dE dU_1 dU_2 = \\ = \iint_{-\infty}^{+\infty} \varphi(U_1, U_2, \bar{U}_1, \bar{U}_2) I(U_1, U_2) dU_1 dU_2, \quad (2.48)$$

где $\varphi(U_1, U_2, \bar{U}_1, \bar{U}_2)$ - нормированная функция распределения по шумам потенциалов, удовлетворяющая условиям

$$\begin{aligned} \iint_{-\infty}^{+\infty} \varphi(U_1, U_2, \bar{U}_1, \bar{U}_1) dU_1 dU_2 &= 1, \\ \iint_{-\infty}^{+\infty} U_1 \varphi(U_1, U_2, \bar{U}_1, \bar{U}_1) dU_1 dU_2 &= \bar{U}_1, \\ \iint_{-\infty}^{+\infty} U_2 \varphi(U_1, U_2, \bar{U}_1, \bar{U}_1) dU_1 dU_2 &= \bar{U}_2, \\ \iint_{-\infty}^{+\infty} (U_1 - \bar{U}_1)^2 \varphi(U_1, U_2, \bar{U}_1, \bar{U}_1) dU_1 dU_2 &= \sigma_1^2, \\ \iint_{-\infty}^{+\infty} (U_2 - \bar{U}_2)^2 \varphi(U_1, U_2, \bar{U}_1, \bar{U}_1) dU_1 dU_2 &= \sigma_2^2, \\ \iint_{-\infty}^{+\infty} (U_1 - \bar{U}_1)(U_2 - \bar{U}_2) \varphi(U_1, U_2, \bar{U}_1, \bar{U}_1) dU_1 dU_2 &= \text{cov}(\bar{U}_1, \bar{U}_2) \end{aligned} \quad (2.49)$$

Предполагая, как и в случае с одним отклоняющим электродом, что

функция $I(U_1, U_2)$ слабо меняется на ширине функции распределения по шумам, разлагая функцию $I(U_1, U_2)$ в ряд Тейлора в окрестности точки $(\bar{U}_1, \bar{U}_2)$, предполагая, что в первом приближении $I_1(\bar{U}_1, \bar{U}_2) \approx I(\bar{U}_1, \bar{U}_2)$, и оставляя члены с производными не более чем второго порядка, получаем

$$I(\bar{U}_1, \bar{U}_2) \approx I_1(\bar{U}_1, \bar{U}_2) - \frac{1}{2}(\sigma_1^2 \frac{\partial^2 I_1}{\partial \bar{U}_1^2} + 2 \text{cov}(\bar{U}_1, \bar{U}_2) \frac{\partial^2 I_1}{\partial \bar{U}_1 \partial \bar{U}_2} + \sigma_2^2 \frac{\partial^2 I_1}{\partial \bar{U}_2^2}) . \quad (2.50)$$

Если средние значения потенциалов линейно связаны $\bar{U}_2 = \lambda \bar{U}_1$, и учитывая уравнение (2.20), то функция распределения частиц по энергии с точностью до членов со второй производной имеет вид

$$\begin{aligned} f(qk \bar{U}_1) \approx & \frac{1}{I_0 \delta(qk \bar{U}_1)} (B_0 \frac{I_1(\bar{U}_1, \lambda \bar{U}_1)}{\bar{U}_1} + B_2 \bar{U}_1 \frac{d^2 I_1(\bar{U}_1, \lambda \bar{U}_1)}{d \bar{U}_1^2}) \\ & - \frac{1}{2 I_0 \delta(qk \bar{U}_1)} (\sigma_1^2 \frac{\partial^2 I_1}{\partial \bar{U}_1^2} + 2 \text{cov}(\bar{U}_1, \bar{U}_2) \frac{\partial^2 I_1}{\partial \bar{U}_1 \partial \bar{U}_2} + \sigma_2^2 \frac{\partial^2 I_1}{\partial \bar{U}_2^2})_{\bar{U}_2 = \lambda \bar{U}_1} \end{aligned} \quad (2.51)$$

Из выражения (2.51) следует, что для более точного восстановления энергетического спектра необходимо знать значения выходного сигнала не только в точках, где потенциалы линейно связаны, но и в некоторой их окрестности. В случае, если выполняются дополнительные условия на шумы потенциалов

$$\sigma_2^2 = \lambda^2 \sigma_1^2, \quad \text{cov}(U_1, U_2) = \lambda \sigma_1^2, \quad (2.52)$$

выражение (2.51) преобразуется в выражение в полных производных и для восстановления такого спектра с точностью до поправок связанных со второй производной, достаточно знать сигнал в точках, где средние значения потенциалов линейно связаны.

Отметим, что результаты, полученные для спектрометров с двумя электродами, могут быть легко обобщены на случай анализатора с n — электродами.

2.5 Применение сглаживающих фильтров при восстановлении спектров

При регистрации выходного сигнала всегда на полезный сигнал накладывается шум обусловленный колебаниями тока исходного пучка, статистическим характером регистрации и т.д., поэтому полученный сигнал часто дополнительно сглаживается при помощи фильтров, которые в свою очередь приводят к дополнительному искажению сигнала.

Простейшим из фильтров является фильтр с постоянным спектральным окном. Уравнение для фильтрованного сигнала

$$I_1(\bar{U}) = \int_{-\infty}^{+\infty} I(U) \varphi(U - \bar{U}) dU . \quad (2.53)$$

или, учитывая (2.15),

$$I_1(\bar{U}) = I_0 \int_{-\infty}^{+\infty} \varphi(U - \bar{U}) \int_0^{+\infty} \delta(E) f(E) A\left(\frac{qU}{E}\right) dE dU . \quad (2.54)$$

С формальной точки зрения один из методов сглаживания спектра выглядит следующим образом: к сигналу на выходе спектрометра применяется Фурье преобразование, далее полученный образ умножается на частотный фильтр, после чего применяется обратное Фурье преобразование [55]

$$\begin{aligned}
I_1(U) &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} (I(\omega) + \Delta I(\omega)) G(\omega) e^{-i\omega U} d\omega = \\
&= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \left(\int_{-\infty}^{+\infty} (I(\check{U}) + \Delta I(\check{U})) e^{i\omega \check{U}} d\check{U} \right) G(\omega) e^{-i\omega U} d\omega = , \\
&= \int_{-\infty}^{+\infty} I(\check{U}) \varphi(\check{U} - U) d\check{U} + \int_{-\infty}^{+\infty} \Delta I(\check{U}) \varphi(\check{U} - U) d\check{U}
\end{aligned} \tag{2.55}$$

Где $\Delta I(U)$ - флуктуации наложившиеся на полезный сигнал.

Если предполагать, что второе слагаемое в правой части уравнения будет стремиться к нулю вместе с его производными, то задача восстановления спектра в этом случае сводится к решению уравнения вида (2.31). Действительно, меняя порядок интегрирования в (2.55) получаем

$$I_1(U) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} I(\check{U}) \left(\int_{-\infty}^{+\infty} G(\omega) e^{i\omega(\check{U}-U)} d\omega \right) d\check{U} = \int_{-\infty}^{+\infty} I(\check{U}) \varphi(\check{U} - U) d\check{U} . \tag{2.56}$$

Решение этого уравнения получено выше (уравнение (2.47)). С чисто формальной точки зрения этот метод сглаживания спектра является разновидностью метода фильтрации с постоянным спектральным окном.

Последовательность шагов при таком алгоритме восстановления спектра следующая:

- 1) применение фильтра для подавления флуктуаций,
- 2) воспользоваться, например, решением (2.36) для улучшения энергетического разрешения.

При этом предполагается, что известна аппаратная функция спектрометра и, соответственно, вычислены ее моменты, кроме того вычислена функция $\varphi(\check{U} - U)$ и ее моменты.

На Рис. 2.9 приведен пример реального спектра ионов дейтерия, отраженных от поверхности бериллия, восстановленный по разным методикам.

Выводы

Суммируя изложенное в этой главе, можно сделать следующие выводы:

1. для электростатических спектрометров, исходя из первых принципов, получено общее уравнение связи между энергетическим распределением частиц и сигналом на выходе при условии независимости на входе в спектрометр энергетического распределения от углового;
2. для случая линейной связи потенциалов показано, что уравнение сводится к свертке меллиновского типа, было получено общее решение в виде ряда, с помощью которого была оценена область применимости стандартного решения восстановления спектра делением на энергию;
3. исследован случай идеального электростатического спектрометра, для которого доказано, что электростатический спектрометр с линейно связанными потенциалами не является идеальным измерительным прибором; в общем случае, вопрос о существовании режима, в котором спектрометр может быть идеальным прибором связан с возможностью представить аппаратную функцию в виде $A(W - E)$;
4. исследовано влияние флуктуаций потенциалов на поведение аппаратной функции и получено решение уравнения для этого случая, доказана применимость стандартного решения для этого случая, найдены поправки улучшающие разрешение;
5. показано, что, при использовании фильтра с постоянным окном, уравнение связи между фильтрованным сигналом и функцией распределения эквивалентно уравнению с флуктуациями потенциалов.

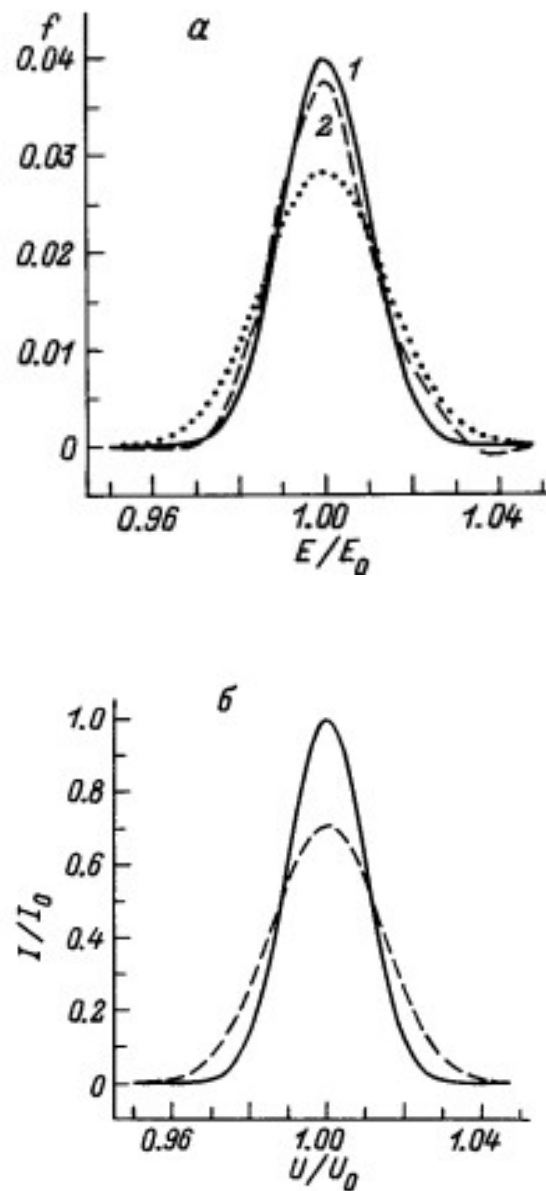


Рис. 2.1. Результаты восстановления энергетического распределения.

а: сплошная кривая - истинное распределение; точки — распределение, полученное делением выходного сигнала на энергию; штриховая кривая — распределение с точностью до поправки, связанной со второй производной;

б: известный выходной сигнал — штриховая кривая; аппаратная функция — сплошная кривая (ширина истинного распределения на половине высоты равна ширине аппаратной функции на половине высоты).

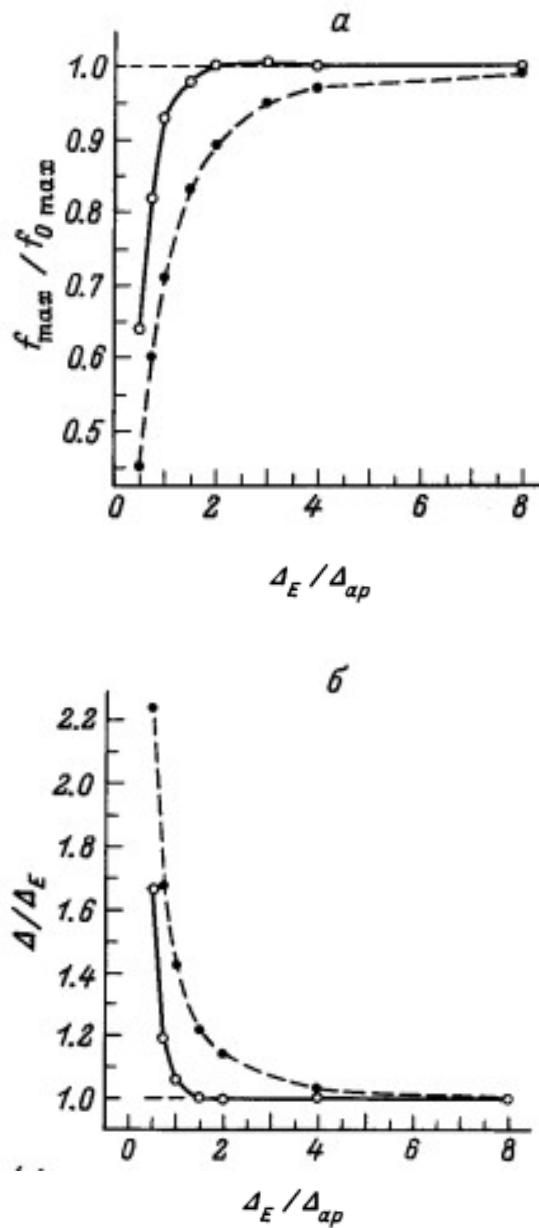


Рис. 2.2. $f_{\max}$ — высота восстановленного спектра, $f_{0\max}$ — высота истинного распределения, Δ — ширина на половине высоты восстановленного спектра, Δ_E — ширина на половине высоты истинного распределения, Δ_{ap} — ширина на половине высоты аппаратной функции; сплошная кривая — с учетом поправки, связанной со второй производной, штриховая кривая — для спектров, полученных простым делением на энергию.

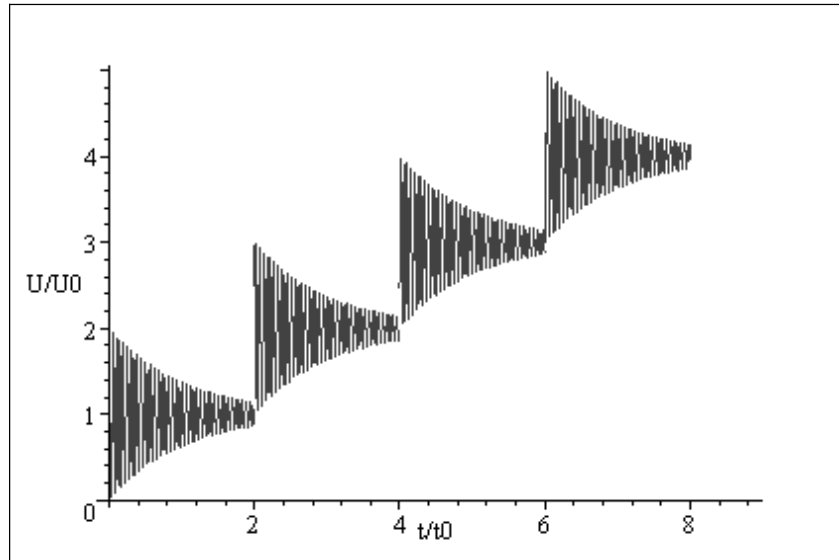


Рис. 2.3. Развертка по времени напряжения на пластинах спектрометра при пошаговой развертке (U_0 - шаг развертки по напряжению, t_0 - постоянная затухания по времени).

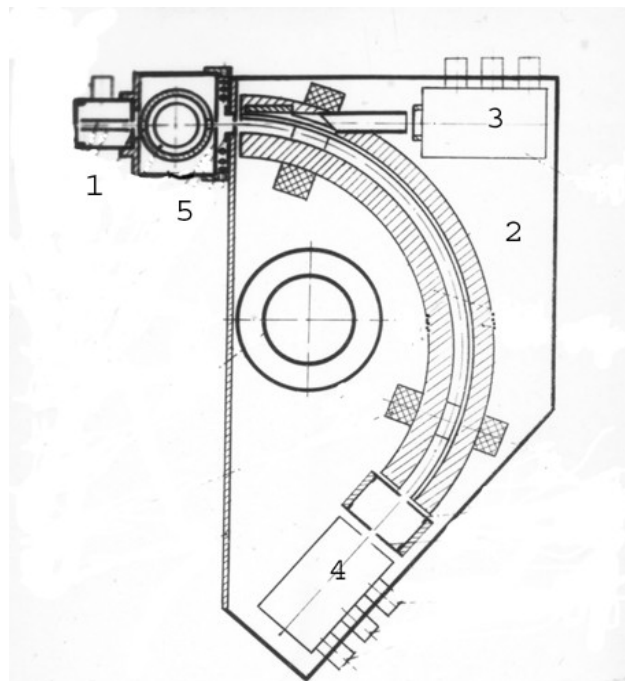


Рис. 2.4. Схема анализатора: 1 — коллимирующие диафрагмы с отклоняющими пластинами на входе в анализатор, 2 — пластины сферического дефлектора, 3 — пленочный пролетный детектор (ВЭУ 6), 4 — выходной детектор (ВЭУ 6), 5 — камера обдирки.

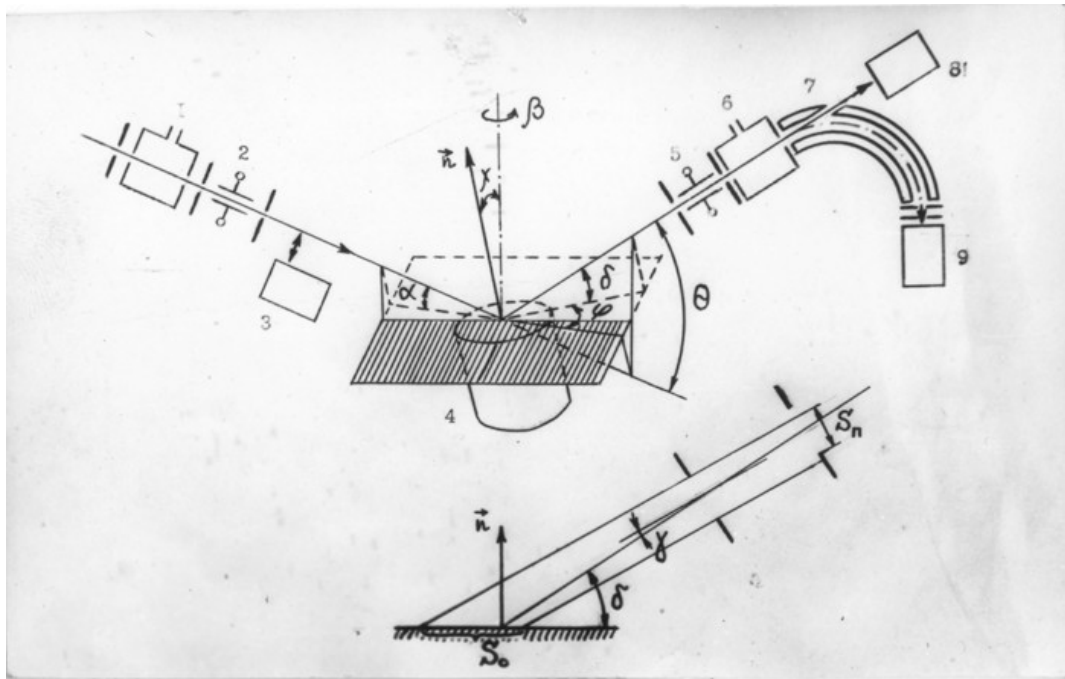


Рис. 2.5. Схема проведения экспериментов: 1 - камера перезарядки, 2 — отклоняющие пластины, 3 — цилиндр Фарадея, 4 — мишенный узел, 5 — отклоняющие пластины на входе в анализатор, 6 — камера обдирки, 7 — сферический дефлектор, 8 — пролетный пленочный детектор, 9 — детектор на выходе спектрометра.

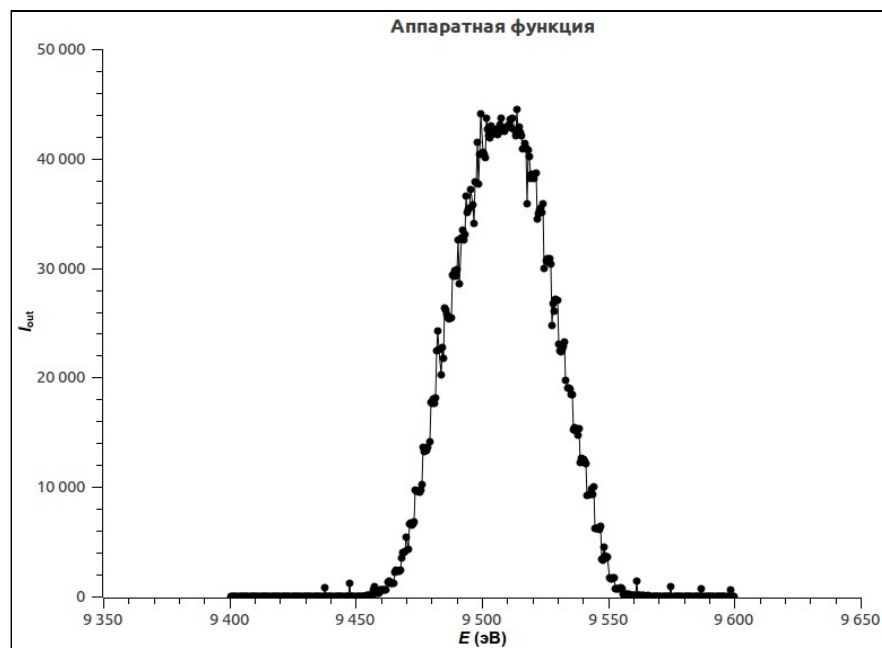


Рис. 2.6. Аппаратная функция спектрометра, снятая с минимальным шагом по энергии.

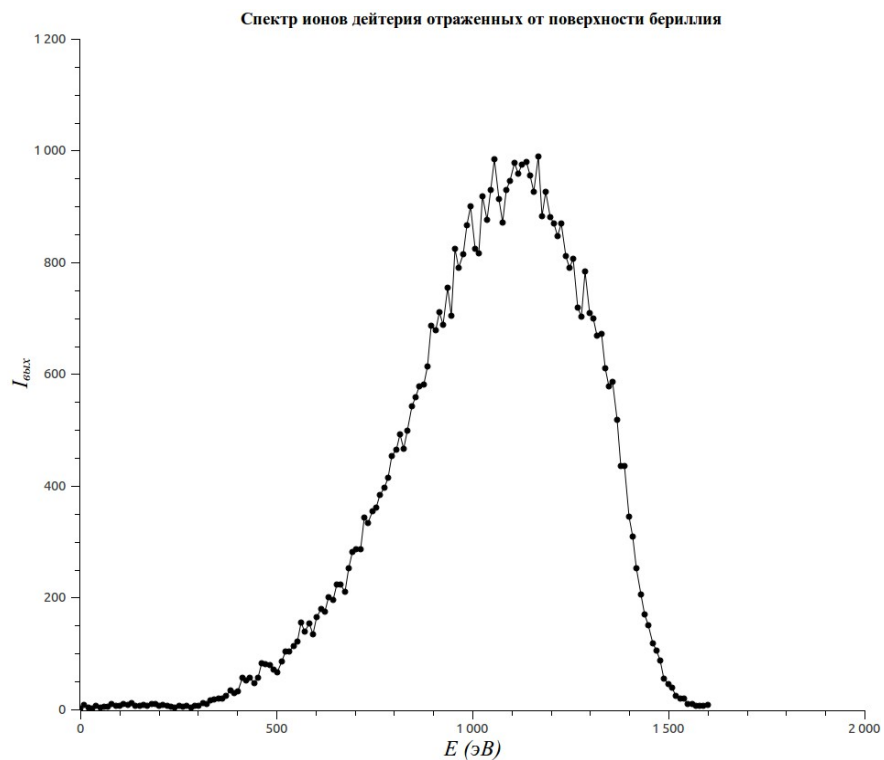


Рис. 2.7. Типичный необработанный спектр отражения ионов дейтерия от поверхности бериллия, полученный на установке «Большой масс-монокроматор»

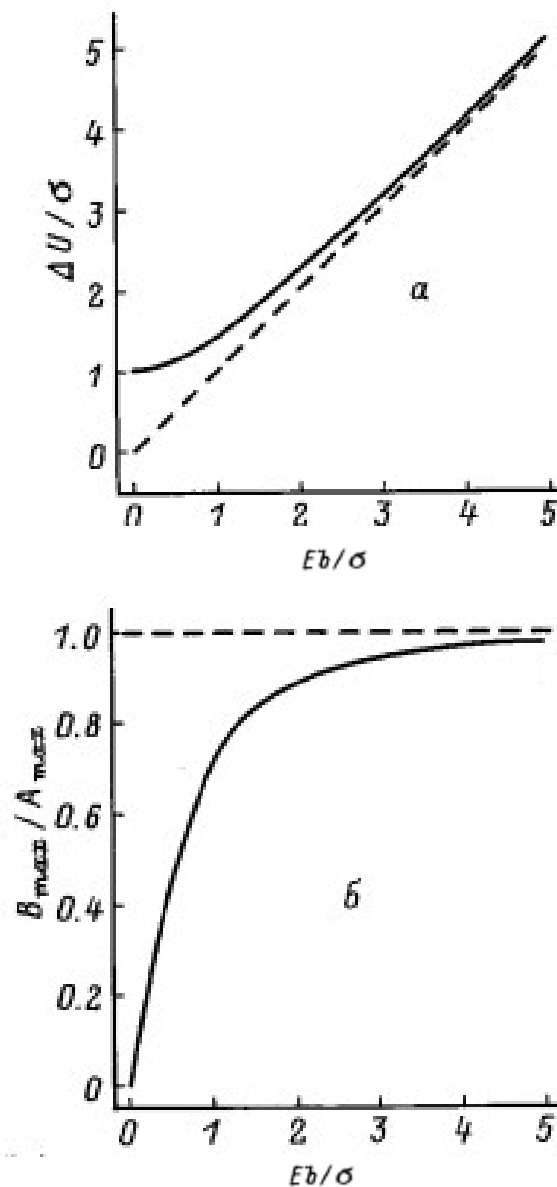


Рис. 2.8. Зависимости для дисперсионного электростатического спектрометра:

а) - отношения дисперсии аппаратной функции ΔU (с учетом влияния флуктуаций потенциала) и дисперсии шума σ , б) отношения высоты аппаратной функции B_{max} (с учетом влияния флуктуаций потенциалов) к высоте аппаратной функции A_{max} (без учета шума) от отношения дисперсии аппаратной функции (без учета шума) bE к величине дисперсии флуктуаций потенциалов на электродах анализатора σ .

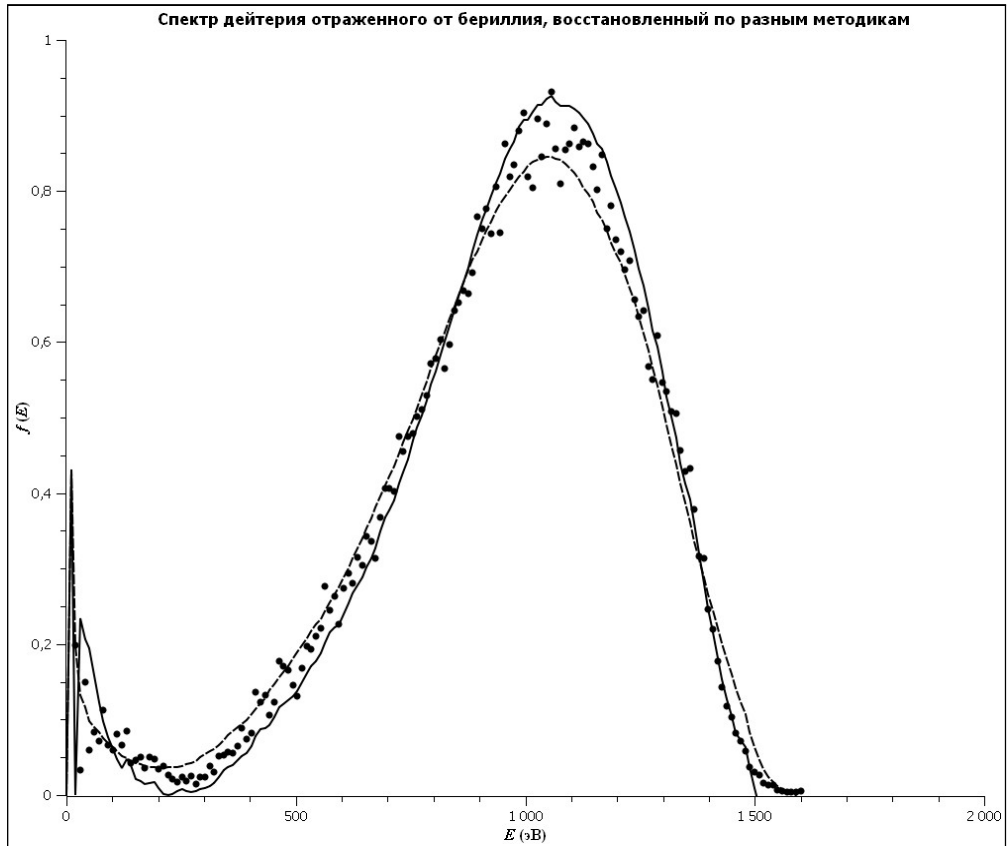


Рис. 2.9. Восстановленный по разным методикам спектр ионов дейтерия, отраженных от поверхности бериллия (точки — экспериментальный спектр деленный на энергию; пунктир — сглаженный спектр, деленный на энергию; сплошная линия — сглаженный спектр, восстановленный по формуле (2.36)).

Глава 3. Аппаратная функция магнитного анализатора и обработка экспериментальных данных

3.1 Аппаратная функция магнитного спектрометра

Рассмотрим движение заряженных частиц в магнитном поле. Уравнение движения релятивистской заряженной частицы в постоянном магнитном поле

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{m \vec{v}}{\sqrt{1-v^2/c^2}} \right) = \frac{qe}{c} [\vec{v}, \vec{H}] \quad (3.1)$$

Учитывая, что кинетическая энергия частиц в магнитном поле не меняется ($d v / d S = 0$) и уравнение (2.1), а также вводя вектор $\vec{h} = \vec{H} / H$, для уравнения движения получаем

$$\frac{d^2 \vec{R}}{d S^2} = \frac{q e H}{p c} \left[\frac{d \vec{R}}{d S}, \vec{h} \right] \quad (3.2)$$

где $p = \frac{m v}{\sqrt{1-v^2/c^2}}$ - модуль импульса.

Рассмотрим магнитный анализатор заряженных частиц, работающий в режиме спектрометра. Считая, что магнитное поле в анализаторе создается элементами магнитной оптики, причем поля, создаваемые этими элементами, линейно связаны по величине (аналог условия (2.13)), для частицы с координатами (η, ξ) на входной диафрагме анализатора, вылетающей в направлении, задаваемом углами (α, β) , с импульсом p , из уравнений движения получим координаты частицы на выходной диафрагме анализатора

$$\eta_1 = \eta_1(\eta, \xi, \alpha, \beta, qH/p), \quad \xi_1 = \xi_1(\eta, \xi, \alpha, \beta, qH/p), \quad (3.3)$$

где H - величина напряженности магнитного поля в произвольно выбранной фиксированной точке.

Для функции распределения частиц по величине импульса, не зависящей от распределения по углам и сечению, количество частиц, проходящих через отверстие во входной диафрагме в единицу времени, связаны соотношением аналогичным соотношению для электростатических анализаторов,

$$I(H) = I_0 \int_0^{\infty} \delta(p, m) f(p) A\left(\frac{qH}{p}\right) dp. \quad (3.4)$$

Значение импульса, соответствующего настройке анализатора, и величина магнитного поля H связаны соотношением

$$p_1 = qkH. \quad (3.5)$$

Для функции распределения, значение которой слабо меняется на ширине аппаратной функции, приближенное решение уравнения (3.4) будет иметь вид

$$f(qkH) \approx \frac{I(H)}{\delta C I_0 q H}, \quad (3.6)$$

где $C = \int_0^{\infty} A(1/z) dz$ - постоянная, $z = p/qH$.

Если частицы на входе в анализатор обладают одинаковой массой, то уравнение (3.6) дает нам распределение частиц по скорости. Для того, чтобы

получить распределение частиц по энергии в не релятивистском случае, запишем уравнение (3.4) в виде

$$I(H) = I_0 \int_0^{\infty} \delta(E, m) f(E, m) A\left(\frac{qH}{\sqrt{2mE}}\right) dE. \quad (3.7)$$

Несложно получить приближенное решение уравнения (3.7)

$$f(k^2 q^2 H^2 / 2m) \approx \frac{m I(H)}{\delta C_1 I_0 q^2 H^2}. \quad (3.8)$$

где $C_1 = \int_0^{\infty} A\left(\frac{1}{\sqrt{2z}}\right) dz$ - постоянная.

Таким образом, для восстановления энергетического спектра надо сигнал на выходе спектрометра поделить на эффективность регистрации детектора и на квадрат напряженности магнитного поля.

3.2 Алгоритмы восстановления энергетического и масс-спектров, полученных масс-анализатором с двойной фокусировкой

Двухкаскадные спектрометры с двойной фокусировкой, состоящие из последовательно расположенных электростатического и магнитного секторного спектрометров (Рис. 3.1), широко применяются при исследовании параметров плазмы и взаимодействия плазмы с поверхностью. Развертка спектров осуществляется как изменением электрического или магнитного полей, так и их совместным изменением [1],[56] в зависимости от целей

измерения (энергетические распределения или изотопный состав потока частиц).

Для получения уравнения, связывающего сигнал на выходе спектрометра и распределения по энергии и массам потока заряженных частиц на входе в спектрометр, воспользуемся уравнениями (2.15) и (3.7). Комбинируя эти уравнения, получаем, что сигнал на выходе такой системы связан с функцией распределения уравнением

$$I(U, H) = \sum_i I_{0i} \int_0^\infty \delta_i(E) f_i(E) A_1\left(\frac{q_i U}{E}\right) A_2\left(\frac{q_i H}{\sqrt{2 m_i E}}\right) dE, \quad (3.9)$$

где суммирование ведется по всем различным массам частиц,

$A_1\left(\frac{qU}{E}\right)$ - аппаратная функция электростатического спектрометра,

$A_2\left(\frac{qH}{\sqrt{2 m E}}\right)$ - аппаратная функция магнитного спектрометра.

Энергия настройки и импульс связаны с напряжением развертки и напряженностью магнитного поля соотношениями

$$W = q k_1 U, \quad p = q k_2 H, \quad (3.10)$$

где k_1, k_2 - постоянные.

Для измерения энергетического спектра с фиксированным отношением массы частиц к заряду используется режим развертки, в котором

$$\frac{m_i U}{q_i H^2} = \text{const}. \quad (3.11)$$

В итоге получаем уравнением

$$I(U) = I_{0i} \int_0^{\infty} \delta_i(E) f_i(E) A_1\left(\frac{q_i U}{E}\right) A_2\left(\sqrt{\frac{q_i U}{2E}}\right) dE = I_{0i} \int_0^{\infty} \delta_i(E) f_i(E) A\left(\frac{q_i U}{E}\right) dE, \quad (3.12)$$

Решение уравнения (3.12) в виде ряда было получено выше (2.20). В первом приближении решение сводится к делению выходного сигнала на напряжение развертки или, учитывая уравнение (3.10), на энергию настройки анализатора

$$f_i(q_i k_1 U) \approx \frac{B_0 I(U)}{q_i I_{0i} U \delta_i(q_i k_1 U)}, \quad (3.13)$$

где $B_0 = \text{const}$ - постоянная, выражаемая через моменты аппаратной функции. Относительное энергетическое разрешение остается постоянным $\Delta W / W = \text{const}$.

Режимы развертки, в которых $U = \text{const}$ или $H = \text{const}$, используются для снятия масс-спектров. При стандартной процедуре измерение интенсивности пиков производится по плоской вершине, что накладывает дополнительные ограничения на разрешение спектрометра. В работах [57], [58] показано, что для измерения изотопных отношений эффективной оценкой может служить площадь пика. Однако, в этих работах, чтобы получить постоянную ширину пика и восстанавливать спектр с помощью уравнения свертки использовалась экспоненциальная развертка, что фактически означает построение масс-спектра в логарифмическом масштабе по переменным U или H .

В случае линейной развертки по напряжению или напряженности магнитного поля уравнение свертки, как было показано выше, не применимо. Однако, уравнение (3.9) позволяет восстанавливать спектр для таких разверток. В случае если алгоритм обработки сигнала предусматривает

простое вычисление площади пика, требуется дополнительная нормировка на отношение массы к заряду, что предполагает априорное знание значения этого отношения. Однако существует алгоритм восстановления, при котором дополнительной нормировки не требуется.

При фиксированном значении напряжения на пластинах электростатического спектрометра развертка по магнитному полю представляет собой ряд пиков, каждый из которых соответствует какой-либо массе. Поделив уравнение (3.9) на H , интегрируя по магнитному полю и предполагая, что функция распределения слабо меняется на ширине аппаратной функции электростатического спектрометра, получаем приближенное уравнение

$$\int_0^{\infty} \left(\frac{I_i(U, H)}{H} \right) dH \approx I_{0i} \cdot f_i(W) \cdot \delta_i(W) \cdot C_2 \cdot \int_0^{\infty} A_1 \left(\frac{q_i U}{E} \right) dE \approx I_{0i} \cdot f_i(W) \cdot \delta_i(W) \cdot C_2 \cdot C_1 \cdot q_i U, \quad (3.14)$$

где W – энергия настройки электростатического спектрометра $W = q_i kU$, C_1 и C_2 – постоянные.

Используя уравнение (3.14) для пиков разной массы, несложно найти относительные доли (вес) этих пиков при заданной энергии. Для нахождения относительной доли пика в этом случае требуется априорное знание только величин зарядов соответствующих пиков, при условии, что эффективность регистрации различных ионов одинакова

$$\frac{I_{0n} \cdot f_n(W)}{I_{0i} \cdot f_i(W)} \approx \frac{q_i \delta_i(W) \int_0^{\infty} \left(\frac{I_n(U, H)}{H} \right) dH}{q_n \delta_n(W) \int_0^{\infty} \left(\frac{I_i(U, H)}{H} \right) dH}. \quad (3.15)$$

Рассмотрим альтернативный способ восстановления массового спектра

для этого же случая развертки, основанный на простом вычислении площади. Проинтегрируем уравнение (3.9) по H

$$\int_0^{\infty} I_i(U, H) dH \approx I_{0i} \sqrt{2m_i q_i} \cdot f_i(W) \cdot \delta_i(W) \cdot C_3 \cdot C_4 \cdot U^{3/2}, \quad (3.16)$$

или

$$\frac{I_{0n} \cdot f_n(W)}{I_{0i} \cdot f_i(W)} \approx \frac{\delta_i(W) \int_0^{\infty} (I_n(U, H)) dH}{\delta_n(W) \int_0^{\infty} (I_i(U, H)) dH} \sqrt{\frac{m_i q_i}{m_n q_n}}. \quad (3.17)$$

Заметим, что выражение (3.17) в отличие от уравнения (3.15) содержит помимо заряда еще и массу, и для восстановления спектра для каждого элемента предварительно идентифицировать каждый пик по заряду и массе.

Помимо рассмотренного выше способа развертки магнитным полем, можно зафиксировать магнитное поле, а развертку осуществлять, меняя напряжение на электродах электростатического спектрометра. В этом случае удобно перейти от уравнения (3.9) с интегралом по энергии к уравнению с интегрированием по импульсу

$$I(U, H) = \sum_i I_{0i} \int_0^{\infty} \delta_i(p) f_i(p) A_1\left(\frac{2m_i q_i U}{p^2}\right) A_2\left(\frac{q_i H}{p}\right) dp. \quad (3.18)$$

Если функция распределения слабо меняется на ширине аппаратной функции магнитного спектрометра, то получаем приближенное уравнение

$$\int_0^{\infty} \left(\frac{I_i(U, H)}{U} \right) dU \approx I_{0i} C_5 C_6 \cdot f_i(p) \cdot \delta_i(p) q_i H, \quad (3.19)$$

или

$$\frac{I_{0n} \cdot f_n(p)}{I_{0i} \cdot f_i(p)} \approx \frac{q_i \delta_i(p) \int_0^\infty \left(\frac{I_n(U, H)}{U} \right) dU}{q_n \delta_n(p) \int_0^\infty \left(\frac{I_i(U, H)}{U} \right) dU}, \quad (3.20)$$

из которого несложно найти относительные доли пиков при фиксированном значении импульса.

Если воспользоваться методом простого определения площади пиков, то получается следующее выражение

$$\int_0^\infty I_i(U, H) dU \approx I_{0i} C_7 C_8 \cdot f_i(p) \cdot \delta_i(p) \frac{q_i^2 H^3}{m_i}, \quad (3.21)$$

или

$$\frac{I_{0n} \cdot f_n(p)}{I_{0i} \cdot f_i(p)} \approx \frac{q_i^2 m_n \delta_i(p) \int_0^\infty I_n(U, H) dU}{q_n^2 m_i \delta_n(p) \int_0^\infty I_i(U, H) dU}. \quad (3.22)$$

Каждое из выражений (3.15), (3.17), (3.20) и (3.22) позволяет определить относительную долю элемента в потоке частиц, но только выражения (3.15) и (3.22) не требуют априорного знания массы элементов.

В заключение отметим, что уравнения (3.9) и (3.18) сохраняют свой вид независимо от порядка расположения спектрометров, если используется электростатический спектрометр без предварительного торможения. Следовательно, алгоритмы восстановления спектров будут в обоих случаях эквивалентны. При использовании электростатического спектрометра с предварительным торможением уравнения (3.9) и (3.18) применимы, если он расположен после магнитного спектрометра и используется в режиме ПФТ (режим постоянного фактора торможения – режим, в котором тормозящий потенциал и потенциалы на отклоняющих пластинах линейно связаны).

3.3 Восстановление масс-спектра для магнитного спектрометра с разверткой ускоряющим напряжением

Для измерения состава плазмы применяются магнитные спектрометры с разверткой ускоряющим напряжением. Поток ионов после предварительного ускорения попадает в магнитный спектрометр со стационарным магнитным полем. Образцом такого масс-спектрометра служит, например, масс-спектрометр в собственном магнитном поле установки описанный в работах [59], [60], [61]. При количественном анализе с помощью такого типа анализаторов возникает проблема с нормировкой пиков масс-спектров вследствие немонохроматичности потока ионов, т. к. способ определения интенсивности пика по плоской вершине сильно ухудшает разрешение по массам, а при высоком разрешении вклад в форму пика от аппаратной функции (которая часто неизвестна) и энергетического распределения сопоставим, и простое определение относительного вклада ионов разной массы по площади пика без дополнительной нормировки будет давать неверный результат.

При упрощающем предположении, что угловое распределение частиц после прохождения ускоряющего напряжения на входе в магнитный спектрометр будет неизменным, для решения задачи можно воспользоваться уравнением (3.7). Сигнал на выходе спектрометра для пика i массы будет описываться следующим уравнением

$$I_i(H, U) = I_{0i} \int_0^{\infty} \delta(E + q_i U, m_i) f(E, m_i) A\left(\frac{q_i H}{\sqrt{2 m_i (E + q_i U)}}\right) dE. \quad (3.23)$$

Проинтегрировав уравнение по U и изменив в правой части порядок интегрирования, получаем

$$\int_0^{\infty} I_i(H, U) dU = I_{0i} \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} \delta(E + q_i U, m_i) f(E, m_i) A\left(\frac{q_i H}{\sqrt{2 m_i (E + q_i U)}}\right) dU dE \quad (3.24)$$

Формально расширяя область определения аппаратной функции на область отрицательных значений напряжения

$$A\left(\frac{q_i H}{\sqrt{2 m_i (q_i U + E)}}\right) \equiv 0, \quad U < 0, \quad (3.25)$$

получаем уравнение:

$$\int_0^{\infty} I_i(H, U) dU = I_{0i} \int_0^{\infty} \int_{-\frac{E}{q_i}}^{\infty} \delta(E + q_i U, m_i) f(E, m_i) A\left(\frac{q_i H}{\sqrt{2 m_i (E + q_i U)}}\right) dU dE. \quad (3.26)$$

Сделав замену переменных и учитывая, что функция распределения нормирована на единицу, получаем:

$$\int_0^{\infty} I_i(H, U) dU = \frac{I_{0i}}{q_i} \int_0^{\infty} \delta(z, m_i) A\left(\frac{q_i H}{\sqrt{2 m_i z}}\right) dz. \quad (3.27)$$

При условии, что эффективность регистрации слабо меняется на ширине аппаратной функции, получаем

$$\int_0^{\infty} I_i(H, U) dU \approx C \frac{I_{0i} q_i H^2}{m_i} \delta(\bar{E} + q_i U_{i \max}, m_i), \quad (3.28)$$

где C — постоянная.

Для относительной доли пиков получаем

$$\frac{I_{0i}}{I_{0n}} = \frac{m_i q_n \delta(\bar{E} + q_n U_{n \max}) \int_0^{\infty} I_i(H, U) dU}{m_n q_i \delta(\bar{E} + q_i U_{i \max}) \int_0^{\infty} I_n(H, U) dU}, \quad (3.29)$$

где $\bar{E}$ — средняя кинетическая энергия ионов до ускорения, $U_{\max}$ — ускоряющее напряжение соответствующее максимуму пика.

Таким образом для определения относительной доли пиков различной массы эффект от аппаратной функции будет входить в выражение лишь в виде отношения масс и зарядов и не требует уточнения формы пиков. Проверка работоспособности методики определения массового состава через площади пиков (3.29) может быть осуществлена следующим образом: сначала выходная щель делается достаточно широкой, чтобы наблюдались плоские вершины пиков, затем по двум методикам (по отношению значений пиков в максимуме и по отношению площадей под пиками) вычисляются относительные доли пиков, а полученные значения сравниваются. Затем, при условии, что полученные доли совпадают, щель делают узкой и производят измерения с высоким разрешением по массе.

На Рис. 3.3 показаны спектры, полученные с помощью масс-анализатора для диагностики пристеночной плазмы в собственном магнитном поле плазменных установок [60], [61]. Сравнительный анализ относительной доли попавших в анализатор ионов различной массы с помощью упомянутых выше методик для случая калибровочного спектра с широкой щелью (а) показывает, что систематическая ошибка при определении относительной доли ионов различных масс не превышает 10%. Пример применения формулы (3.29) для масс-спектра, полученного в режиме высокого разрешения с узкой щелью (б), дает относительную долю для ионов аргона по отношению ионам азота $I_{Ar}/I_{N_2}=1,22\pm0,08$, простое отношение амплитуды пиков дает отношение $I_{Ar}/I_{N_2}=1,04\pm0,04$. При измерениях в режиме высокого разрешения определение относительной доли ионов путем интегрирования сигнала по формуле (3.29) дает отличие от способа определения доли ионов по отношению амплитуд примерно на 20%. Таким образом, определение состава плазмы по измерению отношения амплитуд пиков в режиме высокого разрешения приводит к систематической ошибке.

Выводы

Суммируя изложенное в этой главе, можно сделать следующие выводы:

1. получено уравнение связи для магнитного спектрометра между функцией распределения по импульсу и сигналом на выходе и функцией распределения по энергии и сигналом на выходе, показано, что данное уравнение является уравнением свертки меллиновского типа;
2. на основе уравнения для магнитного спектрометра получено уравнение для двухкаскадного энерго-масс-спектрометра с двойной фокусировкой, проанализированы различные режимы восстановления энерго- и масс-спектров;
3. на основе уравнения для магнитного спектрометра получено уравнение для магнитного спектрометра с разверткой спектра ускоряющим напряжением, показана возможность оценки массового состава через площади пиков, получены нормировочные коэффициенты, на примере встраиваемого магнитного спектрометра для спектров ионов эмитированных из пристеночной плазмы получено, что систематическая ошибка при измерении масс-спектра не превышает 10%, и полученная формула обеспечивает лучшую точность при восстановлении масс-спектров в режиме высокого разрешения.

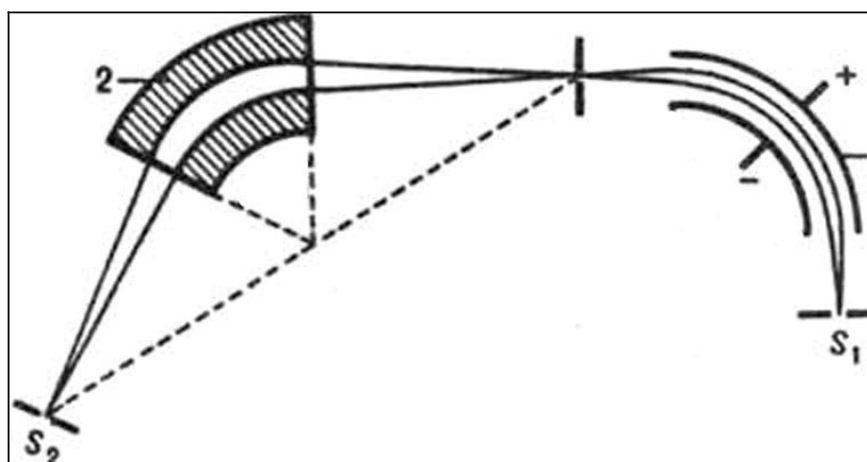


Рис. 3.1. Принципиальная схема двухкаскадного энерго-масс-спектрометра с двойной фокусировкой (1 - электростатический спектрометр, 2 — секторный магнитный спектрометр).

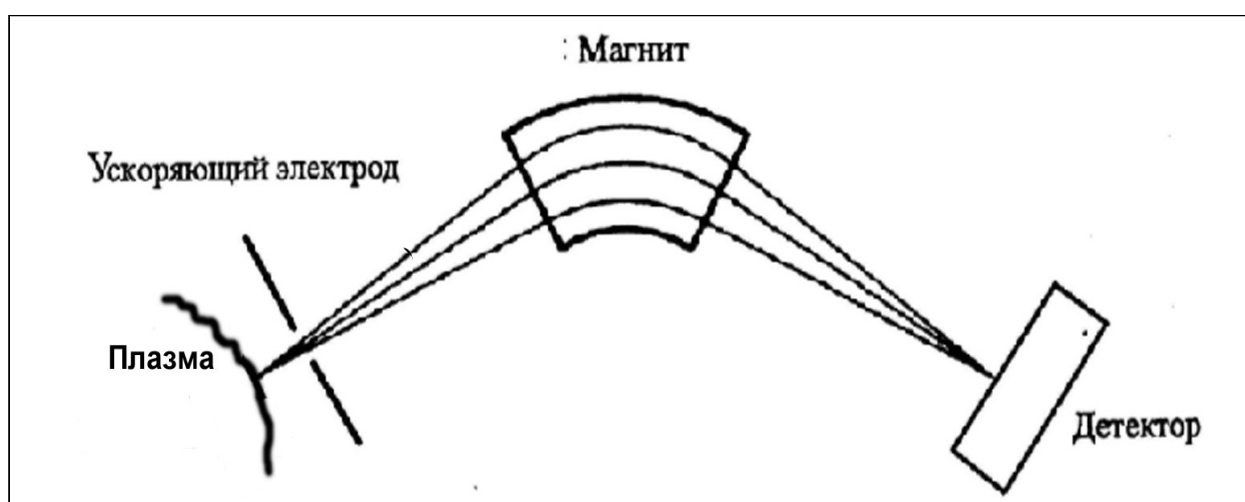
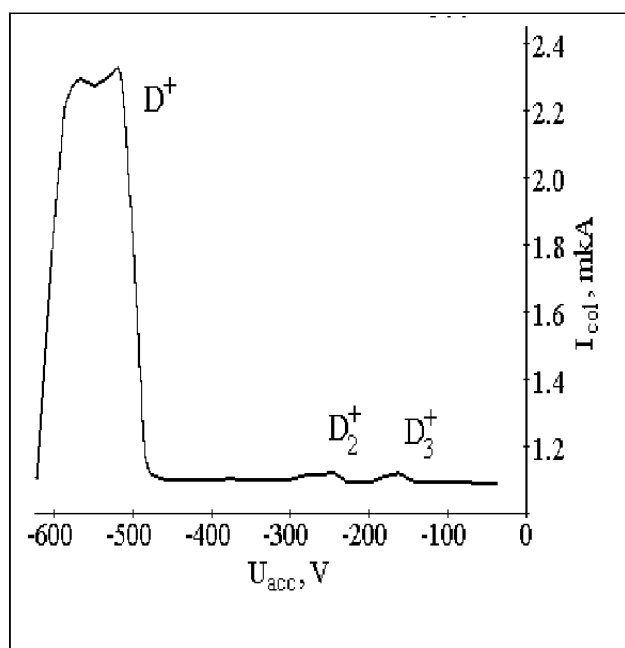
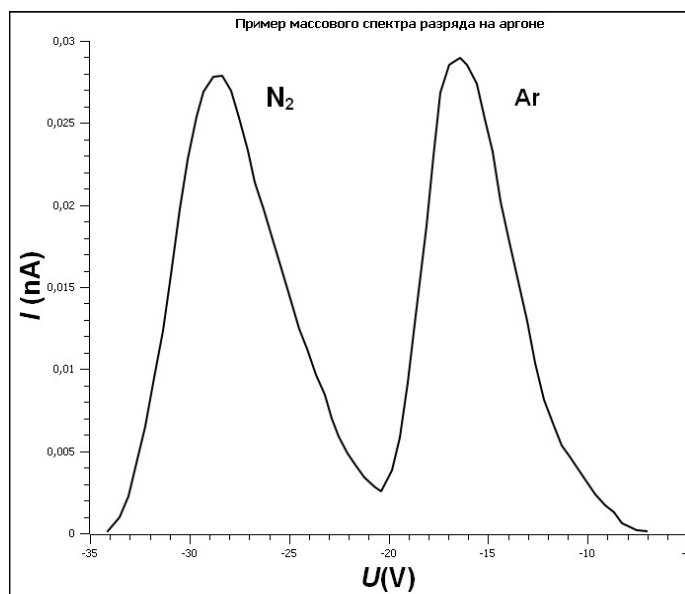


Рис. 3.2. Принципиальная схема статического магнитного масс-спектрометра с разверткой ускоряющим напряжением.



(a)



(б)

Рис. 3.3. Образцы спектров, полученные на выставиваемом магнитном спектрометре с разверткой ускоряющим напряжением [60], [61]: (а) калибровочный спектр, снятый при широкой выходной щели; (б) спектр, снятый на разряде в аргоне в режиме высокого разрешения.

Глава 4. Восстановление экспериментальных данных для спектрометров с тормозящим полем

4.1 Спектрометр с тормозящим полем

Спектрометры с тормозящим полем достаточно широко используются для диагностики плазмы [20] и измерения параметров пучков заряженных частиц вследствие простоты изготовления и достаточно высокого энергетического разрешения. Рассмотрим спектрометр с тормозящим полем (Рис. 4.1), потенциалы которого линейно связаны. Если пренебречь флуктуациями потенциалов, то уравнение связывающее функцию распределения и сигнал на выходе спектрометра будет иметь тот же самый вид (2.15), что и уравнение для дисперсионных спектрометров. Аппаратная функция в этом случае имеет вид ступеньки (Рис. 4.2), при этом воспользоваться готовым решением (2.20) нельзя, т. к. интегралы, входящие в коэффициенты B_n , будут расходящимися.

Для того чтобы найти решение уравнения (2.15) продифференцируем его по U

$$\frac{dI(U)}{dU} = I_0 q \int_0^{+\infty} \left(\frac{dA(z_1)}{dz_1} \right)_{z_1 = \frac{qU}{E}} \frac{\delta(E) f(E)}{E} dE \quad (4.1)$$

Перепишем уравнение в виде

$$\frac{dI}{dU} = I_0 \int_0^{\infty} f(E) \delta(E) A_1(U, E) dE, \quad (4.2)$$

Где $A_1(U, E) = \frac{q}{E} \left(\frac{dA(z_1)}{dz_1} \right)_{z_1 = \frac{qU}{E}}$ - дифференциальная аппаратная функция, для потоков частиц со слабой угловой расходимостью имеющая вид узкого пика.

Ширина функции $A_1(U, E)$ будет линейно расти с увеличением энергии E , а значение в максимуме будет обратно пропорционально энергии.

Будем искать решение уравнения в виде ряда

$$f(kqU) = \frac{1}{qI_0 \delta(kqU)} \sum_{n=1}^{\infty} R_n \frac{d^n I}{dU^n} U^{n-1}, \quad (4.3)$$

Где $W = kqU$ - энергия настройки.

Подставив в уравнение (4.2) и повторив рассуждения, аналогичные сделанным для дисперсионного спектрометра, получаем

$$R_1 = \frac{1}{D_{10}},$$

$$R_n = -\frac{1}{D_{n0}} \sum_{i=1}^{n-1} \frac{R_i D_{i(n-i)}}{(n-i)!}, \quad (4.4)$$

Где

$$D_{nm} = \int_0^{\infty} z^{n-2} (z-k)^m \left(\frac{dA(z_1)}{dz_1} \right)_{z_1 = \frac{1}{z}} dz. \quad (4.5)$$

Приближенное решение в этом случае будет иметь вид

$$f(kqU) \approx \frac{1}{q \delta(kqU) I_0} \left(\frac{dI/dU}{D_{10}} + \frac{D_{11}U}{D_{10}D_{20}} \frac{d^2 I}{dU^2} \right) \quad (4.6)$$

Выбором коэффициента k можно сделать поправку, связанную со второй производной, равной нулю

$$k = \frac{D_{20}}{D_{10}} . \quad (4.7)$$

Аппаратная функция идеального спектрометра с тормозящим полем представляет собой ступеньку. Уравнение для этого случая можно записать в виде

$$I(U) = I_0 \int_{kqU}^{\infty} \delta(E) f(E) dE \quad (4.8)$$

Продифференцировав уравнение по U , получаем

$$f(kqU) = -\frac{1}{kq I_0 \delta(kqU)} \frac{dI}{dU} . \quad (4.9)$$

Покажем, что полученное решение (4.3) приводит к тому же результату. Для этого вычислим интегралы (4.5), учитывая, что производная от аппаратной функции $\left(\frac{dA}{dz_1}\right)_{z_1=\frac{1}{z}} = -\delta_d\left(\frac{1}{z} - \frac{1}{k}\right)$ будет дельта-функцией Дирака.

Получаем

$$D_{n0} = -k^n, \quad D_{nm} = 0, m \neq 0 . \quad (4.10)$$

После подстановки получаем выражение (4.9).

Рассмотрим влияние флуктуаций на аппаратную функцию спектрометра. Если время измерения много больше, чем характерный период флуктуаций потенциалов, то среднее значение тока частиц на выходе

анализатора

$$I(U) = I_0 \int_{-\infty}^{+\infty} \varphi(U_1, U) \int_{-\infty}^{+\infty} \delta(E) f(E) A\left(\frac{qU_1}{E}\right) dE, \quad (4.11)$$

Или

$$I(U) = \int_0^{+\infty} \delta(E) f(E) B(U, E) dE \quad (4.12)$$

Где

$$B(U, E) = \int_{-\infty}^{+\infty} \varphi(U_1, U) A\left(\frac{qU_1}{E}\right) dU_1 - \text{аппаратная функция анализатора с учетом}$$

шума.

Дифференцируя обе части уравнения, получаем

$$\frac{dI(U)}{dU} = \int_0^{+\infty} \delta(E) f(E) \frac{dB(U, E)}{dU} dE. \quad (4.13)$$

Проанализируем поведение функции $\frac{dB(U, E)}{dU}$ на примере функции распределения по шумам вида $\varphi(U_1 - U)$. Для функции $\frac{dB(U, E)}{dU}$ можно ввести дисперсию $\langle \Delta U^2 \rangle$ по U , аналогично тому, как это было сделано выше для дисперсионного анализатора. Несложно показать, что выражение для дисперсии описывается формулой

$$\langle \Delta U^2 \rangle = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} (U - \langle U \rangle)^2 \frac{dB(U, E)}{dU} dU}{\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dB(U, E)}{dU} dU} = \sigma^2 + bE^2, \quad (4.14)$$

Где σ^2 - дисперсия функции $\varphi(U_1 - U)$.

Анализ поведения функции $\frac{dB(U, E)}{dU}$ показывает, что в области энергий, где ширина функции определяется в основном шумами, значение функции в максимуме и ширина остаются постоянными при условии неизменности распределения шумов, в области энергий, где влияние шума мало поведение дифференциальной аппаратной функции будет мало отличаться от поведения функции $A_1(U, E)$, ширина функции будет линейно расти с ростом энергии, а значение в максимуме будет обратно пропорционально энергии. Применение схем с аналоговым дифференцированием должно приводить к подобному эффекту.

4.2 Спектрометр с предварительным торможением

Несмотря на то, что большинство современных электростатических спектрометров снабжены системой предварительного замедления, полноценного теоретического анализа связи между функцией распределения по энергии и сигналом на выходе анализатора для систем с предварительным замедлением на сегодняшний день так и не было проведено. Обычно такие спектрометры используются в двух режимах: в первом режиме, энергия настройки дисперсионного анализатора и замедляющий потенциал линейно связаны (режим постоянного фактора торможения - ПФТ), во втором - энергия настройки дисперсионного анализатора фиксирована, а развертка спектра осуществляется изменением замедляющего потенциала (режим постоянной энергии пропускания - ПЭП).

Выше было показано, что в режиме ПФТ ток частиц на выходе анализатора $I(U)$ и энергетическое распределение на входе $f(E)$, при условии пропорциональности потенциалов на электродах спектрометра, связаны уравнением (2.15). При условии, что энергетическое распределение

мало меняется на ширине аппаратной функции, из уравнения следует, что интеграл от аппаратной функции в этом режиме пропорционален энергии настройки анализатора $W=kqU$. Для режима ПЭП подобной универсальной зависимости не существует.

Исследуем влияние предварительного замедления в электростатических спектрометрах на связь между функцией распределения частиц по энергии и сигналом на выходе спектрометра для случая, когда пропускание ограничено геометрическими факторами. Простейшая модель спектрометра с предварительным замедлением представляет собой систему торможения (две диафрагмы с круглыми отверстиями) и дисперсионный анализатор (Рис. 4.3). Угловое распределение частиц на входе в систему предварительного замедления будем приближенно считать изотропным в пределах апертуры углов, видимых анализатором. При условии, что энергетическое распределение мало меняется в пределах аппаратной функции, из уравнения (2.9) получаем приближенное уравнение:

$$I(U, U_1) \approx \delta(W_1) f(W) \cdot \int_0^\infty A\left(\frac{qU}{E}, \frac{q(U-U_1)}{E}, \frac{q(U+U_1)}{E}\right) dE, \quad (4.15)$$

где $W=qU+kqU_1$ – энергия настройки анализатора для данного случая; U – замедляющий потенциал относительно входной диафрагмы; U_1 – потенциал на электродах дисперсионного анализатора относительно замедляющей диафрагмы, W_1 – энергия, с которой частицы попадают на детектор (например, она может быть равна W , если детектор находится под потенциалом входной диафрагмы, или равна $(W-qU)$, если детектор находится под тормозящим потенциалом).

При условии, что функция пропускания системы торможения слабо меняется на ширине аппаратной функции дисперсионного анализатора, а

угловое распределение на входе в дисперсионный анализатор мало влияет на величину интеграла от аппаратной функции, можно уравнение (4.15) упростить

$$I(U, U_1) \approx \delta(W_1) f(W) \cdot \int_{qU}^{\infty} A_1\left(\frac{qU}{E}\right) A_2\left(\frac{-qU_1}{E-qU}, \frac{qU_1}{E-qU}\right) dE \approx \\ \approx \delta(W_1) f(W) \cdot A_1\left(\frac{qU}{W}\right) \cdot C \cdot qU_1, \quad (4.16)$$

где $C = \int_0^{\infty} A_2(1/z) dz = \text{const}$, $A_1(qU/W)$ - аппаратная функция системы торможения.

Аппаратная функция системы торможения сильно зависит от геометрии, поэтому рассматривалась простейшая модель с малым входным отверстием и изотропным в пределах угловой апертуры распределением частиц на входе. Провисанием потенциала в отверстии пренебрегалось. В этом случае аппаратную функцию (функцию пропускания) системы торможения можно найти как отношение телесных углов частиц, прошедших через диафрагмы при тормозящем потенциале U и нулевом тормозящем потенциале. При малоугловом приближении она имеет следующий вид:

$$A_1(qU/W) = \frac{\Omega}{\Omega_0} \approx \frac{(1 + \sqrt{1 - qU/W})^2}{4} \quad (4.17)$$

Где Ω_0 - телесный угол, в пределах которого частицы проходят через коллимирующие диафрагмы при нулевом тормозящем потенциале.

Выражение (4.17) применимо в случае, если тормозящий потенциал лежит в пределах

$$0 < U < \frac{W/q}{1 + \frac{tg^2 \theta_0}{4}}, \quad (4.18)$$

где θ_0 — максимальный угол, под которым заряженные частицы могут пройти систему торможения при нулевом тормозящем потенциале. Вне этих пределов поведение аппаратной функции системы торможения меняется. Согласно расчетам она будет линейно спадать до нуля. Однако, на аппаратную функцию существенное влияние оказывают поля рассеяния, поэтому вне пределов (4.18) зависимость может отличаться от линейной.

Окончательное выражение

$$f(qU + kqU_1) \approx \frac{4 \cdot I(U, U_1)}{C \cdot q \cdot U_1 \cdot \delta(W_1) \cdot (1 + \sqrt{1 - U/(U + kU_1)})^2}. \quad (4.19)$$

Результаты теоретического моделирования сравнивались с результатами, полученными с помощью программы Simion 3D (Рис. 4.4). Получено хорошее качественное и количественное соответствие при малых размерах отверстий и, соответственно, малом провисании потенциала. При большом размере отверстий провисание потенциала приводит к немонотонной зависимости в области больших значений фактора торможения (Рис. 4.5), что связано с фокусирующим действием полей рассеяния. На практике для уменьшения влияния полей рассеяния используются сетки, что позволяет применять формулу (4.17) до больших значений фактора торможения.

Одним из стандартных методов калибровки спектрометра является калибровка моноэнергетическим плоскопараллельным пучком. Моделирование с помощью программы Simion 3D для плоскопараллельного пучка на входе в спектрометр дает слабую зависимость функции пропускания

тормозящей системы в широком диапазоне энергий, при больших значениях фактора торможения зависимость становится почти линейной (Рис. 4.5). Следовательно, подобная экспериментальная калибровка спектрометра может дать функцию пропускания отличную от истинной, например, при исследовании взаимодействия заряженных частиц с поверхностью, если размеры облучаемой области больше видимой анализатором области.

В целом результаты исследования позволяют сделать вывод, что в режиме ПЭП, в отличие от режима ПФТ, не существует универсальной во всем диапазоне энергий зависимости между током на выходе анализатора и функцией распределения. Однако, для данной геометрии (Рис. 4.3) формула (4.19) позволяет восстанавливать спектр как для режима ПЭП, так и для режима ПФТ.

Выводы

Суммируя изложенное в этой главе, можно сделать следующие выводы:

1. получено уравнение для спектрометра с тормозящим полем, проведен анализ поведения аппаратной функции для случая слабо расходящегося пучка на входе в спектрометр, исследовано влияние флуктуаций потенциалов на аппаратную функцию;
2. на примере простейшей геометрии для спектрометра с предварительным торможением, показано, что для режима ПФТ (постоянного фактора торможения) уравнение связи сводится в уравнению свертки меллиновского типа, исследован режим ПЭП (постоянного энергетического пропускания); получена приближенная аналитическая формула для восстановления спектра, применимая для обоих режимов работы в области низкого фактора торможения; полученные результаты подтверждены компьютерным моделированием с помощью программы Simion 7; на основе полученных результатов предложено объяснение экспериментально наблюдавшегося поведения функции пропускания спектрометра в зависимости от энергии частиц отличное от обратной пропорциональности и близкое к квадратному корню от энергии.

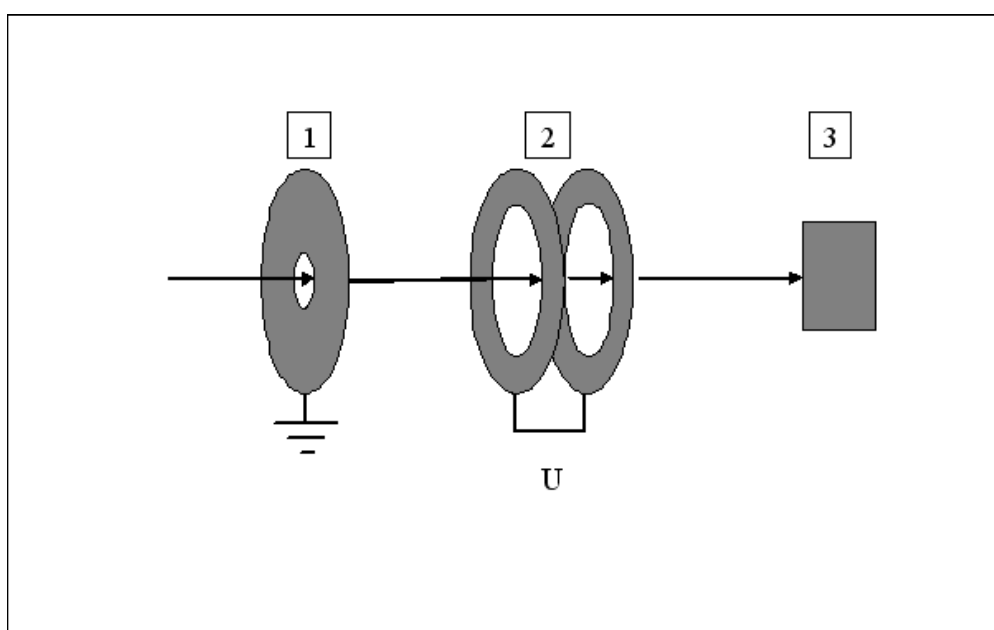


Рис. 4.1. Принципиальная схема спектрометра с тормозящим полем:

1 - входная диафрагма, 2 — тормозящие электроды, 3 — детектор

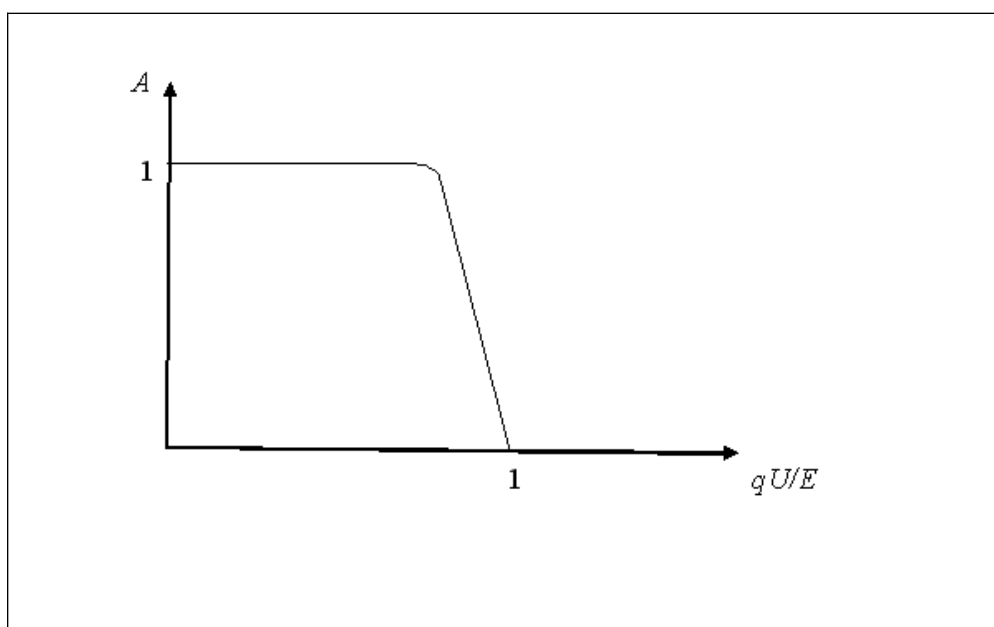


Рис. 4.2. Типичная аппаратная функция спектрометра с тормозящим полем для плоскопараллельного пучка.

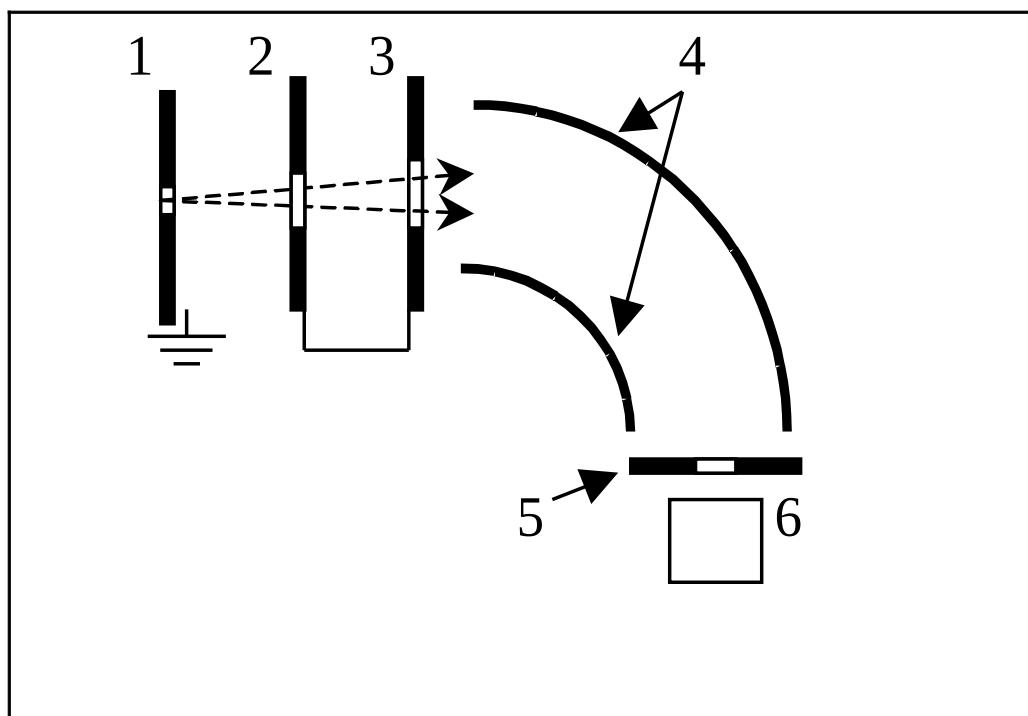


Рис. 4.3. Геометрическая модель дисперсионного спектрометра с системой предварительного замедления :

1 - входная диафрагма, 2 - первая коллимирующая диафрагма, 3 - вторая коллимирующая диафрагма, 4 - дисперсионный анализатор, 5 - выходная диафрагма, 6 — детектор.

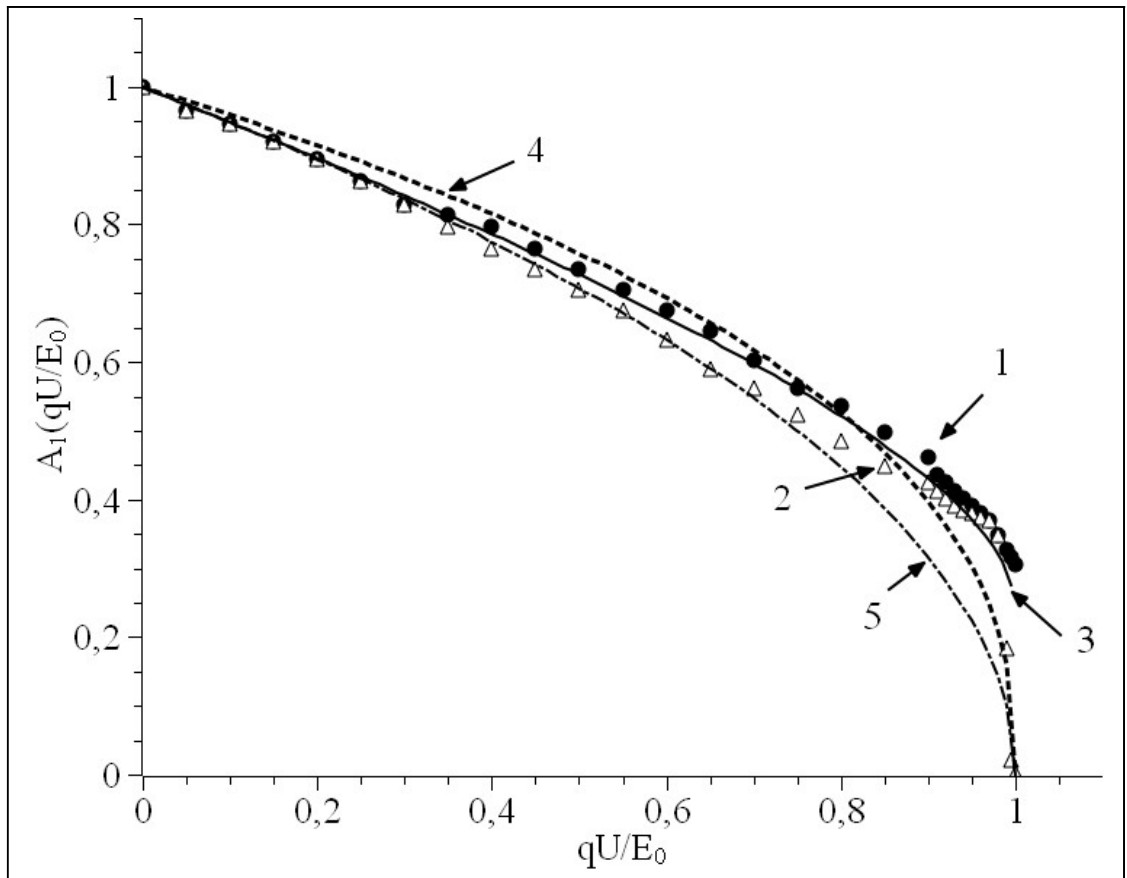


Рис. 4.4. Зависимость функции пропускания системы предварительного замедления от тормозящего потенциала:

1 — моделирование с помощью кода Simion 3D ослабления пучка частиц после первой коллимирующей диафрагмы; 2 - то же для частиц, прошедших обе коллимирующие диафрагмы; 3 — теоретическая модель, уравнение (4.17); 4 - аппроксимация эксперимента функцией $(1 - qU/E_0)^{0.4}$ [28]; 5 - аппроксимация эксперимента функцией $(1 - qU/E_0)^{0.5}$ [37].

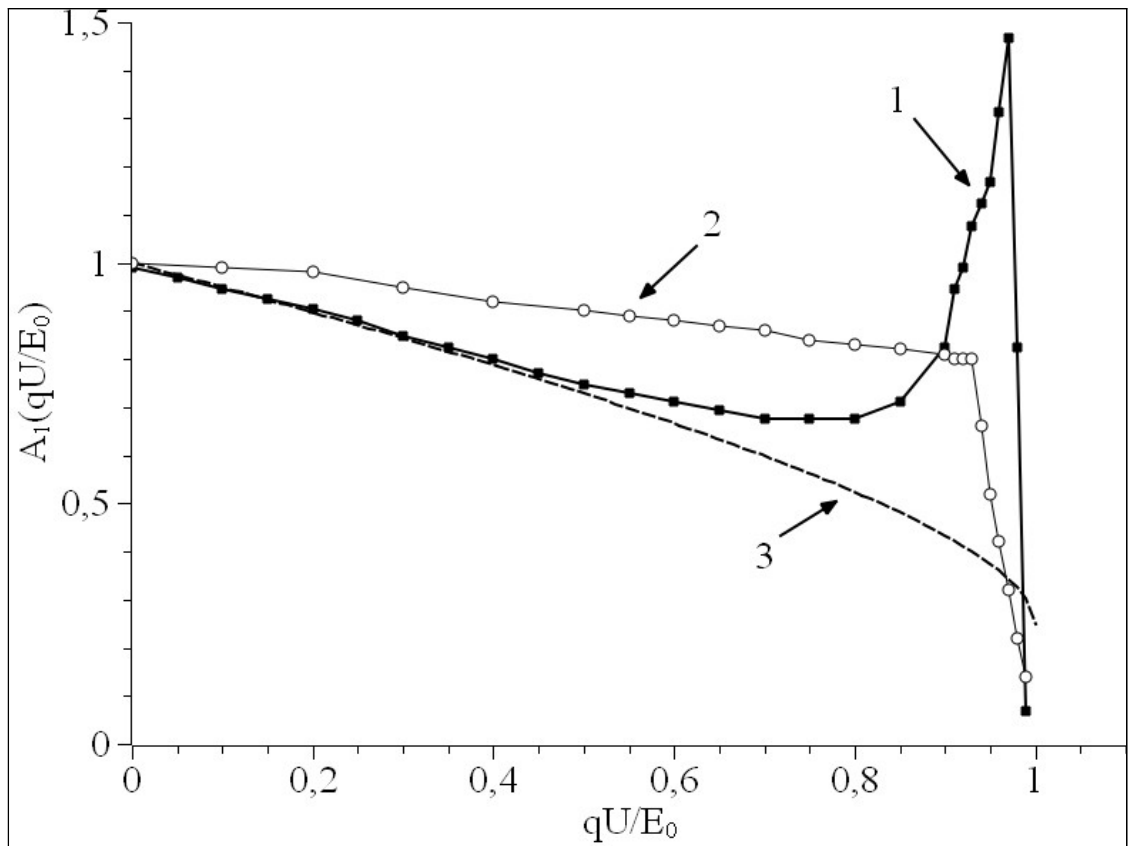


Рис. 4.5. Функция пропускания системы торможения:

1 - случай, когда отверстие во второй коллимирующей диафрагме меньше, чем в первой; 2 - случай плоскопараллельного пучка на входе в систему торможения; 3 - уравнение (4.17).

. Заключение

Основные результаты работы могут быть сформулированы следующим образом:

1. Впервые, исходя из первых принципов, были получены уравнения для связи между сигналом на выходе электростатического спектрометра и функцией распределения по энергии потока заряженных частиц. На основе этих уравнений проанализирована возможность использования для описания уравнения свертки с интегральным ядром разностного типа и уравнения свертки меллиновского типа, показана неприменимость описания связи с помощью уравнения свертки, сформулированы четкие критерии применимости уравнения свертки меллиновского типа. Показано, что в случае линейной связи потенциалов ширина аппаратной функции прямо пропорциональна энергии частиц, что подтверждается многочисленными экспериментами различных авторов.
2. На основе анализа полученного уравнения, теоретически обоснована процедура обработки энергетического спектра делением на энергию, как первого приближения при восстановлении истинного энергетического спектра. Предложено решение уравнения в виде ряда, позволяющее с помощью математической обработки увеличить энергетическое разрешение спектров в 2-3 раза.
3. Доказано для идеального электростатического спектрометра, что электростатический спектрометр с линейно связанными потенциалами не является идеальным спектральным измерительным прибором; в общем

случае, вопрос о существовании режима, в котором спектрометр может быть идеальным спектральным измерительным прибором, связан с возможностью представить аппаратную функцию в виде $A(W - E)$.

4. Получена формула для восстановления экспериментальных спектров с учетом влияния флуктуаций потенциалов на аппаратную функцию. Показана применимость полученной формулы при использовании фильтров сигнала с постоянным спектральным окном. Продемонстрирована работоспособность методики восстановления истинного энергетического распределения на реальных экспериментальных спектрах отражения ионов дейтерия от поверхности бериллия, одного из возможных материалов термоядерного реактора.

5. Впервые, исходя из первых принципов, получено уравнение для связи между сигналом на выходе магнитного спектрометра и функцией распределения по энергии или импульсу потока заряженных частиц. На основе этого уравнения исследованы случаи двухкаскадного масс-спектрометра с двойной фокусировкой и магнитного спектрометра с разверткой спектра ускоряющим напряжением. Предложены алгоритмы обработки энергетических спектров и масс-спектров на основе вычисления площадей пиков. Показана работоспособность предложенной методики определения относительной доли элементов в масс-спектре эмитированных из плазмы частиц для встраиваемого спектрометра с разверткой спектра ускоряющим напряжением, работающего в собственном магнитном поле плазменных установок.

6. Впервые, для спектрометров с предварительным торможением получено уравнение, позволяющее восстанавливать спектры как в режиме постоянного фактора торможения, так и в режиме постоянного энергетического пропускания при малых значениях фактора торможения. На основе предложенной модели предложено объяснение

экспериментально наблюдавшейся зависимости функции пропускания от энергии близкой к корневой для ряда спектрометров с предварительным торможением.

Основные результаты работы были представлены на XII, XIII, XX международной конференции «Взаимодействие ионов с поверхностью» (1995, 1997, 2011 Звенигород), 6th Conference on Application of Surface and Interface Analysis «ECACIA 95» (1995 Montreux, Switzerland), в материалах VI российского семинара «Современные средства диагностики плазмы и их применение для контроля веществ и окружающей среды» (2008), а также изложены в работах [44]-[48], [52], [53],[62],[63].

Автор благодарен проф. В.А. Курнаеву за научное руководство и поддержку при проведении исследований.

Список публикаций по теме диссертации:

В журналах из списка ВАК:

1. Курнаев В.А., Урусов В.А. Влияние аппаратных функций электростатических и магнитных анализаторов на обработку экспериментальных результатов // ЖТФ. 1997. Т.67. № 6. с. 86-91
2. Курнаев В.А., Урусов В.А. Влияние флуктуаций потенциалов на аппаратные функции электростатических анализаторов // ЖТФ. 1997. Т.67. № 6, с. 92-95
3. Еванов А.А., Курнаев В.А., Левчук Д.В., Трифонов Н.Н., Урусов В.А. Отражение дейтерия от бериллиевых мишеней с различной шероховатостью.// Известия РАН. Серия физическая. 1998. Т. 62. № 04. с. 751-755
4. Курнаев В.А., Урусов В.А. Восстановление энергетических спектров для спектрометров с предварительным замедлением из диафрагм с круглыми отверстиями // Письма в ЖТФ. 2010. Т. 36. Вып. 10. С. 24-30

В других рецензируемых источниках:

5. Курнаев В.А., Урусов В.А.//Энциклопедия низкотемпературной плазмы. Вводный том.(под. редакцией академика В.Е. Фортова).М.: Наука.2000. Т.2. С. 623
6. Коборов Н.Н., Курнаев В.А., Урусов В.А. Устройство для измерения дифференциальных параметров отраженного пучка// Взаимодействие ионов и плазмы с поверхностью твердого тела / под ред. Тельковского В.Г. / М.:Энергоатомиздат.1986. С. 22- 31

7. Курнаев В.А., Урусов В.А. Аппаратные функции электростатических и магнитных анализаторов и обработка экспериментальных результатов. Препринт № 018-95.М.: МИФИ. 1995. 36 с.

В материалах международных и национальных конференций:

8. Курнаев В.А., Урусов В.А. Аппаратные функции электростатических и магнитных анализаторов и обработка экспериментальных результатов//Труды XII международной конференции "Взаимодействие ионов с поверхностью". Т. 1. М.: 1995. С.185 -187
9. Еванов А.А., Курнаев В.А., Левчук Д.В., Трифонов Н.Н., Урусов В.А. Отражение дейтерия от бериллиевых мишеней с различной шероховатостью//Труды XIII международной конференции "Взаимодействие ионов с поверхностью". Т. 1. М.: 1997. С.194 -197
10. Kurnaev V.A., Urusov V.A. Apparatus function of electrostatic and magnetic analyzers and experimental data processing//6th Conference on Application of Surface and Interface Analysis «ECACIA 95» (1995 Montreux, Switzerland) abstract QA 36
11. Курнаев В.А., Урусов В.А. Сравнительный анализ режимов работы спектрометров с предварительным замедлением//Материалы VI российского семинара «Современные средства диагностики плазмы и их применение для контроля веществ и окружающей среды». 2008. М.: МИФИ. С.127-129
12. Урусов В.А. Восстановление энерго- и масс-спектров для спектрометров с двойной фокусировкой//Труды XX международной конференции "Взаимодействие ионов с поверхностью". Т.1 .М.: 2011. С.359 -361

Литература

- [1] Сысоев А.А., Чупахин М.С. Введение в масс-спектрометрию. М.: Атомиздат. 1977. 304 с.
- [2] Готт Ю.В. Взаимодействие частиц с веществом в плазменных исследованиях. М.: Атомиздат. 1978. 273 с.
- [3] Готт Ю.В., Курнаев В.А., Вайсберг О.Л. Корпускулярная диагностика лабораторной и космической плазмы. М.: МИФИ. 2008. 143 с.
- [4] Wagner F.J. // J. Vac. Sci. Technol.. 1982. V.20. № 4. P.1211
- [5] Berlisov A.B., Bugarya V.I. et al. // Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fus. Res. IAEA. Viena . 1981. V.1. P.23
- [6] Golant V.E., Gornostaev S.V., Grigiryev A.V. // 10th Europ. Conf. on Contr. Fus. . 1981. V.1. P.A-12
- [7] Лукьянов С.Ю. и др. Диагностика термоядерной плазмы / Под ред. С.Ю. Лукьянова // М.: Энергоатомиздат. 1985. С.168
- [8] Афросимов В.В., Петров М.П. Корпускулярная диагностика горячей плазмы. Диагностика плазмы. Вып. 4. Под ред. М.И. Пергаменты // М.: Энергоатомиздат. 1980. С.167
- [9] Афанасьев В.П., Явор С.Я. Электростатические энергоанализаторы для пучков заряженных частиц. М.: Наука. 1978. 224 с.
- [10] Зигбан К. Бета- и гамма-спектрометрия: Пер. с англ. М.: Физматгиз. 1959. 906 с.
- [11] Разников В.В., Разникова М.О. Информационно-аналитическая масс-спектрометрия. М.: Наука. 1992. 247 с.
- [12] Козлов И.Г. Современные проблемы электронной спектроскопии (Электронные спектрометры и их применение). М.: Атомиздат. 1978. 248 с.
- [13] Кельман В. М., Явор С. Я. Электронная оптика. Л.: Наука. 1968. 319 с.
- [14] Силадьи М. Электронная и ионная оптика. М.: Мир. 1990. 638 с.
- [15] В.А. Батурич, С.А. Еремич // ПТЭ. 2005. Т.48. №2. С.120
- [16] Горелик В.А., Яковенко А.В. // ЖТФ. 1997. Т.67. №1. С.110
- [17] Афанасьев В.П., Явор С.Я. // Письма в ЖТФ. 1975. Т. № 1. С.227
- [18] Жабров Г.И., Жданов С.К. // ЖТФ. 1979. Т.49. №11. С.2450-2454
- [19] А.В. Болотина, Ф.А. Лукьянов, Э.И. Рау, Р.А. Сеннов, А.Г. Ягола // ВМУ. Серия 3.

Физика. Астрономия..2009.Т..№5.С.30

- [20] M Koř an and J P Gunn//Plasma Phys. Control. Fusion.2011. V.53 . № 8. P.085016
- [21] D.E. Golden, N.G. Koepnick, L. Fornari//Rev. Sci. Instrum..1972. V.43. № 9. P.1249
- [22] N.J. Taylor//Rev. Sci. Instrum..1969. V.40. № 6. P.792
- [23] J. Arol Simpson//Rev. Sci. Instrum..1961. V.32. № 12. P.1283
- [24] D.E. Golden, A. Zecca//Rev. Sci. Instrum..1971. V.42. № 2. P.210
- [25] C.L. Enloe, J.R. Shell//Rev. Sci. Instrum..1992. V.63. № 2. P.1788
- [26] T.H. DiStefano and D.T. Pierce//Rev. Scie. Instrum.1970. V.41. № 2. P.180
- [27] Y.M. Cross and J.E. Castle//J. Electron Spectrosc. Relat. Phenom . 1981. V.22. P.53
- [28] M. Scharli and J. Brunner//J. Electron Spectrosc. Relat. Phenom . 1983. V.31. P.323
- [29] A. Van Eenbergen, E, Bruninx//J. Electron Spectrosc. Relat. Phenom..1984. V.33. № 1. P.51
- [30] E.P. Benis and T.J.M. Zouros//Nucl.Instrum.Mehtods Phys.Res. . 2000. V.A440. P.462
- [31] T.J.M. Zouros//J. Electron Spectrosc. Relat. Phenom. . 2006. V.152. P.67
- [32] E.P. Benis and T.J.M. Zouros//J. Electron Spectrosc. Relat. Phenom . 2008. V.163. P.28
- [33] T.J.M. Zoros, E.P.Benis//Applied Physics Letters . 2005. V.86. P.094105
- [34] P. Ruffieux at al//Rev.Scien.Inst..2000. V.71. № 10. P.3634
- [35] S.M. Hall, J.D. Andrade, S.M. Ma and R.N. King//J. Electron Spectrosc. Relat. Phenom. . 1979. V.17. P.181
- [36] Алов Н.В., Осколок К.В.//Вест. Моск. Ун-та, сер. 2, Химия.1998.Т.39.№6.С.394
- [37] J.E.Castle and R.H.West//J. Electron Spectrosc. Relat. Phenom. . 1980. V.19. P.409
- [38] P. Jiricek//Czechoslovak Journal of Physics.1994. V.44. № 3. P.291
- [39] EA 125 EnergyAnalyser. User's Guide, 2002,Taunusstein, Germany
- [40] Hans Dietrich Polaschegg//Appl. Phys..1974. V.4. № 1. P.63
- [41] R.T. Poole and al//J. Physics E: Scientific Instr..1973. V.6. № 3. P.226
- [42] Ю. К. Голиков, Н. К. Краснова, И. А. Марциновский//Научное приборостроение.2011.Т.21.№3.С.68
- [43] Н.К. Краснова//Письма в ЖТФ.2012.Т.38.№2.С.9
- [44] Курнаев В.А., Урусов В.А. Аппаратные функции электростатических и магнитных анализаторов и обработка экспериментальных результатов. Препринт № 018-95. М.:МИФИ.1995. 36 с.
- [45]Курнаев В.А., Урусов В.А.//Труды XII международной конференции "Взаимодействие ионов с поверхностью". Т.1.М..1995. С.185
- [46] Курнаев В.А., Урусов В.А.//ЖТФ.1997.Т.67.№6.С.86-91

- [47] Курнаев В.А., Урусов В.А.//ЖТФ.1997.Т.67.№6.С.92-95
- [48] В.А.Курнаев, В.А.Урусов//Письма в ЖТФ.2010.Т.36.№10.С.24
- [49] Краснов М.Л. Интегральные уравнения.М.:Наука.1975. 303 с.
- [50] Марциновский И. А.//Научно-технические ведомости СПбГПУ. Физико-математические науки.2011.Т..№3.С.92-98
- [51] С.Г.Раутиан//УФН.1958.Т.LXVI.№ 11.С.475
- [52] Коборов Н.Н., Курнаев В.А., Урусов В.А.// Взаимодействие ионов и плазмы с поверхностью твердого тела/ под ред. Тельковского В.Г. // М.:Энергоатомиздат.1986. С22-31
- [53] Еванов А.А., Курнаев В.А., Левчук Д.В., Урусов В.А.//Известия РАН. Серия физическая.1998.Т.62.№4.С.751-755
- [54] Корн Г., Корн Т. Справочник по математике.М.:Наука.1977. 832 с.
- [55] Дженкинс Г., Ваттс Д. Спектральный анализ и его приложения.:Мир.1971. 314 с.
- [56] Edmond de Hoffmann, Vincent Stroobant Mass spectrometry: principles and applications.England:– 3rd ed., John Wiley & Sons Ltd, The Atrium, Southern Gate, Chichester.2007. 502 с.
- [57] В.В. Разников, А.Р. Пыхтелев, М.О. Разникова//Масс-спектрометрия.2006.Т. 3.№2.С.113
- [58] О.Н. Перегудов, А.Н. Бугай, О.А. Сидора//Приборы и техника эксперимента.2010.Т.. № 2.С.97
- [59] Визгалов И.В., Чернятьев Ю.В.// Приборы и методы диагностики плазмы и поверхности стенок плазменных установок/ под ред. Тельковского В.Г. // М.:Энергоатомиздат.1991. С29-32
- [60] Визгалов И.В., Кирнев Г.С., Курнаев В.А., Сарычев Д.В. Научная сессия МИФИ - 1998. Сборник научных трудов.Ч.3: Ядерная физика. Физика ускорителей заряженных частиц. Физика плазмы. 1998 .С.177-179
- [61] I.V. Vizgalov at al.//Instrum. and Experim..1999. V.42. № 5. P.718
- [62] Энциклопедия низкотемпературной плазмы. Вводный том.(под. редакцией академика В.Е. Фортова).М.: Наука.2000. Т.2. С.623
- [63] В.А. Урусов//Труды XX международной конференции "Взаимодействие ионов с поверхностью". Т.1.М..2011. С.359