

УДК 537.533.3+ 621.319.7

© Ю. К. Голиков, Н. А. Холин, Т. А. Шорина

ТЕОРИЯ И ПРАКТИКА КВАЗИКОНИЧЕСКИХ ЭНЕРГОАНАЛИЗАТОРОВ

Статья посвящена основным аспектам эволюции нового класса электростатических энергоанализаторов электронных и ионных потоков, названных авторами "квазиконическими". Рассматривается генезис основных физических и математических идей, строится точная математическая теория расчета таких систем, описываются реальные конструкции, приводятся результаты экспериментов и обсуждаются перспективы развития данного направления.

Кл. сл.: электростатический энергоанализатор заряженных частиц, квазиконический энергоанализатор, потенциал электростатического поля, разностное поле, уравнение Лапласа, фокусировка 2-го порядка, дисперсия по энергии

ВВЕДЕНИЕ

Многие виды диагностики химического состава вещества, его физического состояния и структуры базируются на точном анализе энергетических спектров вторичных электронов и ионов, испускаемых возбужденным образцом. Такова, например, очень эффективная и популярная электронная спектроскопия для химического анализа (ЭСХА), и особенно в растровом режиме сканирования локального возбуждающего пучка по поверхности твердого тела. Для целей энергоанализа чаще всего применяются электростатические приборы с геометрией полей сферического, цилиндрического, тороидального конденсаторов и некоторых других, менее известных систем [1, 2].

В современном эксперименте стараются использовать минимальные дозы возбуждающего излучения, чтобы не влиять на физическое состояние образца в процессе измерения спектров (неразрушающий контроль). Эта тенденция привела к тому, что к выбранному энергоанализатору теперь предъявляются повышенные требования по светосиле и разрешению. В начале 80-х годов 20-го века трудами многих исследователей выяснилось, что наилучшим на тот момент прибором по разрешению и чувствительности является цилиндрическое зеркало В.В. Зашквары в режиме фокусировки II порядка по меридиональному углу θ при расположении образца и детектора на оси симметрии z [1]. Дальнейший прогресс в этой области представлялся весьма туманным и едва ли возможным. Вот на этом несколько пессимистическом фоне авторы настоящей статьи затеяли цикл теоретических, а потом экспериментальных исследований по глобальному усовершенствованию приборов энергоанализа.

Исходной идейной посылкой явился следую-

щий факт. В 1975 г. первый из авторов предложил новый подход к синтезу энергоанализаторов, основанный на обратных задачах механики [3]. В результате был предложен двумерный энергоанализатор "Тутанхамон" с идеальной фокусировкой по углу в плоскости симметрии и необычайно высокой дисперсией, в десятки раз превосходящей все традиционные системы. Энергоанализатор был запатентован [4], построен и испытан на кафедре физической электроники. По разрешающей способности он показал очень высокий уровень порядка 0.01–0.02 %, но по светосиле, конечно, уступал цилиндрическому зеркалу. По этому параметру он мог соперничать только с громоздкой многоэлектродной призмой алма-атинской школы В.М. Кельмана. Энергоанализатор "Тутанхамон" стал систематически применяться в исследованиях по физической электронике, но на серийный выпуск так и не вышел. Однако сам феномен существования электродной конфигурации с ходом потенциала $f = th^2 \pi x$ в плоскости симметрии, обеспечивающей идеальную фокусировку веерного пучка, оказал исключительное вдохновляющее воздействие. Появилась реальная надежда на построение осесимметричной системы с близкими свойствами, которая может дать беспрецедентную светосилу. Эти надежды в значительной мере оправдались.

Логическая цепочка математических и физических рассуждений, ведущих от энергоанализатора "Тутанхамон" к эффективным осесимметричным энергоанализаторам такова.

Системы с круговой симметрией по своей геометрической природе обладают идеальной фокусировкой по азимутальному углу γ для всего меридионального потока, если источник точечный и расположен на самой оси вращения. Следовательно, мы обязаны искать хорошие для энергоанализа

поля именно в классе систем с осесимметричным гармоническим (лапласовым) потенциалом $\varphi(r, z)$, где $r = \sqrt{x^2 + y^2}$, z, γ — цилиндрические координаты, и добиваться высокого качества фокусировки и большой энергетической дисперсии в меридиональной плоскости. Идеальным решением, конечно, было бы построение радиального потенциала такого же, как в "Тутанхамоне", но это невозможно, т. к. в силу условия гармоничности только $\ln r$ является лапласовым потенциалом. Тогда нам остается перейти к более общему классу гармонических потенциалов, в котором можно попытаться реализовать эту идею. Самый простой и естественный вариант — это переход к потенциалам с аддитивно разделяющимися переменными r и z . Построив их, мы в то же время оказываемся в классе точно интегрируемых систем, что чрезвычайно важно как для вычислений, так и понимания физических процессов образования фокусировок и накопления запаса дисперсии.

Мы вправе предположить, что в случае удачного подбора радиального хода потенциала $N(r)$ по типу "Тутанхамона" появляется некая гарантия высокого качества фокусировки по меридиональному углу θ влета частиц относительно оси z . Для достижения пространственной фокусировки вблизи оси z необходима некоторая согласованность движения по осям r и z . В случае "Тутанхамона" движение по оси z дрейфовое. В нашем обобщенном варианте оно определяется ходом потенциала $N(z)$ вдоль оси z , и мы должны добиваться, чтобы время пролета до места фокусировки на оси z зависело от угла θ по такому же закону, как и в "Тутанхамоне". Разумеется, мы не могли надеяться на полный успех этого предприятия, учитывая еще, что иными инструментами, кроме аналитической теории и грубого аналогового моделирования траекторий, в начале 80-х годов авторы не располагали. Тем не менее надежды наши оправдались, и в дальнейшем точное компьютерное моделирование полностью подтвердило наш подход. Теперь мы приступим к аналитическому построению искомого класса функций.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ СТРУКТУРЫ ОСЕСИММЕТРИЧНЫХ ПОЛЕЙ

Рассмотрим класс осесимметричных лапласовых потенциалов, распадающихся на сумму

$$\varphi = M(r) + N(z) \quad (1)$$

в цилиндрических координатах r, z, γ , где r — расстояние точки от оси вращения z , z — осевая координата, γ — азимутальный угол, задающий положение меридиональной плоскости rz . Такие потенциалы позволяют особенно просто проинтег-

рировать уравнения движения, и, следовательно, появляется возможность аналитически исследовать процессы фокусировки и диспергирования потоков заряженных частиц.

Какими должны быть функции $M(r)$ и $N(z)$, чтобы потенциал из уравнения (1) удовлетворял осесимметричному уравнению Лапласа?

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial \varphi}{\partial r} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = 0. \quad (2)$$

Подстановка (1) в (2) дает равенство

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial M(r)}{\partial r} = - \frac{\partial^2 N(z)}{\partial z^2},$$

возможное при всех r, z только в том случае, если обе части порознь равны одной и той же постоянной $2b$. Следовательно, имеем два уравнения

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial M(r)}{\partial r} = 2b \quad \text{и} \quad \frac{\partial^2 N(z)}{\partial z^2} = -2b,$$

интегрируя которые и объединяя результаты с помощью (1), получим наиболее общий вид искомого осесимметричного потенциала:

$$\varphi = a \ln r + b \left(\frac{r^2}{2} - z^2 \right) + cz + d, \quad (3)$$

где a, b, c, d — произвольные вещественные числа. Роль этих параметров в геометрии эквипотенциалей весьма не равноценна. Например, постоянная d связана только с нормировкой эквипотенциалей и никак не отражается на их форме. То же самое можно сказать о постоянной c , т. к. ее легко уничтожить смещением начала координат по оси вращения z .

Функция (3) содержит потенциалы хорошо известных систем.

– Цилиндрический конденсатор ($b = c = 0$)

$$\varphi = a \ln r + d. \quad (4)$$

– Гиперболический конденсатор ($a = c = 0$)

$$\varphi = b \left(\frac{r^2}{2} - z^2 \right) + d. \quad (5)$$

– Плоский конденсатор ($a = b = 0$)

$$\varphi = cz + d. \quad (6)$$

Без ущерба общности потенциала (3) можно положить $c = d = 0$, тогда он примет вид

$$\varphi = a \ln r + b \left(\frac{r^2}{2} - z^2 \right). \quad (7)$$

Это выражение содержит как частные случаи по-

тенциалы цилиндрического конденсатора ($a \neq 0$, $b = 0$) и гиперболического осесимметричного конденсатора ($a = 0$, $b \neq 0$). С практической точки зрения функция (7) описывает весьма широкое многообразие геометрий эквипотенциальных линий. В частности, если "заморозить" величину a и плавно изменять параметр b , начиная от нуля, то тем самым будем плавно деформировать цилиндрический конденсатор в широком диапазоне форм и получать аксиально-неоднородные поля заданного качества. Можно, напротив, "заморозить" величину b и варьировать a , постепенно деформируя поле гиперболоидов с помощью логарифмического члена. Такое рассмотрение полученных структур дает наглядный образ постепенной деформации хорошо известных классических систем со всеми вытекающими из этого электронно-оптическими следствиями.

Естественно, что ближайшим и наиболее привлекательным объектом для этого рода теоретических изысканий являлся анализатор типа "цилиндрическое зеркало", выделяющийся из ряда других большой светосилой, отличающийся исключительной простотой и хорошо отработанный многими исследователями. Однако полевая структура цилиндрического зеркала, обладающая только радиальным градиентом потенциала, была не в состоянии обеспечить высокое разрешение. Направившись к варианту необходимости полевой структуры с согласованным радиальным и аксиальным градиентами потенциала, способными, как ожидалось, повысить дисперсию и качество фокусировки, а также уменьшить влияние краевых полей по сравнению с традиционным цилиндрическим зеркалом.

По существу, это путь кардинальной деформации цилиндрического зеркала и перехода от его простых цилиндрических поверхностей к математически обоснованным криволинейным поверхностям. Эта блестящая идея глубокой модификации цилиндрического зеркала была предложена Голиковым Ю.К. и рассмотрена в статье [3] и далее исследована в диссертации Холина Н.А. [6].

Назовем "портретом" поля семейство кривых $\varphi(r, z) = \text{const}$, являющихся следом пересечения эквипотенциальных поверхностей вращения меридиональной плоскостью. Будем считать все "портреты" эквивалентными в геометрическом смысле, если они получаются друг из друга преобразованием подобия и сдвигами. Как видно, все "портреты" полей из класса (3) можно свести к каноническим структурам (4–7).

"Портреты" полей (4–6) хорошо известны и не будут рассматриваться здесь. В данном случае представляет интерес новая структура (3). Она зависит от произвольных параметров a , b , c и d . На первый взгляд оба параметра a и b в выражении

(7) выглядят существенными, ибо с помощью их вариации можно построить континуум полевых конфигураций гибридного типа, помещающихся между предельными случаями полей цилиндров и гиперболоидов. Однако мы тотчас же убедимся, что при $a \neq 0$ и $b \neq 0$ все это многообразие структур сводится только к двум "жестким" выражениям совсем без параметров с помощью преобразования подобия с коэффициентом подобия k , зависящим от $|a|$ и $|b|$. Заменим в (7) r и z на kr и kz , тогда получим

$$\varphi = a \ln r + bk^2 \left(\frac{r^2}{2} - z^2 \right) + a \ln k.$$

Далее выберем k из условия

$$|a| = |b| \cdot k^2, \quad (8)$$

Тогда φ запишется в виде

$$\varphi = |a| \left\{ \pm \ln r \pm \left(\frac{r^2}{2} - z^2 \right) \right\} + a \ln \sqrt{\frac{|a|}{|b|}}. \quad (9)$$

Знаки (\pm) в скобке являются следами алгебраических значений a и b . Без ограничения общности можно взять знак (+) перед $\ln r$. Величина $|a|$ и аддитивная константа в (9) управляют только перенормировкой эквипотенциалей, и ими можно пренебречь. Тогда остаются две глубоко различные канонические полевые структуры без параметров:

$$\varphi = \ln r - \left(\frac{r^2}{2} - z^2 \right) \text{ — разностное поле,} \quad (10)$$

$$\varphi = \ln r + \left(\frac{r^2}{2} - z^2 \right) \text{ — суммарное поле.}$$

Особо интересна для нас структура (10). "Портрет" этого поля представлен на рис. 1. Как видно, он довольно сложный. Здесь характерна эквипотенциально-сепаратриса $\varphi = -0.5$, которая состоит из двух пересекающихся по седловой окружности поля $r = 1$, $z = 0$ поверхностей вращения, между верхними ветвями которой содержатся эквипотенциалы, родственные однополостным гиперболоидам; между нижними ветвями лежат поверхности плавно деформированных на входе и выходе конусов. При малых r эквипотенциалы приближаются к бесконечно тонким цилиндрам.

Коэффициент подобия k из (8)

$$k = \sqrt{\frac{|a|}{|b|}}$$

превращается либо в 0 при $|a| = 0$, либо в ∞ при $|b| = 0$, и потому следы вырожденных полевых структур мы можем обнаружить на рис. 1 либо

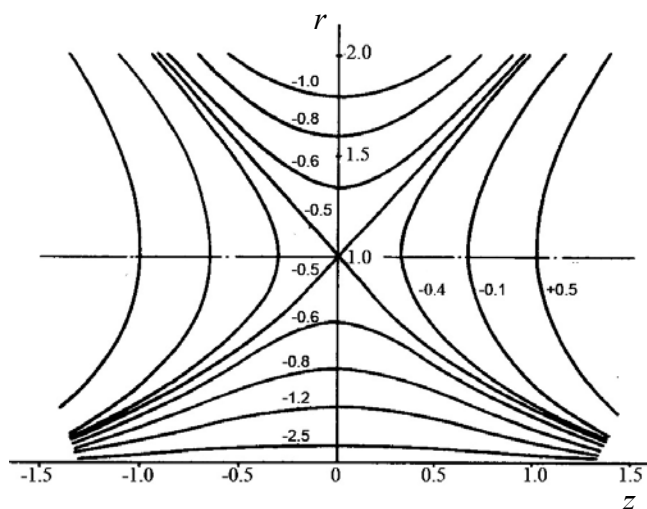


Рис. 1. Эквипотенциалы φ полевой структуры (7)

вблизи оси z , либо на ∞ . Понятно, что это не имеет смысла для нашей ситуации, и мы можем работать только с глобальной структурой разностного поля (10), высекая те или иные удобные фрагменты. В этой канонической форме содержится квинтэссенция всех электронно-оптических возможностей, которые в нашем распоряжении. Освобождение от несущественных параметров a и b чрезвычайно упрощает анализ. Заметим, что центральный фрагмент разностного поля, прилегающий к плоскости симметрии $z = 0$, уже применялся для улучшения поперечной фокусировки азимутального почти кругового потока в анализаторе Юза—Рожанского [1]. Мы же изучаем исключительно меридиональные потоки в поле разностного типа (10).

ФИЗИЧЕСКАЯ И МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛИ ПОЛЯ И ДВИЖЕНИЯ

Величины $r, z, \gamma, \varphi(r, z)$ в предыдущих рассуждениях были суть отвлеченные безразмерные математические величины. Реальный физический потенциал мы конструируем по формуле

$$\Phi(R, Z) = \Phi_0 \varphi(r, z) + K, \quad (11)$$

где $R = r \cdot l, Z = z \cdot l$; R, Z — реальные физические координаты (в метрах); l — выбранный линейный масштаб, обычно связанный с габаритами реальной системы; Φ — реальный характерный физический потенциал (в вольтах), как и постоянная (11).

Эти величины выражаются в реальной электродной конфигурации через значения электрического напряжения на электродах. В общем исследовании несущественную постоянную K , не

влияющую на движение частиц, можно опустить, тогда для разностного физического поля имеем

$$\Phi = \Phi_0 \left\{ \ln r - \left(\frac{r^2}{2} - z^2 \right) \right\}.$$

Далее запишем функцию Лагранжа L в физических цилиндрических координатах R, Z, γ для потенциала Φ из (11):

$$L = \frac{m}{2} \left\{ \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 + R^2 \left(\frac{d\gamma}{dt} \right)^2 + \left(\frac{dZ}{dt} \right)^2 \right\} - q(\Phi_0 \varphi + K). \quad (12)$$

Следуя [5], введем еще специальную единицу времени T по формуле

$$t = T \cdot \tau,$$

где t — физическое время (в секундах), как и T ; τ — текущий безразмерный параметр времени, производные по которому обозначим точкой. Тогда (12) преобразуется в

$$L = \frac{ml^2}{T^2} \cdot \frac{\dot{r}^2 + r^2 \dot{\gamma}^2 + \dot{z}^2}{2} - q\Phi_0 \varphi(r, z) - qK. \quad (13)$$

Если выбор T подчинить условию

$$m \frac{l^2}{T^2} = q|\Phi_0|, \quad (14)$$

то из (13) выделится общий множитель, который можно сократить вместе с аддитивной постоянной в силу инвариантности уравнений Лагранжа относительно операций сдвига на постоянную и умножения на постоянный произвольный множитель. В результате для безразмерной модели разностного поля можно записать функцию Лагранжа в предельно лаконичной форме:

$$L = \frac{\dot{r}^2 + r^2 \dot{\gamma}^2 + \dot{z}^2}{2} - \left\{ \ln r - \left(\frac{r^2}{2} - z^2 \right) \right\}. \quad (15)$$

Начальные данные движения $R_0, Z_0, \gamma_0, V_{0R}, V_{0Z}, V_{0\gamma}$ пересчитываются в безразмерные параметры:

$$r_0 = \frac{R_0}{l}, \quad z_0 = \frac{Z_0}{l}, \quad \gamma_0; \\ \dot{r}_0 = V_{0R} \frac{T}{l}, \quad \dot{z}_0 = V_{0Z} \frac{T}{l}, \quad \dot{\gamma}_0 = V_{0\gamma} \frac{T}{l},$$

где T берется из соотношения (14)

$$T = l \sqrt{\frac{m}{q|\Phi_0|}}.$$

Пусть

$$E_0 = m \frac{V_{0R}^2 + R_0^2 V_{0\gamma}^2 + V_{0Z}^2}{2}$$

есть физическая начальная кинетическая энергия частицы, тогда ей в безразмерном пространстве r, z, τ отвечает параметр безразмерной энергии W :

$$W = \frac{\dot{r}_0^2 + r_0^2 \dot{\gamma}_0^2 + \dot{z}_0^2}{2} = \frac{T^2}{l^2} \cdot \frac{V_{0R}^2 + R_0^2 V_{0\gamma}^2 + V_{0Z}^2}{2}. \quad (16)$$

Подставляя $\frac{T}{l}$ из (14) в (16), мы получим

$$W = m \frac{V_{0R}^2 + R_0^2 V_{0\gamma}^2 + V_{0Z}^2}{2q|\Phi_0|} = \frac{E_0}{q|\Phi_0|}.$$

Таким образом, безразмерный параметр энергии W приобретает емкий и прозрачный физический смысл. Он выражает начальную энергию частицы в долях характерной потенциальной энергии частицы в поле $q|\Phi_0|$. Переход от реальной модели к безразмерной вполне однозначен, но обратный переход (возврат) многозначен и охватывает множество физических систем, отличающихся линейными размерами, размахом электрического питания и величинами начальной энергии E_0 . Практически все самое важное и нужное можно изучить и оценить в безразмерной модели, включая энергетическую дисперсию, геометрические aberrации и разрешающую способность. Полученные данные, особенно условия фокусировки, приобретают в безразмерной модели универсальный характер и могут легко пересчитываться в реальную систему с любыми параметрами. Нас будут интересовать глобальные характеристики потоков, определяемые функцией Лагранжа (15). Знак перед скобкой взят с тем расчетом, чтобы радиальная сила в полосе $0 < r < 1$ притягивала частицы к оси z . Этим мы подчеркиваем, что за основу берем режим фокусировки такой же, как и в цилиндрическом зеркале.

ИНТЕГРИРОВАНИЕ УРАВНЕНИЙ ЛАГРАНЖА

Уравнения Лагранжа для (15) принимают форму

$$\ddot{r} = r\dot{\gamma} - \frac{1}{r} + r, \quad (17)$$

$$\frac{d}{d\tau} r^2 \dot{\gamma} = 0, \quad (18)$$

$$\ddot{z} = -2z. \quad (19)$$

Уравнение (19) дает гармоническое колебание вдоль оси z

$$z = z_0 \cos \sqrt{2}\tau + \frac{\dot{z}_0}{\sqrt{2}} \sin \sqrt{2}\tau. \quad (20)$$

Уравнение (18) дает закон сохранения момента вращения

$$r^2 \dot{\gamma} = \mu = r_0^2 \dot{\gamma}_0. \quad (21)$$

Исключая $\dot{\gamma}$ из (17) с помощью (21), можно записать

$$\ddot{r} = \frac{\mu^2}{r^3} - \frac{1}{r} + r = -\frac{\partial}{\partial r} \left\{ \ln r - \frac{r^2}{2} + \frac{\mu^2}{2r^2} \right\}. \quad (22)$$

Движение вдоль r привелось к одномерному с эффективным потенциалом в скобке (22), который содержит в своем составе так называемый центробежный член $\frac{\mu^2}{2r^2}$, определяющий действие центробежной силы.

Уравнению (22) отвечает свой интеграл энергий

$$\begin{aligned} \frac{\dot{r}^2}{2} + \ln r - \frac{r^2}{2} + \frac{\mu^2}{2r^2} &= Q = \\ &= \frac{\dot{r}_0^2}{2} + \ln r_0 - \frac{r_0^2}{2} + \frac{\mu^2}{2r_0^2}. \end{aligned}$$

Это дифференциальное уравнение I порядка относительно $r(\tau)$ немедленно интегрируется методом разделения переменных и дает аналитическую связь переменных r и τ в виде интеграла

$$\tau = \frac{1}{\sqrt{2}} \int_{r_0}^r \frac{dr}{\sqrt{Q - \ln r + \frac{r^2}{2} - \frac{\mu^2}{2r^2}}}.$$

Интеграл неэлементарный из-за перемешивания трансцендентных и алгебраических функций. В точках поворота по r , где радикал обращается в 0, интеграл несобственный, что особенно затрудняет его вычисление. Для меридиональных траекторий, когда $\mu = 0$, он несколько упрощается, но все равно остается неэлементарным.

$$\tau = \frac{1}{\sqrt{2}} \int_{r_0}^r \frac{dr}{\sqrt{Q - \ln r + \frac{r^2}{2}}}, \quad (23)$$

$$Q = \frac{\dot{r}_0^2}{2} + \ln r_0 - \frac{r_0^2}{2}.$$

Для некоторых аналитических оценок с точностью порядка 1 % для вычисления обоих интегралов выгодно пользоваться аппроксимацией вида

$$\ln r \cong \alpha r^2 + \frac{\beta}{r^2} + \delta.$$

Обширные исследования на базе этой аппроксимации мы здесь не приводим для сокращения места, однако заметим, что они особенно полезны при оценке трансформационных свойств данной системы при учете конечных размеров источника, когда заведомо $\mu \neq 0$. В случае меридиональных траекторий ($\mu = 0$) для интеграла (23) можно построить точный аналитический алгоритм вычисления в виде быстро сходящегося ряда. Кратко опишем основные соображения на этот счет.

На восходящей ветви траектории вплоть до точки поворота можно воспользоваться монотонностью хода функции

$$f = \ln r - \nu r^2, \quad (24)$$

где $\nu = \frac{1}{2}$.

Если взять f в качестве переменной интегрирования, то из (24) надо выразить зависимость

$$r = F(f).$$

При $\nu = 0$ трансцендентное уравнение (24) легко разрешается в виде экспоненты e^f , следовательно, при $|f| < 1$ можно искать разложение функции $F(f)$ в виде степенного ряда по параметру ν . По своему типу (24) является классическим уравнением Лагранжа, и искомое разложение легко находится с помощью формулы Бюрмана—Лагранжа.

В данном случае после замены $\nu = \frac{1}{2}$ оно приобретает вид

$$r = F(f) = e^f + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(2n+1)^{n-1}}{2^n n!} e^{(2n+1)f}. \quad (25)$$

С помощью этого выражения легко вычислить ряд для $\tau(f)$, который вместе с (25) дает параметрическое представление связи τ и r посредством промежуточного параметра f . В частности, для исследования фокусирующего действия необходимо вычислять из (23) с помощью (25) время полета

τ_n до точки поворота, где интеграл (23) несобственный. Простые аналитические вычисления после подстановки (25) в (23) дают для τ_n следующее выражение

$$\tau_n = \sqrt{2\pi} \left\{ e^Q \operatorname{erf}(\sqrt{A}) + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(2n+1)^{n-1/2}}{2^n n!} e^{Q(2n+1)} \operatorname{erf}(\sqrt{A(2n+1)}) \right\}.$$

где $A = W \sin^2 \theta$, $\operatorname{erf}(u) = \frac{2}{\pi} \int_0^u e^{-u^2} du$ — интеграл вероятности.

Данные вычисления позволили в дальнейшем строго контролировать (тестировать) систематическое компьютерное моделирование ансамблей траекторий в исследуемой энергоанализирующей системе.

ФОКУСИРОВКА II ПОРЯДКА

Выбранная полевая конфигурация отличается тем, что внутри самого поля без участия дрейфового пространства существует множество режимов фокусировки II порядка по меридиональному углу θ . Сначала мы заметим, что радиальный ход потенциала в полосе $0 < r < 1$ имеет вид горба с вершиной в области седла $r = 1$. При $\dot{r}_0 > 0$ и $0 < r_0 < 1$ поле в этой полосе тянет частицу к оси z , и если ее энергия $\frac{\dot{r}_0^2}{2}$ меньше разности потенциалов между точками (r_0 и 1), то она отражается в точке поворота r_n и падает вниз на ось z . Траектория финитна. Но если энергия больше указанной разницы, то частица преодолевает вершину холма и уходит на ∞ по r . Этот случай нам не интересен, и для энергоанализа важен именно предыдущий вариант. Следует, однако, заметить, что в предельном режиме приближения энергии $\frac{\dot{r}_0^2}{2}$ к величине разности потенциалов между r_0 и горбом ($r = 1$) частица докатывается до вершины холма за бесконечное время, ибо интеграл (23) становится расходящимся. Следовательно, при уменьшении $\frac{\dot{r}_0^2}{2}$ от этого критического значения всегда можно

заставить частицу двигаться вдоль радиуса любое заданное время. При слишком большом времени подъема вдоль z частица может совершить множество полных колебаний, и геометрия траектории в меридиональной плоскости становится весьма запутанной. Поэтому нас в первую очередь должны

интересовать варианты дугообразных траекторий с временем полета вдоль оси $\tilde{\tau} \leq \frac{\pi}{\sqrt{2}}$, т. е. половины периода z -х колебаний.

Теперь рассмотрим следующую ситуацию. Пусть частицы стартуют из точки $(0 < r_0 < 1, z_0)$ с радиальной скоростью $\dot{r}_0 > 0$ и через некоторое время g возвращаются на уровень $0 < r_1 < 1$. Из (23) видно, что время пролета по r зависит не только от r_0, r_1 , но и от $\frac{\dot{r}_0^2}{2}$, а $\frac{\dot{r}_0^2}{2} = W \sin^2 \theta$.

Обозначим $\sin^2 \theta = \lambda$, тогда очевидно, время пролета g с уровня r_0 до уровня r_1 есть функция λ :

$$g = g[\lambda(\theta)]. \quad (26)$$

Смещение по z обозначим как P , и оно выразится с помощью (20) и (26) формулой

$$P = z|_{\tau=g} = z_0 \cos \sqrt{2}g(\theta) + \sqrt{W} \cos \theta \sin \sqrt{2}g(\theta). \quad (27)$$

Наложим на (27) условия фокусировки II порядка по θ :

$$\frac{dP}{d\theta} = 0, \quad \frac{d^2P}{d\theta^2} = 0,$$

или

$$-z_0 \sqrt{2} \sin \sqrt{2}g \frac{dg}{d\theta} - \sqrt{W} \sin \theta \sin \sqrt{2}g + \sqrt{2W} \cos \theta \cos \sqrt{2}g \frac{dg}{d\theta} = 0, \quad (28)$$

$$\begin{aligned} & -2z_0 \cos \sqrt{2}g \left(\frac{dg}{d\theta}\right)^2 - \sqrt{2}z_0 \sin \sqrt{2}g \frac{d^2g}{d\theta^2} - \\ & -\sqrt{2} \cos \theta \sin \sqrt{2}g - \sqrt{2W} \sin \theta \cos \sqrt{2}g \frac{dg}{d\theta} - \\ & -2\sqrt{W} \cos \theta \sin \sqrt{2}g \left(\frac{dg}{d\theta}\right)^2 + \\ & + \sqrt{2W} \cos \theta \cos \sqrt{2}g \frac{d^2g}{d\theta^2} = 0, \end{aligned} \quad (29)$$

где

$$\begin{aligned} \frac{dg}{d\theta} &= \frac{dg}{d\lambda} \frac{d\lambda}{d\theta} = 2 \sin \theta \cos \theta \frac{dg}{d\lambda}, \\ \frac{d^2g}{d\theta^2} &= \frac{d^2g}{d\lambda^2} 4 \sin^2 \theta \cos^2 \theta + \\ &+ 2 \frac{dg}{d\lambda} [\cos^2 \theta - \sin^2 \theta]. \end{aligned} \quad (30)$$

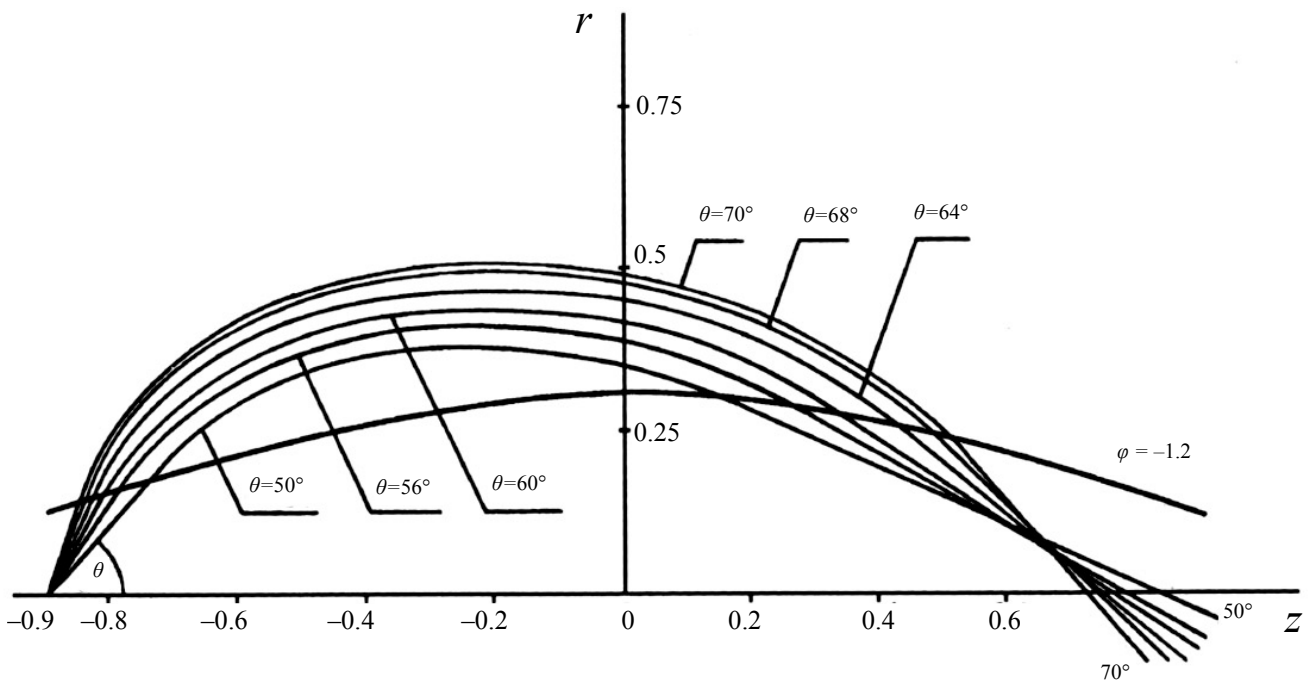


Рис. 2. Пример фокусировки в поле $\varphi = \ln r - \left(\frac{r^2}{2} - z^2\right)$ при $z_0 = -0.9$ и $\varphi_0 = -1.2$



Рис. 3. Фото энергоанализатора (а) и его внутреннего электрода (б)

Положим теперь время полета g равным половине периода z -х колебаний

$$g = \frac{\pi}{\sqrt{2}}, \tag{31}$$

а угол θ выберем вертикальным

$$\theta = \frac{\pi}{2}. \tag{32}$$

Подставляя (30), (31), (32) в (28), убеждаемся, что эти равенства удовлетворяются при любых z_0 и любых выборах r_0, r_1 внутри поля, лишь бы выполнялось условие (31). Дальнейший расчет показывает, что при данных условиях $\frac{d^3P}{d\theta^3} \neq 0$, так что внутри поля фокусировки III порядка получить нельзя. Однако при вводе частиц через какую-либо внутреннюю эквипотенциаль так, что частицы дополнительно летят некоторое время в дрейфовом пространстве, вполне можно достичь и фокусировки III-го порядка. Проведенные аналитические оценки дают нам уверенность в том, что данное поле обладает большим запасом фокусирующего действия. Дальнейшее исследование связано с систематическим моделированием пучков траекторий с помощью компьютера. Например, рис. 2 иллюстрирует несимметричный вариант фокусировки "ось—кольцо" при специально подобранном номере эквипотенциали с угловым разбросом входящего пучка порядка 10° .

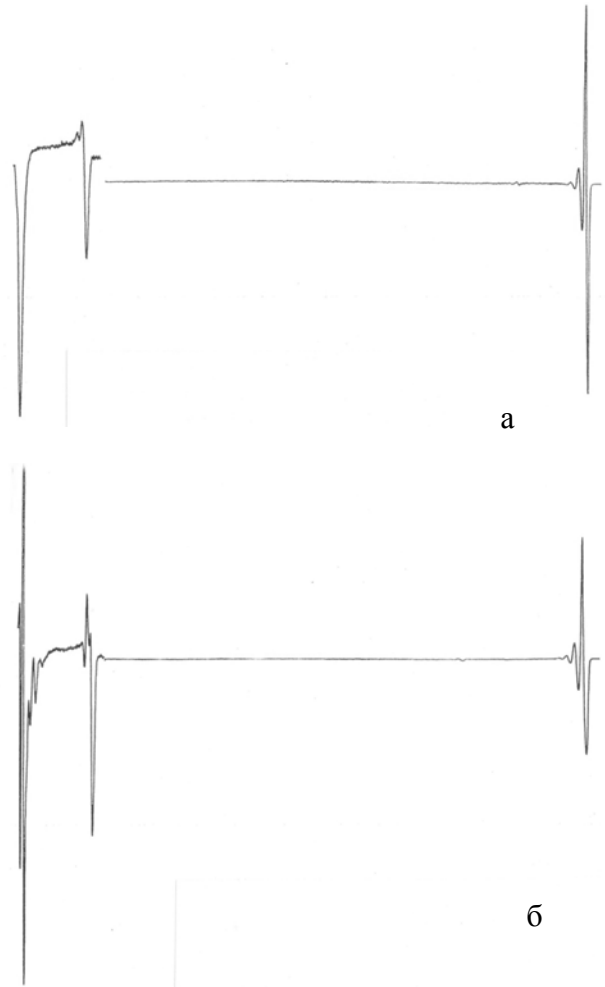


Рис. 4. Образцы Оже-электронных спектров: а — поликристалла графита; б — монокристалла графита

Близкий к нему вариант с фокусировкой "ось—ось" был положен в основу экспериментальной конструкции (рис. 3).

Примеры реальных энергетических спектров приведены на рис. 4, 5.

ДИСПЕРСИОННЫЕ СВОЙСТВА ПОЛЯ (10)

Дисперсионные свойства поля $\varphi = \ln r - \left(\frac{r^2}{2} - z^2 \right)$, выраженные в долях траектории, иллюстрируются на рис. 6. Здесь же показана зависимость дисперсии от энергии для цилиндрического зеркала. Сравнение показывает, что дисперсия рассматриваемой полевой структуры $\varphi = \ln r - \left(\frac{r^2}{2} - z^2 \right)$

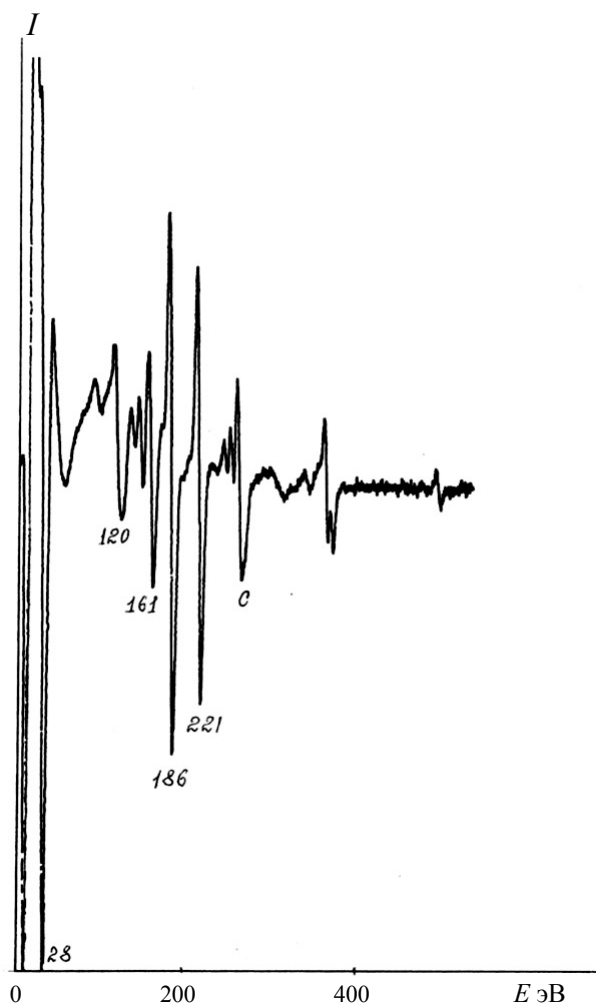


Рис. 5. Оже-электронный спектр молибдена в начальном диапазоне энергий (0–600) эВ. Энергия первичного электронного пучка 2000 эВ

сильнее зависит от параметра W и превышает дисперсию цилиндрического зеркала в 2–3 раза, если $W > 1$. Наиболее выгодные углы ввода частиц лежат в интервале $55^\circ < \theta < 75^\circ$. Таким образом, "деформация" поля на основании выражения

$$\varphi = \ln r - \left(\frac{r^2}{2} - z^2 \right)$$

как способ повышения дисперсии и качества фокусировки.

В случае, когда пучок выводится в дрейфовое пространство и фокусируется там, большую роль начинает играть угловая дисперсия по энергии, которая полностью отсутствует в цилиндрическом зеркале в силу независимости поля от координаты z .

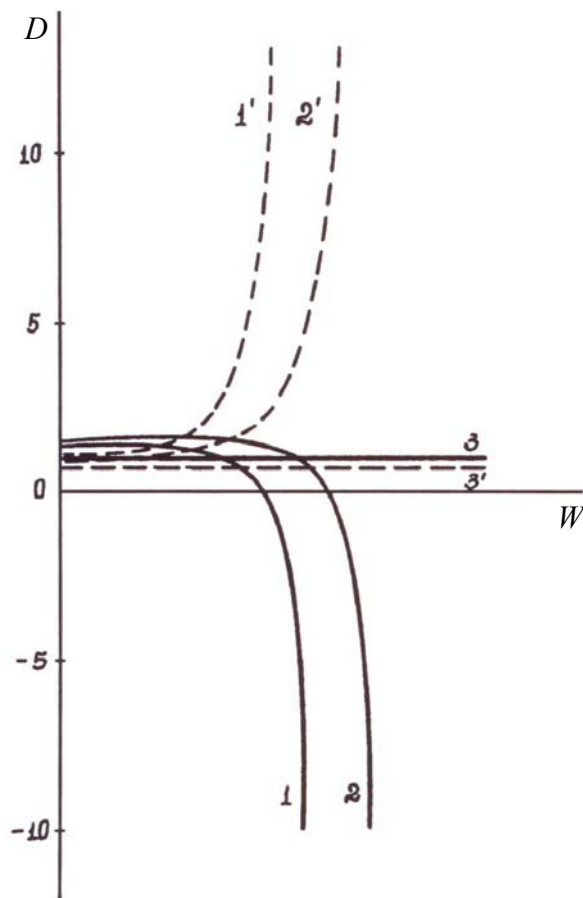


Рис. 6. Приведенная дисперсия в поле $\varphi = \ln r - \left(\frac{r^2}{2} - z^2 \right) + d$ с учетом дрейфового пространства. Потенциал внутреннего электрода $\varphi = -1.5$; угол входа пучка $\theta = 60^\circ$. Непрерывные кривые — аксиальная дисперсия D_z ; пунктирные — радиальная дисперсия D_r . Кривые 1 и 2, 1' и 2' отличаются начальными координатами (1 и 1' отвечают $z_0 = -0.7$; 2 и 2' — $z_0 = -0.8$); 3 и 3' — приведенные аксиальная и радиальная дисперсии эквивалентного цилиндрического зеркала

ПРАКТИЧЕСКАЯ РЕАЛИЗАЦИЯ ОСЕСИММЕТРИЧНОГО ЭНЕРГОАНАЛИЗАТОРА

Результаты теоретического поиска осесимметричного поля эффективной структуры были проверены на ряде экспериментальных моделей энергоанализаторов. В первых вариантах анализаторов электроды были аппроксимированы цилиндрическими и коническими поверхностями, а в последующих изготавливались в точном соответствии с аналитическими выражениями. Конструкция анализатора и его полеформирующие электроды

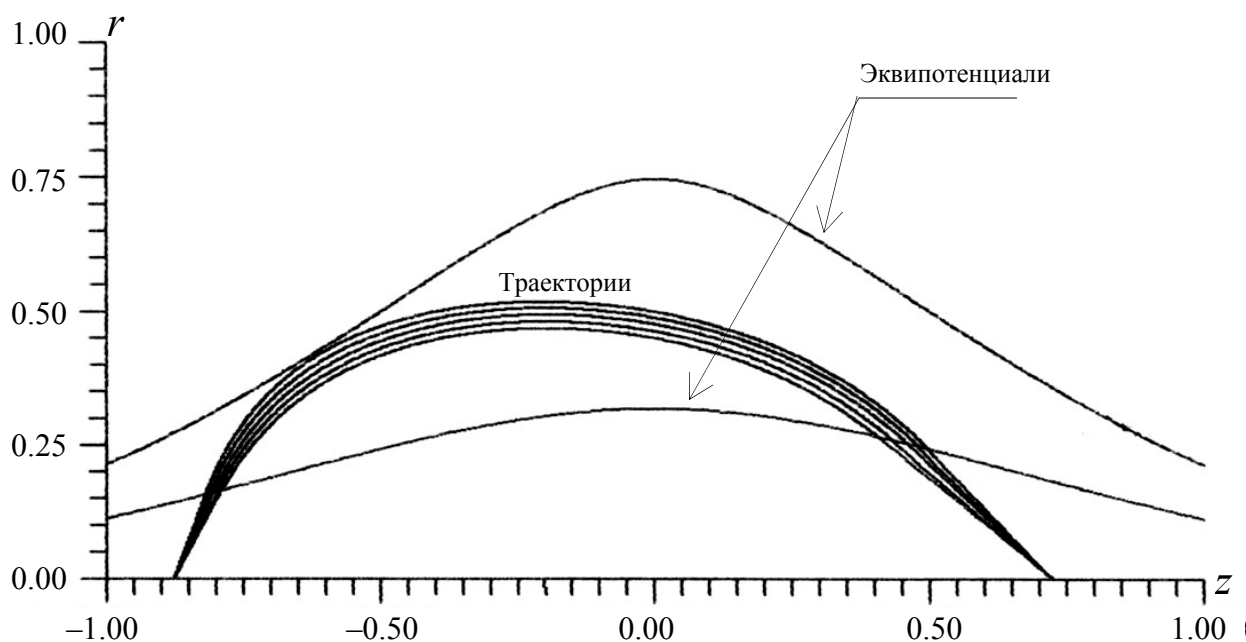


Рис. 7. Траектории заряженных частиц в идеальном поле анализатора

кардинально отличаются от аналогичных элементов анализатора "цилиндрическое зеркало". На фотографиях анализатора (рис. 3, а) и внутреннего электрода этого анализатора (рис. 3, б) следует обратить внимание на компактность конструкции и целесообразность геометрии анализатора для удобного согласования ее с анализируемыми образцами и различными источниками возбуждения электронов.

Траектории заряженных частиц в идеальном поле такого анализатора показаны на рис. 7. Отметим, что параметры анализатора критичны к положению образца (почти так же, как в анализаторе "цилиндрическое зеркало"). Для представленного на рис. 3 энергоанализатора оптимальный угол ввода заряженных частиц равен $65 \pm 5^\circ$, размер фокального пятна немного больше 0.2×0.2 мм. Энергетическое разрешение по упруго отраженным электронам, достигнутое на анализаторе составляло 0.05 % на полувысоте линий, что позволяло фиксировать тонкую структуры спектральных линий и легко отличать по ним, например, монокристаллическое состояние графита от поликристаллического. Это демонстрируется спектрами поли- и монокристаллов графита, приведенными на рис. 4, а и б, соответственно.

Следует отметить, что при ухудшении разрешения, по крайней мере до 0.1 %, тонкая структура спектров монокристалла графита утрачивается и монокристалл становится неотличим от поликристалла. На рис. 5 показан пример Оже-элек-

тронного спектра молибдена в начальном диапазоне энергий, демонстрирующий хорошее качество записи спектральных линий нового анализатора.

ВЫВОДЫ

Поиск новых осесимметричных аксиально неоднородных полевых структур, теоретические и экспериментальные исследования показывают возможность создания оригинальных энергоанализаторов, обладающих существенными преимуществами перед традиционными типами анализаторов. Многообразие этих полей, допустимость точного интегрирования уравнений движения в аналитической форме и, следовательно, возможность и корректность изучения их дисперсионных и фокусирующих свойств открывают широкие перспективы применения их в практике энергоанализа заряженных частиц. Высокая светосила и разрешение, а также рациональные формы электродов энергоанализаторов, как это видно на примере вышеприведенного анализатора, являются важными особенностями этого типа полей. Но не надо забывать о наличии краевых полей на входе и выходе анализатора. Именно присутствие этих полей и проблемы решения их аналитическим путем с целью согласования с основными полями анализатора не позволили достигнуть тех аналитических высот, на которые новые анализаторы в принципе способны.

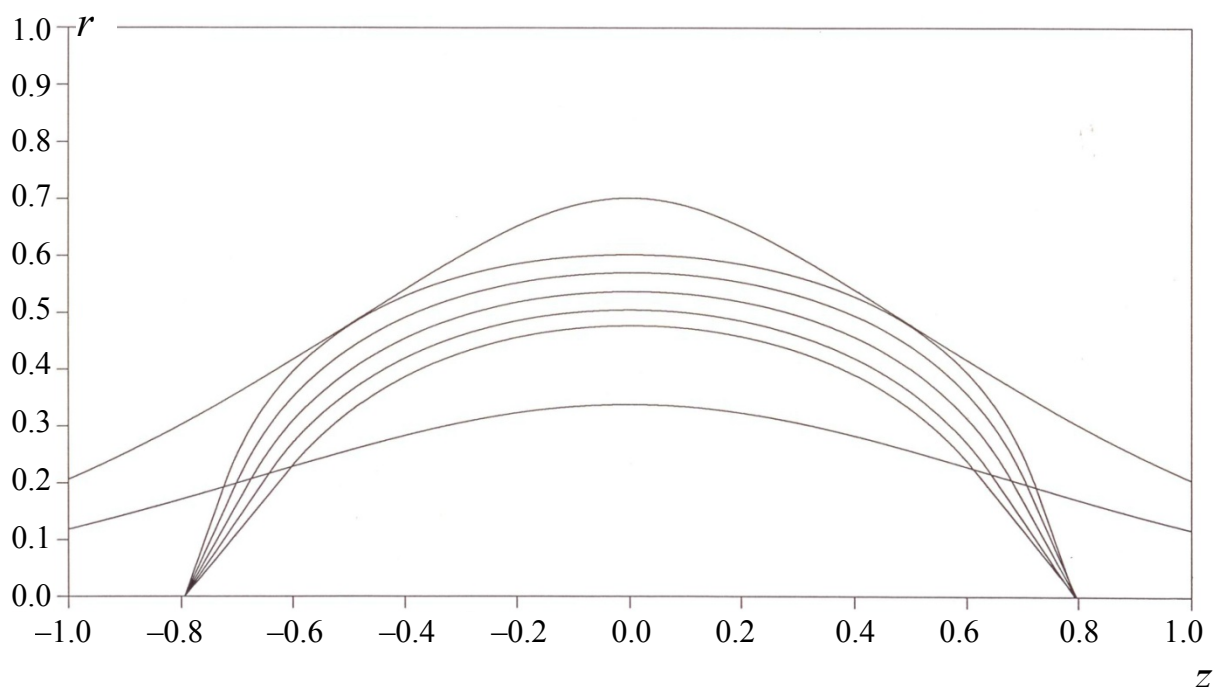


Рис. 8. Пример симметричного характера траекторий заряженных частиц в поле вида

$$\varphi = \ln r - \left(\frac{r^2}{2} - z^2 \right) + d$$

Траектории заряженных частиц в приведенном выше анализаторе имеют явно выраженный асимметричный характер, что было навязано желанием иметь входную часть анализатора малого диаметра. Выбранная геометрия анализатора позволяла обеспечивать на порядок большее разрешение, чем в случае анализатора "цилиндрическое зеркало" и при несколько большей светосиле. Попытка дальнейшего наращивания светосилы в этой геометрии оказалась невозможной.

Тем не менее увеличение светосилы почти вдвое (от 15.8 до 30 % без потери разрешения) оказалось легко реализуемым при переходе от асимметричного к симметричному виду траекторий (рис. 8).

Теоретически полученное разрешение 0.05 % на полувысоте спектральных линий и светосила 30 % от полусферы воспроизводятся без каких бы то ни было проблем на экспериментальных моделях анализаторов. Эти работы описаны в статье [7], в которой рассмотрены также одно- и двухкаскадные энергоанализаторы. Основные материалы теоретических и экспериментальных исследований нового анализатора закреплены в патенте [8]. Эти работы проводились в тесном сотрудничестве с профессором Каем Зигбаном, основопо-

ложником метода "Электронной Спектроскопии для Химического Анализа" (ЭСХА), лауреатом Нобелевской премии, руководителем ESCA-LASER Lab. Упсальского университета (Швеция).

Последующие работы над анализаторами этого класса заключались в улучшении их электронно-оптических свойств, и прежде всего в увеличении разрешения. Здесь совершенно очевидными были два вопроса.

- Более тщательное согласование аксиального и радиального градиентов потенциала анализатора с целью улучшения фокусирующих свойств и увеличения глубины резкости анализатора.

- Решение проблемы или, по крайней мере, уменьшение влияния краевых полей на основную полевую структуру анализатора.

Конечной целью ставилась задача доведения найденных вариантов светосильных высокоразрешающих энергоанализаторов до уровня, обеспечивающего возможность перехода от ЭСХА к ЭМХА (Электронной Микроскопии для Химического Анализа).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Козлов И.Г. Методы энергетического анализа электронных потоков. М.: Атомиздат, 1971. 189 с.
2. Афанасьев В.П., Явор С.Я. Электростатические энергоанализаторы для пучков заряженных частиц. М.: Наука, 1978. 224 с.
3. Голиков Ю.К. Способ расчета энергоанализаторов с плоскостью симметрии // II Всесоюзная конференция по масс-спектропии, Ленинград, 1975.
4. Галль Л.Н., Галль Р.Н., Голиков Ю.К., Уткин К.Г. Электростатический энергоанализатор. Авторское свидетельство № 544307, 1975.
5. Голиков Ю.К., Уткин К.Г., Чепарухин В.В. Расчет элементов электростатических электронно-оптических систем. Учебное пособие. Л.: ЛПИ им. М.И. Калинина, 1984. 79 с.
6. Холин Н.А. Электростатические полевые структуры высокого разрешения и применение их в электронной спектроскопии. Дис. ... д-ра физ.-мат. наук. 1990. 249 с.
7. Siegbahn K., Kholine N., Golikov Y. A High Resolution and Large Transmission Electron Spectrometer // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A. 1997. V. 384. P. 563–574.
8. Kholine N., Siegbahn K., Golikov Y., Maripuu R. Энергоанализатор заряженных частиц. Патент SE № 512265, 05.09.1997.

*Институт аналитического приборостроения РАН,
Санкт-Петербург*

Материал поступил в редакцию 14.04.2009.

THEORY AND PRACTICE OF QUASI-CONICAL ENERGY ANALYZERS

Yu. K. Golikov, N. A. Kholine, T. A. Shorina

Institute for Analytical Instrumentation RAS, Saint-Petersburg

The article is devoted primarily to aspects of evolution of a new class of electrostatic energy analyzers for electron and ion beams investigations. The authors named these analyzers "quasi-conical". Genesis of basic physical and mathematical ideas is scrutinized, exact mathematical calculation theory of such systems is formulated, real constructions are described, experimental results are given and the development of perspective of this trend is discussed.

Keywords: electrostatic energy analyzer of charged particles, quasi-conical energy analyzer, electronic field potential, difference field, Laplace equation, second order focusing, energy dispersion