

Электронные и ионные пучки

УДК 537.533.79; 537.534.79

Электрические спектрографы потоков заряженных частиц с потенциалами Эйлера типа

Ю. К. Голиков, Н. К. Краснова, О. А. Абрамёнок

Рассмотрен подход к созданию спектрографов заряженных частиц — приборов, фиксирующих на плоских позиционно-чувствительных детекторах энергетический спектр в целом или его часть. Электростатические конфигурации, где реализуется спектрографический режим, строятся на основе функций, однородных по Л. Эйлеру и обладающих свойством подобия. Подробно изучены варианты спектрографов — плоского, квадрупольного и кубического, а также их линейной комбинации. Представлены результаты аналитического и численного моделирования режимов работы спектрографов и даны основные электронно-оптические параметры.

PACS: 41.85.-p

Ключевые слова: спектрограф, позиционно-чувствительные детекторы, однородные эйлеровы функции.

Введение

Появление позиционно-чувствительных детекторов (ПЧД) в современной электронной и ионной спектроскопии открыло новые возможности для энергоанализа. Такие приемники позволяют фиксировать энергетические и угловые распределения анализируемых частиц сразу же в целом диапазоне, т.е. информация поступает сразу же по нескольким каналам, не зависящим друг от друга. Преимущества такого способа записи спектров состоят в том, что, во-первых, сокращается время, требуемое для регистрации энергетического или углового или энерго-углового распределения частиц, во-вторых, можно регистрировать спектры в режиме реального времени, например, фиксировать происходящие на поверхности исследуемого объекта изменения.

Для реализации такого способа измерения спектров обычные дисперсионные элементы — спектрометры — здесь не подходят, т. е. нужны другие устройства, подобные оптическим спектрографам, фиксирующие потоки частиц в некотором

энергетическом диапазоне на плоский ПЧД. Статей и сообщений на тему электрических спектрографов мало [1—3], что связано, скорее всего, с новизной проблемы и неотработанными теоретическими подходами.

Чтобы реализовать идею спектрографа, необходимо подобрать такое поле, когда при фиксированной разности потенциалов, подаваемой на подающие электроды, пучок частиц разделялся бы на потоки, образуя сеть удаленных друг от друга точек фокусировки, каждая из которых отвечала бы своей энергии (или углу). И, кроме того, необходимо, чтобы эти точки фокусировки лежали в одной плоскости, совмещенной с плоским ПЧД. В работе [4] авторы показали, что наилучшим расчетным приемом может быть принцип подобия для однородных (по Эйлеру) потенциалов и обобщенно-однородных полей.

Расчет полей

Нашей исходной позицией является тот факт, что в полях с эйлеровыми потенциалами, удовлетворяющими условию однородности n -й кратности

$$\varphi(kx, ky, kz) = k^n \varphi(x, y, z), \quad (1)$$

существует преобразование подобия для траекторий с учетом соответствующего пересчета энергии

$$E = \frac{E_0}{k^n},$$

Голиков Юрий Константинович, профессор.
Краснова Надежда Константиновна, доцент.
Абрамёнок Оксана Анатольевна, студентка.
Санкт-Петербургский государственный политехнический университет.
Россия, 195251, С.-Петербург, ул. Политехническая, 29.
E-mail: n.k.krasnova@mail.ru

Статья поступила в редакцию 22 ноября 2010 г.

© Голиков Ю. К., Краснова Н. К., Абрамёнок О. А., 2011

где E_0 — энергия настройки прибора. Если при какой-то энергии E_0 пучок, исходящий из начала координат, образует сфокусированное пятно, то для остальных энергий также образуются сфокусированные пятна, расположенные вдоль луча, проходящего через точку $x = y = z = 0$ и точку фокусировки при $E = E_0$.

Спектрограф "Плоский конденсатор"

Идеальный и в то же время замечательный по простоте образец спектрографа дает плоский конденсатор с потенциалом $\varphi = y$, который принадлежит семейству (1) с показателем однородности $n = 1$.

Это единственная система с пропорциональным по E перемещением сфокусированного пятна вдоль плоскости обкладок. При угле ввода пучка

$\theta = \frac{\pi}{4}$ относительно плоскости $y = 0$ имеет место

фокусировка I порядка по θ , и пятно фокусировки скользит по этой плоскости по линейной зависимости от E , что очень удобно для калибровки спектрографа. Следует отметить, что благодаря независимости поля от координат в данной системе можно реализовать два типа спектрографов: для ленточных пучков и для осесимметричных конических пучков. Для всех вычислений здесь и в дальнейшем изложении мы используем безразмерную модель, введя несколько характерных величин: базовое расстояние — ℓ (в миллиметрах); характерное значение потенциала — Φ_0 (в вольтах); время — T (в секундах). Если первые два параметра выбираются исходя из габаритов системы и рабочего режима работы прибора, то последний играет роль связующего фактора, поскольку все три связаны соотношением

$$\frac{m\ell^2}{T^2} = q\Phi_0,$$

где m , q — масса и заряд частицы. Чтобы осуществить обратный переход к размерным величинам, следует выполнить следующие вычисления

$$X = \ell x, \quad Y = \ell y, \quad Z = \ell z, \\ \Phi = \Phi_0 \varphi,$$

где x , y , z , φ — безразмерные координаты и потенциал, а X , Y , Z , Φ — соответствующие размерные величины.

В случае ленточных пучков смещение P , которое испытывает частица, отклонившись в плоском поле, будет определяться следующим выражением

$$P = 2\dot{x}_0\dot{y}_0 = 2W \sin 2\theta.$$

Здесь через W обозначена энергия частицы, выраженной в безразмерных единицах и связанной с энергией частицы как

$$W = \frac{E}{|q\Phi_0|}.$$

При $\theta = \frac{\pi}{4}$, $\frac{dP}{d\theta} = 0$ и в условиях фокусировки

I порядка можно приближенно написать

$$\Delta P \cong \frac{1}{2} \frac{d^2 P}{d\theta^2} \Big|_{\theta=\frac{\pi}{4}} (\Delta\theta)^2 \cong 4W (\Delta\theta)^2.$$

Дисперсия по энергии W системы выразится как

$$D = W \frac{dP}{dW} \Big|_{\theta=\frac{\pi}{4}} = 2W.$$

Разрешающая способность спектрографа определяется формулой

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{\Delta W}{W} = \frac{\Delta P}{D} = 2(\Delta\theta)^2,$$

где $\Delta\theta$ — угол полураствора сектора вылетающих частиц из источника.

Относительное разрешение одинаково по всей плоскости ($y = 0$) и фактически охватывает весь диапазон энергий (0, W_{\max}). Например, при секторе $\Delta\theta = \pm 3^\circ$ получаем

$$\frac{\Delta W}{W} \approx 0,5\%.$$

Как видим, и по светосиле, и по разрешению данный спектрограф может решать разнообразные задачи электронной спектроскопии.

Степенные спектрографы

Для реализации идеи спектрографа пригодны все однородные гармонические потенциалы в виде целых полиномов, содержащие в своем эквипотенциальном портрете плоскость, проходящую через начало координат. Такая эквипотенциальная плоскость должна быть местом фокусировки и, соответственно, носителем ПЧД. В частности, для ленточных пучков оптические среды для спектрографов можно описать комплексными потенциалами вида

$$\Omega = \psi(x, z) + i\varphi(x, z) = \omega^n \quad (2) \\ \omega = x + iz, \quad n = 1, 2, 3, \dots$$

Предпочтение, конечно, следует отдать значениям $n > 1$, поскольку в этом случае поле в точке старта ($x_0 = 0, y_0 = 0$) будет нулевым. Для $n < 1$ (в том числе отрицательных) появляется особенность в начале координат, сильно осложняющая ввод анализируемого потока. Тем не менее, основные спектрографические закономерности остаются в силе, и эти случаи требуют отдельного рассмотрения.

Квадрупольный спектрограф

Потенциал

$$\varphi = xy \tag{3}$$

также относится к семейству (1), являясь однородной функцией 2-й степени кратности. Спектрограф, функционирующий на основе поля (3), разработан в Йоркском университете [2]. Он получил название гиперболического, поскольку эквипотенциали имеют вид гипербол. В этом поле введенный ленточный пучок под углом $\theta_\phi \cong 24,33^\circ$ фокусируется на нулевую эквипотенциаль $y = 0$. Положение точек фокусировки имеет нелинейную зависимость от энергии

$$P_\phi \cong 1,8569\sqrt{W}.$$

Соответственно линейная энергетическая дисперсия определяется как

$$D = W \frac{dP_\phi}{dW} = 0,928\sqrt{W}.$$

При вариации углов $\Delta\theta = \pm 2,5^\circ$ разрешение составляет

$$\frac{\Delta W}{W} \cong 0,65\%.$$

В сущности, эта величина примерно такая же, как и у плоского спектрографа. Преимущества квадратичного спектрографа можно видеть в большей компактности электродной конфигурации. В то же время мы должны отметить и очевидный недостаток этой системы, а именно, угол влета θ_ϕ вдвое меньше, чем у плоского зеркала, что ухудшает работу ПЧД.

Кубический спектрограф

Если выбрать показатель однородности $n = 3$, то планарный потенциал в этом случае запишется в виде

$$\varphi(x, y) = 3x^2y - y^3. \tag{4}$$

Эквипотенциальный портрет поля (4) представлен на рис. 1. Плоскость $y = 0$ совпадает с нулевой эквипотенциалью. Выпущенный из начала координат пучок частиц через нулевую эквипотенци-

аль под действием поля возвратится на эту же плоскость. Однако в отличие от предыдущих вариантов — плоского и квадрупольного, углы, при которых может быть реализован спектрограф, выстраиваются. В этом поле (4) фокусировки на границе поля нет, но при углах ввода $\theta \cong 7\text{—}16^\circ$ линия фокусов формируется в дрейфовой области (рис. 2). Угол наклона линии фокусов к оси x составляет $\alpha \cong -17^\circ$. Если установить плоский ПЧД в дрейфовой области параллельно плоскости вывода пучка, то энергетическое разрешение будет меняться от точки к точке. Так, наилучшее разрешение, которое можно получить в такой геометрии, составит 0,15 %, наихудшее — до 10 %. Кроме того, с ростом энергии плотность фокусов возрастет, что, несомненно, осложняет практическую реализацию подобной геометрии. Чтобы повысить параметры до более приемлемых величин, придется сужать как угловой разброс пучка на входе, так и сокращать энергетический диапазон.

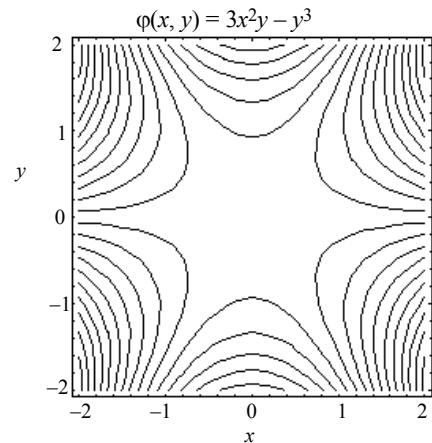


Рис. 1. Эквипотенциальный портрет поля $\varphi(x, y) = 3x^2y - y^3$

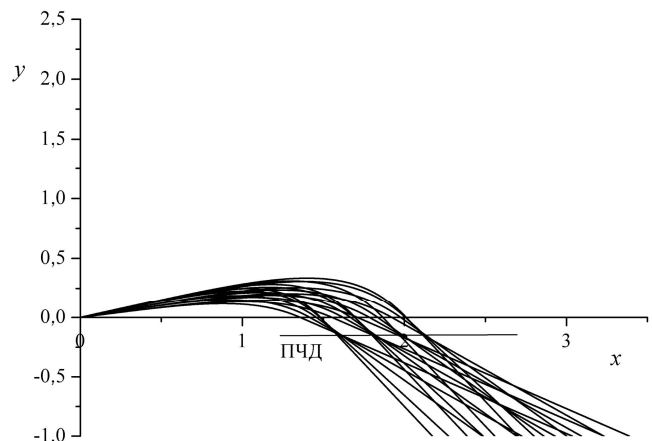


Рис. 2. Траекторный каркас в поле $\varphi(x, y) = 3x^2y - y^3$ для режима вывода пучка через плоскость $y = 0$

Следует отметить, что в поле с кубическим потенциалом (4) наблюдается режим с более острой фокусировкой на плоскость $x = 0$ в широком диа-

пазоне и достаточно удобном для ввода углов $70^\circ \leq \theta \leq 80^\circ$. Отрицательным моментом здесь является тот факт, что плоскость вывода пучка лежит в неэквипотенциальной плоскости, что создает дополнительные трудности для практической реализации такой конструкции.

Теперь рассмотрим поля, потенциалы которых представляют собой линейную комбинацию однородных по Эйлера функций семейства (1), где одна из функций есть добавка (малое возмущение) к другой.

Смешанные системы

Подбирая комбинацию функций, авторы исходили из того, чтобы улучшить параметры той или иной конфигурации — разрешение и энергетический диапазон, и, по возможности, получить стабильное разрешение во всем снимаемом диапазоне энергий. Последнее можно достичь, если линия фокусов окажется строго параллельной оси x , как это было в случае плоского спектрографа. В ходе численного моделирования в системах, где поля описываются однородными функциями Эйлера типа, точки угловой фокусировки пучков заряженных частиц с разной энергией укладываются на прямую, но проходящую под наклоном к оси x . Таким образом, задача состоит в том, чтобы уменьшить этот угол.

Обсудим три линейные комбинации. В двух из них основным является поле, описываемое однородной функцией с показателем кратности $n = 2$, а возмущение вносит плоское поле (вариант 1): $\varphi(x, y) = xy + \beta y$, и в другом случае — кубическое (вариант 2): $\varphi(x, y) = xy + \beta(3x^2y - y^3)$. Третий вариант — кубическое поле возмущено квадрупольным: $\varphi(x, y) = 3x^2y - y^3 + \beta xy$.

В первом варианте при малых значениях параметра возмущения β угол наклона линии фокусов сохраняется $\alpha \approx -28^\circ$, причем независимо от знака. Но если $\beta = -0,1$, то угол α увеличивается и составляет $\alpha = -40,6^\circ$.

Добавка кубической функции (вариант 2) улучшает ситуацию, если $\beta > 0$: наклон линии фокусов становится меньше, так при $\beta = 0,01$ угол составит $\alpha = -26,7^\circ$ и при $\beta = 0,1$, соответственно, $\alpha = -24^\circ$. Но картина резко меняется, если вносимое возмущение имеет противоположный знак $\beta < 0$. В этом случае частицы попадают в область тянущего поля и становится более сложной картина силового воздействия. На рис. 3 представлен эквипотенциальный портрет конфигурации поля, соответствующей варианту 2 при $\beta = -0,1$. Максимальный достижимый энергетический диапазон в таком поле не превышает $W_{\max} = 1,8$, в то время

как во всех других примерах $W \in [1-4]$, а угол наклона линии фокусов составляет $\alpha = -72,6^\circ$.

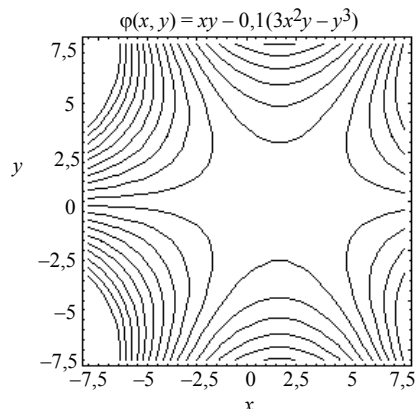


Рис. 3. Эквипотенциальный портрет поля $\varphi(x, y) = xy - 0,1(3x^2y - y^3)$

Третья комбинация полей выглядит более многообещающей. При полном сохранении углового разброса в $8-9^\circ$ удается получить угол наклона линии фокусов $\alpha = -10,3^\circ$, если $\beta > 0$, против $-17,1^\circ$ для чисто квадрупольного поля (3). Если рассмотреть вариант $\beta = -0,1$ или $-0,01$, то наклон растет, но незначительно и составляет $\alpha = -19,9^\circ$ и $-19,8^\circ$, соответственно.

Следует отметить, что во всех рассмотренных линейных комбинациях угол ввода небольшой и составляет величину $\theta = 12^\circ$ или 17° , угловой разброс не превышает $\pm 4,5^\circ$, а фиксируемый диапазон укладывается в пределах $W \in [1-4]$, при этом плотность расположения фокусов по линии увеличивается с ростом энергии.

Заключение

Авторы продемонстрировали подход для конструирования спектрографов, регистрирующих спектр заряженных частиц полностью или его большую часть. Полевые конфигурации для них строятся из семейства однородных функций, обладающих замечательным свойством подобия, сформулированным Л. Эйлером. Отличительной особенностью полей является тот факт, что нулевая эквипотенциаль во всех рассмотренных примерах совпадает с плоскостью $y = 0$, что очень удобно для практической реализации устройства.

Эволюцию электронно-оптических свойств полей мы проследили, начиная с простейшего — плоского поля, которое входит в это семейство функций с показателем кратности $n = 1$. Плоский спектрограф обладает хорошими фокусирующими свойствами, линия фокусов совпадает с осью x и плотность фокусов вдоль нее линейна; энергетическое разрешение не хуже, чем $0,5\%$. Переход

к степенным спектрографам — квадрупольному и кубическому, к сожалению, сопровождается объективно ухудшением параметров системы. У линии фокусов, образующейся уже в дрейфовой части, а не границе поля, появляется наклон и изменяется плотность фокусов на линии, разрешающая способность также снижается. Кроме того, угол ввода пучка уменьшается, что увеличивает трудности при практической реализации.

В итоге, можно рекомендовать данный подход для создания спектрографов, поскольку электродная реализация в полях, описываемых функциями семейства (1), может быть выбрана на основе

замкнутой области эквипотенциального портрета, а подбором параметров поля, например, составляя линейные комбинации функций, добиться приемлемых электронно-оптических параметров системы для решения различных задач электронной спектроскопии.

Л и т е р а т у р а

1. Read F. H. // Rev. Sci. Instrum. 2002. V. 73. No. 3. P. 1129.
2. Jacka M. et al. // Rev. Sci. Instrum. 1999. V. 70. No. 5. P. 2282.
3. Read F. H. et al. // Nuc. Instrum. Meth. A. 2004. V. 519. P. 338.
4. Голиков Ю. К., Краснова Н. К. // Прикладная физика. 2007. № 2. С. 5.

Electric spectrographs of charged particle flows with potentials of Euler's type

Yu. K. Golikov, N. K. Krasnova, O. A. Abramyonok
Saint-Petersburg State Polytechnic University,
29 Politechnic str., St.-Petersburg, 195251, Russia
E-mail: n.k.krasnova@mail.ru

To design the charged particle spectrographs fixing the whole energy spectrum or its part at a plane position sensitive detector, a special method has been obtained. Electrostatic configurations are built on the base of homogeneous functions which possess similarity according to L. Euler's principle. Variants of spectrographs such as plane, quadrupole and cubic as well as their linear combinations are investigated in details. The results of analytical and numerical modelling and the main electron optical parameters are obtained.

PACS: 41.85.-p

Keywords: spectrograph, positional-sensitive detectors, Euler's uniform functions.

Bibliography — 4 references.

Received November 22, 2010