01;10

Новый класс электростатических систем, идеально сохраняющих параллельность плоских однородных пучков заряженных частиц

© Л.Г. Гликман, Ю.В. Голоскоков

Институт ядерной физики, Национальный ядерный центр, Алматы

Поступило в Редакцию 11 августа 1997 г.
В окончательной редакции 23 марта 1998 г.

Рассматриваются электростатические системы, поле которых является суперпозицией двух двумерных полей с общей плоскостью симметрии (средней плоскостью). Предполагается, что эти поля перекрываются в области, где проходит пучок заряженных частиц. Основное свойство исследуемых систем — идеальное (без угловых аберраций) сохранение параллельности однородного по отношению энергии к заряду пучка заряженных частиц, движущегося в средней плоскости поля. К новому классу электростатических систем принадлежит приведенная в качестве примера четырехэлектродная система, каждый электрод которой состоит из двух пластин, расположенных симметрично относительно средней плоскости.

Однородные по отношениям энергии к заряду и массы к заряду плоские параллельные пучки заряженных частиц, входящие в двумерные или конические статические электромагнитные поля, идеально (без угловых аберраций) сохраняют параллельность после прохождения таких полей (см., например, [1,2]). Движение частиц в этих случаях происходит в средней плоскости, являющейся плоскостью симметрии электрического и антисимметрии магнитного полей. В данной работе предлагается еще один класс электростатических систем, поле которых является суперпозицией двух двумерных полей с общей плоскостью симметрии (средней плоскостью). При этом после прохождения поля таких систем параллельность плоских однородных по отношению энергии к заряду пучков заряженных частиц сохраняется идеально. В дальнейшем для краткости однородные по отношению энергии к заряду пучки заряженных частиц будем называть однородными.

Пусть в декартовой системе координат x, y, z общая средняя плоскость двух двумерных полей совмещена с плоскостью $z = 0$, одно из двумерных полей описывается потенциалом $\varphi_1(x, z)$, другое — потенциалом $\varphi_2(y, z)$. Уравнение Гамильтона–Якоби, соответствующее движению заряженной частицы в средней плоскости суперпозиции этих полей, описываемой скалярным потенциалом $\varphi = \varphi_1 + \varphi_2$, в нерелятивистском приближении имеет вид:

$$\frac{1}{2m}\left[\left(\frac{\partial S_0}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial S_0}{\partial y}\right)^2\right] + e\Phi_1(x) + e\Phi_2(y) = E, \tag{1}$$

где e — заряд частицы, m — ее масса, S_0 — укороченная функция действия, связанная с функцией действия S равенством $S = -Et + S_0$, t — время, E — постоянная, равная полной энергии частицы, $\varphi_1(x, 0) \equiv \Phi_1(x)$, $\varphi_2(y, 0) \equiv \Phi_2(y)$. В уравнении (1) переменные разделяются. Подставив в это уравнение S_0 в виде суммы $S_0(x, y) = S_1(x) + S_2(y)$, получим:

$$\frac{1}{2m}\left(\frac{dS_1}{dx}\right)^2 + e\Phi_1(x) - E = -\frac{1}{2m}\left(\frac{dS_2}{dy}\right)^2 - e\Phi_2(y) = \lambda, \tag{2}$$

где λ — произвольная постоянная. Из равенства (2) находятся импульсы $P_x = m, \dot{x} = dS_1/dx$ и $P_y = m, \dot{y} = dS_2/dy$, после чего определяется полный интеграл уравнения Гамильтона–Якоби. Затем известным методом находятся в квадратурах уравнение траектории частицы

$$\int\limits_{x_0}^{x} \frac{(sgn\,\dot{x}(x))dx}{\sqrt{W_0 \sin^2\theta_0 + e(\Phi_{10} - \Phi_1)}} - \int\limits_{y_0}^{y} \frac{(sgn\,\dot{y}(y))dy}{\sqrt{W_0 \cos^2\theta_0 + e(\Phi_{20} - \Phi_2)}} = 0 \tag{3}$$

и зависимость между координатой x и временем t

$$t - t_0 = \sqrt{\frac{m}{2}} \int\limits_{x_0}^{x} \frac{(sgn\,\dot{x}(x))dx}{\sqrt{W_0 \sin^2\theta_0 + e(\Phi_{10} - \Phi_1)}}. \tag{4}$$

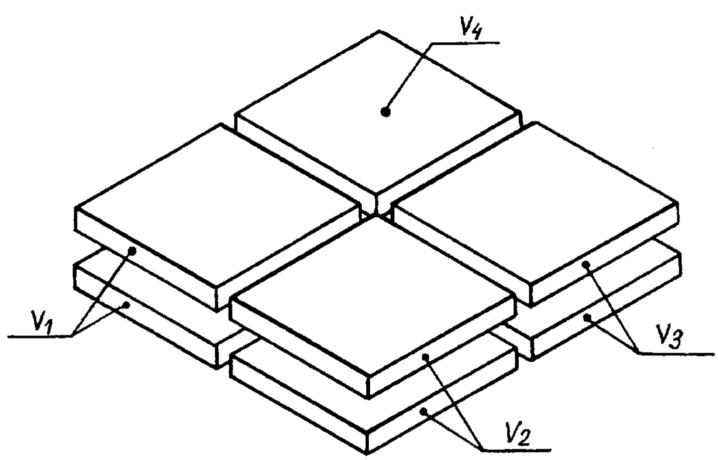
Здесь W — кинетическая энергия частицы, θ — угол между скоростью частицы и осью y, индексом нуль обозначены начальные значения переменных. Индекс "$i\,0$", $i = 1, 2$ означает, что потенциал с номером i вычислен в начальной точке траектории. Пользуясь равенствами

(1)–(3), можно найти угол θ в любой точке траектории частицы, движущейся в средней плоскости:

$$\sin^2\theta = \frac{W_0 \sin^2\theta_0 + e(\Phi_{10} - \Phi_1)}{W_0 + e(\varphi_0 - \Phi_1 - \Phi_2)}. \quad (5)$$

Из последнего равенства следует одно из основных свойств электронно-оптических систем с рассматриваемым полем — вошедший в поле системы однородный параллельный пучок заряженных частиц, движущийся в средней плоскости, идеально (без угловых аберраций) сохраняет параллельность после прохождения поля. Нужные электронно-оптические свойства рассматриваемого поля в направлении, перпендикулярном средней плоскости, как и в двумерном поле, можно обеспечить путем подбора потенциалов на электродах создающей это поле системы. В частности, можно подобрать условия сохранения параллельности объемного однородного пучка (условия телескопичности). Параметры предлагаемой системы, характеризующие ее свойства в направлении, перпендикулярном к средней плоскости, рассчитываются по общим формулам для электронно-оптических систем со средней плоскостью [3,4].

В качестве примера реализации предлагаемых систем приведем четырехэлектродную систему, полезадающие поверхности которой лежат



Четырехэлектродная электростатическая система.

на двух плоскостях, параллельных средней плоскости и удаленных от нее на одинаковое расстояние $d/2$ (см. рисунок). Каждый электрод системы состоит из двух пластин, находящихся под одинаковым потенциалом и расположенных симметрично относительно средней плоскости. Предполагается, что щели между пластинами соседних электродов настолько малы, что при исследовании электронно-оптических свойств их шириной можно пренебречь. В представляющих практический интерес случаях, как правило, достаточно, чтобы ширина щелей между пластинами была $\approx 0.1d$. Пластины первого электрода в проекции на среднюю плоскость занимают квадрант $x < 0$, $y < 0$, второго электрода — квадрант $x > 0$, $y < 0$, третьего электрода — квадрант $x > 0$, $y > 0$ и четвертого электрода — квадрант $x < 0$, $y > 0$. Потенциалы электродов обозначены соответственно через V_1, V_2, V_3 и V_4. Нетрудно убедиться, что при указанных предположениях потенциал φ может быть представлен в виде суммы потенциалов $\varphi_1(x, z)$ и $\varphi_2(y, z)$ двух двухэлектродных систем с двумерным полем, если выполняется условие

$$V_3 - V_2 = V_4 - V_1. \tag{6}$$

Поле каждой системы с двумерным полем быстро убывает при удалении от щелей, разделяющих электроды. Так, если потребовать, чтобы напряженность поля рассматриваемой четырехэлектродной системы на границе области, занятой полем, не превышала 0.01% от максимального значения, то в средней плоскости поле системы можно считать сосредоточенным в крестообразной области

$$\left|\frac{x}{d}\right| \le 3, \qquad \left|\frac{y}{d}\right| \le 3.$$

Вне этой области для большинства практических приложений траектории частиц можно считать прямолинейными. При этом можно не учитывать преломление лучей на входе в поле и на выходе из него. Так же, как и в случае двумерных полей, создаваемых электродами, разделенными прямыми щелями (см., например, [1,5]), для рассматриваемой системы легко подбираются форма и размеры пластин, при которых поле в области, где проходит пучок, совпадает с расчетным. Проблема ввода пучка в систему и вывода из нее легко решается, если потенциал первого по ходу пучка электрода совпадает с потенциалом предметного пространства, а последнего по ходу пучка — с потенциалом пространства изображений. Конструктивное решение этой проблемы зависит от того, какая задача решается с помощью предлагаемой электронно-оптической системы. Например, когда она используется в качестве призмы в двугранном электростатическом призменном энергоанализаторе, потенциалы предметного пространства и пространства изображений совпадают с потенциалами электродов коллиматорной и фокусирующей линз, примыкающих к призме. Аналогичные конструктивные решения можно найти, например, в [1,5]. Однако в отличие от призмы с разделенными двумерными полями новая призма будет существенно компактнее.

Предлагаемая в данной статье система может быть эффективно использована также в качестве зеркала с большим углом отклонения и линзы с прямой оптической осью, идеально сохраняющей параллельность широкого плоского пучка заряженных частиц с большим разбросом по энергии. Возможны и другие практические приложения.

Авторы благодарны С.Я. Явор за интерес к данной работе и полезные замечания.

Список литературы

[1] *Кельман В.М., Явор С.Я.* Электронная оптика. Л.: Наука, 1968. 488 с.
[2] *Гликман Л.Г.* // ЖТФ. 1984. Т. 54. В. 10. С. 1986–1991.
[3] *Карецкая С.П., Федулина Л.В.* // ЖТФ. 1982. Т. 52. В. 4. С. 740–745.
[4] *Karetskaya S.P., Glickman L.G., Beizina L.G., Goloskokov Yu.V.* // Adv. Electronics and Electron Physics. 1994. V. 89. P. 391–480.
[5] *Кельман В.М., Карецкая С.П., Федулина Л.В., Якушев Е.М.* Электронно-оптические элементы призменных спектрометров заряженных частиц. Алма-Ата: Наука, 1979. 232 с.