

01;10;12

ЦИЛИНДРИЧЕСКИЙ ДЕФЛЕКТОР С БОКОВЫМИ ЭЛЕКТРОДАМИ

© Л.П.Овсянникова, Т.Я.Фишкова, Е.В.Шпак

Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН,
194021 Санкт-Петербург, Россия
(Поступило в Редакцию 18 июля 1995 г.)

Получены упрощенные аналитические выражения для поля цилиндрического дефлектора, по бокам которого установлены плоские электроды. В таком устройстве имеет место фокусировка пучка во всех направлениях. Найдены простые формулы оптической силы, позволяющие рассчитать парааксиальные траектории, огибающие пучка заряженных частиц, а также положение и размер кроссовера. Рассчитана система формирования пучка заряженных частиц, содержащая иммерсионную линзу и 90°-ный дефлектор. Такая система представляет интерес при различного рода исследованиях поверхности образца методами вторично-ионной (атомной) масс-спектрометрии, при анализе поляризованных электронов и др.

Для анализа пучка заряженных частиц по энергии, а также для их отклонения часто используется цилиндрический дефлектор. При этом для фокусировки пучка в плоскости, перпендикулярной плоскости отклонения, дополнительно устанавливаются плоские боковые электроды, как это сделано, например, в [1]. Аналитическое выражение для потенциала внутри такого устояства получено нами в работе [2]. Поскольку расстояние между боковыми электродами обычно больше расстояния между цилиндрическими электродами, то ряды, входящие в выражения для потенциала и напряженности поля, сходятся настолько быстро, что достаточно одного члена ряда, чтобы уравнение Лапласа и граничные условия удовлетворялись с точностью не хуже 1%. Тогда потенциал равен $\Phi = U + \Phi_1(r, z) + \Phi_2(r, z)$, где

$$\Phi_i = (2/\pi)\Delta V_i \sqrt{r_i/r} \times$$

$$\times \left[\arctg \frac{\cos(\pi z/\lambda)}{\operatorname{sh} \pi(r_i - r)/\lambda} - 2 \exp(-2\pi a/\lambda) \frac{\operatorname{sh} \pi(r_i - r)/\lambda}{\operatorname{sh}(\pi a/\lambda)} \cos(\pi z/\lambda) \right], \quad (1)$$

$i = 1, 2$, $2a = r_2 - r_1$, $\Delta V_1 = U - V_1$, $\Delta V_2 = V_2 - U$. Здесь r_1 и r_2 , V_1 и V_2 — радиусы и потенциалы цилиндрических электродов, λ — расстояние

между боковыми электродами с потенциалом U . Распределение потенциала вдоль азимутальной координаты наиболее часто аппроксимируется прямоугольной моделью. Эффективная длина прямоугольника зависит от геометрических размеров дефлектора, от положения входной и выходной диафрагм и их потенциалов. Путем численного расчета на персональном компьютере поля дефлектора была определена эффективная длина в его средней плоскости ($z = 0$) вдоль центральной окружности радиуса $r_0 = (r_1 + r_2)/2$ в зависимости от положения входной и выходной диафрагм. При этом потенциал последних равнялся потенциалу на этой окружности

$$\varphi_0 = U + 2/\pi \left[\Delta V_2 \sqrt{r_2/r_0} - \Delta V_1 \sqrt{r_1/r_0} \right] \times \\ \times \left[\operatorname{arctg}(\operatorname{sh}^{-1} \pi a/\lambda) - \exp(-2\pi a/\lambda) / \operatorname{ch}(\pi a/\lambda) \right] \quad (2)$$

Эффективный угол дефлектора равен $\Omega = \bar{\Omega} + 2\Delta s/r_0$, где $\bar{\Omega}$ — реальный секторный угол дефлектора, $2\Delta s$ — разность между эффективной и реальной длинами дефлектора вдоль центральной окружности. Зависимость этой разности от положения диафрагмы относительно края дефлектора исследована в работе [2]. Показано, что в случае симметричного питания дефлектора ($U = 0, V_2 = -V_1$) она равна нулю, когда диафрагмы расположены на расстоянии $0.7a$ от края дефлектора.

Для расчета параксиальных фокусирующих свойств дефлектора представим распределение поля в виде ряда Тэйлора в криволинейной системе координат (ρ, z, s) , в которой ось s совпадает с основной траекторией пучка радиуса r_0 и $\rho = r - r_0$,

$$\Phi = \varphi_0 + \varphi_1(\rho/a) + \varphi_2(z/a)^2 + \varphi_3(\rho/a)^3 + \dots \quad (3)$$

Учитывая, что, как правило, r_0/a , получим следующие значения коэффициентов ряда:

$$\varphi_1 = (U - \varphi_0)a/2r_0 + 2 \left[\Delta V_2 \sqrt{r_2/r_0} + \Delta V_1 \sqrt{r_1/r_0} \right] \times \\ \times a/(\lambda \operatorname{sh} \pi a/\lambda) \left[\exp(-2\pi a/\lambda) + \operatorname{th}(\pi a/\lambda) \right], \\ \varphi_2 = \left[\Delta V_2 \sqrt{r_2/r_0} - \Delta V_1 \sqrt{r_1/r_0} \right] \pi(a/\lambda)^2 / \operatorname{ch} \pi a/\lambda \times \\ \times \left[\exp(-2\pi a/\lambda) - \operatorname{th}(\pi a/\lambda) \right], \\ \varphi_3 = -(\varphi_1/2)(a/r_0) - \varphi_2. \quad (4)$$

В данном приближении энергия частиц на входе в поле меняется скачком, величина которого определяется разностью потенциалов внутри и вне дефлектора и зависит от координаты входа и выхода частицы из поля. При этом полагаем, что их величина, а также углы наклона на входе и выходе из поля не меняются. Тогда, для того чтобы основная траектория пучка оставалась окружностью с радиусом r_0 в пределах дефлектора, необходимо выполнить условие

$$\varphi = 2(\Phi_0 + \Delta\Phi_0)a/r_0. \quad (5)$$

Здесь $e\Phi_0$ — энергия пучка заряженных частиц с зарядом e вне дефлектора; $e(\Delta\Phi_0)$ — изменение энергии пучка, движущегося по основной траектории, на входе в поле. Известно, что в указанном приближении решение уравнения движения имеет вид

$$\begin{aligned}\rho &= \bar{\rho} \cos \beta_1 \psi + r_0 \bar{\rho}' / (\beta_1) \sin \beta_1 \psi, \\ z &= \bar{z} \cos \beta_2 \psi + r_0 \bar{z}' / (\beta_2) \sin \beta_2 \psi.\end{aligned}\quad (6)$$

Здесь $\bar{\rho}$, $\bar{\rho}'$, \bar{z} , \bar{z}' — значения координат и тангенсов углов наклона траекторий на входе в поле. Штрихи означают дифференцирование по координате s . Через β_1 и β_2 обозначены оптические силы дефлектора в двух взаимно перпендикулярных направлениях

$$\beta_1 = \sqrt{2(1-\gamma)}, \quad \beta_2 = \sqrt{2\gamma}.\quad (7)$$

Нами получены аналитические выражения для параметра γ

$$\begin{aligned}\gamma &= \frac{\Delta V_2 \sqrt{r_2/r_0} - \Delta V_1 \sqrt{r_1/r_0}}{2(\Phi_0 + \Delta\Phi_0)} \pi (r_0/\lambda)^2 \operatorname{ch}^{-1}(\pi a/\lambda) \times \\ &\times [\exp(-2\pi a/\lambda) - \operatorname{th}(\pi a/\lambda)].\end{aligned}\quad (8)$$

Из формул (6)–(8) видно, что фокусировка в обеих плоскостях имеет место, если $0 < \gamma < 1$. При $\gamma = 0.5$ проекции траекторий на плоскости ρs и zs совпадают. Таким образом, в дефлекторе осуществляется стигматичный режим с фокусным расстоянием $f_\rho = f_z = r_0/\sin \Omega$ и одинаковыми увеличениями в двух направлениях.

Представляет интерес рассчитать положение и размер кроссовера для цилиндрического дефлектора с боковыми электродами. С использованием результатов работы [3] были найдены для них аналитические выражения в случае эллиптических фазовых контуров во входном кроссовере. Если выходной кроссовер расположен в свободном от поля пространстве, то получим размер кроссовера

$$R_k = R_m r_0 [(\tau_0 \cos \beta \Omega - \beta p \sin \beta \Omega^2) + (\beta R_m / R'_m)^2 \sin^2 \beta \Omega]^{-1/2},$$

и его расстояние от выхода из дефлектора

$$\begin{aligned}q &= \{p \cos(2\beta \Omega) + r_0 / (2\beta) \sin(2\beta \Omega) \times \\ &\times [1 - (\beta/r_0)^2 (p^2 + (R_m/R'_m)^2)]\} (R_k/R_m)^2.\end{aligned}\quad (9)$$

Здесь p — расстояние от входного кроссовера до дефлектора, R_m и R'_m — максимальные координаты и тангенс угла наклона траектории в плоскости входного кроссовера. Если кроссовер формируется внутри дефлектора, то он находится от входа на расстоянии

$$s_k = r_0 \psi_k = r_0 (2\beta)^{-1} \operatorname{arctg} \left[\frac{2pr_0/\beta}{(R_m/R'_m)^2 + p^2 - (r_0/\beta)^2} \right],$$

$$R_k = \left[(R_m \cos \beta \psi_k)^2 + R'_m{}^2 (p \cos \beta \psi_k + r_0 \beta^{-1} \sin \beta \psi_k)^2 \right]^{1/2}. \quad (10)$$

Отметим, что формулы (9), (10) относятся к плоскостям ρs и zs при соответствующих входных параметрах и оптических силах.

Полученные формулы использовались при расчете системы формирования пучка заряженных частиц, содержащей иммерсионную линзу, вытягивающую частицы из объекта, и дефлектор с боковыми электродами для поворота пучка (рис. 1). Система предназначена для максимального сбора вторичных ионов (или электронов) при облучении образца тонким первичным пучком, в том числе при сканировании им поверхности образца. Поворот пучка препятствует попаданию фонового излучения в детектор, а также осуществляет разводку пучка по каналам в многоканальных установках. Такая система может быть полезна при исследовании поверхности твердого тела методами вторично-ионной и вторично-атомной масс-спектрометрии, в установках для анализа поляризованных электронов и др.

Геометрические параметры иммерсионной линзы следующие: диаметры входных отверстий внутреннего и внешнего конических электродов 1.17 и 2.0 соответственно (здесь и далее все линейные размеры даны в единицах полуапертуры дефлектора a); $D = 3.33$, $l_1 = 2.83$, $l_2 = 3.5$, $l_3 = 3.17$. Геометрические параметры дефлектора: $r_1 = 5.67$, $r_2 = 7.67$, $\lambda = 4.0$. Входные и выходные диафрагмы расположены на расстоянии $l_4 = 0.7$, при этом $\Omega = \bar{\Omega} = \pi/2$.

Численные расчеты показали, что при заземленном внешнем коническом электроде и потенциале внутреннего электрода, равном $V = 0.996$ (здесь и далее все потенциалы отнесены к Φ_0 , $e\Phi_0$ — энергия пучка на входе в дефлектор) линза вытягивает частицы, вылетевшие из центра образца, расположенного на оси системы, в диапазоне

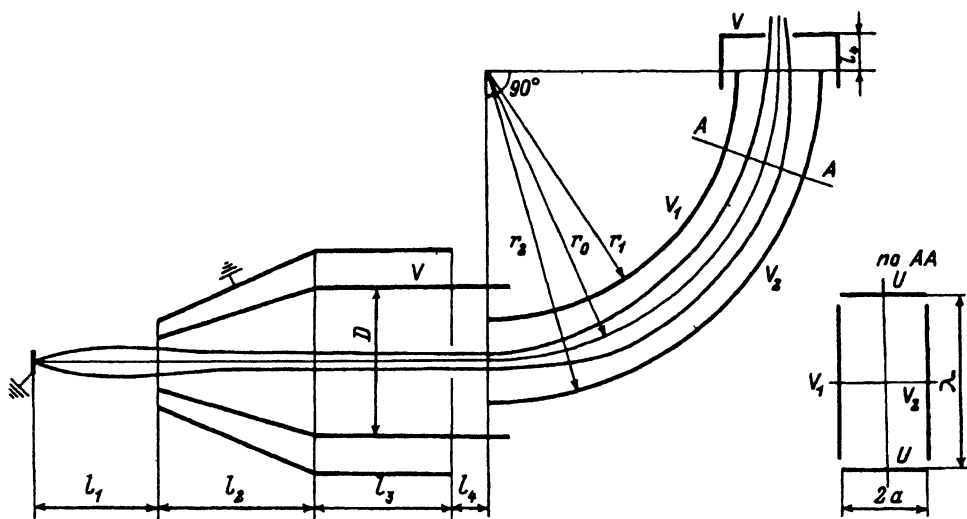


Рис. 1. Система формирования пучка заряженных частиц из иммерсионной линзы и 90°-ного цилиндрического дефлектора.

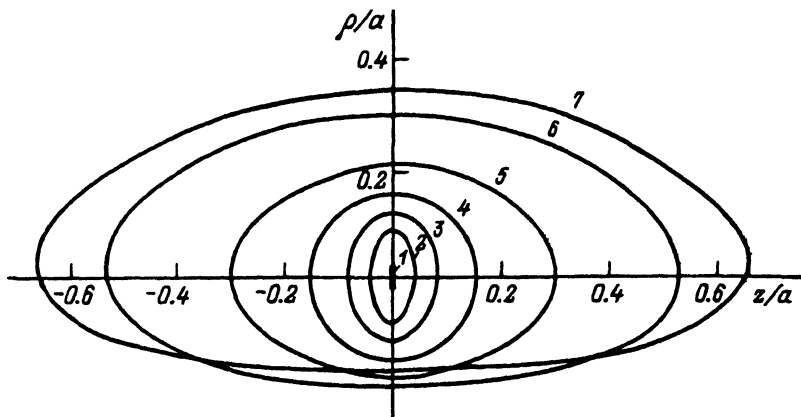


Рис. 2. Сечение пучка в плоскости выходной диафрагмы при различных начальных углах раствора пучка.

1 — $\pm 5^\circ$, 2 — $\pm 25^\circ$, 3 — $\pm 35^\circ$, 4 — $\pm 45^\circ$, 5 — $\pm 60^\circ$, 6 — $\pm 75^\circ$, 7 — $\pm 85^\circ$.

углов $\pm 85^\circ$. При этом она формирует на входе в дефлектор пучок диаметром $0.33a$.

Расчеты дефлектора проводились как аналитическим методом по формулам (2)–(8), так и численно-аналитическим с использованием формулы (1). Оказалось, что различие результатов, полученных этими методами, не превышает 5% (максимальное удаление пучка от основной траектории 0.3, максимальный угол наклона 0.05 рад).

Во многих случаях на выходе электронно-оптических систем требуется сформировать круглый пучок. Из условия, что основная траектория является окружностью радиуса $r_0/a = 2\Phi_0/\varphi_1$, а также $\gamma = 0.5$, определены потенциалы, обеспечивающие стигматичный режим работы дефлектора с равными увеличениями во всех направлениях: $V_1 = 1.345$, $V_2 = 0.733$, $U = 0.839$. Найден также режим $\gamma = 0.275$, когда дефлектор собирает весь пучок, сформированный иммерсионной линзой. В этом случае потенциалы равны $V_1 = 1.335$, $V_2 = 0.724$ и $U = 0.913$, и на расстоянии 3.1 от дефлектора образуется крестовер размером $\rho_k = 0.2$ и $z_k = 0.3$. Огибающая такого пучка представлена на рис. 1. Из рисунка видно, что максимальное удаление частиц от оси равно 0.5. На рис. 2 показано сечение пучка в плоскости выходной диафрагмы. Видно, что для пучка с углами раствора в диапазоне $\pm 45^\circ$ сечение представляет собой круг диаметром 0.16. Поскольку углы на выходе не превышают 0.02 рад, то это дает возможность в дальнейшем транспортировать пучок заряженных частиц на значительные расстояния. В частности, данная система предназначалась для использования в установке для анализа поляризованных электронов с помощью детектора Мотта, находящегося на расстоянии 0.5 м от выхода из дефлектора.

Были рассчитаны режимы работы со сканированием объекта точечным пучком на $\pm 0.1a$ от его центра. Оказалось, что иммерсионная линза собирает частицы, вылетевшие из объекта в диапазоне углов 80° – 70° , в пучок с максимальным размером на входе в дефлектор $0.3a$. При диафрагме на входе в дефлектор размером $0.3 \times 0.6a$ в выходную диафрагму диаметром $0.35a$ проходит круглый пучок, выходящий из

центра образца с угловым раствором в диапазоне $\pm 50^\circ$. Расчеты показали, что трансмиссия при сканировании объекта составляет половину от трансмиссии для осевого пучка.

Таким образом, в данной работе написаны простые аналитические выражения для распределения потенциала, оптической силы, а также для положения и размера кроссовера как вне, так и внутри цилиндрического дефлектора с плоскими боковыми электродами. Рассчитана система для сбора вторичных электронов со сканированием поверхности образца первичным пучком. Система осуществляет поворот пучка на 90° и предназначена для фокусировки пучка электронов на мишень поляриметра Мотта.

Список литературы

- [1] *Matsuda H.* Rev. Sci. Instr. 1961. Vol. 32. N 7. P. 96–98.
 - [2] *Fishkova T.Ya., Ovsyannikova L.P.* // Nucl. Instr. & Meth. A. 1995. В печати.
 - [3] *Shpak E.V.* // Nucl. Instr. & Meth. A. 1983. Vol. 213. N 2. P. 171–178.
-