

УДК 517.956.255; 621.319.7

© С. И. Шевченко

## О СВОЙСТВАХ ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО ЗЕРКАЛА ПРИ УЧЕТЕ ЭЛЕКТРОНОВ, ИМЕЮЩИХ АЗИМУТАЛЬНУЮ КОМПОНЕНТУ СКОРОСТИ. ФОКУСИРОВКА И ЛИНИЯ ФОКУСОВ

Изучалась работа цилиндрического зеркала при учете электронов, имеющих азимутальную компоненту скорости. Рассмотрены возможные реализации схемы кольцо-кольцо. Классическое определение фокусировки по углу распространено на случай наличия азимутальных электронов. Найдена связь между основными параметрами цилиндрического зеркала (обобщенная линия фокусов второго порядка), такими как расстояние источник—детектор, радиус кольца эмиссии, положение (радиус) выходной диафрагмы, энергия фокусировки, угол старта центральной траектории для всех полученных реализаций схемы кольцо—кольцо.

*Кл. сл.:* энергоанализатор, цилиндрическое зеркало, кольцо эмиссии, выходная диафрагма, фокусировка, линия фокусов

### ВВЕДЕНИЕ

В предыдущей нашей статье [1] рассматривалась работа цилиндрического зеркала (ЦЗ) при учете электронов, имеющих азимутальную компоненту скорости. Изучалось распределение электронов по поверхности цилиндра (РЭПЦ), на котором расположена выходная диафрагма (ВД), для цилиндрического зеркала, в котором использовалась схема кольцо—кольцо.

Результаты многих работ (см. [1–5]) показали, что когда в пучке электронов (заряженных частиц) присутствуют электроны, имеющие азимутальную компоненту скорости, то электроны приходят не в одну точку цилиндра, содержащего выходную диафрагму. Имеется некоторое распределение электронов по поверхности этого цилиндра. Поэтому неясно, какое расстояние необходимо дифференцировать по углу, чтобы найти условие фокусировки по углу.

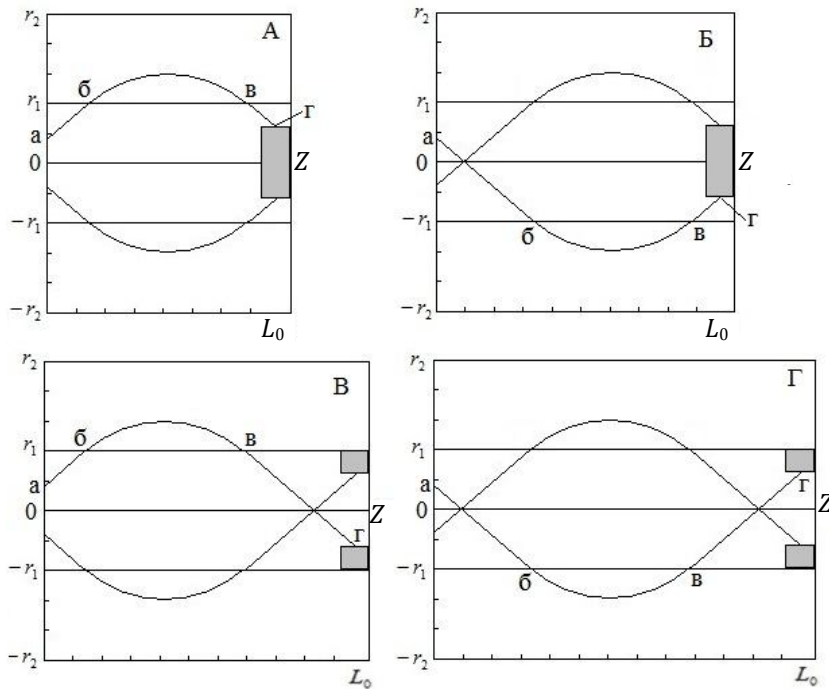
В данной работе мы попытаемся ответить на вопрос: возможно ли применить в рассматриваемом случае классическое определение фокусировки по углу, которое подразумевает, что расстояние от источника до точки входа в детектор имеет определенные производные по углу, равные нулю. Кроме того, мы попытаемся найти связь между основными параметрами ЦЗ, такими как расстояние источник—детектор, радиус кольца эмиссии, положение (радиус) выходной диафрагмы, энергия фокусировки, угол старта центральной траектории.

Все результаты получены для ЦЗ с радиусом внутреннего цилиндра  $r_1 = 20$  мм и радиусом внешнего цилиндра  $r_2 = 50$  мм, на внутреннем цилиндре установлен потенциал  $U_1 = 0$ , а на внешнем цилиндре —  $U_2 = -100$  В. Знак потенциала на внешнем цилиндре выбирался так, чтобы поле между цилиндрами при входе исследуемых частиц в это поле было тормозящим. С торцов ЦЗ распределение потенциала считалось равным потенциалу в бесконечно длинном ЦЗ.

### РЕАЛИЗАЦИИ СХЕМЫ КОЛЬЦО—КОЛЬЦО

Основные схемы применения ЦЗ рассмотрены в работах [6–8]. На наш взгляд, все эти схемы являются всего лишь схемой кольцо—кольцо и ее предельными случаями (см. рис. 1, А). Не входит в это множество лишь схема, приведенная в [7, рис. 3, II], и ее предельный случай [7, рис. 3, III], когда источник и входная щель детектора расположены на внутреннем цилиндре ЦЗ. В данной статье эта схема показана на рис. 1, В. В отличие от других реализаций этой схемы кольцо—кольцо (см. [3, 4]) в схеме [7, рис. 3, II, III] электроны после дисперсионного пространства минуют все пролетное пространство (от  $r_1$  до  $-r_1$ ) и только потом попадают в ВД.

Будем обозначать  $L$  — расстояние, пройденное электронами вдоль оси  $Z$  от источника до точки пересечения траектории с цилиндром, несущим



**Рис. 1.** Траектории электронов абвг в основных схемах А–Г работы цилиндрического зеркала.

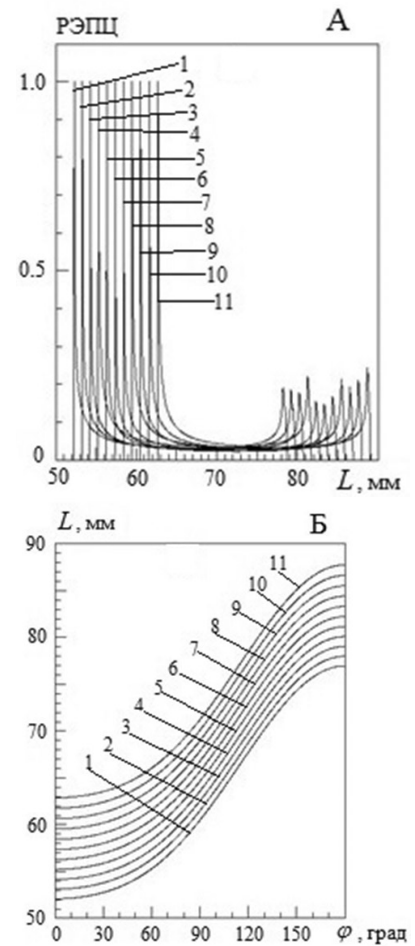
а — точки старта (на поверхности эмиттера);  $\widehat{аб}$  — прямолинейная часть траектории в первом пролетном (дрейфовом) пространстве;  $\widehat{бв}$  — часть траектории в дисперсионном пространстве;  $\widehat{вг}$  — прямолинейная часть траектории во втором пролетном пространстве; г — точка влета электрона в детектор (пролет электрона через выходную диафрагму). Серым цветом обозначен детектор. Подробности в тексте

ВД (ЦВД), а  $L_0$  — расстояние вдоль оси Z от источника до максимума РЭПЦ,  $P_y$  — радиус ЦВД.

В [1] при изучении функции распределения электронов по поверхности цилиндра, несущего выходную диафрагму, использовался малый диапазон расстояний от источника до места на поверхности ЦВД, куда попадали электроны от источника. В результате получились графики функции РЭПЦ, имеющие одну вершину и показанные

в [1, рис. 4]. Если для изучения функции РЭПЦ использовать больший, чем в работе [1], диапазон  $L$ , то получается более сложный вид этой функции (см. рис. 2, А).

На рис. 2, А, мы провели нормировку функций РЭПЦ так, чтобы левые пики в своем максимуме были равны единице. Вершины правых пиков при этом не укладываются в некоторую гладкую линию. Это связано с недостаточной точностью вы-



**Рис. 2.** Вид функции РЭПЦ (А) и зависимости проходного вдоль оси Z расстояния  $L$  от азимутального угла  $\varphi$  (Б) при  $r_0 = 10$  мм,  $P_y = 15$  мм, угле старта  $\vartheta = 37.38^\circ$  и при значениях энергии старта электронов от 77.33 до 97.33 эВ. Цифры при каждой кривой указывают на значение энергии старта электронов: 1 —  $E = 77.33$  эВ, 2 —  $E = 79.33$  эВ, ..., 10 —  $E = 95.33$  эВ, 11 —  $E = 97.33$  эВ.

числений. Если диапазон исследуемых расстояний  $L$  уменьшить, например, так, чтобы в нем оставались только правые пики, то линия максимумов правых пиков станет более гладкой.

Из рис. 2, А, видно, что при каждой энергии (при  $r_0 \neq 0, P_y \neq 0$ ) наблюдаются два пика РЭПЦ. Объяснение этого можно найти на рис. 2, Б, на котором при  $\varphi = 0$  и  $\varphi = 180^\circ$  наблюдается стремление первой производной от  $L$  по углу  $\varphi$  к нулю. Что говорит о наличии фокусировки не менее первого порядка. Кривые на рис. 2 означают, что эмитированные в точке  $r_0$  источника электроны могут фокусироваться не только стандартным способом, двигаясь в первом дрейфовом (пролетном) пространстве в сторону от оси к внутреннему цилиндру ( $\varphi \approx 0^\circ$ ). Другой, тоже вполне очевидный путь — двигаться в сторону оси ( $\varphi \approx 180^\circ$ ), миновать область оси и затем двигаться в сторону внутреннего цилиндра ЦЗ. Если повернуть эту последнюю траекторию вокруг оси на  $180^\circ$ , то получим почти полный аналог первой траектории, у которого электроны стартуют при  $r_0 < 0$ . Этот второй путь соответствует правому пику на рис. 2, А, и наблюдается при стремлении  $(dL/d\varphi) \rightarrow 0$  при  $\varphi \rightarrow 180^\circ$ . Подтвердить это можно, если сперва пускать электроны с  $\varphi \approx 0^\circ$ , а затем с  $\varphi \approx 180^\circ$ . При этом в первом случае на графиках рис. 2, А, останутся только левые пики, а во втором случае — только правые. Эти два пути показаны на рис. 1, А и Б. Графики функции РЭПЦ на рис. 2, А, рассчитаны при энергиях, близких к энергии, при которой реализуется максимум пика РЭПЦ (т. е. левый пик на рис. 2, А). Если использовать энергии электронов, близкие к максимуму правых пиков РЭПЦ, то уже правые пики будут заметно больше левых пиков.

Два пути можно рассматривать не только в первом дрейфовом пространстве, но и во втором дрейфовом пространстве (см. рис. 1, В и Г). Эти случаи можно формально рассматривать как реализуемые при  $P_y > 0$  и при  $P_y < 0$ . Таким образом, мы имеем диапазоны изменения  $r_0 \in [-r_1, r_1]$  и  $P_y \in [-r_1, r_1]$ . Можно ожидать, что основные функции ЦЗ в этих полных диапазонах будут непрерывны.

В результате для каждой точки старта  $r_0$  мы имеем четыре точки, в которые будут фокусироваться электроны (за исключением случая  $r_0 = 0$ ). Поэтому в эти точки можно поставить ВД и регистрировать сразу четыре части спектра.

На рис. 1, А, показана традиционная реализация схемы кольцо—кольцо: стартовавший из точ-

ки (а) электрон летит вверх к внутреннему цилиндру (электроду), проходит через него в точке (б) в дисперсионное пространство, на участке (в) дисперсионного пространства изменяет направление своего движения и в точке (в) проходит во второе пролетное пространство, прямолинейно летит во втором дрейфовом пространстве и через ВД попадает в детектор.

Простейшее изменение работы ЦЗ показано на рис. 1, Б, на котором электроны из точки старта (эмиссии) летят не вверх к внутреннему цилиндру, а сперва направляются вниз в сторону оси, минуя область оси и лишь затем направляются к внутреннему цилиндру.

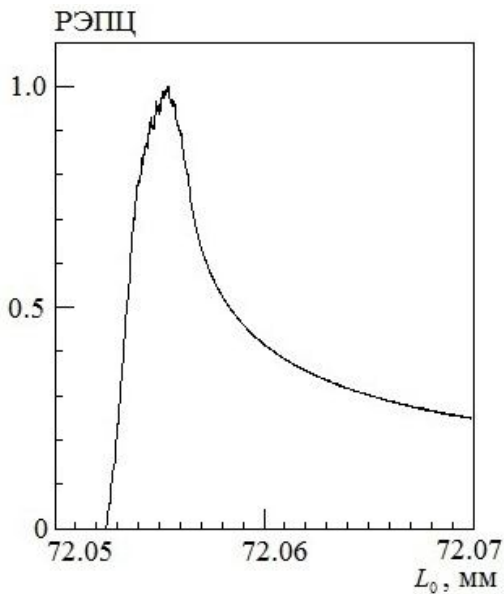
На рис. 1, В, Г, показаны случаи, когда электроны после дисперсионного пространства и некоторой прямолинейной траектории во втором пролетном пространстве не сразу попадают в щель детектора, а сначала проходят через область оси, а затем попадают на детектор. С формальной точки зрения эти случаи соответствуют отрицательным значениям  $P_y$ .

В результате к традиционной реализации схемы кольцо—кольцо добавляются еще три новых реализации этой схемы. Понятно, что в этих трех реализациях расстояние  $L_0$  будет больше, чем для традиционной реализации ( $r_0 > 0$  и  $P_y > 0$ ).

### О НАХОЖДЕНИИ ФОКУСИРОВКИ

В случае отсутствия электронов с азимутальной компонентой скорости (например, когда  $r_0 = 0$ ) для нахождения фокусировки используется тот факт, что расстояние, пролетаемое электроном вдоль оси  $Z$  от точки старта до точки входа в детектор  $L$ , является однозначной функцией угла  $\vartheta$ . Когда выполняются два условия  $L_{\vartheta\vartheta} = dL/d\vartheta = 0$ ,  $L_{\vartheta\vartheta\vartheta} \neq 0$ , то это определяет фокусировку по углу первого порядка. Условия  $L_{\vartheta\vartheta} = 0$  и  $L_{\vartheta\vartheta\vartheta} \neq 0$  определяют фокусировку по углу второго порядка (см., например, [6]).

В случае, когда присутствуют электроны, имеющие азимутальную компоненту скорости, расстояние  $L$  уже не является однозначной функцией угла  $\vartheta$ . Для каждого угла  $\vartheta$  наблюдается некоторое распределение электронов по поверхности ЦВД (РЭПЦ). В качестве требуемого расстояния можно использовать две функции: среднее расстояние от источника до точки входа электронов в детектор и расстояние от источника до вершины РЭПЦ. Первую функцию использовать более логично. Но ее использование имеет ряд минусов: сложность вычисления и неоднозначность. Последнее объясняется тем, что при наличии



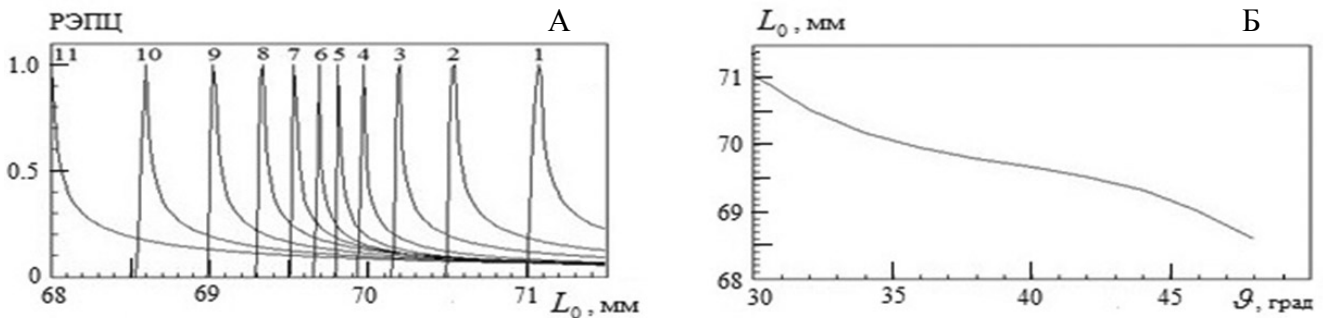
**Рис. 3.** Вид левого пика функции РЭПЦ для  $r_0 = 10$  мм,  $P_y = 10$  мм, фиксированного значения угла  $\vartheta = 38.8^\circ$  и энергии электронов  $E = 102.47$  эВ

заметных по амплитуде и весьма длинных "хвостов" функции РЭПЦ где-то их приходится обрезать. При этом обрезании "хвостов" следует иметь в виду, что при численных вычислениях чем меньше рассматриваемый интервал вдоль ЦВД, тем большая точность вычислений достигается при прочих равных условиях. От этой дилеммы спасает то, что в данной работе в отличие от [1] амплитуда "хвостов" пиков в несколько раз меньше, поэтому среднее расстояние и расстояние (источник—вершина РЭПЦ) практически совпадают.

Далее в данной работе в качестве требуемой функции  $L$  будем использовать расстояние от точки старта на источнике до точки максимума РЭПЦ (это уже  $L_0$ ).

Для построения функции РЭПЦ в данной работе мы использовали только кольца эмиссии минимальной ширины (1 мкм). Это связано с тем, что отличия в положении вершин пиков РЭПЦ для разных величин ширины кольца эмиссии оказались весьма малыми. Последнее связано с тем, что в [1] для вычисления РЭПЦ осуществлялось интегрирование по всему рассматриваемому диапазону углов  $\vartheta$ , а в данной работе находилась функция РЭПЦ при фиксированных углах  $\vartheta$ .

Весь диапазон углов  $\vartheta$  делился на  $N_\vartheta$ , число, кратное 8 (число потоков в процессоре), отрезков с шагом  $d\vartheta = (\vartheta_{\max} - \vartheta_{\min}) / N_\vartheta$ . Из каждой точки деления выпускались  $(N_\varphi + 1) \cdot (N_{h_0} + 1)$  электронов (траекторий), где  $N_\varphi$  — число делений диапазона углов  $\varphi$ ,  $N_{h_0}$  — число делений толщины кольца эмиссии. Дальнейшее вычисление и построение функции РЭПЦ осуществлялось вполне аналогично тому, как было описано в [9, 10]. Мы продемонстрируем этот процесс с помощью рис. 3–9. Реальный вид левого пика функции РЭПЦ показан на рис. 3. Ниже будет видно, что параметры представленного на рис. 3 пика РЭПЦ подобраны таким образом, чтобы энергия была равна энергии фокусировки второго порядка, угол  $\vartheta$  был равен среднему углу. На рис. 3 показана область цилиндра, несущего выходную диафрагму длиной 20 мкм. РЭПЦ имеет вид одиночного несимметричного пика со значительным "хвостом" с правой



**Рис. 4.** Вид функций РЭПЦ (А) и  $L_0(\vartheta)$  (Б) для энергии старта  $E = 96.47$  эВ при  $r_0 = 10$  мм,  $P_y = 10$  мм

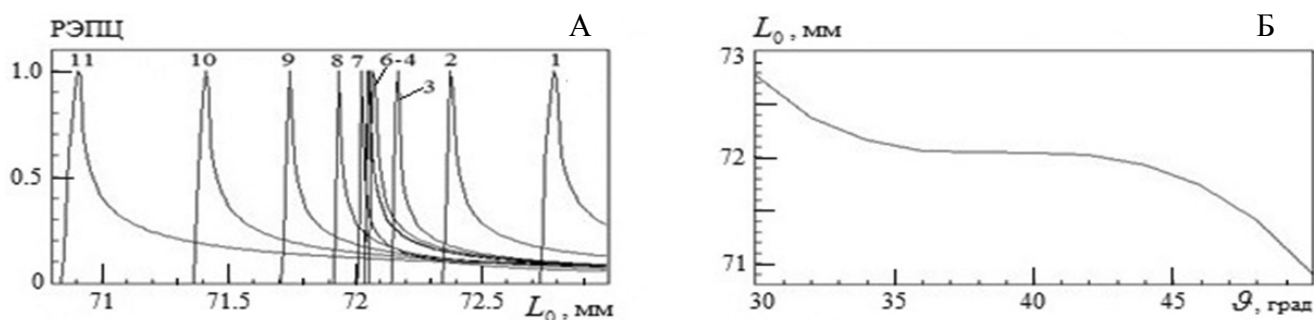


Рис. 5. Вид функций РЭПЦ (А) и  $L_0(\varphi)$  (Б) для энергии старта  $E = 102.47$  эВ при  $r_0 = 10$  мм,  $P_y = 10$  мм

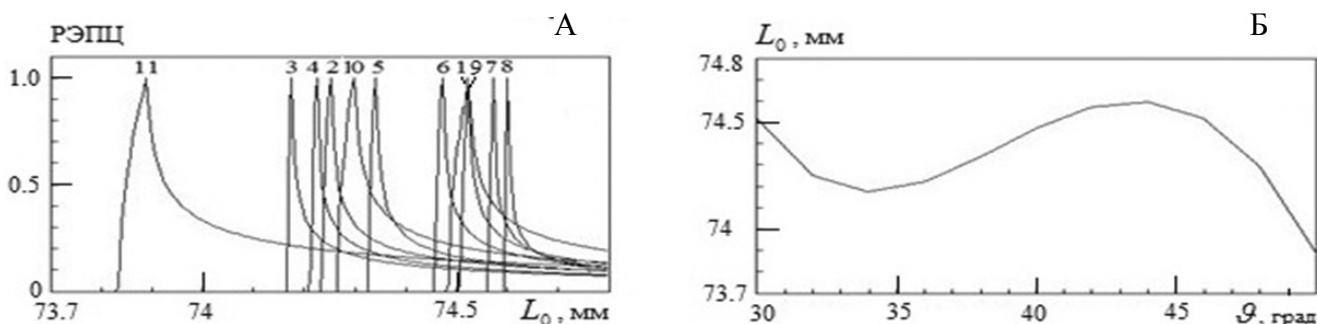


Рис. 6. Вид функций РЭПЦ (А) и  $L_0(\varphi)$  (Б) для энергии старта  $E = 108.47$  эВ при  $r_0 = 10$  мм,  $P_y = 10$  мм

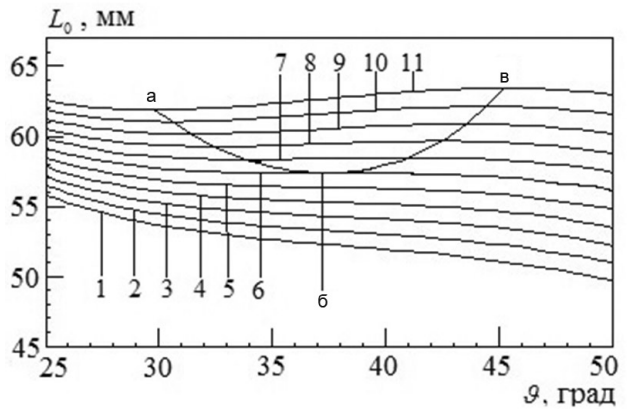
стороны (стороны больших расстояний). Видно качественное сходство представленной на рис. 3 РЭПЦ и этой же функции, полученной в [1]. Разница количественная: представленный на рис. 3 пик РЭПЦ, имеет полуширину на полувысоте (ПШПВ) примерно 4 мкм, в то время как ПШПВ, полученная в [1] для пика при таких же условиях, составляет примерно 13 мкм. Это позволяет надеяться, что используемая в данной работе методика вычислений дает более точные результаты.

Метод вычисления условий фокусировки для случая  $r_0 = 0$  (или  $r_0 \neq 0, \varphi = 0$ ) рассмотрен в [11]. Проверим, как работает этот метод в случае наличия азимутальных электронов. Для этого рассмотрим функции РЭПЦ и  $L_0(\varphi)$  при  $r_0 = 10$  мм,  $P_y = 10$  мм.

Для построения рис. 4–6 использовалось  $N_\varphi + 1 = 11$  значений угла  $\varphi$  в диапазоне от 30 до 50°. Цифры над пиками РЭПЦ на рис. 4–6 указывают на величину угла  $\varphi$ : 1 — 30, 2 — 32, 3 — 34, 4 — 36, 5 — 38, 6 — 40, 7 — 42, 8 — 44, 9 — 46, 10 — 48, 11 — 50°. При таком малом значении параметра  $N_\varphi$  графики функции  $L_0(\varphi)$  получают ломаными. Такое малое значение параметра  $N_\varphi$  было выбрано только, чтобы показать взаимное расположение пиков РЭПЦ при различных

углах и энергиях. На практике параметр  $N_\varphi$  выбирался несколько большим (не менее 48).

Для поиска условий фокусировки по углу используем зависимость  $L_0$  от угла  $\varphi$  в локальной системе координат. Интенсивность пика РЭПЦ на данном этапе нам не важна. Поэтому каждое РЭПЦ нормировалось так, чтобы интенсивность наибольшей части (вершины) была равна единице. Пример такой зависимости показан на рис. 4, А, на котором при  $E = 96.47$  эВ для каждого угла  $\varphi$  построена своя функция РЭПЦ. На рис. 5, Б, показана зависимость  $L_0(\varphi)$  при  $E = 102.47$  эВ. Видно, что при увеличении энергии старта электронов сперва происходит сгущение пиков около некоторой области (при  $E = 96.47$  эВ), затем в некоторой весьма узкой области  $\varphi$  часть пиков практически сливаются (при  $E = 102.47$  эВ на графике  $L_0(\varphi)$  наблюдается точка перегиба), а затем при еще большей энергии ( $E = 108.47$  эВ) часть пиков меняется местами. При этом функция  $L_0(\varphi)$  имеет минимум и максимум. Эти минимум и максимум соответствуют фокусировке первого порядка. А точка перегиба соответствует фокусировке второго порядка. Поэтому для определения условий фокусировки используем методику, приведенную в [11]: выбираем диапазон энергии, в котором предполага-



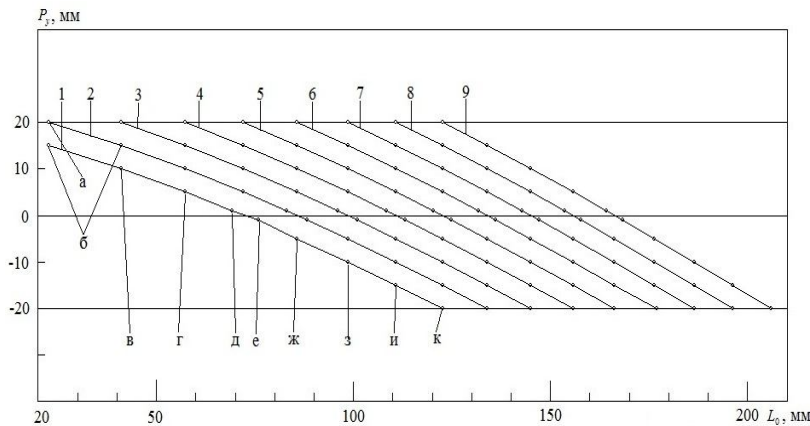
**Рис. 7.** Вид зависимости проходимогo электронами расстояния  $L_0$  (источник—пик РЭПЦ на поверхности выходной диафрагмы) от угла старта электронов с поверхности источника  $\vartheta$ . Цифры при каждой кривой указывают на значение энергии старта электронов: 1 —  $E = 77.33$  эВ, 2 —  $E = 79.33$  эВ, ..., 6 —  $E = 87.33$  эВ, ..., 10 —  $E = 95.33$  эВ, 11 —  $E = 97.33$  эВ

ется наличие фокусировки второго порядка, и диапазон изменения угла  $\vartheta = [\vartheta_{\text{begin}}, \vartheta_{\text{end}}]$  (обычно  $\vartheta_{\text{begin}} = 25^\circ$  и  $\vartheta_{\text{end}} = 55^\circ$ ), используя результаты [1]. Далее при наибольшем значении энергии реализуем траектории и вычисляем, и строим функцию  $L_0(\vartheta)$  при  $\varphi \in [0, \pi/6]$  для левого пика РЭПЦ и при  $\varphi \in [5\pi/6, \pi]$  для правого пика РЭПЦ. При этом реализуется график функции  $L_0(\vartheta)$ , пока-

занный на рис. 7, на котором приведены результаты для левого пика РЭПЦ.

Для функции  $L_0(\vartheta)$  находим минимальное и максимальное значения и соответствующие им значения угла  $\vartheta_{\text{min}}$  и  $\vartheta_{\text{max}}$ . При меньшей энергии расстояние между этими максимумом и минимумом становится меньше ( $\vartheta_{\text{max}} - \vartheta_{\text{min}}$  уменьшается, см. рис. 7). На рис. 7 линией  $\widehat{аб}$  соединены минимумы функции  $L_0(\vartheta)$  (они соответствуют фокусировке первого порядка), линией  $\widehat{бв}$  соединены максимумы этой функции (также фокусировка первого порядка).

А затем получаем такой случай, когда при  $E = E_{n+1}$  максимум и минимум наблюдаются, а при  $E = E_n$  ни максимума, ни минимума на кривой  $L_0(\vartheta)$  уже нет. В этом случае диапазон энергии ( $E_n \div E_{n+1}$ ) делим на 10 поддиапазонов ( $dE = (E_{n+1} - E_n)/10$ ) и при каждой полученной энергии проводим такие же процедуры поиска минимума и максимума. Таким образом, казалось бы, можно получить значение энергии, при котором происходит перегиб кривой  $L(\vartheta)$  (т. е. значение энергии фокусировки второго порядка  $E_{2f}$ ) с произвольной точностью. Но!!! Тут вступает в силу тот факт, что точность получения функции  $L(\vartheta)$  и ее максимума и минимума весьма ограничена. В представленной работе эта энергия была получена с точностью не хуже  $10^{-2}$  эВ. Для этого пришлось увеличивать число рассчитываемых траекторий от 10 до 100 раз.



**Рис. 8.** Линия фокусов для различных радиусов кольца эмиссии. Цифры при каждой линии соответствуют радиусу кольца эмиссии: 1 —  $r_0 = -0.020$ , 2 —  $r_0 = -0.015$ , 3 —  $r_0 = -0.010$ , 4 —  $r_0 = -0.005$ , 5 —  $r_0 = 0.0$ , 6 —  $r_0 = 0.005$ , 7 —  $r_0 = 0.010$ , 8 —  $r_0 = 0.015$ , 9 —  $r_0 = 0.020$ ; буквы при каждой точке на конкретной линии фокусов соответствуют радиусу цилиндра, содержащего выходную диафрагму: а —  $P_y = -0.020$ , б —  $P_y = -0.015$ , в —  $P_y = -0.010$ , г —  $P_y = -0.005$ , д —  $P_y = -0.001$ , е —  $P_y = 0.001$ , ж —  $P_y = 0.005$ , з —  $P_y = 0.010$ , и —  $P_y = 0.015$ , к —  $P_y = 0.020$

Условия, при которых минимум и максимум на графике функции  $L_0(\vartheta)$  сливаются, подходят под определение условий фокусировки второго порядка — на рис. 7 в точке (б) наблюдается перегиб функции  $L_0(\vartheta)$ . Это — энергия фокусировки второго порядка  $E_{2f}$ ,  $L_{2f}$  — расстояние (источник—детектор),  $\vartheta_{2f}$  — угол старта центральной траектории при фиксированных значениях радиуса ЦВД  $P_{2f}$ . Если взять в качестве аргумента  $L_{2f}$ , то функция  $P_{2f}(L_{2f})$  — это линия фокусов второго порядка,  $E_{2f}(L_{2f})$  — линия энергии реализации фокусировки второго порядка,  $\vartheta_{2f}(L_{2f})$  — угол старта центральной траектории. В [12] эти три зависимости предложено рассматривать вместе в качестве обобщенной линии фокусов второго порядка. Полученная нами для разных радиусов кольца эмиссии линия фокусов представлена на рис. 8.

Интересно рассмотреть зависимость всех характеристик от полного удаления точки старта и ВД от внутреннего цилиндра ЦЗ ( $\zeta = 2 \cdot r_1 - r_0 - P_y$ ). В [1] мы не выводили зависимость  $L$  от  $\zeta$ . Однако из приведенной там таблицы (см. [1, с. 98]) видно, что параметры  $L$  и  $E$  постоянны вдоль диагональных направлений (левый верх → правый низ), т. е. при  $\zeta = \text{const}$ . Если это действительно выполняется, то при перестроении рис. 8 с  $\zeta$  в качестве ординаты все линии должны слиться в одну. Искомая линия представлена на рис. 9, А.

Подчеркнем, что все три показанные на рис. 9 линии получены нами в результате численного моделирования. То что численные точки довольно точно легли на соответствующую линию, на наш взгляд, является следствием однозначной зависимости соответствующей величины  $L_0$ ,  $\vartheta$ ,  $E$  от полного удаления  $\zeta$  точки старта и ВД от внутреннего цилиндра ЦЗ.

По-видимому, впервые обобщенная линия фокусов была приведена в работе [8] при учете только электронов с  $V_g = 0$  для схемы кольцо—ось, т. е. при  $0 < r_0 \leq r_1$  и  $P_y \approx 0$ . Также не учитывались азимутальные электроны в работах [11, 12], в которых обобщенная линия фокусов приведена для более широкого диапазона параметров  $0 \leq r_0 \leq r_1$  и  $0 \leq P_y < r_1$ .

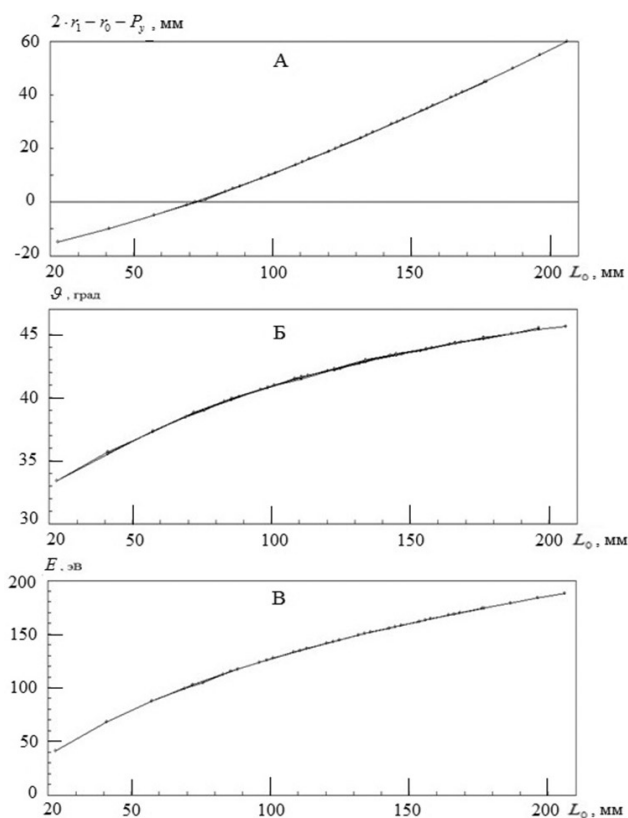


Рис. 9. Обобщенная линия фокусов ЦЗ для четырех показанных на рис. 1 схем и при учете электронов, имеющих азимутальную компоненту скорости

## ОБСУЖДЕНИЕ

Полученная в работе обобщенная линия фокусов позволяет выбрать необходимые пользователям параметры ЦЗ. Пусть требуется исследовать спектр вблизи энергии  $E = E_0$ , а из конструктивных соображений ВД установлена на расстоянии  $L_0 = L_{01}$  от источника. Из зависимости  $E(L_0)$  для  $L_0 = L_{01}$  определяем  $E_1$ . Отношение  $E_0 / E_1$  показывает, во сколько раз следует увеличить потенциал на верхнем цилиндре  $U_2$ , чтобы исследуемые электроны попали в ВД. Кроме того, функция  $\vartheta(L_0)$  дает угол старта средней траектории, а из рис. 9, А, определяем  $(r_0 + P_y)$ . Т. е. существует некоторая конструкционная свобода. Далее следует выбирать наибольший сигнал и/или наименьшее разрешение (т. е. исследовать аппаратную функцию). Но это уже тема следующей статьи.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Шевченко С.И. О свойствах цилиндрического зеркала при учете электронов, имеющих азимутальную компоненту скорости. Распределение электронов вблизи выходной диафрагмы // Научное приборостроение. 2017. Т. 27, № 1. С. 90–101. Doi: 10.18358/np-27-1-i90101.
2. Заиквара В.В., Корсунский М.И., Лавров В.П., Редькин В.С. О влиянии конечного размера источника на фокусировку пучка заряженных частиц в электростатическом спектрометре с цилиндрическим полем // ЖТФ. 1971. Т. 41, № 1. С. 187–192.
3. Сар-Эль Х.З. Анализатор типа цилиндрического зеркала с входной и выходной щелями на поверхности электрода. I. Нерелятивистский случай // Приборы для научных исследований. 1971. Т. 42, № 11. С. 43–48 (первоисточник англ., Doi: 10.1063/1.1684948).
4. Аксела С. Аппаратная функция цилиндрического анализатора энергий электронов // Приборы для научных исследований. 1972. Т. 43, № 9. С. 122–128 (первоисточник англ., Doi: 10.1063/1.1685923).
5. Дрейпер Д.Е., Ли Ч.-И. Характеристики анализатора типа цилиндрического зеркала с геометрией "кольцо—ось", "ось—ось" и  $n = 1.5$  при конечных размерах источника и щели для углов средней траектории  $30, \dots, 65^\circ$  // Приборы для научных исследований. 1977. Т. 48, № 7. С. 138–154 (первоисточник англ., Doi: 10.1063/1.1135170).
6. Заиквара В.В., Корсунский М.И., Космачев О.С. Фокусирующие свойства электростатического зеркала с цилиндрическим полем // ЖТФ. 1966. Т. 36, № 1. С. 132–137.
7. Заиквара В.В., Редькин В.С. К вопросу о фокусировке пучка заряженных частиц электростатическим зеркалом с цилиндрическим полем // ЖТФ. 1969. Т. 39, № 8. С. 1452–1456.
8. Заиквара В.В. Некоторые ионно-оптические характеристики электростатического энергоанализатора типа цилиндрического зеркала // ЖТФ. 1971. Т. 41, № 4. С. 829–830.
9. Шевченко С.И. Метод вычисления аппаратной функции аксиальных электростатических энергоанализаторов // Научное приборостроение. 2010. Т. 20, № 2. С. 73–81. URL: <http://213.170.69.26/mag/2010/abst2.php#abst10>.
10. Шевченко С.И. Некоторые аспекты работы энергоанализатора типа цилиндрическое зеркало. Ч. 1 // Научное приборостроение. 2011. Т. 21, № 1. С. 76–86. URL: <http://213.170.69.26/mag/2011/abst1.php#abst10>.
11. Шевченко С.И. О нижнем и верхнем вводе электронов в энергоанализатор типа цилиндрическое зеркало. Ч. I // Научное приборостроение. 2015. Т. 25, № 3. С. 19–28. Doi: 10.18358/np-25-3-i1928.
12. Шевченко С.И. Некоторые аспекты работы энергоанализатора типа цилиндрическое зеркало. Ч. 3 // Научное приборостроение. 2013. Т. 23, № 3. С. 56–68. URL: <http://213.170.69.26/mag/2013/abst3.php#abst8>.

**Институт аналитического приборостроения РАН,  
г. Санкт-Петербург**

Контакты: Шевченко Сергей Иванович,  
пуго2@yandex.ru

Материал поступил в редакцию: 29.05.2017



## ABOUT THE PROPERTIES OF CYLINDRICAL MIRRORS FOR THE ACCOUNTING OF ELECTRONS WITH THE AZIMUTHAL COMPONENT OF VELOCITY. THE FOCUSING AND FOCUS LINE

S. I. Shevchenko

*Institute for Analytical Instrumentation of RAS, Saint-Petersburg, Russia*

The work of a cylindrical mirror with allowance for electrons having an azimuthal velocity component was studied. Possible implementations of the ring-ring scheme are considered. The classical definition of focusing to the case of the presence of azimuthal electrons is extended. The relationships between the main parameters of a cylindrical mirror (generalized second-order focal line), such as the source-detector distance, the radius of the emission ring, the position (radius) of the output diaphragm, the focusing energy, the starting angle of the central trajectory for all received ring-ring realizations are found.

*Keywords:* energy analyzer, cylindrical mirror, emission ring, output aperture

### REFERENCES

1. Shevchenko S.I. [About the properties of cylindrical mirrors for the accounting of electrons with the azimuthal component of velocity. The distribution of electrons near the output aperture]. *Nauchnoe Priborostroenie* [Scientific Instrumentation], 2017, vol. 27, no. 1, pp. 90–101. Doi: 10.18358/np-27-1-i90101. (In Russ.).
2. Zashkvara V.V., Korsunskij M.I., Lavrov V.P., Red'kin V.S. [About influence of the final size of a source on focusing of a bunch of charged particles in an electrostatic spectrometer with the cylindrical field]. *ZhTF* [Technical Physics], 1971, vol. 41, no. 1, pp. 187–192. (In Russ.).
3. Sar-El H.Z. Cylindrical mirror analyzer with surface entrance and exit slots. I. Nonrelativistic Part. *Review of Scientific Instruments*, 1971, vol. 42, no. 11, pp. 43–48. Doi: 10.1063/1.1684948 [Russ. ed.: Sar-El H.Z. *Pribory dlya nauchnyh issledovaniy*, 1971, vol. 42, no. 11, pp. 43–48].
4. Aksela S. Instrument function of a cylindrical electron energy analyzer. *Review of Scientific Instruments*, 1972, vol. 43, no. 9, pp. 122–128. Doi: 10.1063/1.1685923 [Russ. ed.: Aksela S. *Pribory dlya nauchnyh issledovaniy*, 1972, vol. 43, no. 9, pp. 122–128].
5. Draper J.E., Lee Ch.-yi. Response functions of ring-to-axis, axis-to-axis, and  $n=1.5$  cylindrical mirror analyzers with finite source and slit and central angle  $30^\circ$ – $65^\circ$ . *Review of Scientific Instruments*, 1977, vol. 48, no. 7, pp. 138–154. Doi: 10.1063/1.1135162 [Russ. ed.: Draper J.E., Lee Ch.-yi. *Pribory dlya nauchnyh issledovaniy*, 1977, vol. 48, no. 7, pp. 138–154].
6. Zashkvara V.V., Korsunskij M.I., Kosmachev O.S. [The focusing properties of an electrostatic mirror with the cylindrical field]. *ZhTF* [Technical Physics], 1966, vol. 36, no. 1, pp. 132–137. (In Russ.).
7. Zashkvara V.V., Red'kin V.S. [To a question of focusing of a bunch of the charged particles an electrostatic mirror with the cylindrical field]. *ZhTF* [Technical Physics], 1969, vol. 39, no. 8, pp. 1452–1456. (In Russ.).
8. Zashkvara V.V. [Some ion-optical characteristics of an electrostatic energy analyzer like a cylindrical mirror]. *ZhTF* [Technical Physics], 1971, vol. 41, no. 4, pp. 829–830. (In Russ.).
9. Shevchenko S.I. [The method of instrument function calculation of axially energy electrostatic analyzers]. *Nauchnoe Priborostroenie* [Scientific Instrumentation], 2010, vol. 20, no. 2, pp. 73–81. (In Russ.). URL: <http://213.170.69.26/en/mag/2010/abst2.php#abst10>.
10. Shevchenko S.I. [Some aspects of the energy analyzer work of a cylindrical mirror type. Part I]. *Nauchnoe Priborostroenie* [Scientific Instrumentation], 2011, vol. 21, no. 1, pp. 76–86. (In Russ.). URL: <http://213.170.69.26/en/mag/2011/abst1.php#abst10>.
11. Shevchenko S.I. [About the lower and upper input of electrons in cylindrical mirror analyzer. Part 1]. *Nauchnoe Priborostroenie* [Scientific Instrumentation], 2015, vol. 25, no. 3, pp. 19–28. Doi: 10.18358/np-25-3-i1928. (In Russ.).
12. Shevchenko S.I. [Some aspects of the energy analyzer work of a cylindrical mirror type. Part III]. *Nauchnoe Priborostroenie* [Scientific Instrumentation], 2013, vol. 23, no. 3, pp. 56–68. (In Russ.). URL: <http://213.170.69.26/en/mag/2013/abst3.php#abst8>.

Contacts: *Shevchenko Sergey Ivanovich*,  
nyro2@yandex.ru

Article received in edition: 29.05.2017