

100 A/(m<sup>2</sup>·рад<sup>2</sup>·эВ). Дальнейшее повышение яркости требует проведения комплексных (экспериментальных и теоретических) оптимизационных исследований геликоновых генераторов плазмы и систем экстракции источников ионов.

2. Создана диагностическая установка для изучения физических процессов и диагностики как плазменных параметров ионных ВЧ-источников, так и фазовых, энергетических и массовых характеристик экстрагированных ионных пучков.

#### Литература

1. A. van Steenbergen// IEEE Trans. Nucl. Sci. 1965. P. 745—752.
2. Boswell R. W., Porteous R. K.// Appl. Phys. Lett. 1987. V. 50. P. 1130.

3. Chen F. F., Sudit I. D., Light M.// Plasma Sources Sci. Technol. 1996. № 5. P. 173.

4. Shamrai K. P., Taranov V. B.// Plasma Phys. Control. Fusion. 1994. V. 36. P. 1717.

5. Miroshnichenko V. I., Mordyk S. M., Olshansky V. V., Stepanov K. N., Storizhko V. E., Sulkiyo-Cleff B., Voznyy V.// Nucl. Instr. And Meth. B201. 2003. P. 630.

6. Возный В. И., Мирошниченко В. И., Мордик С. Н., Сторишко В. Е., Шульга Д. П., Сулькио-Клефф Б.// Вопросы атомной науки и техники. Сер. "Плазменная электроника и новые методы ускорения". 2003. V. 3. № 4. С. 284.

7. Нагорный Д. А., Нагорный А. Г., Возный В. И.// Приборы и техника эксперимента. 2005. № 2. С. 98—100.

8. Mordik S. N., Ponomarev A. G.// NIM A 480/2-3. 2002. P. 359—372.

9. Мордик С. Н., Пономарев А. Г.// Журнал технической физики. 2001. Т. 71. Вып. 7. С. 98—105.

Статья поступила в редакцию 14 ноября 2007 г.

## Investigation of ion optical performances of ion injector

S. N. Mordyk, V. I. Voznyy, V. I. Miroshnichenko, V. E. Storizhko, D. P. Shulha  
Institute of Applied Physics, National Academy of Sciences of the Ukraine, Sumy, Ukraine

*A ion injector with helicon ion source and Wien filter have been developed and tested to show the following performance data: plasma density of  $10^{11}$ — $9 \cdot 10^{12}$  cm<sup>-3</sup>, pressure of 2—10 mTorr, beam current densities of 10—130 mA/cm<sup>2</sup>, brightness  $\sim 100$  A/(m<sup>2</sup>·рад<sup>2</sup>·эВ), energy spread 30 eV, and an rf power input into the plasma of 40—400 W. The phase set evolution in the injector ion-optic system was simulated by matrix method.*

УДК 537.533.34

## Фокусирующие свойства электростатического зеркала с гексапольно-цилиндрическим полем

Б. У. Ашимбаева, К. Ш. Чокин  
Физико-технический институт МОН РК, г. Алматы, Казахстан

А. О. Саулебеков  
Карагандинский государственный университет, г. Караганда, Казахстан

*Исследовано движение заряженных частиц в электростатическом гексапольно-цилиндрическом поле, образованном суперпозицией электростатических полей цилиндрического зеркала и кругового гексаполя. На основе аналитического метода решения степенными рядами уравнения движения, представленного в интегродифференциальной форме, проведен расчет траекторий заряженных частиц. Получены данные о фокусирующих свойствах гексапольно-цилиндрического зеркального анализатора.*

Новый класс осесимметричных лапласовых полей, построенных на основе сложения мультиполей с электростатическим полем цилиндрического типа, был предложен в работе [1]. Исследование электронно-оптических свойств этого класса синтезированных мультипольно-цилиндрических полей (МЦП) представляет практический интерес в поиске и реализации новых эффективных систем энергоанализа пучков заряженных частиц.

Основная трудность, возникающая при разработке энергоанализующих систем на основе МЦП, связана с проблемой аналитического описания траекторий движения заряженных частиц в полях неклассического типа и, следовательно, со сложностью оценки электронно-оптических свойств фокусирующей системы.

Приближенно-аналитический метод расчета траекторий, позволяющий определить электронно-оптические характеристики МЦП, был разработан авторами и представлен в [2]. Используя предложенную математическую модель, выполним исследование фокусирующих свойств анализатора на основе гексапольно-цилиндрического поля (ГЦП), сформированного из электростатических полей цилиндрического зеркала и кругового гексаполя.

Рассмотрим движение заряженной частицы в комбинированном электростатическом ГЦП, потенциал которого описывается в системе координат  $r, Z$  следующим выражением:

$$U(r, Z) = \mu \ln r + U_h(r, Z), \quad (1)$$

где  $U_h(r, Z) = \frac{1}{2} \left\{ \ln r \left[ Z^2 - \frac{1}{2} r^2 - \frac{1}{2} \right] + \frac{1}{2} r^2 - \frac{1}{2} \right\}$  — круговой гексаполь;

$\mu$  — коэффициент, задающий весовой вклад цилиндрического поля  $\ln r$ .

Схема энергоанализатора с ГЦП (1) для составляющей цилиндрического поля  $\mu = 3/2$  приведена на рис. 1. Поле формируется в пространстве между двумя осесимметричными коаксиальными электродами, внутренний из которых имеет цилиндрическую форму радиусом  $r_0$  и находится под потенциалом земли, а внешний электрод имеет криволинейный профиль, на него подается отклоняющий потенциал  $U_0$ .

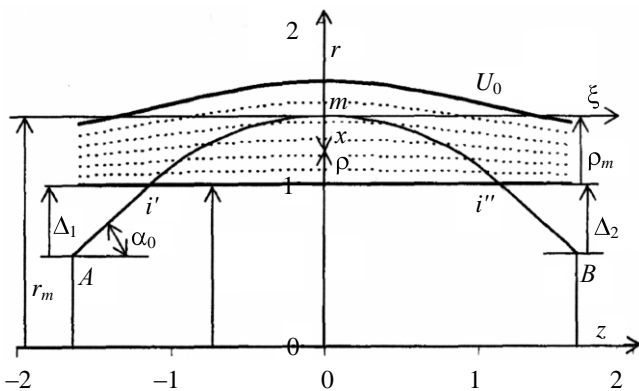


Рис. 1. Схема энергоанализатора на основе ГЦП:

$A$  — источник;  $i'$  — входная кольцевая щель;  $i''$  — выходная кольцевая щель;  $B$  — приемник

Рассмотрим движение частиц в аксиальной плоскости зеркала на участке от  $i'$  до  $i''$ . В режиме зеркального отражения пучок заряженных частиц движется по траекториям, имеющим вершину  $m$  в области поля, и при определенном соотношении геометрических и энергетических параметров частицы, выходящие из кольцевого источника  $A$ , от-

ражаются полем зеркала и фокусируются в кольцевое изображение  $B$ .

Для дальнейших расчетов переведем точку начала отсчета траектории в ее вершину  $m$  и в эту же точку поместим начало координат  $x, \xi$ . Здесь и в дальнейшем все линейные размеры будут выдержаны в долях радиуса внутреннего цилиндрического электрода  $r_0$

$$\frac{r}{r_0} = \frac{r_0 + r_0 \rho}{r_0} = 1 + \rho; \quad x = \frac{r_m - r}{r_0} = \rho_m - \rho; \quad \xi = \frac{z}{r_0}.$$

Распределение ГЦП (1) в координатах  $x, \xi$  имеет следующий вид:

$$U(x, \xi) = U_0 g(x, \xi), \quad (2)$$

где  $g(x, \xi) = \frac{1}{4} \ln(R-x) \left[ 2\xi^2 - (R-x)^2 + 5 \right] + (R-x)^2 - 1$ ,  $R = 1 + \rho_m$ .

Движение заряженной частицы в поле (2) описывается системой уравнений

$$m\ddot{x} = qU_0 \varepsilon_1; \quad \varepsilon_1 = -\frac{\partial g(x, \xi)}{\partial x}; \quad (3)$$

$$m\ddot{\xi} = qU_0 \varepsilon_2; \quad \varepsilon_2 = -\frac{\partial g(x, \xi)}{\partial \xi}. \quad (4)$$

Интегрируя сумму уравнений (3) и (4) вдоль траектории частицы в пределах от вершины  $m$  до произвольной точки, получим дифференциальное уравнение движения заряженной частицы в поле (2)

$$\dot{\xi}^2 = \frac{m\dot{\xi}^2/2}{\frac{mv_m^2}{2} - \frac{m\dot{\xi}^2}{2} - qU_0 [g(x_m, \xi_m) - g(x, \xi)]}. \quad (5)$$

Величину  $m\dot{\xi}^2/2$  определим, интегрируя уравнение (4) в пределах от  $m$  до произвольной точки траектории, используя формулы

$$\dot{\xi} = \frac{d\xi}{dt} = \frac{d\xi}{dx} \frac{dx}{dt} = \xi' x \quad \text{и} \quad v_m^2 = \dot{\xi}_m^2 + \dot{x}_m^2 = \dot{\xi}_m^2, \quad \text{так}$$

как в вершине траектории  $\dot{x}_m = 0$ , то

$$\frac{mv_m^2}{2} - \frac{m\dot{\xi}^2}{2} = -qU_0 \times \int_x^{x_m} \frac{\partial g(x, \xi)}{\partial \xi} \frac{d\xi}{dx} dx = qU_0 \int_0^x \ln(R-x) \xi \xi' d\xi. \quad (6)$$

Согласно рис. 1 при  $x = \rho_m$  и  $\frac{m\dot{\xi}^2}{2} = W \cos^2 \alpha_0$ ,  $\frac{mv_m^2}{2}$  определяется следующим уравнением:

$$\frac{mv_m^2}{2} = W \cos^2 \alpha + qU_0 f_m, \quad f_m = \int_0^{\rho_m} \frac{\partial g(x, \xi)}{\partial \xi} \frac{d\xi}{dx} dx = \int_0^{\rho_m} \ln(R-x) \xi \xi' d\xi. \quad (7)$$

Подставив уравнения (6), (7) в (5), приходим к интегриродифференциальному уравнению движения заряженной частицы в ГЦП (2)

$$\xi'^2 \left[ g_0 - g_x + \int_0^x \ln(R-x) \xi \xi' dx \right] = P^2 \operatorname{ctg}^2 \alpha_0 + f_m - \int_0^x \ln(R-x) \xi \xi' dx, \quad (8)$$

$$\text{где } g_0 = g(x_m, \xi_m) = \frac{1}{4} \left[ R^2 - 1 - \ln(R) R^2 + 5 \right] \times \times R^2 + 5, \quad g_x = g(x, \xi) \quad (9)$$

и  $P_0^2 = \frac{W}{qU} \sin^2 \alpha_0$  — параметр отражения, связывающий геометрические и энергетические параметры зеркала.

Для решения интегриродифференциального уравнения траектории (8) используется приближенно-аналитический метод разложения в дробно-степенной ряд. Разложение искомой функции  $\xi$  в обычный степенной ряд невозможно, так как уравнение (8) имеет особую точку  $x = 0$ , в которой отсутствует сходимость степенного ряда. Решение уравнения (8) рекомендуется искать в виде обобщенного степенного ряда  $\xi = x^\rho \sum_{n=0}^{\infty} C_n x^n$ , где  $\rho$  — некоторое число, определяемое из условия удовлетворения этого обобщенного степенного ряда интегриродифференциальному уравнению [3]. Из результатов разложения уравнения (8) установлено, что его решением является дробно-степенной ряд

$$\xi = \sqrt{x} C_0 + C_1 x + C_2 x^2 + C_3 x^3 + C_4 x^4 + C_5 x^5 + C_6 x^6 + \dots \quad (10)$$

Разлагая интегриродифференциальное уравнение в степенной ряд (10) и приравнявая коэффициенты при одинаковых степенях  $x$  в обеих частях уравнения, найдем коэффициенты  $C_n$ .

Радиальную составляющую точки поворота траектории  $R = 1 + \rho_m$ , необходимую для расчета коэффициентов  $C_n$ , найдем из уравнения (8), используя условие  $x = \rho_m$ . В этом случае  $\xi'^2 = \operatorname{ctg}^2 \alpha_\alpha$ ,  $g_{x=\rho_m} = 0$  и

$$g_0 + f_m = P^2. \quad (11)$$

Подставив формулу (9) в уравнение (11), приходим к следующему трансцендентному и неявному относительно  $R$  уравнению

$$\ln R = \frac{4 P^2 - f_m - R^2 + 1}{5 - R^2},$$

из которого  $R$  можно определить методом последовательных приближений, используя в качестве нулевого приближения параметр цилиндрического зеркального анализатора (ЦЗА)  $R_0 = \exp P^2$  [4].

Ниже приведены конечные результаты расчета основных параметров, определяющих траекторию движения заряженных частиц в ГЦП. Точность определения  $\xi$  ограничивалась величиной  $C_6 x^{13/2}$ , а расчет параметра  $\rho_m = R - 1$  выполнен в виде разложения в ряд по величине параметра отражения зеркала  $P$  с точностью до 14-го порядка включительно.

$\rho_m$  — величина максимального радиального проникновения частицы в поле зеркала,

$$\begin{aligned} \rho_m = & 0,66667 P^2 + 0,22222 P^4 + \\ & + 0,08231 - 0,19753 \operatorname{ctg}^2(\alpha_0) P^6 + \\ & + 0,05213 - 0,33653 \operatorname{ctg}^2(\alpha_0) P^8 + \\ & + 0,03670 - 0,40254 \operatorname{ctg}^2(\alpha_0) + 0,13006 \operatorname{ctg}^2(\alpha_0) P^{10} + \dots; \end{aligned}$$

$l$  — полная проекция траектории на ось симметрии  $Z$  от источника  $A$  до его изображения  $B$  есть следующая сумма:

$$l = \frac{L}{r_0} = \Delta \operatorname{ctg} \alpha_0 + 2 \xi_m, \quad \Delta = \Delta_1 + \Delta_2, \quad (12)$$

где  $\Delta = \Delta_1 + \Delta_2$  — величина суммарного удаления источника и его изображение, соответственно, от внутреннего цилиндрического электрода;

$\xi_m$  — проекция траектории на ось симметрии зеркала от точки входа траектории в поле до точки поворота траектории  $m$ , определяемая следующими уравнениями:

$$\xi_m = \xi(x)|_{x=\rho_m} = \sqrt{\rho_m} C_0 S;$$

$$C_0 = \operatorname{ctg} \alpha_0 \times \sqrt{2,66667P^2 + 1,77778P^4 + 1,77778P^6 + 2,18016 - 0,52675\operatorname{ctg}^2 \alpha_0 P^8 + 2,34420 - 1,65178\operatorname{ctg}^2 \alpha_0 P^{10} + \dots}$$

$$S = 1 - 0,05556P^2 - (0,07685 + 0,04938\operatorname{ctg}^2 \alpha_0)P^4 - (0,08657 + 0,029081\operatorname{ctg}^2 \alpha_0)P^6 + (-0,05810 + 0,02614\operatorname{ctg}^2 \alpha_0 + 0,02317\operatorname{ctg}^4 \alpha_0)P^8 + (-0,04594 + 0,10555\operatorname{ctg}^2 \alpha_0 + 0,04782\operatorname{ctg}^4 \alpha_0)P^{10} + \dots$$

Основные электронно-оптические параметры зеркальных ГЦП-анализаторов, рассчитанные в зависимости от параметра отражения  $P$  и удовлетворяющие условиям угловой фокусировки второго порядка, приведены в таблице:  $\alpha_0$  — угол входа траектории;  $\Delta = \Delta_1 + \Delta_2$ ,  $\rho_m$ ,  $\xi_m$ ,  $l$ ,  $D = \frac{\partial l}{\partial \varepsilon}$  — относительная линейная дисперсия по энергии, определяемая дифференцированием уравнения (12) по

$\varepsilon = \frac{\Delta\omega}{\omega}$ ,  $A_{III} = \frac{1}{3!} \frac{d^3 l}{d\alpha^3}$  — пространственная абберация третьего порядка;  $\Delta l = l \alpha - l \alpha_0$  — абберационное расширение изображения вблизи гауссового фокуса, вызванное угловой расходимостью пучка частиц на входе в поле зеркала;  $\delta$  — удельная дисперсия по энергии.

Если кольцевые щели  $A$  и  $B$  узкие, а угловая расходимость пучка велика, то мерой разрешающей способности может служить величина удельной дисперсии, равная отношению линейной дисперсии по энергии к ширине линии изображения в фокусе зеркала  $\delta = D / |\Delta l|$ . Величина удельной

дисперсии по энергии, приведенная в таблице, рассчитана для широких пучков частиц, имеющих начальный угловой разброс в  $16^\circ$  ( $\Delta\alpha = \alpha - \alpha_0 = \pm 8$ ).

Из анализа данных таблицы видно, что условие угловой фокусировки второго порядка в гексапольно-цилиндрическом анализаторе реализуется только для схем фокусировки заряженных частиц из кольцевого источника в кольцевой детектор,  $\Delta = \Delta_1 + \Delta_2 < 1$ . В интервале значений параметра отражения зеркала  $P = 0,7 - 0,9$  наблюдается значительное уменьшение кубической угловой абберации и существуют схемы ГЦП-анализаторов, в которых осуществим режим угловой фокусировки

$$\text{третьего порядка } \frac{dl}{d\alpha} = \frac{d^2 l}{d\alpha^2} = \frac{d^3 l}{d\alpha^3} = 0.$$

В качестве наиболее оптимальной конструкции для энергоанализа выбрана схема угловой фокусировки третьего порядка с максимальной угловой дисперсией  $\delta = 635,21$ , соответствующая следующим параметрам:  $\alpha_0 = 42,9326^\circ$ ;  $P = 0,7649$ ;  $\Delta_1 = \Delta_2 = 0,3425$ ;  $l = \frac{L}{r_0} = 2,7379$ . Схема энерго-

анализатора с ГЦП, настроенного на режим угловой фокусировки третьего порядка, представлена на рис. 2. Здесь показаны осевая и граничные траектории пучка частиц, выходящих из точки  $O$  кольцевого источника  $AA'$  с начальной угловой расходимостью пучка частиц  $\pm 8^\circ$ .

На рис. 3,  $a$ ,  $b$  в увеличенном масштабе показан ход осевой и граничных траекторий пучка частиц вблизи гауссового фокуса в энергоанализаторе с ГЦП и в хорошо известном светосильном ЦЗА. Осевая траектория пересекает поверхность кольцевого детектора в ГЦП и в ЦЗА в точке  $O'$ .

Электронно-оптические характеристики ГЦП-анализаторов

$P$	$\alpha_0$ , град.	$\rho_m$	$\Delta_1$	$\xi_m$	$l$	$D$	$A_{III}$	$ \Delta l $	$\delta$
0,30	31,9580	0,0614	0,0618	0,1996	0,5974	0,4123	-1,6147	0,0093	44,58
0,40	33,4392	0,1104	0,1112	0,3435	1,0238	0,7209	-2,4601	0,0140	51,40
0,50	35,2689	0,1733	0,1739	0,5152	1,5220	1,0992	-3,0708	0,0174	62,55
0,60	37,3541	0,2484	0,2466	0,7069	2,0601	1,4894	-3,1318	0,0177	84,13
0,65	38,4903	0,2894	0,2845	0,8075	2,3305	1,6883	-2,7463	0,0156	107,98
0,70	39,8296	0,3324	0,3195	0,9061	2,5784	1,8784	-1,8391	0,0111	168,51
0,75	41,9732	0,3779	0,3413	0,9855	2,7297	2,0415	-0,3621	0,0046	440,24
<b>0,765</b>	<b>42,9326</b>	<b>0,3924</b>	<b>0,3425</b>	<b>1,0008</b>	<b>2,7379</b>	<b>2,0806</b>	<b>0,0000</b>	<b>0,0033</b>	<b>635,21</b>
0,790	44,7885	0,4175	0,3411	1,0209	2,7290	2,1442	0,1168	0,0035	616,66
0,798	45,3443	0,4250	0,3409	1,0271	2,7278	2,1649	0,0000	0,0043	504,85

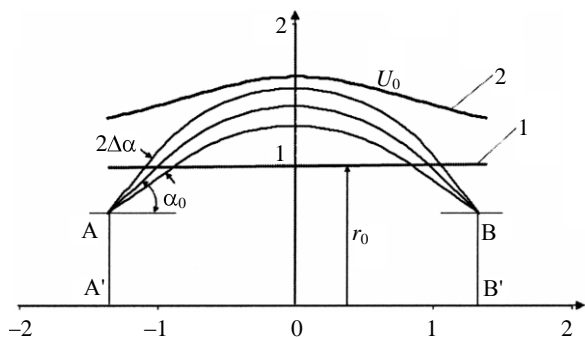


Рис. 2. Схема ГЦП-анализатора

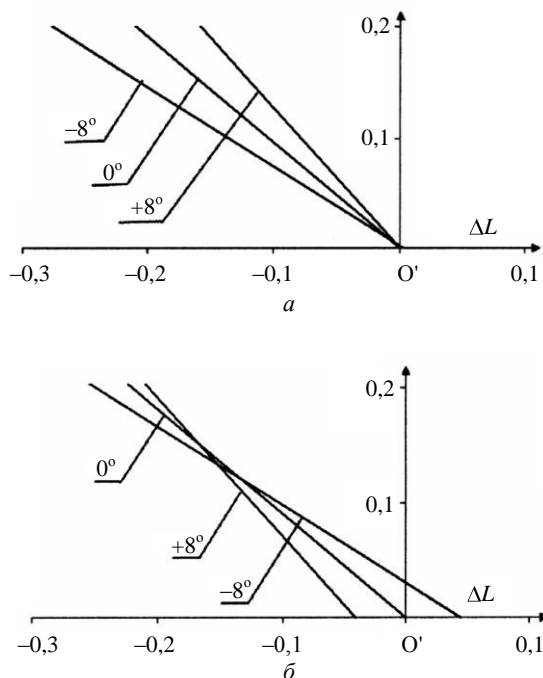


Рис. 3. Фокус частиц:  
а — в ГЦП-анализаторе; б — в ЦЗА

Из сравнения рис. 2 и 3, а видно, что продольное абберационное расширение изображения в фокусе предлагаемого устройства  $\Delta L$  значительно меньше, чем в ЦЗА, что приводит почти к 10-крат-

ному увеличению удельной дисперсии ГЦП-анализатора ( $\delta = 635,2$ ) по сравнению с ЦЗА, для которого  $\delta = 65,5$ .

Таким образом, в энергоанализаторе, созданном на основе электростатического ГЦП, реализуется режим острой фокусировки широких пучков заряженных частиц, расходящихся в аксиальной плоскости на большие углы, что приводит к увеличению входного телесного угла, являющегося характеристикой светосилы электростатического энергоанализатора.

### Заключение

Определены уравнения траекторий движения заряженных частиц в электростатическом ГЦП, найдены условия угловой фокусировки для траекторий частиц, имеющих угловую расходимость пучка в аксиальной плоскости. Установлено, что на основе ГЦП; могут быть построены светосильные энергоанализаторы с угловой фокусировкой 2- и 3-го порядков, если источник и его изображение находятся в области внутреннего цилиндрического электрода. Определена наиболее оптимальная схема светосильного электростатического гексапольно-цилиндрического зеркального анализатора, имеющая 10-кратное преимущество в разрешающей способности по сравнению с широко известным ЦЗА, обеспечиваемое свойством угловой фокусировкой третьего порядка широких пучков заряженных частиц.

### Литература

1. Zashkvara V. V., Tyndyk N. N.// Nuclear Instrum. and Meth. A370. 1996. P. 452.
2. Ashimbaeva B. U., Chokin K. Sh., Saulebekov A. O.// J. of Electron Spectroscopy and Rel. Phen. 2005. V. 143. P. 29.
3. Смирнов В. И., Смирнов. Курс высшей математики. — М.: Наука. 1974. Т. 2. С. 129.
4. Зашквара В. В., Корсунский М. И., Космачев О. С.// ЖТФ. 1966. Т. 47. С. 132.

Статья поступила в редакцию 14 ноября 2007 г.

## Focusing properties of the electrostatic mirror with hexapole cylindrical field

B. U. Ashimbaeva, K. Sh. Chokin

Institute of Physics and Technology, Almaty, Kazakhstan

A. O. Saulebekov

Karaganda State University, Karaganda, Kazakhstan

*In this work motion of charged particles is studied in the electrostatic hexapole cylindrical field, formed by superposition of electrostatic fields of a cylindrical mirror and a circular hexapole. On a base of the power-series analytical technique of solution of the equation of motion presented in integro-differential form, charged particle trajectories are calculated. Data on focusing properties of hexapole cylindrical mirror analyzer are obtained.*