Low voltage beam current control in electron-optical systems of the millimeter wave O-type radiation sources

A. I. Toreev, Yu. G. Gamayunov, E. V. Patrusheva
Saratov State University, Saratov, Russia

Systems of low-voltage electron-beam current control for millimeter wave radiation sources are considered. Perspectivety of the systems with control electrode with positive potential in the working regime of the electron-optical systems for short-wave part millimeter-wave O-type radiation sources is shown. An approach is stated, numerical calculations are executed and main dimensions of two versions of electron guns with control electrode are presented, which will be able to serve as a basis for projection of the similar systems.

УДК 537.533

Общие уравнения теории фокусировки в постоянных электрических и магнитных полях

А. Т. Ибраев
Казахстанская академия информации и бизнеса, г. Алматы, Республика Казахстан

Предложена общая теория фокусировки заряженных частиц в постоянных электрических и магнитных полях, которая полностью учитывает особенности фокусировки в электронных зеркалах и эмиссионных системах.

Проблемам разработки эффективных подходов для создания общей и универсальной теории фокусировки заряженных частиц в постоянных электрических и магнитных полях посвящено немало научных работ, например [1—3]. Отметим, что существует также множество других монографий и научных статей, посвященных разным аспектам развития общей теории фокусировки. При этом работа [1], как известно, является одной из основополагающих, которая во многом способствовала активному развитию теории и практики электронного приборостроения. Многие авторы в дальнейшем отмечали, что предложенная в работе [1] общая теория посвящена исследованию одиночных линз и иммерсионных систем, так как принятое в этой теории предположение о малости наклона траекторий заряженных частиц на всех участках этой траектории противоречит особенностям в прикатодной области эмиссионных систем (катодных линз) и отражающей области электронных зеркал [2—5].

В работе предложена общая теория фокусировки заряженных частиц в постоянных электрических и магнитных полях, развитая в аналогичной с работой [1] последовательности, но в полной мере учитывающая особенности фокусировки потока заряженных частиц в электронных зеркалах и эмиссионных системах (катодных линзах).

Для комплексного исследования характера движения заряженных частиц в постоянных электрических и магнитных полях рассмотрим движение произвольной частицы потока относительно движения частицы, траектория которой выбирается в качестве основной траектории пучка заряженных частиц. Движение частицы по основной траектории удовлетворяет определенным конкретно заданным начальным условиям. Начальные условия движения произвольной частицы задаем в общем виде с использованием общепринятых обозначений величин начальных параметров движения.

На рисунке траектория основной частицы (т. е. основная траектория) изображена кривой A_0B_0, длину пути основной частицы вдоль этой кривой обозначим s_0. Кривая AB характеризует движение произвольной частицы. Символом s обозначим проекцию пути произвольной частицы на основную траекторию. Радиус-вектор $\vec{R}_0$ характеризует движение основной частицы, а движение произвольной частицы характеризуется радиусом-вектором $\vec{R}$. Здесь точки вылета основной и произвольной частиц A_0 и A не совмещены в пространстве. Вектор $\vec{p}_A$ характеризует отличие координат в момент начала движения основной и произвольной частиц. За равный промежуток времени t основная частица из точки A_0 вдоль кривой A_0B_0 достигает точки N_0, а произвольная частица из точки A вдоль кривой AB перемещается в точку N. Отличие координат N_0 и N характеризуется вектором $\vec{p}$. Связь между векторами $\vec{R}_0$, $\vec{R}$ и $\vec{p}$, как видно из рисунка, определяется следующим выражением

$$\vec{R}(t) = \vec{R}_0(t) + \vec{p}(t). \tag{1}$$

Как известно, в общем случае движение заряженной частицы удовлетворяет уравнению

$$\frac{d}{dt}\left(m\frac{d\vec{R}}{dt}\right) = e\vec{E} + \frac{e}{c}\left[\vec{V},\vec{H}\right], \tag{2}$$

где масса частицы m в релятивистском случае с его массой покоя m_0 связана соотношением

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1-\frac{V^2}{c^2}}}, \tag{3}$$

где e — величина заряда частицы;

c — значение скорости света;

$\vec{E}$ и $\vec{H}$ — соответственно, напряженности электрического и магнитного полей;

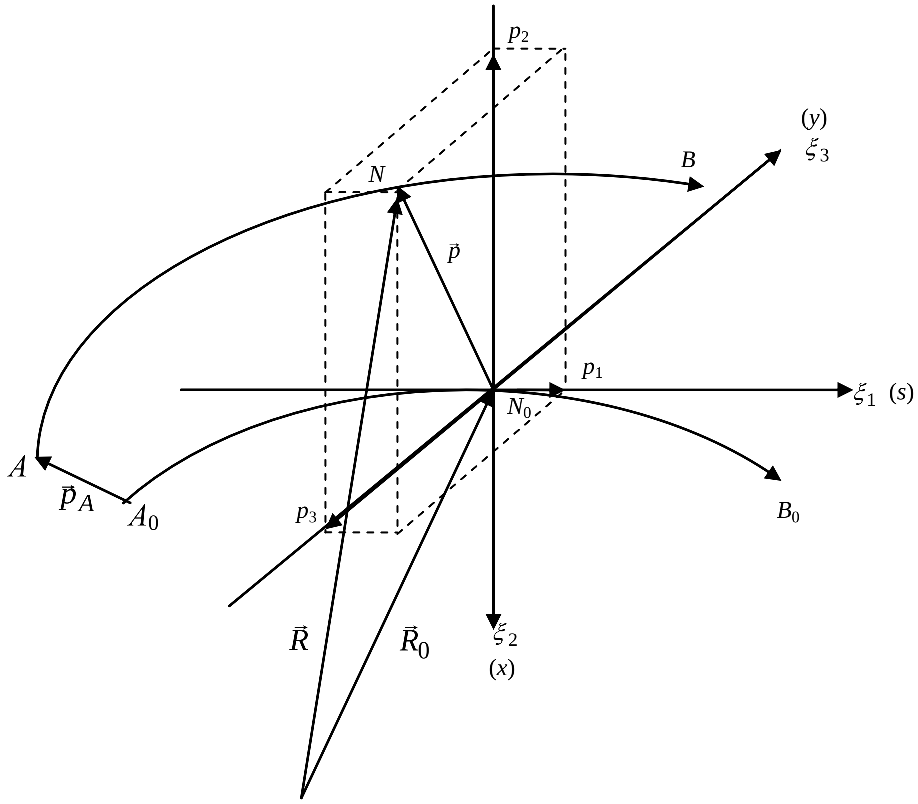
$\vec{V} = \frac{d\vec{R}}{dt}$ — вектор скорости движения частицы;

V — абсолютное значение скорости заряженной частицы.

Выразим напряженности электрического и магнитного полей через значения скалярного электрического потенциала φ и скалярного магнитного потенциала ω

$$\vec{E} = -\,\mathrm{grad}\,\varphi, \quad \vec{H} = -\,\mathrm{grad}\,\omega. \tag{4}$$

Тогда уравнение (2) с учетом (4) принимает вид



Движение заряженных частиц

$$\frac{d}{dt}\left(m\frac{d\vec{R}}{dt}\right) = -e\,\mathrm{grad}\,\varphi - \frac{e}{c}\left[\vec{V}, \mathrm{grad}\omega\right]. \qquad (5)$$

Для произвольной частицы начальные условия к уравнению (5) имеют вид

$$\vec{R}(t)\Big|_{t=t_b} = \vec{R}_b, \qquad \frac{d\vec{R}(t)}{dt}\Bigg|_{t=t_b} = \vec{V}_b, \qquad (6)$$

где индекс "b" — значение величины в момент начала движения частиц.

Начальные условия для основной частицы задаются путем указания конкретных значений $\vec{R}_b$ и $\vec{V}_b$ в выражениях (6) , т. е.

$$\vec{R}_0(t)\Big|_{t=t_b} = \vec{R}_{0_b}, \qquad \frac{d\vec{R}_0(t)}{dt}\Bigg|_{t=t_b} = \vec{V}_{0_b}. \qquad (7)$$

Из (1), (6) и (7) следует

$$\vec{p}_A\Big|_{t=t_b} = \vec{R}_b - \vec{R}_{0_b}, \qquad \frac{d\vec{p}(t)}{dt}\Bigg|_{t=t_b} = \vec{V}_b - \vec{V}_{0_b}. \qquad (8)$$

С учетом (1) и (8) из уравнения (5) получим

$$\frac{d}{dt}\left[m\left(\frac{d\vec{R}_0}{dt} + \frac{d\vec{p}}{dt}\right)\right] = \\ = -e\mathrm{grad}\varphi - \frac{e}{c}\left[\left(\frac{d\vec{R}_o}{dt} + \frac{d\vec{p}}{dt}\right), \mathrm{grad}\omega\right]. \qquad (9)$$

В уравнении (9) время пролета частицы t может быть выражено через пространственную переменную, значение которой однозначно соответствует заменяемому параметру, т. е. времени пролета. В связи с тем, что произвольное движение исследуется относительно движения основной частицы, в качестве заменяющего время параметра выбираем значение пути частицы вдоль основной траектории, для которой начальные условия заданы в виде (7).

Введем криволинейную систему ортогональных координат s_0, x, y, в которой единичный вектор ξ_1 определяет направление координаты s_0, единичные векторы ξ_2 и ξ_3 — направления координат x и y. Орты ξ_1, ξ_2 и ξ_3 направлены, соответственно, по касательной, главной нормали и бинормали кривой основной траектории.

В этой системе координат на всем протяжении s_0 выполняется условие

$$\xi_1 = \frac{d\vec{R}_0}{ds_0}. \qquad (10)$$

Тогда значение второй производной вектора $\vec{R}_0$ по переменной s_0 имеет вид

$$\frac{d^2\vec{R}_0}{ds_0^2} = \frac{d\xi_1}{ds_0}. \qquad (11)$$

Вектор $\vec{p}$ в введенной системе координат может быть представлен в виде

$$\vec{p} = p_1\xi_1 + p_2\xi_2 + p_3\xi_3, \qquad (12)$$

где p_1, p_2, p_3 — проекции $\vec{p}$ на касательную, главную нормаль и бинормаль.

Здесь в отличие от работы [1] величина p_1 не равна нулю. Это отличие позволяет учесть, что при равенстве времени пролета координаты произвольной частицы отличаются от координат основной частицы как в поперечных направлениях, так и в продольном направлении движения потока заряженных частиц.

Для определения значений производных $\vec{p}$ воспользуемся формулами Френе, которые связывают производные ортов касательной, главной нормали и бинормали с радиусами кривизны ρ и кручения τ кривой A_0B_0

$$\frac{d\xi_1}{ds_0} = \frac{\xi_2}{\rho}, \quad \frac{d\xi_2}{ds_0} = -\frac{\xi_1}{\rho} + \frac{\xi_3}{\tau}, \quad \frac{d\xi_3}{ds_0} = -\frac{\xi_2}{\tau}. \qquad (13)$$

Из (12) с учетом (13) получим

$$\vec{p}'(s_0) = \left(p_1' - \frac{p_2}{\rho}\right)\xi_1 + \\ + \left(p_2' + \frac{p_1}{\rho} - \frac{p_3}{\tau}\right)\xi_2 + \left(p_3' + \frac{p_2}{\tau}\right)\xi_3, \qquad (14)$$

где ρ и τ, как уже отмечено выше, относятся к основной траектории, т. е. к кривой A_0B_0.

Продифференцировав (14) с учетом (13), получим

$$\vec{p}''(s_0) = \left(p_1' - \frac{2p_2'}{\rho} - \frac{p_1}{\rho^2} + \frac{p_3}{\tau\rho}\right)\xi_1 + \\ + \left(p_2'' + \frac{2p_1'}{\rho} - \frac{p_3}{\tau} - \frac{p_2}{\rho^2} - \frac{p_3'}{\tau} - \frac{p_2}{\tau^2}\right)\xi_2 + \\ + \left(p_3'' + \frac{2p_2'}{\tau} + \frac{p_1}{\rho\tau} - \frac{p_3}{\tau^2}\right)\xi_3. \qquad (15)$$

С учетом (10)—(12) из (1) имеем

$$\vec{R} = \vec{R}_0 + \vec{p} = \vec{R}_0 = p_1\xi_1 + p_2\xi_2 + p_3\xi_3, \qquad (16)$$

где p_1, p_2 и p_3 — функции от переменной s_0.

Проекция вектора произвольной траектории $\vec{R}$ (16) на направление орта ξ_1, т. е. на основную траекторию, определим путем скалярного умножения вектора $\vec{R}$ на ξ_1

$$s = s_0 + p_1(s_0), \tag{17}$$

где s = ($\vec{R}$, ξ_1) — продольная координата для движения произвольной частицы.

Уравнение, описывающее закон сохранения энергии для произвольной частицы в релятивистской форме, как известно, имеет вид

$$\frac{m_0 c^2}{\sqrt{1-\dfrac{V^2}{c^2}}} - m_0 c^2 = -e(\varphi + \varepsilon), \tag{18}$$

где $-e\varepsilon$ — величина начальной энергии произвольной частицы; потенциал φ принимает нулевое значение в точке пространства, в которой скорость частицы равна нулю.

Используя (3), (18) и обозначив $\varphi_0 = \varphi(s_0) = \varphi(s_0, 0, 0)$, выразим значения $\dfrac{ds_0}{dt}$ и m через значения φ и m_0

$$\left(\frac{ds_0}{dt}\right)^2 = c^2\left[1 - \frac{m_0{}^2 c^4}{(m_0 c^2 - e\varphi_0)^2}\right], \tag{19}$$

$$m = m_0 - \frac{e(\varphi+\varepsilon)}{c^2}. \tag{20}$$

Уравнения (15), (17) и (19) позволяют полностью заменить в уравнениях движения (9) параметр времени t на пространственный параметр s_0.

После преобразований в целях замены t на s_0 левая часть уравнения (9) принимает вид

$$\begin{gathered}
\frac{d}{dt}\left[m\left(\frac{d\vec{R}_0}{dt} + \frac{d\vec{p}}{dt}\right)\right] = m\left(\frac{ds_0}{dt}\right)^2 \times \\
\times\left[\left(p_1'' - \frac{2p_2'}{\rho} - \frac{p_1}{\rho^2} + \frac{p_3}{\tau\rho}\right)\xi_1 + \left(\frac{1}{\rho} + p_2'' + \frac{2p_1'}{\rho} - \right.\right. \\
\left.\left. - \frac{p_3}{\tau} - \frac{p_2}{\rho^2} - \frac{p_3'}{\tau} - \frac{p_2}{\tau^2}\right)\xi_2 + \left(p_3'' + \frac{2p_2'}{\tau} + \frac{p_1}{\rho\tau} - \frac{p_3}{\tau^2}\right)\xi_3\right] + \\
+\left\{\frac{m}{2}\left[\left(\frac{ds_0}{dt}\right)^2\right]' + \left(\frac{ds_0}{dt}\right)^2 m'\right\} \times \qquad (21) \\
\times\left[\left(1 + p_1' - \frac{p_2}{\rho}\right)\xi_1 + \left(p_2' + \frac{p_1}{\rho} - \frac{p_3}{\tau}\right)\xi_2 + \left(p_3' + \frac{p_2}{\tau}\right)\xi_3\right].
\end{gathered}$$

С учетом уравнений (19) и (20) можно видеть, что в правой части (21) время t полностью заменяется параметром s_0.

Уравнение (21) представляет собой сумму проекций левой части уравнения (9) на направления ξ_1, ξ_2 и ξ_3. Из этого уравнения можно видеть, что при больших наклонах траекторий продольные скорости заряженных частиц стремятся к нулю. Это означает, что вместо требования малости наклона траекторий в уравнении (21) для прикатодной области эмиссионных систем и отражающей области электронных зеркал выполняется требование малости поперечных составляющих скорости движения заряженных частиц. Это требование вполне соответствует физике движения заряженных частиц в постоянных электрических и магнитных полях.

Теперь подробнее рассмотрим функцию $\varphi = \varphi\ s_0, x, y$. Распределение этой функции вдоль координаты s_0 выше было обозначено

$$\varphi_0 = \varphi(s_0, 0, 0).$$

Тогда $\varphi(s_0, x, y)$ может быть представлен в виде следующего ряда

$$\varphi(s_0, x, y) = \varphi_0 + \sum_{k=1}^{\infty} \varphi_{k0} x^k + \varphi_{0k} y^k + \sum_{m-1}^{\infty}\sum_{n=1}^{\infty} \varphi_{mn} x^m y^n, \tag{22}$$

где

$$\varphi_{k0} = \frac{1}{k!}\left(\frac{\partial^k \varphi}{\partial x^k}\right)_{x=0}, \quad \varphi_{0k} = \frac{1}{k!}\left(\frac{\partial^k \varphi}{\partial y^k}\right)_{y=0},$$

$$\varphi_{mn} = \frac{1}{m!n!}\left(\frac{\partial^{m+n}\varphi}{\partial x^m \partial y^n}\right)_{x=y=0}. \tag{23}$$

Из уравнения (17) видно, что величины продольных координат произвольной и основной частиц не совпадают. Поэтому для определения значений функций от s воспользуемся разложением в ряд вида

$$\varphi(s) = \varphi(s_0 + p_1) = \varphi(s_0) + \sum_{n=1}^{\infty} \varphi_n p_1^n, \tag{24}$$

где

$$\varphi_n = \frac{1}{n!}\frac{\partial^n \varphi_0}{\partial s_0^n}. \tag{25}$$

Аналогично (23)—(25) в виде рядов может быть представлен и магнитный потенциал ω.

Далее определим проекции уравнения движения на направления введенной системы координат. Для этого уравнение (9) с учетом уравнений (21) и (22) умножим скалярно на орты ξ_1, ξ_2 и ξ_3, после чего получим

$$m\left(\frac{ds_0}{dt}\right)^2\left(p_1'' - \frac{2p_2'}{\rho} - \frac{p_1}{\rho^2} + \frac{p_3}{\tau\rho}\right) +$$

$$+\left\{\frac{m}{2}\left[\left(\frac{ds_0}{dt}\right)^2\right]'+\left(\frac{ds_0}{dt}\right)^2 m'\right\}\left(1+p_1'-\frac{p_2}{\rho}\right)= \quad (26)$$

$$=-e\frac{\partial\varphi}{\partial s_0}-\frac{e}{c}\frac{ds_0}{dt}\left[\left(p_2'+\frac{p_1}{\rho}-\frac{p_3}{\tau}\right)\frac{\partial\omega}{\partial y}-\left(p_3'+\frac{p_2}{\tau}\right)\frac{\partial\omega}{\partial x}\right];$$

$$m\left(\frac{ds_0}{dt}\right)^2\left(\frac{1}{\rho}+p_2''+\frac{2p_1'}{\rho}-\frac{p_3}{\tau}-\frac{p_2}{\rho^2}-\frac{p_3'}{\tau}-\frac{p_2}{\tau^2}\right)+$$

$$+\left\{\frac{m}{2}\left[\left(\frac{ds_0}{dt}\right)^2\right]'+\left(\frac{ds_0}{dt}\right)^2 m'\right\}\left(p_2'+\frac{p_1}{\rho}-\frac{p_3}{\tau}\right)= \quad (27)$$

$$=-e\frac{\partial\varphi}{\partial x}-\frac{e}{c}\frac{ds_0}{dt}\left[\left(p_2'+\frac{p_1}{\rho}-\frac{p_3}{\tau}\right)\frac{\partial\omega}{\partial s_0}-\left(1+p_1'-\frac{p_2}{\rho}\right)\frac{\partial\omega}{\partial y}\right];$$

$$m\left(\frac{ds_0}{dt}\right)^2\left(p_3''+\frac{2p_2'}{\tau}+\frac{p_1}{\rho\tau}-\frac{p_3}{\tau^2}\right)+\left\{\frac{m}{2}\left[\left(\frac{ds_0}{dt}\right)^2\right]'+\right.$$

$$\left.+\left(\frac{ds_0}{dt}\right)^2 m'\right\}\left(p_3'+\frac{p_2}{\tau}\right)=-e\frac{\partial\varphi}{\partial y}-\frac{e}{c}\frac{ds_0}{dt}\times \quad (28)$$

$$\times\left[\left(1+p_1'-\frac{p_2}{\rho}\right)\frac{\partial\omega}{\partial x}-\left(p_3'+\frac{p_2}{\tau}\right)\frac{\partial\omega}{\partial s_0}\right].$$

Уравнения (26)—(28) представляют собой параметрические уравнения движения заряженных частиц, в которых функцию параметра вместо времени t, с учетом (19) и (20), выполняет переменная s_0.

Теперь проанализируем уравнения движения заряженных частиц в форме Ньютона отдельно для основной частицы. Запишем уравнение в форме Ньютона в виде

$$\frac{d}{dt}(m\vec{V})=e\,\mathrm{grad}\varphi-\frac{e}{c}\left[\vec{V},\mathrm{grad}\omega\right]. \quad (29)$$

Ввиду того, что условие движения заряженной частицы вдоль основной траектории может быть задано в виде

$$\vec{V}=\frac{ds_0}{dt}\xi_1, \quad (30)$$

уравнение движения для основной частицы с учетом (29), (30) и первой формулы Френе (13) принимает вид

$$\frac{ds_0}{dt}\left(m\frac{ds_0}{dt}\right)\xi_1+\frac{m}{\rho}\left(\frac{ds_0}{dt}\right)^2\xi_2=$$

$$-e\,\mathrm{grad}\varphi-\frac{e}{c}\frac{ds_0}{dt}\left[\xi_1,\mathrm{grad}\omega\right].$$

Скалярно, умножив это уравнение последовательно на ξ_1, ξ_2 и ξ_3, получим

$$\frac{ds_0}{dt}\left(m\frac{ds_0}{dt}\right)'=-e\left(\frac{\partial\varphi}{\partial s_0}\right)_{x=y=0}=-e\varphi_0', \quad (31)$$

$$\frac{m}{\rho}\left(\frac{ds_0}{dt}\right)^2=-e\left(\frac{\partial\varphi}{\partial x}\right)_{x=y=0}+\frac{e}{c}\frac{ds_0}{dt}\left(\frac{\partial\omega}{\partial y}\right)_{x=y=0}; \quad (32)$$

$$-e\left(\frac{\partial\varphi}{dy}\right)_{x=y=0}-\frac{e}{c}\frac{ds_0}{dt}\left(\frac{\partial\omega}{\partial x}\right)_{x=y=0}=0. \quad (33)$$

Интегрируя (31), получим уравнение сохранения энергии для основной частицы (19), откуда следует

$$\frac{ds_0}{dt}=\sigma c\sqrt{1-\frac{m_0^2c^4}{\left(m_0c^2-e\varphi_0\right)^2}}, \quad (34)$$

где $\sigma=\pm1$ — знаковый коэффициент, указывающий на направление движения заряженной частицы.

Интегрируя уравнение (26), с учетом (32), (33), (14) и (17), получим уравнение сохранения энергии для произвольной частицы (18), откуда имеем

$$V^2=c^2\left\{1-\frac{m_0^2c^4}{\left[m_0c^2-e(\varphi+\varepsilon)\right]^2}\right\}, \quad (35)$$

где

$$V^2=\left(\frac{ds}{dt}\right)^2+\left(\frac{dp_2}{dt}\right)^2+\left(\frac{dp_3}{dt}\right)^2. \quad (36)$$

Тогда, с учетом (17), (19) и (34)—(36), для определения значения функции $p_1(s_0)$ можем воспользоваться уравнением

$$\left(\frac{ds_0}{dt}\right)^2\left[1+p_1'^2+p_2'^2+p_3'^2\right]=$$

$$=c^2\left\{1-\frac{m_0^2c^4}{\left[m_0c^2-e(\varphi+\varepsilon)\right]^2}\right\}. \quad (37)$$

Функции $p_2(s_0)$ и $p_3(s_0)$ определяются из (27) и (28), которые, с учетом (32) и (33), принимают вид

$$m\left(\frac{ds_0}{dt}\right)^2\left(p_2''-\frac{2p_1'}{\rho}-\frac{p_3}{\tau}+\frac{p_2}{\rho^2}-\frac{p_3'}{\tau}-\frac{p_2}{\tau^2}\right)+$$

$$+\left\{\frac{m}{2}\left[\left(\frac{ds_0}{dt}\right)^2\right]'+\left(\frac{ds_0}{dt}\right)^2 m'\right\}\left(p_2'+\frac{p_1}{\rho}-\frac{p_3}{\tau}\right)=$$

$$=-e\left[\frac{\partial\varphi}{\partial x}+\left(\frac{\partial\varphi}{\partial x}\right)_{x=y=0}\right]-\frac{e}{c}\frac{ds_0}{dt}\times \quad (38)$$

$$\times\left[\left(p_2'+\frac{p_1}{\rho}-\frac{p_3}{\tau}\right)\frac{\partial\omega}{\partial s_0}-\left(1+p_1'-\frac{p_2}{\rho}\right)\frac{\partial\omega}{\partial y}-\left(\frac{\partial\omega}{\partial y}\right)_{x=y=0}\right];$$

$$m\left(\frac{ds_0}{dt}\right)^2\left(p_3''+\frac{2p_2'}{\tau}+\frac{p_1}{\rho\tau}-\frac{p_3}{\tau^2}\right)+$$

$$+\left\{\frac{m}{2}\left[\left(\frac{ds_0}{dt}\right)^2\right]'+\left(\frac{ds_0}{dt}\right)^2 m'\right\}\left(p_3'+\frac{p_2}{\tau}\right)= \qquad (39)$$

$$=-e\left[\frac{\partial\varphi}{\partial y}-\left(\frac{\partial\varphi}{\partial y}\right)_{x=y=0}\right]-\frac{e}{c}\frac{ds_0}{dt}\left[\left(1+p_1'-\frac{p_2}{\rho}\right)\frac{\partial\omega}{\partial x}-\right.$$

$$\left.-\left(\frac{\partial\omega}{\partial x}\right)_{x=y=0}-\left(p_3'+\frac{p_2}{\tau}\right)\frac{\partial\omega}{\partial s_0}\right].$$

Уравнения (37)—(39) описывают движение произвольной частицы в зависимости от параметра s_0, т. е. от координаты основной частицы. Входящие в эти уравнения $\frac{ds_0}{dt}$, m и m', как следует из (19) и (20), так же как и все другие функции в уравнениях (37)—(39), являются функциями от координаты s_0.

Для перехода к уравнениям траекторий в явной зависимости от продольной координаты s после определения значений $p_1(s_0)$, $p_2(s_0)$, $p_3(s_0)$ воспользуемся преобразованиями следующего вида:

$$s_0(s)=s-p_1\ \ s-p_1(s-p_1(....))\ ,$$

$$p_2(s)=p_2\left[s_0\ \ s\ \right]=p_2\ \ s-p_1(s-p_1(....))\ ,$$

$$p_3(s)=p_3\left[s_0\ \ s\ \right]=p_3\ \ s-p_1(s-p_1(....))\ .$$

Полученные выше общие уравнения движения потоков заряженных частиц в постоянных электрических и магнитных полях позволяют исследовать широкий класс электронно-оптических и ионно-оптических элементов и систем, в том числе эмиссионные системы (катодные линзы) и электронные зеркала.

Более подробный теоретический анализ задач, связанных с фокусировкой заряженных частиц в постоянных электрических и магнитных полях, на основе полученных общих уравнений движения заряженных частиц, будет изложен в последующих работах.

Литература

1. *Гринберг Г. А.* Избранные вопросы математической теории электрических и магнитных явлений. — Л.: Наука, 1948.
2. *Якушев Е. М., Сапаргалиев А. А., Еленгеев А. К.*//ЖТФ. 1985. Т. 55. Вып. 7. С. 1291—1299.
3. *Ильин В. П., Катешов В. А., Куликов Ю. В., Монастырский М. А.* Численные методы оптимизации эмиссионных электронно-оптических систем. — Новосибирск: Наука, 1987.
4. *Ибраев А. Т., Сапаргалиев А. А.* //ЖТФ. 1981. Т. 51. Вып. 1. С. 22—30.
5. *Золина Н. К., Флегонтов Ю. А.*//Там же. 1982. Т. 52. Вып. 12. С. 2479—2489.

Статья поступила в редакцию 14 ноября 2007 г.

The general equations of the theory of focusing in electrostatic and magnetostatic fields

A. T. Ibraev
Kazakhstan Academy of Information and Business, Almaty, Republic Kazakhstan

Offered is the general theory of focusing the charged particles in electrostatic and magnetostatic fields, which completely considers features of focusing in electronic mirrors and issue system.