

ТЕХНИЧЕСКАЯ ФИЗИКА

П. В. ТИМОФЕЕВ и В. В. СОРОКИНА

О ФОРМЕ ПОЛЯ ДЛЯ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИХ ЛИНЗ

(Представлено академиком С. И. Вавиловым 21 XI 1946)

Основное уравнение электронной оптики

$$\frac{d^2r}{dz^2} + \frac{V'}{2V} \frac{dr}{dz} + \frac{V''}{4V} \cdot r = 0 \quad (1)$$

справедливо при любой форме аксиально-симметричного поля только для очень малых r , т. е. для параксиальных лучей. Для того чтобы оно было справедливо и для больших r , необходимо потенциальной функции $U(r, z)$ придать соответствующий вид. Определение вида этой функции нам казалось лучше сделать, исходя из элементарных представлений об электростатической фокусировке электронов, так как в этом случае становятся наглядными причины, вызывающие искажения электронного изображения.

Предположим, что электроны выходят из какой-либо точки a (рис. 1), удаленной от оси симметрии z на расстояние r_0 , и имеют начальную скорость V_0 . Разложим эту скорость на составляющие по осям r , z и φ , V_{0r} , V_{0z} и $V_{0\varphi}$. Далее предположим, что в пространстве AB , где B представляет флуоресцирующий экран, действует сила, пропорциональная r , т. е. отклонению электронов от оси. В этом случае электроны около оси z будут совершать гармоническое колебательное движение, и, следовательно, уравнение движения электронов в направлении оси r будет иметь вид:

$$r = r_0 \cos \frac{2\pi}{T} \cdot t + \frac{V_{0r} T}{2\pi} \sin \frac{2\pi}{T} \cdot t, \quad (2)$$

где T — период колебания. Полагая в уравнении (2) $t = 0$ и $t = \frac{T}{2}$, получаем:

$$r_{t=0} = r_0 \text{ и } r_{t=\frac{T}{2}} = r_0 -$$

одинаковые значения для r , т. е. электроны, вышедшие из какой-либо точки, через период времени $\frac{T}{2}$ вновь соберутся в одной точке, какие бы они начальные скорости в направлении оси r ни имели. Таким образом, если флуоресцирующему экрану придать соответствующую форму и поставить его на соответствующее расстояние от предмета так, чтобы электроны, вышедшие из различных точек предмета, через время $\frac{T}{2}$ ударились о поверхность этого экрана, тогда, очевидно, на экране изображение будет сфокусированным при условии $V_{0z} = V_{0\varphi} = 0$. Для того чтобы при движении в пространстве AB элек-

троны в направлении оси r совершали гармоническое колебание необходимо удовлетворить следующим условиям

$$\frac{m}{e} \frac{d^2 r}{dt^2} = -c_1 r = -\frac{\partial U}{\partial r}; \quad (3)$$

$$\frac{m}{e} \frac{d^2 z}{dt^2} = c_2 f(z) = -\frac{\partial U}{\partial z}, \quad (4)$$

где U — потенциал, c_1 и c_2 — постоянные и $f(z)$ — функция только z .

Отсюда находим, что если эквипотенциальные поверхности будут удовлетворять следующему уравнению: $U = c_1 r^2 + c_2 \varphi(z)$, то движение электронов будет иметь необходимый для нас характер. В частности, все поверхности, образованные вращением кривых второго по-

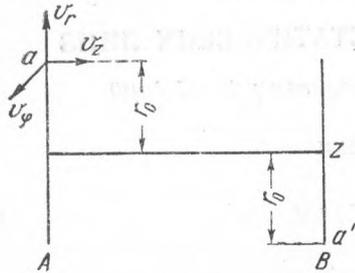


Рис. 1

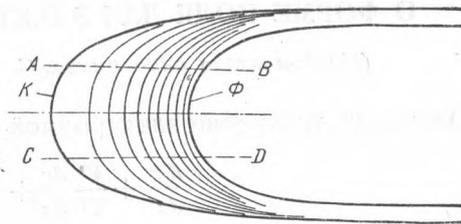


Рис. 2

рядка вокруг оси их симметрии, удовлетворяют этому условию. Однако при более детальном рассмотрении движения электронов в таких полях лучшие результаты фокусировки электронов дают эквипотенциальные поверхности в виде параболоидов вращения, т. е. поверхности, определяемые уравнением $CU = r^2 - 2pz$, где p — параметр параболы.

В этом случае $\frac{m}{e} \frac{d^2 z}{dt^2} = 2p$, а, следовательно, ускорение электронов в направлении оси z остается постоянным. Таким образом, если электроны выходят с поверхности катода, представляющего собой эквипотенциальную поверхность, имеющую форму параболоида вращения, тогда они за время $\frac{T}{2}$ в поле, эквипотенциальные поверхности которого имеют одинаковую с катодом форму, в направлении оси z пройдут одинаковые пути и вновь соберутся на эквипотенциальной поверхности. Разница в длинах путей в направлении оси z для различных электронов возникает только вследствие неравенства начальных скоростей V_{0z} в этом направлении, что, как известно, влечет за собой хроматическую aberrацию. Эту aberrацию можно уменьшить только увеличением напряжения между электродами электронно-оптического устройства.

Составляющая начальной скорости $V_{0\varphi}$, направленная перпендикулярно r , вызывает также рассеяние электронов. Однако для точек, близких к оси симметрии, электроны, движущиеся в параболическом поле и имеющие $V_{0\varphi}$, отличные от нуля, в направлении, перпендикулярном к r , будут совершать то же гармоническое колебание с периодом, близким к периоду колебаний их, в направлении r , а, следовательно, они соберутся на экране в одну точку, какие бы $V_{0\varphi}$ они ни имели.

Конечно, рассеяние электронов, возникающее вследствие составляющей скорости $V_{0\varphi}$, по мере удаления точек от оси будет возрастать, и, следовательно, все наши выводы строго справедливы только для парааксиальных лучей.

Осуществить точно рассмотренную линзу не представляется возможным, так как выражение потенциала $CU = r^2 - 2pz$ не удовлетворяет уравнению Лапласа. Этому уравнению удовлетворяет только

выражение $U = 2z^2 - r^2 + 2pz$. Однако, как показывают исследования формы полей в электролитической ванне, можно, придавая соответствующую форму электродам, получить гиперболическое поле, весьма близкое к требуемому.

В качестве примера на рис. 2 приведен разрез поля, образующегося между двумя параболоидами вращения K и Φ , переходящими в цилиндры. В участке, очерченном линиями $ABCD$, можно форму эквипотенциальных поверхностей считать практически неизменной. Таким образом, беря в качестве электродов линзы в рабочей ее части параболоиды вращения и придавая соответствующую форму электродам в нерабочей ее части, можно получить достаточно широкие рабочие участки поля в линзе, внутри которых время движения электронов от начала до конца линзы одинаково.

В случае параболического поля уравнения движения электрона принимают вид:

$$-\frac{\partial U}{\partial r} = -\frac{2r}{c} = \frac{m}{c} \frac{d^2 r}{dt^2}, \quad -\frac{\partial U}{\partial z} = \frac{2p}{c} = \frac{m}{e} \frac{d^2 z}{dt^2}. \quad (5)$$

Полагая при интегрировании этих уравнений $V_{0z} = 0$ и исключая t , находим:

$$r = r_0 \cos \sqrt{\frac{2z}{p}} + \frac{V_{0r}}{\sqrt{\frac{2e}{mc}}} \sin \sqrt{\frac{2z}{p}}. \quad (6)$$

Отсюда расстояние L между предметом и изображением найдем, полагая $\sqrt{\frac{2z}{p}} = \pi$ или $L_0 = z = \frac{\pi^2 p}{2}$. Таким образом, L_0 для линзы, внутри которой эквипотенциальные поверхности имеют форму параболоидов вращения электронов, входящих в эту линзу со скоростью $V_{0z} = 0$, определяется только параметром параболы.

Положим теперь, что V_{0z} отлична от нуля; тогда для расстояния $L_{V_{0z}}$ между предметом и изображением получаем:

$$L_{V_{0z}} = \frac{p\pi^2}{2} + \pi \sqrt{CU_{0z}}, \quad (7)$$

где $\sqrt{U_{0z}}$ — скорость электрона, выраженная в вольтах. Последнее выражение дает возможность определить хроматическую aberrацию в линзах данного вида. Электроны, обладающие начальной скоростью V_{0z} в направлении оси z , очевидно, пройдут путь, больший на $\pi \sqrt{CU_{0z}}$ по сравнению с электронами, у которых начальная скорость равна нулю. Этот путь электроны пройдут приблизительно за время

$$t \cong \pi \sqrt{CU_{0z}} / \sqrt{(2e/m) U},$$

где U — разность потенциалов между электродами линзы. Подставляя полученное выражение для t в уравнение колебательного движения и вычитая это уравнение из r_0 , получаем приближенное выражение для ρ радиуса кружка рассеяния электронов

$$\rho \cong r_0 \left(1 - \cos \pi \sqrt{\frac{U_{0z}}{U}} \right) + \sqrt{2pz} \sqrt{\frac{U_{0z}}{U}} \sin \pi \sqrt{\frac{U_{0z}}{U}}. \quad (8)$$

Для точки на оси симметрии $r = 0$ и $\rho = \sqrt{2pz} \cdot \sqrt{\frac{U_{0z}}{U}} \sin \pi \sqrt{\frac{U_{0z}}{U}}$. Так как $\pi \sqrt{\frac{U_{0z}}{U}}$ обычно мало и $z = \frac{p\pi^2}{2}$, находим:

$$\rho \cong 2z \frac{U_{0z}}{U}, \quad (9)$$

т. е. выражение, одинаковое с выражением, определяющим хроматическую aberrацию для длинной магнитной линзы. Таким образом,

величина хроматической aberrации в нашей линзе больше, чем для длинной магнитной линзы, и возрастает с удалением точек изображения от оси симметрии.

Рассмотрим теперь электронно-оптическую систему более общего вида, схематически приведенную на рис. 3. Здесь K — плоскость предмета, имеющая потенциал $U_K = 0$, Φ — плоскость изображения с потенциалом U_a и L — линза рассмотренного выше типа. Подбирая соответствующим образом потенциалы U_K , U_Φ и потенциалы на диа-

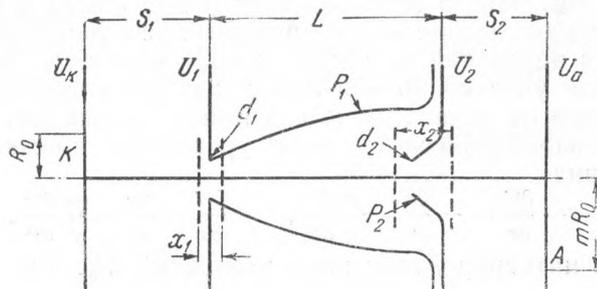


Рис. 3

фрагмах U_1 и U_2 , можно добиться того, что эквипотенциальные поверхности внутри линзы L будут иметь форму гиперболоидов вращения. Искажение формы поля получается вблизи диафрагмы d_1 и d_2 , так как здесь происходит переход от плоского поля к гиперболическому и, следовательно, кривизна эквипотенциальных поверхностей меняется. Однако, делая ширину линзы L значительно больше промежутков поля x_1 и x_2 с переменной формой поверхностей, можно искажения, вносимые этими участками, сделать сколько угодно малыми. Пренебрегая влияниями участков поля x_1 и x_2 на движение электронов, можно показать, что данная электронно-оптическая система будет обладать теми же фокусирующими свойствами, как и рассмотренная выше линза.

На основании развитых здесь элементарных представлений о действии электростатических линз были построены электронно-оптические приборы. Исследование свойств этих приборов показало правильность выбранной формы поля в электростатических линзах. Расчет гиперболических линз указанного вида элементарно прост. Предложенные нами линзы во всех исследованных случаях давали лучшие результаты по сравнению с обычными диафрагмами, применяемыми в настоящее время в электронной оптике в качестве линз. Преимущество наших линз особенно заметно при фокусировке широких электронных потоков. На основании приведенных представлений об электростатической фокусировке электронов легко объясняется улучшение фокусировки изображения диафрагмой, когда ее отверстием придают форму конуса (2). Действительно, в этом случае эквипотенциальные поверхности в линзе принимают форму гиперболоидов вращения, а, следовательно, форма поля приближается к оптимальной для электростатической линзы.

В заключение выражаем глубокую благодарность академикам С. И. Вавилову и А. А. Лебедеву за внимание и помощь, оказанные при проведении настоящей работы.

Всесоюзный электротехнический институт

Поступило
21 XI 1946

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

L. M. Myers, Electron optics, p. 98, 1939, London.