01;10

Плоская двухщелевая магнитная линза

© В.А. Жуков[1], Е.Н. Котликов[1], В.Д. Гелевер[2]

[1] Санкт-Петербургский государственный университет аэрокосмического приборостроения,
190000 Санкт-Петербург, Россия
[2] Институт аналитического приборостроения РАН,
198103 Санкт-Петербург, Россия

Поступило в Редакцию 2 июля 1998 г.

Разработана аналитическая модель и получены формулы, описывающие поле плоской магнитной линзы с двумя концентрическими немагнитными зазорами. Продемонстрирована возможность управления величиной "полуширины" магнитного поля линзы с помощью независимого изменения токов в обмотках возбуждения, соответствующих разным немагнитным зазорам, что позволит управлять фокусным расстоянием и величиной сферической аберрации линзы. Показано, что при использовании в обмотках возбуждения токов противоположного направления можно получить плоскую магнитную линзу, не вращающую изображение.

Введение

В последние годы в обычной и растровой электронной микроскопии в качестве электронных объективов все чаще используются плоские магнитные линзы с одним кольцевым немагнитным зазором [1–3]. В силу особенностей своей геометрии эти линзы легко позволяют располагать объект исследования в области максимального магнитного поля. Такое расположение объекта снижает сферическую аберрацию и дает возможность помещать детектор вторичных электронов вне немагнитного зазора линзы. Для ускорения и упрощения анализа электронно-оптических характеристик таких линз нами ранее [3] была предложена простая аналитическая модель магнитного поля плоской магнитной линзы, учитывающая основные особенности ее геометрии, и проведена экспериментальная проверка этой модели. Индукция осевого магнитного поля $B_z(0,0,z)$ в нашей модели описывается формулой

$$B_z(0,0,z)=\mu_0 NI\Big((\rho_1^2+z^2)^{-1/2}-(\rho_2^2+z^2)^{-1/2}\Big)(\ln(\rho_1/\rho_2))^{-1}, \qquad (1),$$

где $\mu_0=4\pi\cdot10^{-7}H/m$ — магнитная постоянная вакуума в системе СИ, ρ_1 и ρ_2 — внутренний и внешний радиусы кольцевого немагнитного зазора соответственно, Z — координата вдоль оси электронно-оптической системы, NI — число ампер-витков в катушке возбуждения. "Полуширина" a осевого распределения магнитной индукции $B_z(0,0,z)$ в поле линзы, описываемом формулой (1), оказалась жестко связанной с внешним ρ_2 и внутренним ρ_1 радиусами немагнитного зазора плоской линзы формулой

$$a=\sqrt{2}\rho_1\rho_2(\rho_1^2+\rho_1\rho_2+\rho_2^2)^{-1/2}. \qquad (2).$$

Однако для некоторых приложений, связанных, например, с исследованием сверхбольших интегральных схем, было бы полезно иметь магнитный объектив с плавно изменяемым в зависимости от вида исследуемого объекта значением полуширины распределения индукции осевого магнитного поля $B_z(0,0,z)$. Это можно осуществить с помощью плоской магнитной линзы не с одним, а с двумя кольцевыми немагнитными зазорами. Каждому немагнитному зазору у такой линзы будет соответствовать своя обмотка возбуждения с независимо изменяемым в ней значением тока.

В настоящей работе мы ставим целью получить обобщение разработанной нами ранее [3] аналитической модели плоской магнитной линзы на случай линзы с двумя немагнитными зазорами (см. рисунок).

Постановка задачи

Как и в работе [3], будем считать, что магнитный скалярный потенциал в принятой модели магнитной линзы задан на плоскости, в которой находятся плоские края центрального и двух внешних, концентрических с ним, полюсных наконечников. Будем по-прежнему считать, следуя Глазеру [4], что магнитное поле внутри узких немагнитных зазоров ортогонально внутренним поверхностям зазоров. Соответствующий такому полю магнитный скалярный потенциал $\Phi_k(\rho)$ внутри немагнитных зазоров будет подчиняться логарифмическому закону

$$\Phi_k(\rho)=A_k\ln(\rho)+B_k, \qquad (3)$$

где $\rho=(x^2+y^2)^{1/2}$ — расстояние от оси линзы до рассматриваемой точки; $K=1,2$ — номер немагнитного зазора; A_k и B_k — некоторые константы, определяемые, согласно Глазеру [4], из граничных условий на соседних полюсных наконечниках.

Потенциал же в пределах плоских граней магнитных полюсов будем считать равным константам, отличающимся для соседних полюсов на величину $\mu_0(NI)_k$, где $(NI)_k$ — число ампер-витков в обмотке возбуждения, соответствующей данному немагнитному зазору с номером K, где $k=1,2$. В итоге магнитный скалярный потенциал на всей граничной плоскости оказывается равным

$$\Phi(\rho)=\sum_{k=1}^{2} C_k\Big(\Theta(\rho)-\Theta(\rho-\rho_{2k-1})\Big) + \frac{\ln(\rho/\rho_{2k})}{\ln(\rho_{2k-1}/\rho_{2k})}\Big(\Theta(\rho-\rho_{2k-1})-\Theta(\rho-\rho_{2k})\Big), \quad (4)$$

где $C_k = \mu_0(NI)_k$; $\Theta(\rho)$ — тэта-функция Хэвисайда, определяемая из условия

$$Q(\rho-\rho_i)=\begin{cases}0 & \rho<\rho_i,\\ 1 & \rho\geqslant\rho_i.\end{cases} \quad (5)$$

Таким образом, мы имеем задачу Дирихле уравнения Лапласа для полупространства $z \geqslant 0$ с граничным условием на плоскости $z=0$, имеющим вид (4).

Метод решения

Используя функцию Грина задачи Дирихле для полупространства [5], получим следующее выражение для осевого распределения магнитного скалярного потенциала при $Z \geqslant 0$:

$$\Phi(x,y,z)\Big|_{x=y=0}=\Phi(0,0,z)=z\int_0^\infty \frac{\Phi(\rho)\rho d\rho}{(\rho^2+z^2)^{3/2}}, \quad (6)$$

где потенциал $\Phi(\rho)$ задан формулой (4).

Используя формулу (6) для скалярного магнитного потенциала на оси системы, получим следующее выражение для осевого распределения индукции магнитного поля:

$$B_z(0,0,z)=-\frac{\partial\Phi}{\partial z}(0,0,z)=-\mu_0\sum_{k=1}^{2} D_k \times\Big((\rho_{2k-1}^2+z^2)^{-1/2}-(\rho_{2k}^2+z^2)^{-1/2}\Big)^{-1}. \quad (7)$$

Здесь

$$2_k=(NI)_k(\ln(\rho_{2k-1}/\rho_{2k})).$$

Если, как и в работе [3], симметрично продолжить поле вида (7) на область отрицательных значений z, то получится колоколообразное поле, которое, согласно [4], можно аппроксимировать функцией вида

$$B_z(0,0,z)=B_0/(1+(z/a)^2),$$

где $B_0 = B_z(0,0,0)$ — максимальное поле на оси z при $z=0$, а "полуширина" поля в соответствии с [4] определяется формулой

$$a=(-2B_0/B'')^{1/2}, \quad (8)$$

где

$$B''\equiv\frac{\partial^2}{\partial z^2}B_z(0,0,z)$$

при $z=0$. Подставляя в формулу (8) значения B_0 и B'', вычисленные с помощью поля (7), будем иметь для "полуширины" a выражение

$$a=\Big(-2\sum_{k=1}^{2} D_k(\rho_{2k-1}^{-1}-\rho_{2k}^{-1})\Big/\sum_{k=1}^{2} D_k(\rho_{2k-1}^{-3}-\rho_{2k}^{-3})\Big)^{1/2}. \quad (9)$$

Рассмотрим поведение "полуширины" поля a при разных соотношениях между величинами токов в первой и второй обмотках возбуждения. Считаем оба немагнитных зазора узкими, т.е. $\rho_{2k}=\rho_k^*+\Delta$, $\rho_{2k-1}=\rho_k^*-\Delta$ и $\rho_{2k}-\rho_{2k-1}=2\Delta \ll \rho_k^*$, где ρ_k^* — средний радиус кольцевого зазора с номером k. Поскольку коэффициенты $D_k \sim (NI)_k$, то, полагая в формуле (9) $D_1 \gg D_2$, получим $a_{\min}\approx\rho_1^*\sqrt{2/3}$, а полагая $D_2 \gg D_1$, получим соответственно $a_{\max}\approx\rho_2^*\sqrt{2/3}$.

В случаях когда токи возбуждения в обеих обмотках примерно одинаковы, получаются промежуточные значения параметра "полуширины" a. Таким образом, появляется возможность плавной регулировки величины "полуширины" поля в промежутке $\rho_1^*\sqrt{2/3}\leqslant a\leqslant\rho_2^*\sqrt{2/3}$ с помощью изменения относительной величины токов в первой и второй обмотках возбуждения плоской двухщелевой магнитной линзы.

Анализируя формулу (7) для осевого распределения индукции магнитного поля, можно заметить, что при противоположных направлениях токов в катушках возбуждения, соответствующих разным немагнитным зазорам, возможно выполнение условия

$$\int_{z_0}^{0} B_z(0,0,z)dz=0, \quad (10)$$

что соответствует отсутствию вращения изображения предмета при отображении его с помощью плоской магнитной линзы. При этом предмет находится в плоскости $z=z_0$, а его изображение в плоскости $z=0$.

Список литературы

[1] *Magnetic* Electron Lenses / Ed. P.W. Hawkes. West Berlin: Springer, 1982. P. 359–412.
[2] *Szilgyi M.* Electron and Ion Optics. New York: Plenum Press, 1988. 639 p.
[3] *Абраамянц А.Б., Гелевер В.Д., Жуков В.А.* // Тез. докл. XIV Всесоюз. конф. по электронной микроскопии. М.: Изд-во АН СССР, 1990. 286 с.
[4] *Claser W.* Grundlagen Electronenoptik. Wien: Springer Verlag, 1952. 763 s.
[5] *Смирнов В.М.* Курс высшей математики. Т. II. М.: ГИТТЛ, 1957. 628 с.