

УДК 621.385.833

В. И. ПЕТРОВ, А. Е. ЛУКЬЯНОВ, Р. С. ГВОЗДОВЕР

К ТЕОРИИ МАГНИТНОГО КОНТРАСТА ОДНОМЕРНЫХ МИКРОПОЛЕЙ В ЭЛЕКТРОННОМ ЗЕРКАЛЬНОМ МИКРОСКОПЕ

Рассматривается теория магнитного контраста одномерных микрополей в электронном зеркальном микроскопе. Получена формула для локального поворота изображения. Результаты обобщаются для случая источника электронов конечных размеров. Обсуждаются дифракционные эффекты, возникающие при малых апертурах (порядка 10^{-6} рад). Выведены формулы для дифракционного контраста изображения.

Аналізу формування контраста зображення магнітних мікрополів в електронному мікроскопі присвячено ряд робіт, в яких задача розглядалась при ряду спрощуючих передположень або квалітативно [1], або поліквалітативно [2, 3]. В останнє час проведено розрахунок локального повороту і контрасту зображення магнітного мікрополя типу «ступенька» [4], а також розв'язано в достатньо загальному вигляді пряму і обернену задачі магнітного контрасту [5, 6]. Всі розрахунки були зроблені в Віскоттовському геометричному наближенні [7], т. є. пренебрегалось зміщенням електронів за час проходження збурюючого поля і не враховувались кінцеві розміри електронів.

В нинішній роботі обобщені отримані раніше [4] результати для випадку джерела електронів кінцевих розмірів, а також враховані дифракційні ефекти.

В роботі [4] показано, що для одномерного магнітного мікрополя типу «ступенька» (резко обриваючогося по осі z), локальний кут повороту електронно-зеркального зображення будь-якої прямої на зразку дорівнює

$$\gamma = \sqrt{2 \frac{e}{m} \frac{\delta l}{U} B} = \sqrt{2 \eta_0 \frac{\delta}{E} B}, \quad (1)$$

де $\eta_0 = e/m$ — відношення заряду електрона до його маси, B — індукція однорідного поля, різко обриваючогося на висоті δ над зразком, l — відстань зразок-діафрагма іммерсійного двохелектродного об'єктива, U — прискорююче напруга, E — напруженість гальмуючого

поля (см. рис. 1). Контраст изображения рассчитывается для области темного клина по формуле:

$$K(x, y) = \frac{1}{1 + y \frac{dy}{dx}} \approx 1 - y \frac{dy}{dx}, \quad (2)$$

причем координаты в плоскости экрана (X, Y) и в плоскости образца (x, y) связаны соотношением

$$X = M[x + \gamma(x)y], \quad Y = M[-x\gamma(x) + y], \quad (2a)$$

где M — увеличение прибора.

Эти формулы оказываются справедливыми и для реальных микрополей, плавно спадающих по оси z , при условии их «гладкости» в смысле выполнения вискоттовских условий. Разбивая пространство внутри объектива на узкие полоски dz , внутри которых магнитное поле можно считать однородным и постоянным, находя общий угол поворота и учитывая преломление в линзе, а также тот факт, что при подаче отрицательного напряжения смещения $\Delta U_{см}$ на образец электроны отражаются на высоте $h = \frac{\Delta U_{см}}{U} l$, получаем локальный угол поворота на экране микроскопа:

$$\gamma = \sqrt{\frac{\eta_0}{2E}} \int_h^l \frac{B(z)}{\sqrt{z}} dz. \quad (3)$$

При выходе этой формулы учитывалось, что поворот электронов происходит не только при пролете в области действия возмущающего микрополя, но также и при пролете вплоть до плоскости диафрагмы. Дополнительный угол поворота, возникающий при пролете электронов после выхода из области действия возмущающего микрополя вплоть до диафрагмы, равен углу поворота, появляющемуся при прохождении возмущающего микрополя.

Для учета влияния конечных размеров источника электронов на контраст изображения магнитного микрополя можно воспользоваться понятием эквивалентного источника, введенным в работе [8]. Обозначим через ξ и η координаты в плоскости K_2 (отстоящей от плоскости образца K на расстояние $l/3$, увеличение в этой плоскости $2/3$), освещаемой эквивалентным мнимым источником P_2 (рис. 2). Найдем в этой проекционной системе эквивалентное магнитное поле, создающее точно такой же контраст изображения, как и магнитное поле в исходной зеркальной системе.

Нормальный компонент эквивалентного поля должен быть направлен в одну и ту же сторону над и под плоскостью K_2 (рис. 3), а величина поля находится из соотношения для угла поворота

$$\gamma = \frac{\Delta X}{Y} = \sqrt{\frac{2\eta_0}{U}} \alpha \frac{L + 4/3l}{Y} \int_h^\infty B_1 dz = \sqrt{\frac{2\eta_0}{U}} \int_h^\infty B_1 dz.$$

Сравнивая это выражение с (3), находим величину эквивалентного поля: $B_1(z) = \sqrt{\frac{l}{z}} \frac{B(z)}{2}$.

Полученная система, которая эквивалентна исходной зеркальной, в то же время схожа с расфокусированным режимом работы просвечи-

вающего микроскопа, но контраст в ней определяется нормальным компонентом микрополя, а смещения траекторий электронов определяются более сложным образом. Тангенциальный компонент поля B_1 направлен в противоположные стороны над и под плоскостью K_2 и его действие компенсируется.

В полученной эквивалентной системе уже легко рассчитать влияние конечных размеров источника электронов. В точку C экрана при освещении образца источником размером $2\rho_0$ ($2\rho_2 = \frac{2\rho_0}{2 + \frac{4}{3}L_1/l}$, где L_1 — расстояние от источника электронов до диафрагмы) будут приходить «лучи» (электроны) из различных точек образца, лежащих внутри об-

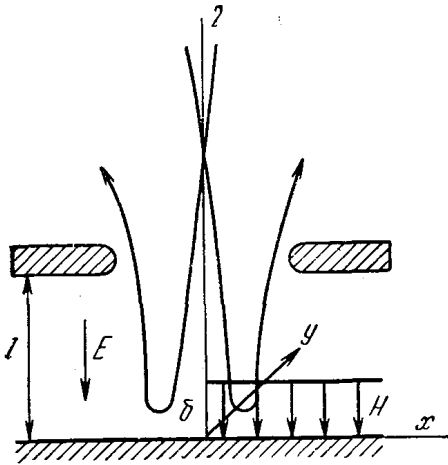


Рис. 1. Схематическое изображение двухэлектродного иммерсионного объектива электронного зеркального микроскопа и магнитного микрополя на образце.

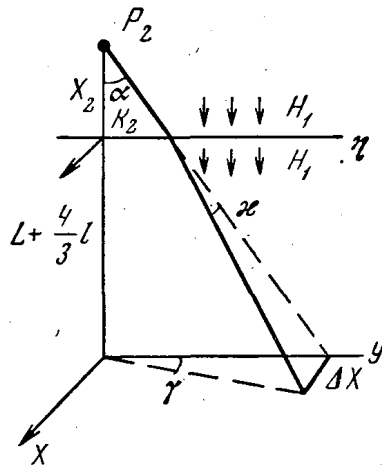


Рис. 2. Эквивалентная проекционная система

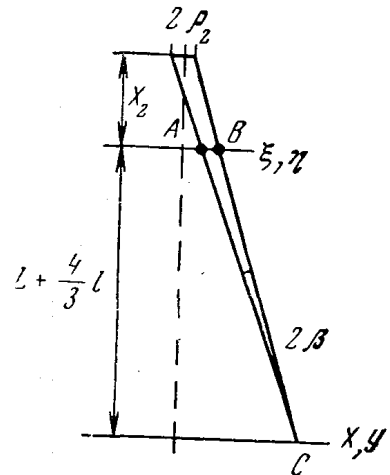


Рис. 3. Расчет влияния конечных размеров источника электронов

ласти AB (рис. 3). Для круглого источника с равномерным распределением интенсивности (пучок обрезается конденсорной диафрагмой) контраст в точке $\{X_0, Y_0\}$ экрана определяется соотношением

$$K_1(x_0, y_0) = \frac{2}{\pi R^2} \int_{x_0-R}^{x_0+R} K(x, y_0) \sqrt{R^2 - (x-x_0)^2} dx,$$

$$X_0 = M(x_0 + y_0 \gamma); \quad Y_0 = M(y_0 - \gamma x_0), \quad (4)$$

где

$$R = \frac{3}{2} \cdot \frac{\rho_0 (L + \frac{4}{3}l)}{2(L + \frac{4}{3}l + x_2) (2 + \frac{3}{4}L_1/l)},$$

L — расстояние от диафрагмы до экрана. При L и $L_1 \gg l$, $R = 2l \frac{\rho_0}{L_1} = 2L\beta$, где β — расходимость освещающего пучка. Для источника с гауссовым распределением интенсивности контраст определяется формулой

$$K_1(x_0, y_0) = \frac{1}{\pi r_0^2} \int_{-\infty}^{\infty} K(x, y_0) \exp \left[-\frac{(x-x_0)^2}{r_0^2} \right] dx, \quad (5)$$

где $r_0 = f \sqrt{\frac{3U_T}{U}}$ (f — фокусное расстояние конденсорной линзы, $U_T = \frac{kT}{e}$).

Разброс осевых компонентов скорости электронов приводит к отражению электронов на разной высоте над образцом, что также ухудшает контраст изображения: происходит усреднение контраста вдоль радиуса на расстоянии $\Delta r = r \frac{\Delta l}{l}$ в плоскости образца. Контраст в этом случае будет определяться выражением

$$K_2(x_0, y_0) = A \int_0^{y_0} \frac{\Delta U_{\max}}{U} \int K\left(x_0, y_0 - \xi, \xi \frac{l}{y_0}\right) \cdot f\left(\frac{\xi U}{y_0}\right) d\xi. \quad (6)$$

Здесь f — функция распределения разброса осевых компонентов скорости, ΔU_{\max} — максимальный разброс в вольтах, и третья переменная в K — высота отражения — подставляется в нижний предел интеграла (3): $h = \frac{\xi l}{y_0}$. Роль разброса по осевым компонентам возрастает при удалении от центра.

При освещении когерентным источником с малыми размерами (апертура $\sim 10^{-6}$ рад) контакт определяется с помощью волновой оптики. Возбуждение в точке $\{X, Y\}$ экрана записывается в виде дифракционного интеграла Кирхгофа:

$$U(X, Y) = A \exp\left\{ik \left[(L + \frac{4}{3}l + X_2) + \frac{X^2}{2(L + \frac{4}{3}l + X_2)} \right]\right\} \times \int_{-\infty}^{\infty} \exp\{i[\Delta\varphi(\xi) + \Omega(\xi)]\} d\xi, \quad (7)$$

где $\Omega(\xi) = -\frac{kX\xi}{L + \frac{4}{3}l} + \frac{k(L + \frac{4}{3}l + X_2)}{2X_2(L + \frac{4}{3}l)} \xi^2$, A — постоянная, $\Delta\varphi(\xi)$ — фазовый сдвиг за счет магнитного поля между лучами, проходящими через точки $\xi = 0$ и ξ и попадающими в одну и ту же точку экрана X . Этот сдвиг фаз пропорционален магнитному потоку между лучами [9], который в нашем случае определяется нормальным компонентом магнитного поля

$$\Delta\varphi(\xi) = \frac{e\alpha}{h} \int_0^{\xi} \int_0^{\infty} \frac{\sqrt{l} B(\frac{3}{2}\xi; z)}{\sqrt{z}} dz d\xi = \frac{m \sqrt{2\eta_0 U \alpha}}{\hbar} \int_0^{\xi} \gamma(\xi) d\xi. \quad (8)$$

Интенсивность на изображении: $I(X, Y) = |U(X, Y)|^2$. Аналогично решается задача для случая электрических микрополей на образце.

В справедливости соотношений (7), (8) можно убедиться, найдя первое приближение, которое должно дать точно такой же результат, как и проведенное ранее геометрическое оптическое рассмотрение. Для этого используем метод стационарной фазы [10], согласно которому если $I = \int_{-\infty}^{\infty} \exp[ikf(u)] du$, то $|I|^2 \approx 2\pi/kf''(u_0)$, где u_0 определяется из уравнения $f'(u_0) = 0$. Отсюда

$$I(X, Y) = \frac{2\pi A^2}{\left[\frac{d^2\Delta\varphi(\xi)}{d\xi^2} \right]_{\xi=\xi_0} + \frac{K(L + \frac{3}{4}l + X_2)}{X_2(L + \frac{4}{3}l)}, \quad (9)$$

а ξ_0 определяется из соотношения:

$$\frac{1}{K} \left[\frac{d\Delta\varphi(\xi)}{d\xi} \right]_{\xi=\xi_0} - \frac{X}{L + \frac{4}{3}l} + \frac{L + \frac{4}{3}l + X_2}{X_2(L + \frac{4}{3}l)} \xi_0 = 0. \quad (10)$$

Производя необходимые подстановки и упрощения и переходя к переменной $x = \frac{3}{2} \xi$, из (9) и (10) получаем выражение для контраста (2) и соотношения (2а).

Таким образом формулы (7) и (8) достаточно верно описывают дифракционный контраст в электронном зеркальном микроскопе. Естественно, что все ограничения, полученные для просвечивающего микроскопа, применимы и к зеркальному. Например, минимальный поток, который можно разрешить геометрически, равен $\Phi_0 = h/2e$ [9].

Отметим, наконец, что при решении обратной задачи [8], нужно особенно тщательно учитывать преобразование масштаба вида (2а), и интегрирование сигнала изображения можно вести лишь в некоторых частных случаях.

Итак, в настоящей работе рассмотрена теория магнитного контраста одномерных полей, получена формула для локального угла поворота изображения, впервые приводятся формулы для дифракционного контраста, результаты обобщаются для случая источника электронов конечных размеров.

ЛИТЕРАТУРА

1. Maue L. J. Appl. Phys., 28, 975, 1957.
2. Спивак Г. В., Иванов Р. Д., Павлюченко О. П., Седов Н. Н., Швец В. Ф. «Изв. АН СССР», сер. физич., 27, 1210, 1963.
3. K ganz J., Bialas H. Optik, 18, 178, 1961.
4. Петров В. И., Лукьянов А. Е., Спивак Г. В. «Вести Моск. ун-та», физ., астроном., № 6, 102, 1967.
5. Седов Н. Н., Спивак Г. В., Петров В. И., Лукьянов А. Е. «Радиотехника и электроника», 13, № 2, 379, 1968.
6. Седов Н. Н., Спивак Г. В., Петров В. И., Лукьянов А. Е., Рау Э. И. «Изв. АН СССР», сер. физич., 32, № 6, 1005, 1968.
7. Wiskott D. Optik, 13, 463, 1956.
8. Лукьянов А. Е., Спивак Г. В., Седов Н. Н., Петров В. И. «Изв. АН СССР», сер. физич., 32, № 6, 987, 1968.
9. Wohlleben D. J. Appl. Phys., 38, 3341, 1967.
10. Born M., Wolf E. Principles of Optics., Pergamon Press, 1959.

Поступила в редакцию
18.7 1969 г.

Кафедра
электроники