

Электронное зеркало как корректор aberrаций объектива электронного микроскопа

© Е.М. Якушев, Н.У. Алдияров

Институт ядерной физики
050032 Алматы, Казахстан
e-mail: nahip@inp.kz

(Поступило в Редакцию 26 июня 2013 г. В окончательной редакции 1 ноября 2013 г.)

Описана новая электронно-оптическая система коррекции aberrаций объективной линзы с помощью электронного зеркала. Система основана на реализации специального режима фокусировки — так называемого режима наложенных изображений, при котором в плоскости, проходящей через центр кривизны электронного зеркала, формируются два изображения объекта: одно из них образовано исходящими от объективной линзы лучами — с aberrациями, второе образовано отраженными от зеркала лучами — с устраненными aberrациями. Разделение двух наложенных изображений и визуализация очищенного от aberrаций изображения осуществляется путем отклонения электронного пучка в осесимметричном магнитном поле, ось симметрии которого проходит через центр кривизны электронного зеркала. Рассчитано распределение магнитного поля, обеспечивающее безaberrационное отклонение электронного пучка.

Введение

Широкое и разностороннее применение электронных микроскопов в различных областях науки и техники постоянно предъявляет все более высокие требования к разрешающей способности этих приборов. На протяжении многих лет проблема повышения разрешающей способности решается путем все более высокого технологического исполнения электронных линз. К настоящему времени этот путь, по-видимому, уже исчерпан и не дает практического эффекта, поскольку технологическое исполнение не может преодолеть присущие электронным линзам естественные сферические и хроматические aberrации [1]. Поэтому проблема разработки новых типов объективов на основе электронно-оптических систем, отличных от обычных электронных линз, является актуальной и не имеет альтернативы в деле повышения разрешающей способности электронных микроскопов. Изучение новых систем, не обладающих осевой симметрией, таких как квадрупольно-октупольные линзы [2], является одним из направлений поиска новых схем объектива электронного микроскопа. Однако эти линзы сложны в исполнении и пока не находят широкого применения в электронной микроскопии.

В последнее время ведутся поиски зеркально-линзовых электронно-оптических систем [3–7], предназначенных для коррекции aberrаций изображения. Для создания таких систем необходимо решить две проблемы. Одна из них сравнительно простая проблема — соответствующим образом согласовать электронно-оптические параметры линзы и зеркала так, чтобы после отражения от зеркала можно было получить на общей оптической оси симметрии повторное, очищенное от aberrаций электронно-оптическое изображение объекта. Очевидно, что такое изображение недоступно для непосредственного наблюдения, поскольку нельзя поместить в плос-

кость изображения экран, не перекрыв падающий на зеркало электронный пучок. Вторая проблема состоит в разработке отклоняющей системы, предназначенной для того, чтобы развести оптические оси линзы и зеркала и сделать доступным для наблюдения очищенное от aberrаций повторное изображение объекта.

Одно из возможных решений комплекса этих проблем предложено нами в [8] и кратко описано в работе [9]. В этой работе мы дадим более детальное описание принципиальной схемы коррекции aberrаций и рассчитаем распределение отклоняющего магнитного поля, обеспечивающее разведение электронно-оптических осей линзы и зеркала на любой заданный угол, свободное от хроматических и геометрических aberrаций третьего порядка малости.

Зеркально-линзовая электронно-оптическая система

При решении первой из указанных выше проблем будем исходить из того положения, что объектив электронного микроскопа при формировании изображения должен выполнить две основные функции: большое увеличение объекта и предельно высокое разрешение. Мы разделим эти функции между линзой и зеркалом. Возложим на электронную линзу только одну из них — функцию достижения большого увеличения, не налагая никаких ограничений на aberrации. На электронное зеркало возложим исполнение только другой функции — достижение высокого разрешения (путем компенсации основных видов aberrаций электронной линзы), не требуя дополнительного увеличения. Такое разделение функций позволяет конкретизировать проблему согласования электронно-оптических параметров линзы и зеркала, ограничив поиск возможных комбинаций только такими зеркалами, у которых электронно-оп-

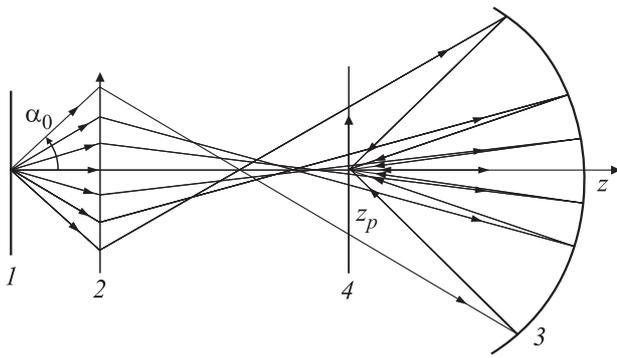


Рис. 1. Электронно-оптическая схема компенсации aberrаций.

тическое увеличение равно единице. Рассмотрим одну из таких комбинаций. На рис. 1 схематически изображена электронно-оптическая система с осью вращательной симметрии z , содержащая объективную линзу 2 и электронное зеркало 3.

Плоскости гауссовых изображений 4 объективной линзы и зеркала совпадают между собой и проходят через центр кривизны электронного зеркала $z = z_p$. Сферическая и хроматическая aberrации зеркала подобраны так, что они равны по величине и противоположны по знаку соответствующим aberrациям объективной линзы. При указанных условиях объективная линза 2 формирует в плоскости $z = z_p$ увеличенное изображение объекта 1 с присущими линзе aberrациями, которое служит „объектом“ для электронного зеркала. Электронное зеркало в этой же плоскости $z = z_p$ отраженными лучами формирует очищенное от aberrаций повторное электронно-оптическое изображение с увеличением, равным единице.

Таким образом, решение первой проблемы мы видим в реализации специального режима фокусировки (режим наложенных изображений), при котором в одной и той же плоскости $z = z_p$ мы формируем два наложенных друг на друга одинаково увеличенных изображения объекта: одно из них (образованное прямыми лучами) с aberrациями, другое (образованное отраженными лучами) с устраненными aberrациями.

Разделение наложенных изображений

Решение второй проблемы состоит в разработке отклоняющей системы, предназначенной для разведения оптических осей линзы и зеркала на некоторый угол, так, чтобы сделать доступным для наблюдения очищенное от aberrаций повторное изображение объекта. Как оказалось, именно при реализации режима наложенных изображений проблема разделения двух изображений и их визуализация может быть решена предельно простым путем (рис. 2).

На рис. 2 приведена электронно-оптическая схема отклонения электронного пучка на угол $\frac{\pi}{2}$ в осесиммет-

ричном магнитном поле, образованном магнитными полюсами круглой формы, симметрично расположенными относительно средней плоскости (плоскость рисунка). Центральная точка магнитного поля (точка пересечения оси вращательной симметрии магнитного поля с его средней плоскостью) совмещена с центром кривизны электронного зеркала z_p . Таким образом, точка z_p становится общей центральной точкой рассматриваемой электронно-оптической системы. Кроме объективной линзы 2, система содержит проекционную электронную линзу 4, предназначенную для формирования доступного для наблюдений электронно-оптического изображения исследуемого объекта. Рассмотрим электронно-оптическую систему в действии.

Электроны, испускаемые центральной точкой исследуемого объекта 1, после прохождения объективной линзы 2 направляются под прямыми углами к границам полюсов магнитного поля на центральную точку системы z_p . Известно, что для полей с вращательной симметрией (к таковым относится и отклоняющее магнитное поле) имеет место закон сохранения азимутальной составляющей обобщенного импульса частиц. Поэтому все электронные лучи, направленные на центральную точку магнитного поля z_p , в проекции на среднюю плоскость и после отклонения будут иметь вид пучка лучей с центром в точке z_p независимо от радиального распределения напряженности магнитного поля. Ход лучей в направлении, перпендикулярном средней плоскости, зависит от радиального распределения магнитного поля. Это распределение, строго говоря, должно быть подобрано так, чтобы свести к нулю осевой астигматизм в отклоненном пучке:

$$\Delta_z = z_p - z_{\perp p} = 0, \tag{1}$$

где $z_{\perp p}$ — точка на оси зеркала, представляющая собой центр отклоненного пучка лучей в проекции на плоскость, перпендикулярную средней. Ниже мы обсудим возможные последствия, связанные с наличием осевого астигматизма, а пока будем считать условие (1) выполненным. После отклонения объемного пучка частиц в магнитном поле величина рассеяния лучей в

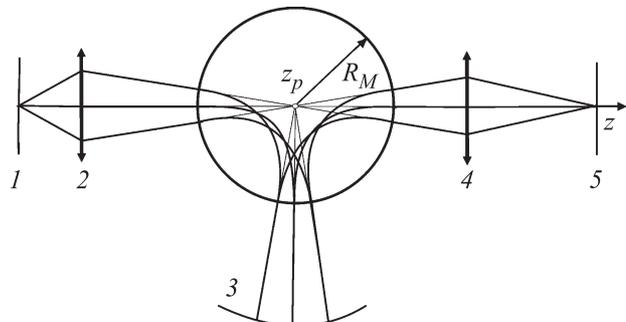


Рис. 2. Схема раздельного наблюдения наложенных изображений: 1 — плоскость предмета, 2 — объективная линза, 3 — электронное зеркало, 4 — проекционная линза, 5 — плоскость изображений, z_p — центральная точка системы.

окрестности центральной точки z_p будет связана только со сферической и хроматической абберациями объективной линзы. Иными словами, результирующее действие магнитного поля состоит в том, что оно поворачивает плоскость изображения объективной линзы вокруг своей оси симметрии и создает в плоскости, проходящей через центр кривизны электронного зеркала z_p , повернутое на угол $\pi/2$ виртуальное электронно-оптическое изображение объекта 1 с увеличением и сферической, и хроматической аббераций, присущих объективной линзе. Это виртуальное изображение служит „объектом“ для зеркала. Напомним, что коэффициенты сферической и хроматической аббераций зеркала рассчитаны так, что они равны по величине и противоположны по знаку соответствующим коэффициентам аббераций объективной линзы. Поэтому после отражения электронных лучей от зеркала и повторного отклонения в магнитном поле электронно-оптическая система в плоскости $z = z_p$ вновь сформирует точечное очищенное от указанных аббераций виртуальное изображение исследуемого объекта 1 . Таким образом, мы вновь реализовали режим наложенных изображений (рис. 1) с той только разницей, что теперь оба изображения (прямое и повторное) являются виртуальными, а лучи, формирующие эти изображения, направлены одинаково и, следовательно, оба виртуальных изображения доступны для наблюдения. Проекционная линза 4 в своей плоскости изображений 5 формирует действительное, увеличенное, очищенное от аббераций изображение исследуемого объекта 1 . Таким образом, в представленной на рис. 2 схеме мы видим решение проблем, связанных с компенсацией сферической и хроматической аббераций объективной линзы. Сделаем несколько, на наш взгляд, важных замечаний.

Во-первых, заметим, что при выключенном и при включенном отклоняющем магнитном поле в одной и той же плоскости 5 мы можем последовательно наблюдать два действительных изображения одного и того же объекта 1 — с абберациями объективной линзы и без этих аббераций. Это позволяет экспериментально измерить эффект, полученный от компенсации аббераций. Отметим также, что небольшие колебания напряженности отклоняющего магнитного поля приводят к небольшим колебаниям угла поворота плоскости виртуальных изображений вокруг оси симметрии магнитного поля, не оказывая заметного влияния на качество изображения. Это обстоятельство существенно упрощает проблему стабилизации напряженности отклоняющего поля. Наконец заметим, что сферическая и хроматическая абберации проекционной линзы 4 в общем случае не играют заметной роли в достижении высокого разрешения микроскопа, так как предметом для проекционной линзы служит промежуточное виртуальное изображение исследуемого объекта 1 , многократно увеличенное объективной линзой 2 . По сравнению с деталями этого увеличенного изображения кружки рассеяния сферической и хроматической аббераций проекционной линзы малы и не влияют на качество конечного изображения. Однако

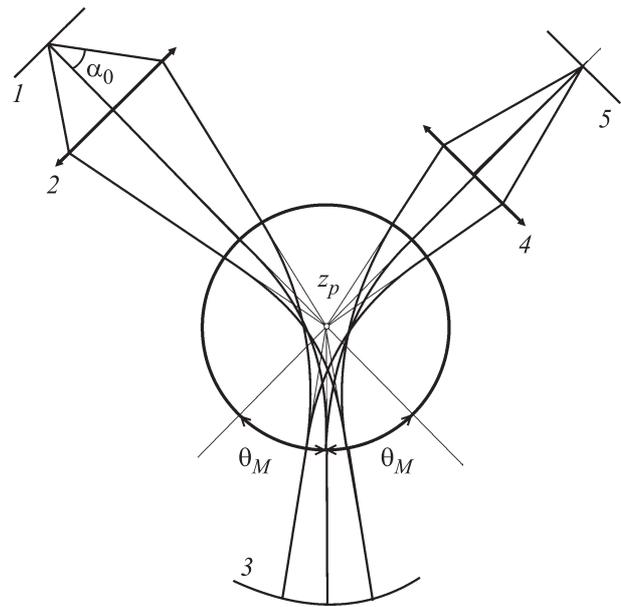


Рис. 3. Формирование наложенных изображений при угле отклонения $\theta_M < \pi/2$. Остальные обозначения те же, что на рис. 2.

в том случае, когда влияние аббераций проекционной линзы все же заметно, электронное зеркало может взять на себя функцию компенсации аббераций обеих линз — объективной и проекционной.

Обсудим еще один аспект проблемы, связанный с разведением оптических осей линзы и зеркала на угол θ_M , не равный $\pi/2$.

На рис. 3 представлена схема объектива электронного микроскопа с разведением оптических осей линзы и зеркала на угол θ_M в интервале значений $0 < \theta_M < \pi/2$. Выбор конкретного значения угла θ_M не зависит от выбора электронно-оптических параметров линзы и зеркала и может быть сделан произвольно, исходя из конструкторских, технологических или иных соображений. На наш взгляд, при конструировании конкретного прибора следует отдать предпочтение малым углам отклонения θ_M , поскольку при меньших углах θ_M для заданной длины ионно-оптического тракта микроскопа может быть достигнута большая компактность прибора.

Стигматичное отклонение электронного пучка в слабо неоднородном магнитном поле

Выше мы отметили, что отклоняющее магнитное поле может внести в изображение дополнительную абберацию типа осевой астигматизм, величина которого зависит от формы радиального распределения напряженности магнитного поля. Коррекцию осевого астигматизма можно осуществить специальным выбором радиального распределения магнитного поля в междуполосном зазо-

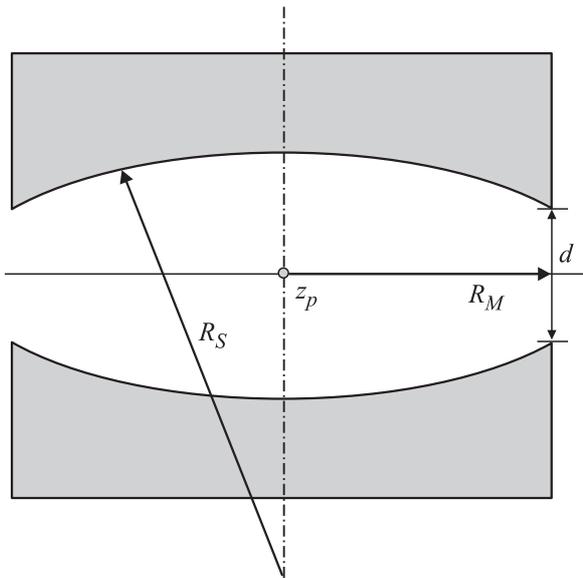


Рис. 4. Профиль полюсных наконечников отклоняющего магнита: R_M — радиус полюсных наконечников, R_S — радиус кривизны сферических поверхностей полюсных наконечников, d — расстояние между полюсными наконечниками на границе магнитных полюсов.

ре. Наша дальнейшая цель — рассчитать вертикальную фокусировку в слабо неоднородном магнитном поле и определить условие, при котором пучок лучей остается гомоцентричным и после отклонения.

Рассмотрим движение электронов в неоднородном магнитном поле, образованном круглыми полюсными наконечниками с радиусом R_M , симметрично расположенными относительно средней плоскости. Положим, что радиальное распределение напряженности поля задано уравнениями

$$H(r) = H_0 \left(1 + a \frac{r^2}{R_M^2} \right) \quad \text{при} \quad (0 \leq r \leq R_M),$$

$$H(r) \equiv 0 \quad \text{при} \quad (R_M < r < \infty), \quad (2)$$

где $H = H(r)$ — радиальное распределение напряженности магнитного поля в средней плоскости ($z = 0$), a — параметр неоднородности ($0 < a \ll 1$) распределения магнитного поля, $H_0 = H(0)$ — напряженность поля в центральной точке магнита. Такое поле может быть создано между полюсными наконечниками магнита (рис. 4), внутренние поверхности которых представляют собой обращенные друг к другу участки вогнутых сферических поверхностей с радиусами кривизны R_S , равными

$$R_S = \frac{R_M^2}{ad}, \quad (3)$$

где d — наименьшее расстояние между поверхностями полюсных наконечников — при значении $r = R_M$ — на границе магнитных полюсов ($d \ll R_M$).

Рассмотрим поступающий в отклоняющую систему гомоцентричный пучок частиц, центр которого совпадает с центральной точкой z_p магнитного поля. Для такого пучка уравнения движения частиц в неоднородном магнитном поле, записанные в цилиндрической системе координат (r, ψ, z) , ось z которой совпадает с осью вращательной симметрии поля, имеют вид [10]

$$\ddot{r} = \frac{e^2}{m^2} \frac{H}{r} \int_{\infty}^r H r dr, \quad (4)$$

$$\ddot{z} = z \frac{e^2}{m^2 r} \frac{dH}{dr} \int_{\infty}^r H r dr. \quad (5)$$

Здесь e — заряд, m — масса частиц, точками обозначено дифференцирование координат по времени t .

Используя уравнения движения (2), (3), запишем уравнения электронных траекторий в рассматриваемом магнитном поле

$$\frac{d^2 r}{ds^2} = \frac{1}{\rho} \frac{d}{d\psi} \left(\frac{1}{\rho} \frac{dr}{d\psi} \right) = \frac{R_M^2}{2\rho_0^2 r} \left(\frac{r^2}{R_M^2} - 1 \right) \left(1 + a \frac{r^2}{R_M^2} \right) \left(1 + \frac{a}{2} \left(\frac{r^2}{R_M^2} + 1 \right) \right), \quad (6)$$

$$\frac{d^2 z}{ds^2} = \frac{1}{\rho} \frac{d}{d\psi} \left(\frac{1}{\rho} \frac{dz}{d\psi} \right) = \frac{z a}{\rho_0^2} \left(\frac{r^2}{R_M^2} - 1 \right) \left(1 + \frac{a}{2} \left(\frac{r^2}{R_M^2} + 1 \right) \right). \quad (7)$$

Здесь $ds = v dt = \rho d\psi$ — элемент длины траектории, v — скорость электрона, $\rho = \rho(r) = \frac{mv}{eH(r)}$ — текущий радиус кривизны электронной траектории, $\rho_0 = \frac{mv}{eH_0}$.

Заметим, что в однородном поле ($a = 0$) решение уравнения (7) имеет вид

$$z = z_0 \left(1 - (\psi - \psi_0) \operatorname{ctg} \frac{\theta_M}{2} \right),$$

где z_0 и ψ_0 — координаты входа частицы в магнитное поле, θ_M — полный угол отклонения пучка в магнитном поле ($0 \leq (\psi - \psi_0) \leq \theta_M$). В неоднородном поле будем искать решение уравнения (7) в виде

$$z = z_0 \left(1 - (\psi - \psi_0) \operatorname{ctg} \frac{\theta_M}{2} + a\delta \right). \quad (8)$$

Подставив z в виде (8) в уравнение (7), получим уравнение, определяющее совместно с уравнением (8) величину $\delta = \delta(\psi, a, \theta_M)$:

$$\left(1 + a \frac{r^2}{R_M^2} \right) \frac{d}{d\psi} \left(\left(1 + a \frac{r^2}{R_M^2} \right) \frac{d\delta}{d\psi} - \frac{r^2}{R_M^2} \operatorname{ctg} \frac{\theta_M}{2} \right) = \frac{(r^2 - R_M^2)}{R_M^2} \left(1 - (\psi - \psi_0) \operatorname{ctg} \frac{\theta_M}{2} + a\delta \right) \left(1 + a \frac{r^2 - R_M^2}{2R_M^2} \right). \quad (9)$$

Упростим систему уравнений (6), (7). Считая параметр неоднородности малой величиной $a \ll 1$, удержим главные члены этих уравнений, не содержащие малых величин. Тогда получим сравнительно простую, интегрируемую аналитически систему дифференциальных уравнений, определяющую величину $\delta = \delta(\psi, \theta_M)$:

$$\frac{d^2 r}{d\psi^2} = \frac{1}{2r}(r^2 - R_M^2), \quad (10)$$

$$\begin{aligned} \frac{d}{d\psi} \left(\frac{d\delta}{d\psi} - \frac{r^2}{R_M^2} \operatorname{ctg} \frac{\theta_M}{2} \right) \\ = \left(1 - (\psi - \psi_0) \operatorname{ctg} \frac{\theta_M}{2} \right) \left(\frac{r^2}{R_M^2} - 1 \right). \end{aligned} \quad (11)$$

Проинтегрировав полученную систему уравнений при начальных условиях

$$\psi - \psi_0 = 0, \quad r = r_0 = R_M, \quad \delta_0 = 0, \quad \left(\frac{1}{\rho} \frac{d\delta}{d\psi} \right)_0 = 0, \quad (12)$$

рассчитаем величины $\delta = \delta(\psi)$ и $d\delta/d\psi$ на всем протяжении траектории ($0 \leq (\psi - \psi_0) \leq \theta_M$). Далее, после отклонения пучка в заданном неоднородном магнитном поле (в конечной точке пути $\psi_1 - \psi_0 = \theta_M$) с учетом равенства (8) найдем величину осевого астигматизма $\Delta_z = \Delta_z(a, \theta_M)$ в зависимости от параметра неоднородности a и угла отклонения θ_M . Положив в полученном выражении $\Delta_z = 0$, найдем величину параметра неоднородности $a = a(\theta_M)$, обеспечивающую стигматичное отклонение пучка:

$$a = a(\theta_M) = \frac{\operatorname{tg} \frac{\theta_M}{2} - \frac{\theta_M}{2}}{2 \left(\frac{\theta_M}{2} - \left(1 - \frac{\theta_M}{2} \operatorname{ctg} \frac{\theta_M}{2} \right) \operatorname{ctg} \frac{\theta_M}{2} \right)}. \quad (13)$$

При малых углах отклонения ($\theta_M < 1$) параметр неоднородности магнитного поля как функцию от угла отклонения θ_M можно аппроксимировать простой параболической зависимостью: $a(\theta_M) = (1/16)\theta_M^2$. Как и предполагалось, в рассматриваемом интервале изменения углов отклонения $0 < \theta_M \leq \pi/2$ параметр неоднородности магнитного поля a остается малой положительной величиной, изменяющейся в пределах

$$0 < a \leq \frac{4 - \pi}{4(\pi - 2)}. \quad (14)$$

Это обстоятельство позволяет при разведении оптических осей линзы и зеркала использовать простейшее однородное отклоняющее поле, осевой астигматизм которого должен быть невелик и не может оказывать заметного влияния на разрешение микроскопа, особенно при малых углах отклонения θ_M .

Оценим влияние астигматизма на разрешение микроскопа при отклонении пучка в однородном магнитном поле. Учтем, что однородное магнитное поле при нормальном входе пучка частиц к границам его полюсов

не оказывает на проходящие через него частицы фокусирующего действия в направлении, перпендикулярном средней плоскости. Выполнив расчеты электронных траекторий, найдем величину осевого астигматизма $\Delta_z = z_p - z_{\perp p}$ при отклонении пучка частиц на произвольный угол θ_M :

$$\Delta_z = 2R_M \left(1 - \frac{\theta_M}{2} \operatorname{ctg} \frac{\theta_M}{2} \right) \approx \frac{R_M}{6} \theta_M^2. \quad (15)$$

Влияние осевого астигматизма на разрешение объектива определим, как обычно, радиусом кружка рассеяния r_{ast} , отнесенным к плоскости предмета:

$$r_{ast} = \frac{\Delta_z}{M^2} \alpha_0 \approx \frac{R_M}{6M^2} \theta_M^2 \alpha_0. \quad (16)$$

Здесь α_0 — апертура ($\alpha_0 \sim 10^{-2}$), M — увеличение ($M \sim 5 \cdot 10^2$) объективной линзы (типичные цифры для первого каскада увеличения электронного микроскопа). Считая $R_M \approx 1$ см, сделаем простые численные оценки. Получим, что при отклонении пучка на малый угол (к примеру $\theta_M = \pi/12$) радиус кружка рассеяния ($r_{ast} \approx 0.02 \text{ \AA}$) не велик и может не учитываться, когда речь идет о разрешении микроскопа $\approx 1 \text{ \AA}$. При отклонении пучка на угол $\theta_M = \pi/2$ величина радиуса рассеяния ($r_{ast} \approx 0.9 \text{ \AA}$) возрастает более чем на порядок, что требует принятия специальных мер, направленных на коррекцию осевого астигматизма. Такие меры обычно предусматриваются при конструировании реальных приборов для компенсации осевого астигматизма, связанного с технологическими допусками на точность механического изготовления прецизионных деталей электронно-оптического тракта микроскопа, таких как электронные линзы.

Заключение

Повышение разрешающей способности электронного микроскопа требует существенного повышения качества фокусировки электронных пучков путем коррекции присутствующих электронным линзам естественных aberrаций. В настоящей работе теоретически разработана сравнительно простая электронно-оптическая система, предназначенная для коррекции основных типов (сферической и хроматической) aberrаций объективной линзы электронного микроскопа с помощью электронного зеркала.

Описана новая зеркально-линзовая электронно-оптическая система с взаимной компенсацией aberrаций объективной линзы и зеркала, основанная на реализации специального режима фокусировки — так называемого режима наложенных изображений, при котором плоскости гауссовых изображений объективной линзы и зеркала совмещены между собой и проходят через центр кривизны электронного зеркала. В режиме наложенных изображений мы формируем два совмещенных в одной плоскости изображения объекта: одно изображение образовано исходящими от объективной линзы лучами —

с aberrациями, второе образовано отраженными от зеркала лучами — с устраненными aberrациями.

Визуализация очищенного от aberrаций изображения, образованного отраженными от зеркала лучами, осуществляется путем отклонения электронного пучка в осесимметричном магнитном поле, ось симметрии которого проходит через центр кривизны электронного зеркала. Осевой астigmatизм пучка, возникающий при отклонении в однородном магнитном поле, может быть скорректирован путем использования слабо неоднородного отклоняющего магнитного поля, параметр неоднородности которого остается малой положительной величиной $0 < a \leq \frac{4-\pi}{4(\pi-2)}$ во всем интервале изменения углов отклонения. Это обстоятельство позволяет при разведении оптических осей линзы и зеркала использовать простейшее однородное отклоняющее поле, осевой астigmatизм которого не велик и не оказывает заметного влияния на разрешение микроскопа, особенно при малых углах отклонения θ_M .

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки Республики Казахстан.

Список литературы

- [1] *Hawkes P.W., Kasper E.* Principles of Electron Optics. Academic Press. 1989. 559 p.
- [2] *Овсянникова Л.П., Фишкова Т.Я.* // ЖТФ. 2001. Т. 71. Вып. 5. С. 96–102.
- [3] *Preikszas D., Rose H.* // J. Elect. Microsc. 1997. Vol. 46. N 1. P. (1–9).
- [4] *Rempfer G.F.* // J. Appl. Phys. 1990. Vol. 67. N 10. P. 6027–6041.
- [5] *Rose H., Wan W.* Proc. IEEE. Particle Accel. Conf. Knoxville, Tennessee, 2005. P 44–48.
- [6] *Wan W., Feng J., Padmore H.A., Robin D.C.* Nucl. Instrum. Meth. A. 2004. Vol. 519. N 1–2. P. 222–229.
- [7] *Zhukov V.A., Zav'yalova A.V.* // Russian Microelectronics. 2006. Vol. 35. P. 372–381.
- [8] *Якушев Е.М., Бимурзаев С.Б.* Патент Р.К. № 75 950, 2011.
- [9] *Yakushev E.M.* // Adv. Imag. Elect. Phys. 2013. Vol. 178. P. 147–247.
- [10] *Кельман В.М., Явор С.Я.* Электронная оптика. М.-Л.: АН СССР. 1963. 2-е изд. 367 с.