

2. Ненакаливаемые катоды/ Под ред. М. И. Елинсона. — М.: Сов. радио, 1974.
 3. СРО-программы, см. www.electronoptics.com.

Статья поступила в редакцию 14 ноября 2007 г.

Computer simulation of field emission multipip cathodes

L. A. Baranova, G. M. Gusinsky
 Ioffe Physico-Technical Institute RAS, Saint-Petersburg, Russia

We have carried out detailed computer simulation of the field emission sources using the CPO3D program. The program computes the potential distribution, the field distribution and electron trajectories in arbitrary electrostatic systems. The calculations have revealed very strong dependence of the electrostatic field on the cathode tip diameter. The field dependence on the distance between the cathode tip and an anode plate is also essential. The size of the anode aperture affects rather little the electrostatic field strength.

УДК 537.533.3:621.385.833.2

Предпосылки создания FIB на ионах He⁺ с разрешением 1,6 нм для исследования металлических наноструктур

В. А. Жуков
 Санкт-Петербургский институт информатики и автоматизации РАН,
 Санкт-Петербург, Россия

Предложен и рассчитан сканирующий зондовый микроскоп (Focused Ion Beam или FIB) на медленных ионах He⁺, регистрирующий вместо кинетической вторичной электронной эмиссии потенциальную вторичную эмиссию и использующий коррекцию осевых aberrаций с помощью комбинированного электромагнитного зеркала. Показано, что при условии коррекции одной только хроматической aberrации, FIB позволит получать разрешение 1,6 нм при исследовании металлических нанобъектов, что приблизительно в 4—6 раз лучше, чем разрешение существующих ионных микроскопов.

Сканирующая электронная (SEM) и сканирующая ионная (FIB) микроскопия [1, 2] в настоящее время используются в нанотехнологии для исследования и контроля поверхностей объектов, непрозрачных в электронах средних энергий (20 — 200 кэВ).

Системы SEM и FIB позволяют исследовать не только плоские поверхности, но и 3D-структуры. Их разрешение не превышает 5—10 нм, что связано прежде всего со значительным поперечным рассеянием в образцах как первичных зондирующих частиц, так и вторичных электронов перед их выходом в вакуум. В FIB добавляется еще размывание первичного пучка ионов вследствие более значительного влияния хроматической aberrации [3]. Вместе с тем существует реальная возможность создания аналитического FIB для исследования поверхности металлических объектов с разрешением, всего в два раза уступающим разрешению атомно-силовых микроскопов (AFM) [4].

Чтобы доказать эту возможность в работе предлагается и рассчитывается принципиально новый низковольтный FIB (с энергией ионов 300 эВ), регистрирующий потенциальную вторичную электронную эмиссию при столкновении ионов He⁺ с поверхностью металлов и использующий корректор осевых aberrаций электростатических линз. Такой прибор позволит получать дополнительно новую информацию о поверхностных слоях нанобъектов, в частности, о локальной структуре их энергетических уровней.

Постановка задачи и результат

За величину разрешения аналитической FIB-системы примем так называемую “полуширину” или FWHM (full width on half maximum [5]) пятна на мишени, излучающего вторичные электроны. Распределение тока вторичных электронов в этом пятне на мишени имеет форму гауссова распределения

$$j(\rho) = \text{const} \cdot \exp(-\rho^2 / 2\sigma_{tot}^2),$$

где ρ — расстояние от оси зонда;

σ_{tot} — дисперсия гауссового распределения.

Как известно, величина FWHM связана с дисперсией гауссового распределения σ_{tot} соотношением [5]

$$\text{FWHM} = 2,35 \sigma_{tot}. \quad (1)$$

В нашем случае величина σ_{tot} будет выражаться следующей формулой:

$$\sigma_{tot} = \sqrt{(\sigma_{tar})^2 + (\sigma_s)^2 + (\sigma_{ab})^2}, \quad (2)$$

где σ_{tar} — ошибка, связанная с рассеянием в мишени первичных зондирующих и вторичных эмиттированных частиц;

σ_s — радиус гауссового изображения источника на мишени;

σ_{ab} — общая абберрационная ошибка ионно-оптической системы.

• Рассмотрим величину σ_{tar} . Известно [6, 7], что гелий обладает самым большим из всех химических элементов первым потенциалом ионизации, равным 24,5 эВ. По этой причине ион He^+ даже при сколь угодно малой кинетической энергии, сталкиваясь с поверхностью чистых металлов, способен возбуждать потенциальную электронную эмиссию с коэффициентом выхода $\sim 30\%$. При этом порог возбуждения кинетической вторичной электронной эмиссии превышает 400 эВ [6]. Это явление используется для получения новой информации о структуре поверхностных энергетических уровней в металлах [6, 7]. Мы предлагаем использовать его также и для изучения пространственной структуры и элементного состава металлических нанобъектов.

Согласно современным представлениям [7], подлетающий к поверхности металла силовой центр (He^+) “деформирует” потенциальный порог на границе металл–вакуум, превращая его в барьер. Как показано на рис. 1, а, б, электрон 1 из зоны проводимости совершает туннельный переход через этот деформированный барьер на подлетающий ион и образует возбужденный нейтральный атом гелия. Энергия возбужденного атома гелия передается электрону 2 из зоны проводимости и он уже совершает туннельный Оже-переход в вакуум. Поскольку весь процесс эмиссии завершается до внедрения иона под поверхность мишени, область вылета этого электрона в вакуум определяется средним радиусом ΔR_{bd} области деформации ионом He^+ поверхностного потенциального барьера [7]: $\Delta R_{bd} \sim 0,25$ нм, т. е. в формуле (2) $\sigma_{tar} \approx \Delta R_{bd} \approx 0,25$ нм.

• Рассмотрим величину σ_s в формуле (2). По определению, $\sigma_s = M \cdot \Delta R_0$ — радиус гауссового изображения источника; ΔR_0 — радиус источника; M — увеличение в пушке.

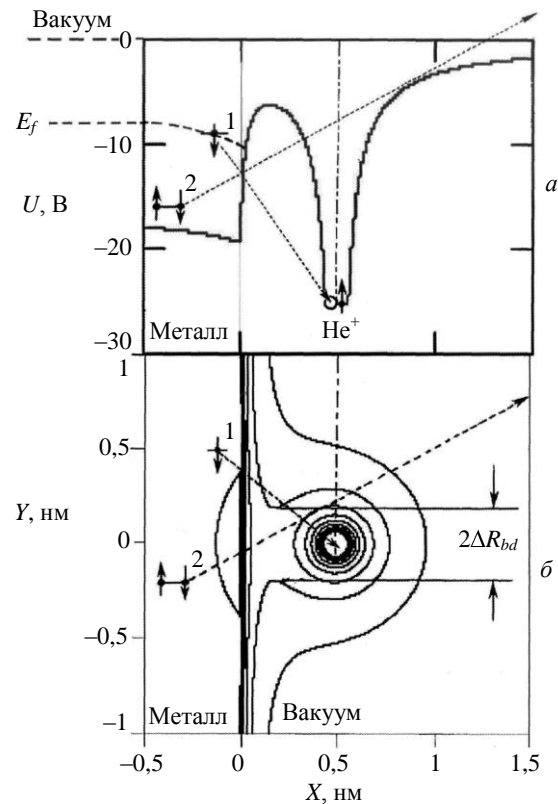


Рис. 1. Туннельный переход электрона:
 а — диаграмма в координатах $\{X, U\}$, где X — расстояние вдоль оси X , перпендикулярной поверхности кристалла и проходящей через центр иона He^+ ; U — потенциал (в вольтах), отсчитываемый от уровня вакуума; б — картина эквипотенциалей на плоскости $\{X, Y\}$, где ось X прежняя, а ось Y проходит вдоль поверхности металла; по осям $\{X, Y\}$ отложено расстояние в нанометрах, ΔR_{bd} — радиус области деформации поверхностного потенциального барьера металл–вакуум

В последнее время созданы обладающие высокой яркостью $\sim 10^{12}$ А/(м²·стер) и малым средним разбросом энергии ионов $\Delta W_0 \sim 1$ эВ и практически точечные, с радиусом $\Delta R_0 \sim 1$ нм, автоионизационные источники ионов гелия [8, 9]. Это дает возможность даже в однолинзовой системе при увеличении $|M| \approx 0,1$ иметь значение $\sigma_s \approx 0,1$ нм.

Подставляя в формулы (2) и (1) значения $\sigma_{tar} \approx \Delta R_{bd} \approx 0,25$ нм и $\sigma_s \approx 0,1$ нм и полагая $\sigma_{ab} = 0$, получим оценку для разрешения FIB в идеальном случае полной компенсации абберраций $\text{FWHM} \approx 0,6$ нм.

• Рассмотрим теперь структуру величины σ_{ab} в формуле (2) в реальном случае, которая в свою очередь выражается формулой [5]

$$\sigma_{ab} = \sqrt{(\Delta R_s)^2 + (\Delta R_c)^2 + (\Delta R_{diff})^2}, \quad (3)$$

где $\Delta R_s = C_s \gamma^3$ — радиус кружка размытия сферической aberrации;

C_s — коэффициент сферической aberrации третьего порядка;

γ — угол полуапертуры пучка на мишени;

$\Delta R_c = C_c \varepsilon \gamma$ — радиус кружка размытия хроматической aberrации;

C_c — коэффициент хроматической aberrации второго порядка;

ε — относительная дисперсия энергетического распределения ионов в пучке на мишени;

$\Delta R_{diff} = (0,61\lambda_B)/\gamma$ — радиус кружка дифракционной ошибки в приближении Рэлея;

λ_B — длина волны де Бройля для ионов при подлете к мишени.

Для оценки величины σ_{ab} рассмотрим иммерсионную четырехэлектродную линзу-пушку с автоионизационным источником ионов гелия He^+ (рис. 2), создающую уменьшенное изображение источника в плоскости мишени Т и имеющую экстремально малые aberrации. Согласно [8, 9], для ионизации нейтрального атома гелия напряженность электрического поля у поверхности автоионизационного острья должна быть не менее 24 В/нм. Как известно [10], в автоионизационных источниках напряженность электрического поля вблизи острья равна отношению разности потенциалов между острием и ближайшим электродом — экстрактором к радиусу острья. Мы будем основываться на эксперименте [8, 9], где “суперострие” с радиусом 1 нм находится на вершине основного острья ВЕ с радиусом 100 нм, которое в свою очередь находится на массивном электроде El_1 . Пусть потенциал на El_1 будет +2400 В, а ближайший электрод-экстрактор El_2 заземлен, как в эксперименте [8, 9]. Расстояние между острием и экстрактором возьмем равным 4 мм, как в эксперименте [8, 9]. Чтобы иметь дело с чистой потенциальной электронной эмиссией, возьмем энергию ионов в плоскости изображения источника (на мишени) ниже порога кинетической эмиссии (400 эВ), равной $W_i = 300$ эВ и, соответственно, потенциалы электрода El_4 и мишени равными +2100 В, а потенциал электрода El_3 — 2350 В.

Для оценки величин, стоящих под корнем в формуле (3), вычислим aberrации ионной пушки. Коэффициенты сферической и хроматической aberrаций пушки в пространстве изображения равны, соответственно, $C_{SG} = 0,042$ и $C_{CG} = 0,0048$ м. Поскольку абсолютная величина дисперсии энергии ионов в источнике $\Delta W_0 = 1$ эВ [8], относитель-

ная величина дисперсии энергии ионов в изображении равна $\varepsilon = \Delta W_0/W_i = 1/300$. Увеличение источника в пушке равно $M = -0,056$. Эффективный радиус источника примем равным $\Delta R_0 = 1$ нм [8]. Длина волны де Бройля для ионов He^+ на выходе из пушки равна $\lambda_B = 8,217 \cdot 10^{-13}$ м. Согласно [5], оптимальное значение угла полуапертуры γ в изображении, дающее минимум aberrационной ошибки σ_{ab} , выражается формулой

$$\gamma = C_c \varepsilon / C_s^2 \sqrt{-1 + \sqrt{1 + \Delta}} / 6^{1/4},$$

где $\Delta = 12 C_s \cdot 0,61\lambda_B^2 / C_c \varepsilon^4$.

(4)

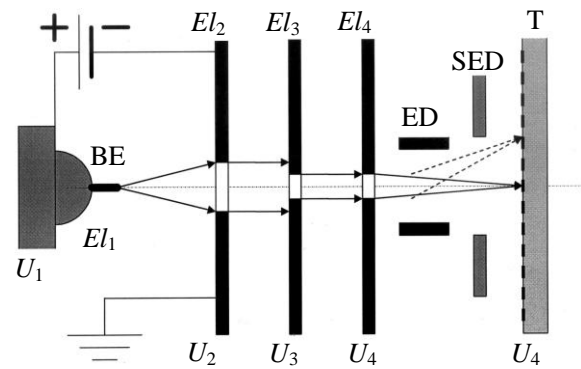


Рис. 2. Схема простейшего сканирующего ионного микроскопа — автоионизационной четырехэлектродной ионной пушки:

ВЕ — основной эмиттер; El_1 — массивный электрод; El_2 — El_4 — фокусирующие электроды; ED — электростатическая отклоняющая система; SED — детектор вторичных электронов; Т — полупроводниковая мишень (наночип), размещенная на движущемся рабочем столе; U_1, U_2, U_3, U_4 — потенциалы на источнике, на фокусирующих электродах и на мишени ионной пушки, соответственно. “Суперострие” на основном эмиттере ВЕ не изображено из-за соотношения размеров деталей

Подставляя приведенные выше значения параметров в формулу (4), получим значение оптимального угла полуапертуры в изображении $\gamma \sim 1,8 \cdot 10^{-4}$ рад. При этом значении γ aberrационная ошибка, согласно (3), равна $\sigma_{ab} = 4 \cdot 10^{-9}$ м. Полуширина пятна, излучающего вторичные электроны на мишени, согласно формулам (1)—(3) равна $\text{FWHM} = 9,4 \cdot 10^{-9}$ м.

Таким образом, для получения разрешения 1,6 нм, заявленного в заголовке статьи, необходимо применение корректора осевых aberrаций, предложенного нами в работе [11].

Оценим разрешение полной ионно-оптической системы (ионная пушка плюс корректор aberrаций), изображенной на рис. 3. В этой системе созданное ионной пушкой-линзой L_G в плоскости I

изображение источника ионов S служит объектом для ионно-оптической схемы корректора aberrаций [11], которая отображает источник ионов на мишень T . Корректор состоит из семи основных ионно-оптических элементов: трех идентичных трехэлектродных “однопотенциальных” (Einzel) линз L_1, L_2, L_3 ; трех идентичных статических магнитных отклоняющих систем MD_1, MD_2, MD_3 и комбинированного осесимметричного электромагнитного зеркала CM [11]. Линзы L_1, L_2 и L_2, L_3 попарно образуют две идентичные телескопические подсистемы с криволинейными из-за действия отклоняющих систем оптическими осями и с единичным увеличением. Внешние электроды трехэлектродных линз L_1, L_2, L_3 имеют потенциал 300 В относительно анода, внутренние электроды этих линз имеют потенциал -1300 В. Линза L_3 снабжена динамической электростатической отклоняющей системой ED для сканирования нанозонда по поверхности мишени T и детектором вторичных потенциальных электронов SED . Рассчитанные коэффициенты сферической и хроматической aberrаций телескопической подсистемы, соответственно, равны: $C_{ST} = 0,175$ и $C_{CT} = 0,08$ м. Каждая телескопическая подсистема и комбинированное зеркало имеют единичное увеличение $M = -1$. Потенциалы и энергии ионов на входе и выходе этих элементов равны. В этом случае [3] коэффициенты aberrаций элементов, входящих в ионно-оптическую систему, складываются с единичным весом, таким образом получим систему равенств:

$$\begin{aligned} C_{C\Sigma} &= C_{CG} + 2C_{CT} + C_{C_{cm}}, \\ C_{S\Sigma} &= C_{SG} + 2C_{ST} + C_{S_{cm}}, \end{aligned} \quad (5)$$

где $C_{C_{cm}}$ и $C_{S_{cm}}$ — коэффициенты хроматической и сферической aberrаций комбинированного зеркала, соответственно.

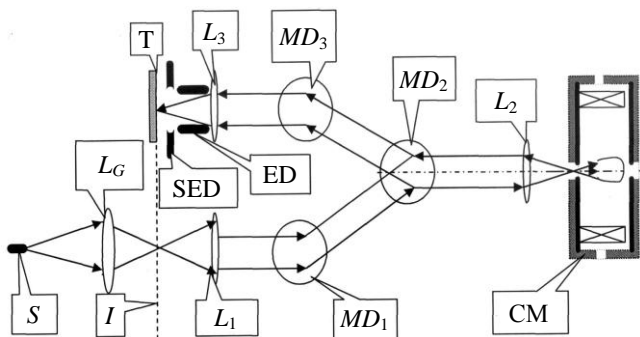


Рис. 3. Схема коррекции aberrаций с помощью комбинированного электромагнитного зеркала

Потребуем, чтобы за счет компенсирующего действия комбинированного зеркала [11] коэффициент суммарной хроматической aberrации системы

обратился в ноль: $C_{C\Sigma} = 0$. Учитывая значения C_{CG} и C_{CT} , получим $C_{C_{cm}} = -0,165$ м. Принимая во внимание равенство $C_{C_{cm}} = C_{S_{cm}}$ [11], для суммарного коэффициента сферической aberrации системы мы получим значение $C_{S\Sigma} = 0,227$ м.

Подставим его в формулу (4) вместе со значением коэффициента $C_{C\Sigma} = 0$. В результате получим $\gamma \sim 1,1 \cdot 10^{-3}$ рад. Подставляя в формулы (1)—(3) значения коэффициентов aberrаций и угловой полуапертуры γ , полученные с учетом действия корректора, имеем заявленное в заголовке статьи значение разрешения на мишени $FWHM = 1,6 \cdot 10^{-9}$ м. Как уже отмечено выше, при полной коррекции aberrаций ($\sigma_{ab} = 0$ в формуле (2)) получилось бы $FWHM = 0,6 \cdot 10^{-9}$ м.

Оценим геометрические и электромагнитные параметры комбинированного зеркала. Согласно [11] коэффициент хроматической aberrации комбинированного зеркала равен взятой с противоположным знаком удвоенной проекции на ось зеркала траектории заряженной частицы внутри полости зеркала. Таким образом, расстояние ΔS между электрическими полюсами и совпадающими с ними магнитными полюсами зеркала может быть равным величине $\Delta S = -0,5C_{C_{cm}} = 0,0825$ м. Возьмем значение ΔS с запасом, т. е. положим $\Delta S = 0,1$ м. Разность потенциалов между полюсами зеркала равна “начальному потенциалу” ионов на входе зеркала [3], определяемому как отношение энергии ионов на входе зеркала W_i к величине элементарного заряда q , т. е. $\Delta U = W_i / q = 300$ В. При этом средняя напряженность электрического поля на оси равна $E = -\Delta U / \Delta S = -3000$ В/м. Согласно [11] среднее значение магнитной индукции на оси зеркала выражается формулой

$$B = (\pi / S) \sqrt{2\Delta U m_i / q}, \quad (6)$$

где m_i — масса иона.

Подставляя в (6) соответствующие значения параметров, получим $B = 0,15$ Тл, что на порядок меньше значения магнитной индукции в немагнитных зазорах объективов современных электронных микроскопов [10].

Таким образом, все основные технические параметры корректора на комбинированном зеркале легко достижимы в эксперименте.

Выводы

- Предложен и рассчитан принципиально новый (низковольтный) FIB на ионах He^+ , регистрирующий потенциальную вторичную электронную

эмиссию вместо кинетической электронной эмиссии и использующий корректор осевых aberrаций на комбинированном электромагнитном зеркале.

- FIB в случае коррекции одной только хроматической aberrации второго порядка позволит получать разрешение 1,6 нм при исследовании металлических нанобъектов, что существенно лучше (в 4—6 раз), чем разрешение существующих ионных и электронных микроскопов, использующих кинетическую вторичную электронную эмиссию. При полной коррекции всех aberrаций возможно было бы получить разрешение 0,6 нм.

- FIB позволит получать дополнительно новую информацию о структуре поверхностных слоев нанобъектов, в частности, о локальной структуре их энергетических уровней.

- Создание подобного FIB не является экстремальной инженерно-технической задачей и возможно в любой современной ионно-оптической лаборатории.

Работа выполнена при поддержке программы фундаментальных научных исследований ОИТВС РАН по направлению “Организация вычислений с использованием новых физических принципов”.

Л и т е р а т у р а

1. Michael T. Postec, John S. Villarrubia, Andreas E. Vladar// JVST. В. 2005. V. 23(6). P. 2806—2810.
2. Stefano Cabrini, Robert J. Barsotti, Alessandro Carpentiero, Luca Businaro// Ibid. P. 3015—3022.
3. Szilgui M. Electron and ion optics: Plenum Press. — New York—London, 1989.
4. Ampere A. Tseng, Andrea Notargiacomo, Chen T. P.// Ibid. V. 23(3). P. 877—894.
5. Жуков В. А., Баграев Н. Т., Тумов А. И. и др.// Микроэлектроника, 2004. Т. 33. № 5. С. 325—338.
6. Петров Н. Н., Аброян И. А. Диагностика поверхности с помощью ионных пучков. — Л.: Наука, 1977.
7. Cazalilla M. A., Lorente N., Diez Muino R.// Phys. Rev. B. 1998. V. 58. № 20. P. 13991—14006.
8. Kalbitzer S., Knoblauch A.// JVST В. 1998. V.16(4). P. 2455—2461.
9. Knoblauch A., Miller Th., Klatt Ch., Kalbitzer S.// Nucl. Instr. and Meth. In Phys. Res. В. 1998. V. 139. P. 20—27.
10. Grivet P. Electron optics: Pergamon Press. — New York—London, 1965.
11. Жуков В. А., Завьялова А. В.// Микроэлектроника, 2006. Т. 35. № 6. С. 434—444.

Статья поступила в редакцию 14 ноября 2007 г.

Backgrounds for development of FIB on He⁺ ions with resolution of 1.6 nm for research of metal nanostructure

V. A. Zhukov

St.-Petersburg Institute for Informatics and Automation, Russian Academy of Sciences,
St.-Petersburg, Russia

A focused ion beam microscope (FIB) on slow He⁺ ions registering a potential secondary electron emission instead of kinetic secondary electron emission and using correction of axial aberrations with the help of the combined electromagnetic mirror is offered. It is shown that this FIB under condition of correction of only chromatic aberration of second order will allow to obtain the resolution of 1.6 nanometers at research of metallic nanoobjects. These values are approximately 4—6 time better than the resolution of existing FIB and SEM.

УДК 621.3.032.269.1+621.385.6

Расчет электронно-оптических систем ЛБВО с полевой эмиссией

А. И. Петросян, В. И. Роговин

ФГУП «Научно-производственное предприятие “Алмаз”», г. Саратов, Россия

Проведено моделирование пучков в электронно-оптических системах (ЭОС) ЛБВО с полевой эмиссией. Обнаружено, что уменьшение диаметра парциального автоэмиссионного катода (АЭК) уменьшает углы наклона электронных траекторий, вызванные возмущающим действием крупноячейистой управляющей сетки. Показано, что погружение пушки в