УДК 519.95:537.533

ОЦЕНКА ПАРАМЕТРОВ МИШЕНИ В РЭМ НА ОСНОВЕ КОЛИЧЕСТВЕННОЙ МОДЕЛИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПУЧКА С ВЕЩЕСТВОМ

С.С. Борисов, Е.А. Грачев, Д.М. Устинин, Е.А. Черемухин, А.И. Чуличков

(кафедра компьютерных методов физики)

E-mail: ach@cmp.phys.msu.su

Предложен новый подход к решению задач анализа и интерпретации видеосигналов РЭМ и других микрозондовых приборов, основанный на морфологическом анализе изображений, теории измерительно-вычислительных систем сверхвысокого разрешения и количественной модели взаимодействия электронов пучка с веществом, учитывающей различные каналы взаимодействия. Проиллюстрирована эффективность применения предложенных методов.

Точность оценки параметров мишени по результатам измерений, проведенных с помощью микрозондовых приборов, является определяющим фактором при анализе микрогеометрии объекта, распределения потенциала, фазового состава и др. В настоящей работе для получения наиболее точных оценок применяются современные методы анализа и интерпретации измерений [1–3], в которых используется математическая модель измерений, основанная на количественной модели взаимодействия электронов пучка с веществом с учетом различных каналов взаимодействия [4].

1. Модель взаимодействия электронного пучка с веществом

При создании математической модели взаимодействия электронного пучка с веществом, связывающей результаты микрозондовых измерений с параметрами мишени, использован метод Монте-Карло. Проведено подробное моделирование эмиссионных электронных спектров с учетом различных (упругих и неупругих) каналов рассеяния. Для уменьшения времени расчета использованы модели различной степени детализации, применяемые в разных частях образца. Так, например, в первом приближении для описания процесса неупругих взаимодействий было использовано приближение непрерывных потерь, основанное на формуле Бете. При этом для учета отклонения траектории электрона в процессе упругих взаимодействий применялась модифицированная формула Резерфорда [5].

Модель позволяет рассмотреть некоторые неупругие каналы рассеяния более детально. В частности, возникновение вторичной эмиссии можно представить как сумму двух процессов — генерации быстрых вторичных электронов (с энергией порядка 1–2 кэВ) и истинно вторичных (с энергией менее 50 эВ). Для описания процесса ионизации внутренних атомных оболочек была использована полуэмпирическая формула Гризинского [6]. Для металлов учитывалось взаимодействие с электронами проводимости и возбуждение плазмонов [7].

Таким образом, модель позволяет с различной степенью детализации учитывать взаимодействие электронов с веществом. Это дает возможность оценить распределение энергии, выделенной в результате облучения образца, распределения заряда (положительного, отрицательного и суммарного), рассчитать эмиссионные спектры в схемах на прострел мишени и на отражение от нее. Наличие механизма генерации вторичной эмиссии позволяет проводить моделирование изображений в РЭМ не только в режиме обратного рассеяния электронов, но и в режиме вторичной эмиссии. Разработанную модель можно взять за основу при оценке параметров мишени.

2. Оценка параметров структур методами морфологического анализа

На основе методики, предложенной в работе [1], построим форму изображения в РЭМ, причем неконтролируемые условия регистрации будем задавать с помощью различных вариантов закона размытия изображения. Моделирование методом Монте-Карло показало, что для условий, реально встречающихся в электронной литографии, в пределах погрешности измерений получаемые изображения можно представить как результат некоторого линейного размытия «идеального» изображения объекта, т. е. такого, которое получалось бы в идеальных условиях — при использовании бесконечно тонкого пучка, отсутствии рассеяния электронов в веществе и т. п.:

$$\xi_\lambda(x) = \int\limits_{|x-x'|<r} a\left(|x-x'|\right) f_\lambda(x')\, dx' + \nu(x'); \quad (1)$$

здесь $\xi_\lambda(x)$ — яркость регистрируемого изображения в точке x поля зрения X (в качестве X может быть выбран отрезок, если речь идет об одномерных сигналах, или часть плоскости для двумерных изображений), $a(|x-x'|)$ — функция, описывающая размытие, $f_\lambda(x')$ — идеальное изображение, ν — аддитивный шум. Параметр λ описывает положение объекта на поле зрения: его сдвиг относительно центра поля зрения, масштаб и поворот. Величина r в соотношении (1) имеет смысл максимального расстояния от центра пучка до тех точек мишени, из которых вылетают обратно рассеянные электроны. Значение r, оцененное по результатам моделирования методом Монте-Карло, составило 1 мкм.

Уточним модель размытия. Пусть для простоты поле зрения X одномерно и дискретно. Тогда соотношение (1) запишется в виде

$$(\xi_\lambda)_i = \sum_{k=-n}^{n} a_{i,k}(f_\lambda)_k + \nu_i. \quad (2)$$

Изображения $\xi = (\xi_{-N}, \ldots, \xi_N)$ и $f = (f_{-K}, \ldots, f_K)$, а также случайное изображение $\nu = (\nu_{-N}, \ldots, \nu_N)$ будем считать элементами евклидовых конечномерных пространств. Будем предполагать, что элемент ν как случайный элемент евклидова пространства имеет нулевое математическое ожидание и некоррелированные координаты с дисперсией σ^2. С учетом симметрии размытия запишем сумму, входящую в (2), в виде

$$\sum_{k=-n}^{n} a_{i,k}(f_\lambda)_k = \alpha_0(f_\lambda)_i + \alpha_1\left((f_\lambda)_{i+1} + (f_\lambda)_{i-1}\right) + \\ + \alpha_2\left((f_\lambda)_{i+2} + (f_\lambda)_{i-2}\right) + \alpha_3\left((f_\lambda)_{i+3} + (f_\lambda)_{i-3}\right) + \ldots, \quad (3)$$

где $i = 0, \pm1, \ldots, \pm(N-n)$. Поскольку область размытия конечна и сравнима по размеру с областью вылета обратно рассеянных электронов ($\sim$1 мкм), эта сумма содержит $(2n+1)$ слагаемых, где n зависит от шага дискретизации изображения и выбирается так, чтобы n-й член суммы описывал вклад точек, удаленных на расстояние $\sim$1 мкм. Итак, изображение ξ_λ представимо в виде

$$(\xi_\lambda)_i = \sum_k \alpha_k \left(D_k \Lambda_\lambda f_0\right)_i + \nu_i,$$

где D_k — размывающий оператор порядка k:

$$(D_0 f)_i = f_i, \quad (D_k f)_i = f_{i+k} + f_{i-k}, \\ k = 1, 2, \ldots, n, \quad i = 0, \pm1, \ldots, \pm(N-n), \quad (4)$$

Λ_λ — линейный оператор, описывающий сдвиг, поворот и масштабирование идеального изображения в зависимости от значения параметра λ; $\Lambda_\lambda f_0 = f_\lambda$.

Следуя методам морфологического анализа [1], форму изображения f_λ при фиксированном λ определим как линейное подпространство $L(f_\lambda)$ всех изображений вида (3), где различные изображения отличаются друг от друга коэффициентами α_k. Форма изображения f_λ однозначно задается оператором Π_{f_λ} ортогонального проецирования на $L(f_\lambda)$. Величину отличия изображения ξ от изображения f_λ по форме определим как квадрат нормы разности между ξ и проекцией ξ на множество $L(f_\lambda)$: $d(\xi, \lambda) = \|\xi - \Pi_{f_\lambda}\xi\|^2$. Проекция $\Pi_{f_\lambda}\xi$ является решением задачи наилучшего приближения изображения ξ изображениями из $L(f_\lambda)$ и представляет собой выражение вида $\Pi_{f_\lambda}\xi = \sum\limits_k \alpha_k D_k f_\lambda$, где коэффициенты α_k удовлетворяют системе линейных уравнений $\left(\sum\limits_k \alpha_k D_k f_\lambda, D_m f_\lambda\right) = (\xi, D_m f_\lambda)$, $m = 1, \ldots, n$ (здесь $(\cdot, \cdot)$ — скалярное произведение в пространстве изображений).

Отличие изображения ξ от изображения f_λ по форме не зависит от условий, определяющих размытие изображения f_λ, а зависит только от геометрической формы и расположения объекта на подложке. Поэтому задача определения параметра формы λ, задающего положение и масштаб объекта на поле зрения, ставится как задача поиска такого значения параметра λ_0, при котором изображение ξ в наименьшей степени отличается по форме от изображения f_{λ_0}, т. е. как задача на минимум:

$$d(\xi, \lambda_0) = \left\|\xi - \Pi_{f_{\lambda_0}}\xi\right\|^2 = \inf_\lambda \|\xi - \Pi_{f_\lambda}\xi\|^2. \quad (5)$$

На рис. 1 приведен результат оценки параметра сдвига. Представлен исследуемый сигнал и зависимость невязки от параметра сдвига. График невязки имеет четкий минимум, следовательно, центр определяется успешно. Заметим, что существующие алгоритмы автоматического поиска в таких условиях не позволяют отличить объект от фона.

3. Оценка параметров электронного пучка методами теории измерительно-вычислительных систем

Задачу оценки распределения плотности тока пучка в его сечении, основанную на методе диафрагм [8], можно решить с помощью методов теории измерительно-вычислительных систем (ИВС) [2, 3]. По данным сканирования тестового объекта на основе модели формирования изображения в РЭМ производится математическое преобразование (редукция) зарегистрированного изображения к виду, соответствующему непосредственному измерению плотности тока пучка «идеальным» детектором.

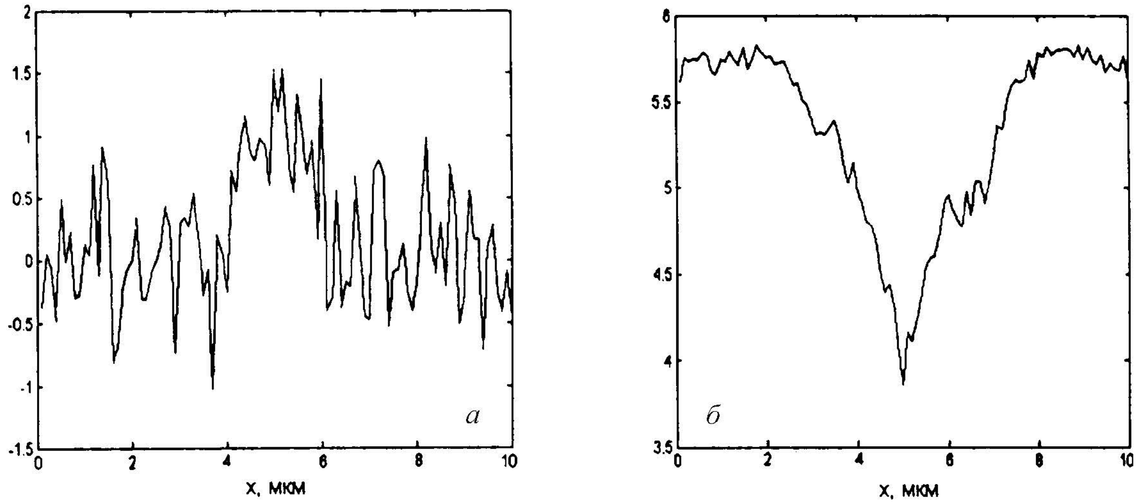

Рис. 1. Сигнал сканирования объекта (*а*) и график функции невязки от параметра сдвига, по минимуму которой определяется координата центра объекта (*б*)

Результат регистрации изображения имеет вид

$$\xi = A(f) + \nu, \tag{6}$$

где ξ — искаженный шумом ν результат регистрации изображения тестового объекта с помощью системы A формирования изображения, характеризующейся распределением плотности тока пучка f в заданном сечении. Корреляционная матрица шума предполагается известной и невырожденной. Результат линейного преобразования (редукции) R изображения ξ (6) имеет вид

$$R\xi = RAf + R\nu = Uf + (RA - U)f + R\nu$$

и интерпретируется как результат измерения плотности тока пучка f на приборе RA, искаженный шумом $R\nu$, либо как результат измерения f с помощью идеального детектора U, искаженный шумом $R\nu$ и ложным сигналом $(RA-U)f$. Преобразование редукции найдем из вариационной задачи

$$g(R_\varepsilon, U) = \inf\{g(R,U),\ \ E||R\nu||^2 \leqslant \varepsilon\}, \quad \varepsilon \geqslant 0, \tag{7}$$

где минимизируемая величина $g(R,U) = ||RA - U||_2^2 = \mathrm{Tr}(RA - U)(RA - U)^*$ определяет меру близости прибора RA к U. Если R_ε — решение (7), то $R_\varepsilon\xi$ интерпретируется как результат измерения плотности тока пучка прибором $R_\varepsilon A$, наиболее близким к идеальному детектору U, при условии, что уровень шума на выходе прибора $R_\varepsilon A$ не превосходит ε. Решение задачи (7) подробно рассматривается в работах [2, 3].

При анализе пучков микронного и субмикронного диаметра на результат регистрации изображения тестового объекта (в качестве которого, как правило, используется край ножевой диафрагмы) наряду с геометрией пучка существенно влияет взаимодействие электронов пучка с материалом тестового объекта. На основе модели взаимодействия электронов с веществом, описанной в п. 1, была разработана модель регистрации изображения края диафрагмы в РЭМ и проведен вычислительный эксперимент по оценке плотности тока в сечении пучка.

Оценка распределения плотности тока в рамках модели, не учитывающей взаимодействие электронов с тестовым объектом, дает результат, который

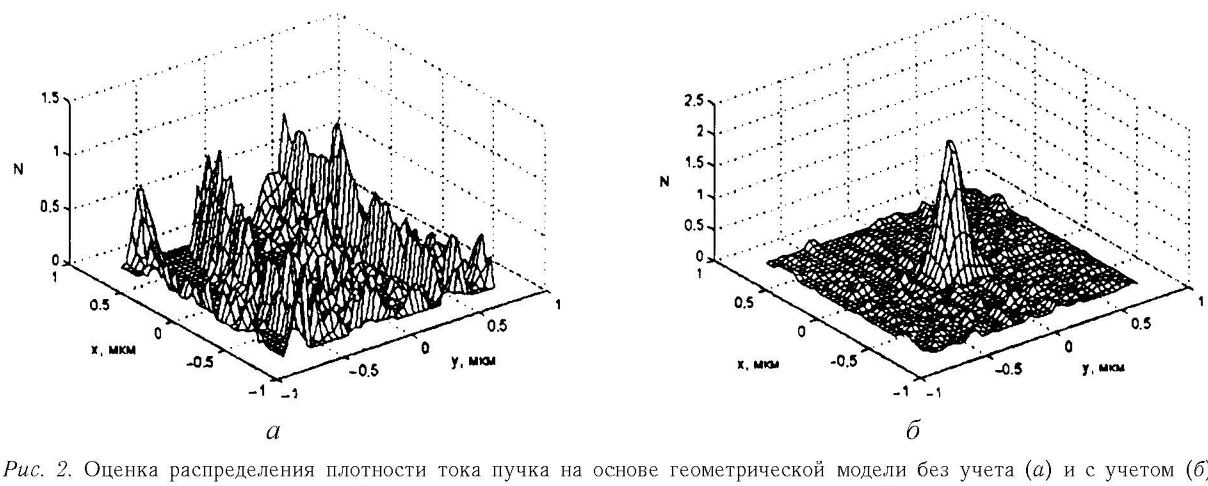

Рис. 2. Оценка распределения плотности тока пучка на основе геометрической модели без учета (*а*) и с учетом (*б*) взаимодействия электронов пучка с материалом тестового объекта

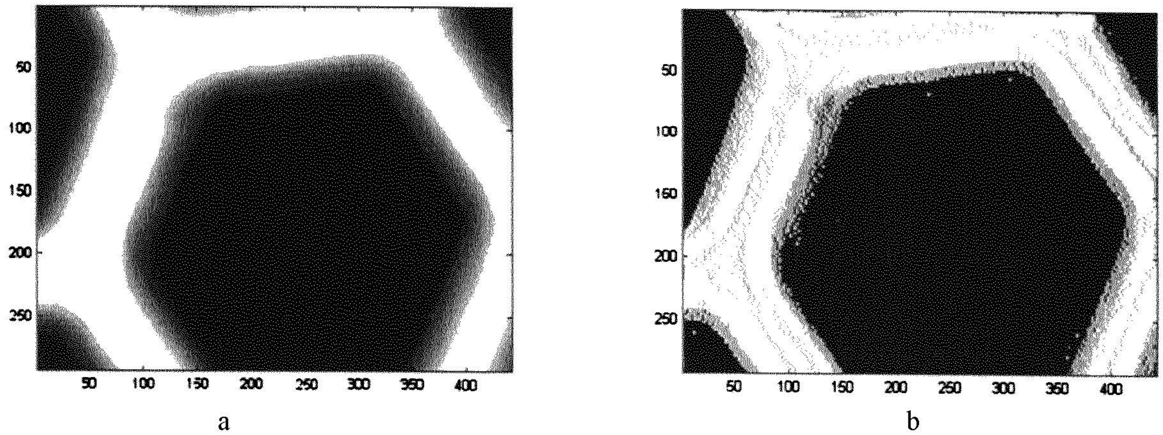

Рис. 3. Исходное изображение фрагмента решетки, полученное в РЭМ (*а*), и результат редукции к изображению, имеющему четыре уровня яркости (*б*)

даже качественно не передает особенности оцениваемого пучка, поэтому для тонких пучков уточнение модели измерения является необходимым. На рис. 2 показан пример расчета распределения плотности тока пучка без учета взаимодействия (*а*) и с учетом (*б*).

4. Повышение разрешения РЭМ методами теории ИВС

В режимах работы РЭМ с разрешением, близким к предельному, качество получаемого изображения оказывается недостаточным из-за низкого разрешения, обусловленного, в частности, конечной шириной электронного пучка. Повысить разрешение изображений можно методами теории ИВС [2, 3], решая задачу редукции изображения к виду, соответствующему измерению на приборе с бесконечно узким пучком. Параметры модели сканирующего пучка оцениваются методами, описанными в п. 3.

На рис. 3 приведен результат решения задачи редукции к идеальному прибору, в которой дополнительно предполагается, что входное изображение может быть с достаточной точностью представлено как кусочно-постоянное с четырьмя уровнями яркости. Методы решения таких задач приведены в работе [9].

Заключение

Предложенный в работе комплекс методов, алгоритмов и программ позволяет эффективно решать задачи оценки параметров объектов заданной геометрической формы по их изображениям, формируемым РЭМ, а также задачи повышения разрешения изображений, формируемых микрозондовыми приборами.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 99-01-00343) и программы «Университеты России» (грант № 015.03.02.11).

Литература

1. *Пытьев Ю.П.* // ДАН СССР. 1983. **269**, № 5. С. 1061.
2. *Чуличков А.И.* Основы теории измерительно-вычислительных систем сверхвысокого разрешения (линейные стохастические измерительно-вычислительные системы) Тамбов: Изд-во ТГТУ, 2000.
3. *Пытьев Ю.П.* Методы анализа и интерпретации эксперимента. М.: Изд-во Моск. ун-та, 1990.
4. *Babin S., Borisov S., Grachev E., Shiriaev A.* EIL-14P. Micro-and-Nano Engineering 2000. Jena, Germany. September 2000.
5. *Joy D. C.* Monte Carlo Modeling for Electron Microscopy and Microanalysis. Oxford University Press, 1995.
6. *Grysinsky M.* // Phys. Rev., 1965. **138.** P. A336.
7. *Друкарев Г.Ф.* Столкновение электронов с атомами и молекулами М.: Наука, 1978.
8. *Грачев Е.А., Кабанов А.Н., Кафафов А.А, Стахневич В.В.* // Оптико-механическая промышленность. 1977. № 10. С. 15.
9. *Богданов И.В., Чуличков А.И.* // Тез. докл. 8-й Междунар. конф. «Математика. Компьютер. Образование». Пущино, 1999. С. 133.

Поступила в редакцию
14.11.01