


ФУНКЦИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПО ГЛУБИНЕ РЕНТГЕНОВСКОГО ХАРАКТЕРИСТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ЛОКАЛЬНОМ ЭЛЕКТРОННО-ЗОНДОВОМ АНАЛИЗЕ

Е.В. Широкова, аспирантка КГУ им.К.Э. Циолковского

10-19 сентября 2010 г.



Для проведения коррекции результатов измерений интенсивностей рентгеновских характеристических линий при локальном электронно-зондовом анализе необходимы точные данные о пространственном распределении интенсивности анализируемой линии по глубине в образце и эталоне, а именно: функции $\varphi(\rho z)$. В данной работе предлагается новый метод расчета функции $\varphi(\rho z)$, основанный на использовании результатов работ по описанию пространственного распределения энергетических потерь пучка электронов средней энергии при нормальном падении на образец, а также по аналитическому описанию энергетических спектров киловольтных электронов, прошедших слой вещества заданной толщины. Основное внимание уделяется учёту влияния неупругого рассеяния первичных электронов на пространственное распределение излучения в образцах с низким значением среднего атомного номера Z и описанию распределения рентгеновского излучения вблизи поверхности образца $\{\varphi(0)\}$.

Описание функции распределения интенсивности рентгеновского излучения при взаимодействии электронов пучка с веществом для одномерной модели следующее:

$$\varphi(\rho z) = \frac{(1-\eta)}{AH} \cdot E_0 \exp \left\{ -\frac{(\rho z - \rho z_p)^2}{\rho^2 z_p (z_p + z)} \right\} + \frac{1,085 \eta}{\pi^{1/2} z_m} E_0 \exp \left\{ -\left(\frac{\rho z - \rho z_s}{\rho z_s} \right)^2 \right\} \quad (1)$$

z_m [мкм] – транспортный пробег электронов в мишени.

E_0 [кэВ] – энергия пучка первичных электронов.

z_p [мкм] – значение наиболее вероятного пробега поглощенных и обратно рассеянных электронов, испытавших многократное рассеяние.

η – коэффициент обратного рассеяния электронов

ρ [г/см³] – плотность мишени.

z_s [мкм] – глубина максимальных потерь энергии обратно рассеянными электронами

Недостатки данной модели:

1. Модель (1) – распределение рентгеновского характеристического излучения $\varphi(\rho z)$ дает наилучшее согласие с экспериментом для образцов со средним атомным номером $N > 22$.

2. Распределение энергетических потерь поглощенных электронов и соответствующее ему распределение интенсивности излучения по глубине z практически симметричны относительно наиболее вероятного пробега электронов z_p .

1. Первый недостаток может быть учтен уменьшением зависимости от z величины $z_p(z_p+z)$ в показателе степени $\varphi_1(\rho z)$ первой части выражения (1) путём ввода поправочного параметра α в выражение ($\alpha \leq 1$ и зависит от элементного состава образца и энергии электронного пучка). Предлагается эмпирически установленная зависимость α от отношения величины максимального пробега R_T электронов пучка в образце к величине z_p в виде:

$$\alpha = 1 - \exp\left(-(R_T/3,63z_p)^{6,67}\right)$$

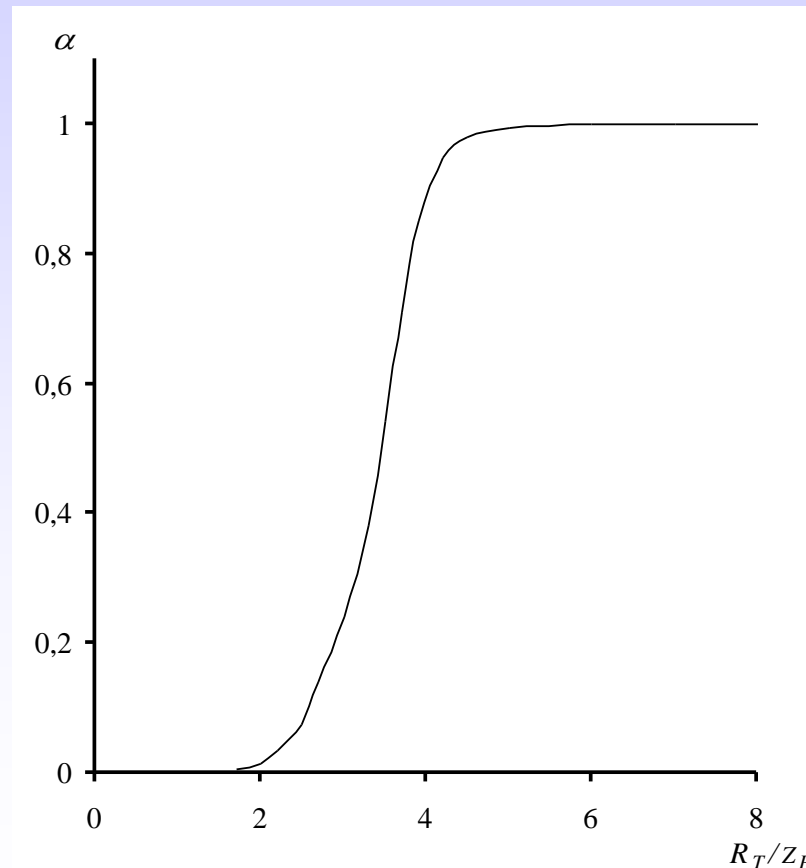


Рис.1 Зависимость α от отношения величины максимального пробега R_T электронов пучка в образце к значению наиболее вероятного пробега электронов z_p .

2. Распределение энергетических потерь поглощенных электронов и соответствующее ему распределение интенсивности излучения по глубине должны быть практически симметричными относительно наиболее вероятного пробега электронов $z_p \approx 0.77z_m$. Учет этого факта может быть осуществлён, если модифицировать выражение для $\varphi(\rho z)$ следующим образом.

$$\varphi(\rho z) = \varphi_1(\rho z) + \varphi_2(\rho z), \quad \text{где} \quad \varphi_1(\rho z) = \begin{cases} \varphi_1(\rho z), & z \geq z_p \\ \varphi_1(2z_p - z), & z < z_p \end{cases}$$

Распределения поглощенных $\varphi_1(\rho z)$ и обратно рассеянных $\varphi_2(\rho z)$ электронов имеют вид соответственно:

$$\varphi_1(\rho z) = \frac{(1 - \eta)}{AH} \cdot E_0 \exp \left\{ - \frac{(\rho z - \rho z_p)^2}{\rho^2 z_p (z_p + \alpha \cdot z)} \right\}$$

$$\varphi_2(\rho z) = \frac{1,085\eta}{\pi^{1/2} z_m} \times E_0 \exp \left\{ - \left(\frac{\rho z - \rho z_s}{\rho z_s} \right)^2 \right\}$$

Данное математическое выражение позволяет учесть симметрию протекания процесса ионизации атомных оболочек первичными электронами относительно z_p и соответственно отражает симметрию графика функции $\varphi_1(\rho z)$.

На Рис. 2 и Рис. 3 представлены результаты модельных расчетов распределений функции $\varphi(\rho z)$ и сравнение их с экспериментальными данными классических работ Кастена-Дескампа, полученные методом «меченого слоя» ^{29}Cu (слой ^{30}Zn в меди) и ^{79}Au (слой ^{83}Bi в золоте).

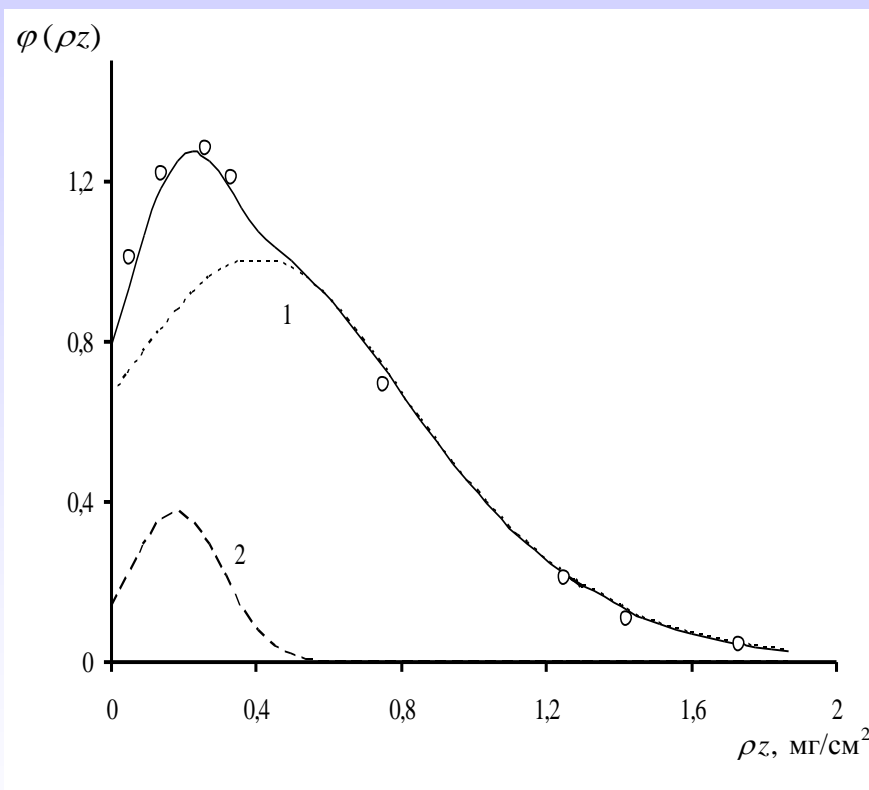


Рис.2 Функция распределения интенсивности излучения K_α линии по глубине для меди при падении пучка с энергией 29 кэВ.

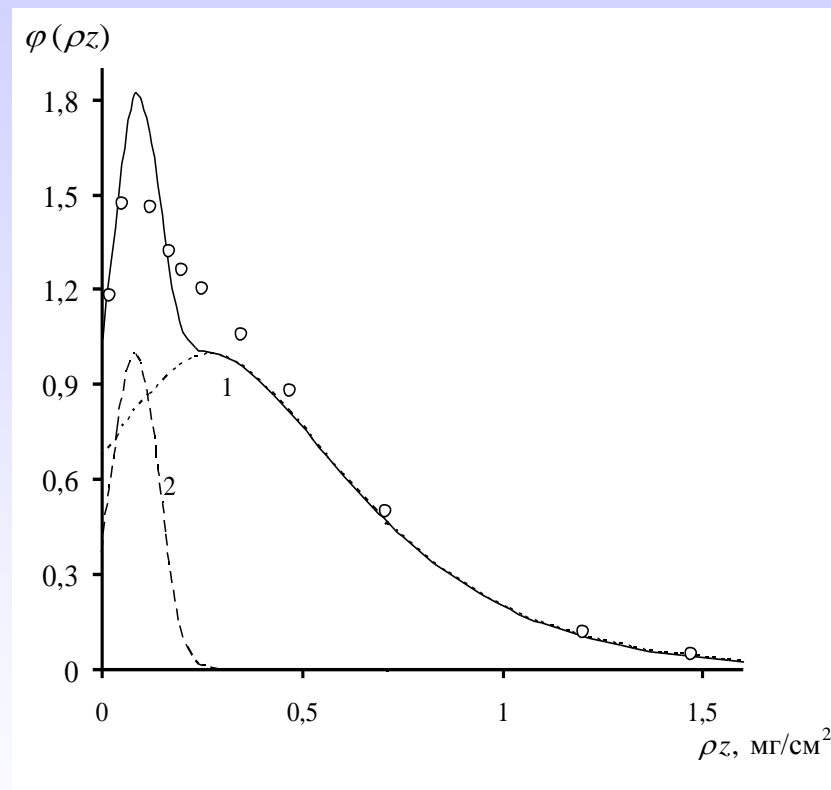


Рис.3 Функция распределения интенсивности излучения L_α линии по глубине для золота при падении пучка с энергией 29 кэВ.

Кривые 1 и 2 – распределения поглощенных $\varphi_1(\rho z)$ и обратно рассеянных $\varphi_2(\rho z)$ электронов соответственно.

Функция распределения интенсивности излучения $\varphi(\rho z)$ для алюминиевой мишени.

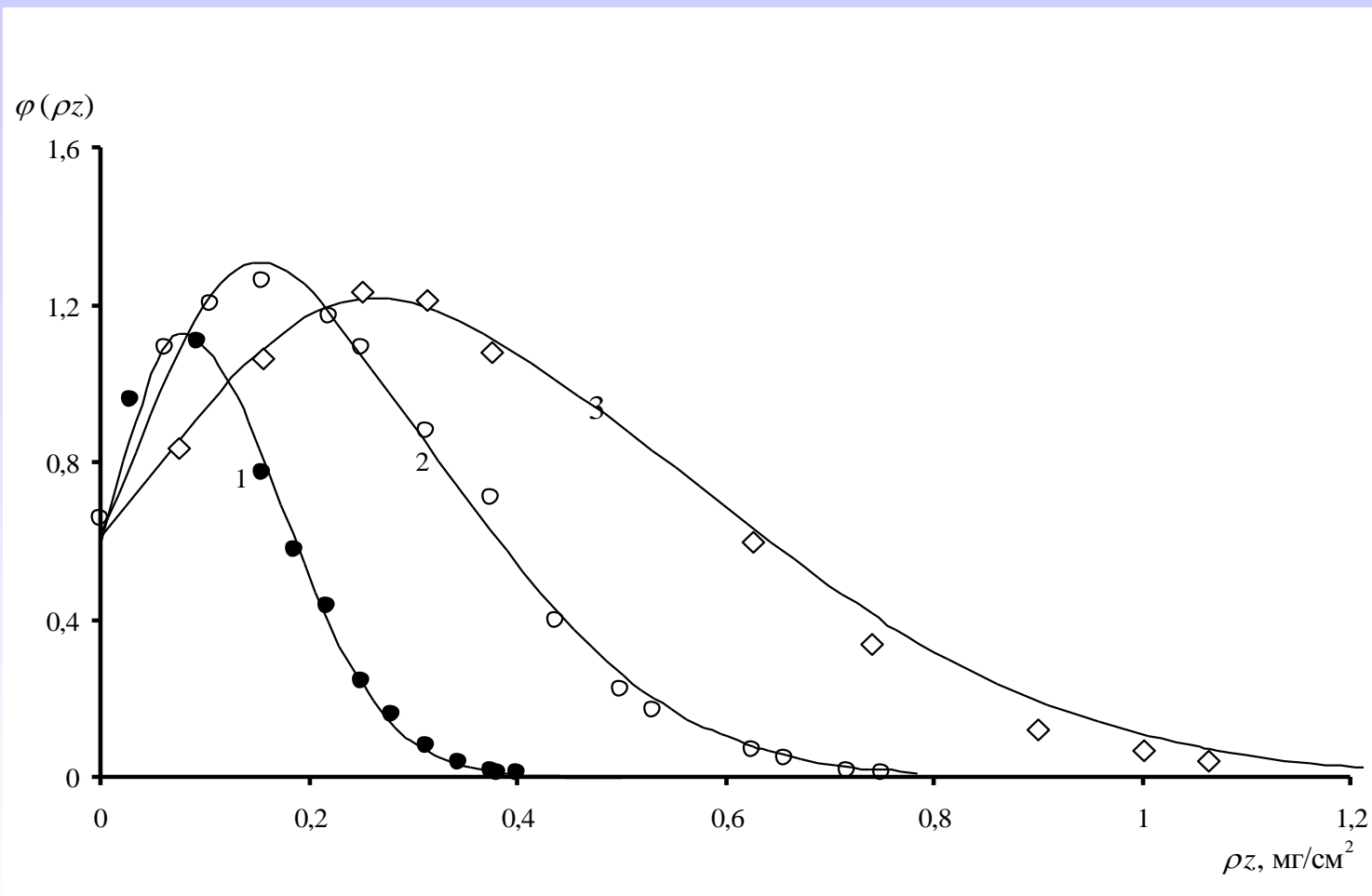


Рис.4. Рассчитанная Функция распределения интенсивности излучения линии по глубине для алюминия при нормальном падении пучка с энергиями: 1 – 10 кэВ, 2 – 15 кэВ и 3 – 20 кэВ. Экспериментальные данные работы Кастена-Энока.

Выводы

В результате проведенных исследований:

Получено аналитическое выражение для функции $\varphi(pz)$ – распределение по глубине, генерируемого пучком электронов характеристического рентгеновского излучения, учитывающее влияние неупругого рассеяния электронов пучка на распределение $\varphi(pz)$ в образцах с низким значением среднего атомного номера и пространственную симметрию протекания процесса многократного рассеяния относительно положения координаты максимума z_p распределения $\varphi_1(pz)$ поглощенных электронов пучка.

Проведено сопоставление модельных расчетов данной функции с экспериментальными данными, имеющиеся в научной литературе, которое показывает хорошее соответствие расчёта эксперименту.

Полученные результаты дают основание надеяться, что данная модель функции $\varphi(pz)$ будет востребована в практике рентгеновского микроанализа и повысит эффективность количественного описания информативных сигналов при исследовании различных материалов, проводимых с помощью хорошо сфокусированных электронных пучков.

Литература

1. Михеев Н.Н., Степович М.А. // Заводская лаборатория, 1996, №4, С. 20-25.
2. Mikheev N.N., Stepovich M.A.// Mater. Sci. Eng. B, 1995, Vol. 1-4, P. 11-16.
3. Михеев Н.Н., Петров В.И., Степович М.А. // Известия АН СССР. Серия физическая. 1991. Т. 55. №8. С.1474 – 1482
4. Михеев Н.Н., Степович М.А., Широкова Е.В. // Известия РАН. Серия физическая, 2010, том 74, № 7, с. 1043–1047
5. Михеев Н.Н., Степович М.А., Юдина С.Н. // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. 2009. №3. С. 53 – 57.
6. Casteaing R.,Henoc J. Optique des Rayons X et Microanalyse, eds.,Hermann, Paris, 1966, P.120.
7. Casteaing R., Descamps J. // J. Phys. Rad., 1955, Vol.16, P.304.