

05.3;11;12

КОЛИЧЕСТВЕННЫЙ ОЖЕ-АНАЛИЗ ПРИПОВЕРХНОСТНЫХ СТРУКТУР

© Н.И. Плюнин

С использованием модельных представлений выведены зависимости глубины зондирования и фактора обратного рассеяния электронов от профиля объемной концентрации атомов и получена уточненная формула для количественного Оже-анализа поперечно-неоднородных многокомпонентных приповерхностных структур.

В известной формуле для вычисления Оже-эмиссии из поперечно-неоднородной области твердого тела предполагается, что глубина зондирования D_i и фактор обратного рассеяния B_{wi} не зависят от $N_i(z)$ -распределения объемной концентрации i -го элемента по глубине z (см. [1] и обзор [2]):

$$I_i = \int_0^{\infty} I_0 \sigma_{wi}(E_0) P_{wi} B_{wi} N_i(z) \exp\left(-\frac{z}{D_i}\right) dz, \quad (1)$$

где I_i — интенсивность Оже-электронов i -го элемента с энергией E_i , I_0 — интенсивность первичных электронов с энергией E_0 , $\sigma_{wi}(E_0)$ — сечение ионизации внутреннего уровня wi с энергией E_{wi} первичными электронами и P_{wi} — вероятность Оже-перехода, вызванного деионизацией уровня wi .

Вместе с тем для поверхностных структур, содержащих слои с различной атомной плотностью и атомным весом, вышеуказанное предположение не верно. В этом случае в вышеприведенную формулу необходимо ввести вместо D_i и B_{wi} зависящие от z параметры: $D_i(z)$ и $B_{wi}(z)$.

Для вывода зависимости $D_i(z)$ в многокомпонентном образце с переменной плотностью по толщине рассмотрим модель затухания электронов, согласно которой общее затухание на глубине z , $F(z, \lambda)$ состоит из последовательного затухания на каждой из компонент интервала $0-z$, приведенных к стандартной плотности (рис. 1), и равно произведению этих затуханий

$$F(z, \lambda) = \prod_{j=1}^m \exp\left[-\frac{z_j^*}{\lambda^j(E)}\right], \quad (2)$$

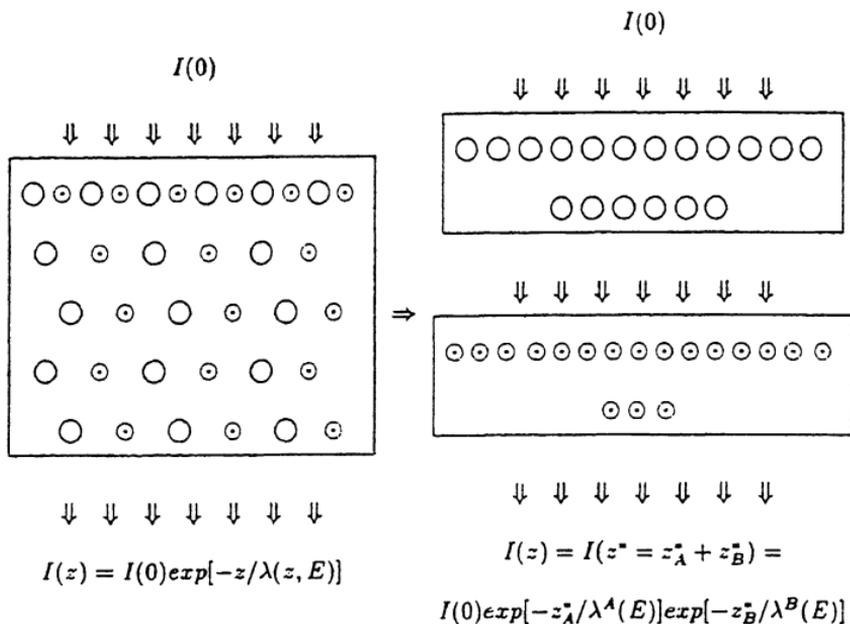


Рис. 1. Замена общего затухания последовательным затуханием на слоях атомов $A(\bigcirc)$ и $B(\odot)$ со стандартной плотностью и эффективной толщиной в случае бинарной системы $A-B$.

где $\lambda^j(E)$ — глубина затухания электронов в j -м элементе и z_j^* — эффективная толщина слоя j -го элемента в пределах интервала $0-z$ после приведения его плотности $N^j(\xi)$ к стандартной N_0^j согласно равенству $z_j^* N_0^j = \int_0^z N^j(\xi) d\xi$.

Из (2) с учетом последнего соотношения для z_j^* получим

$$F(z, \lambda) = \exp \left[\sum_{j=1}^m \frac{-1}{N_0^j \lambda^j(E)} \int_0^z N^j(\xi) d\xi \right] = \exp \left[\frac{-z}{\lambda(z, E)} \right]. \quad (3)$$

Откуда

$$\lambda(z, E) = z \left[\sum_{j=1}^m \frac{-1}{N_0^j \lambda^j(E)} \int_0^z N^j(\xi) d\xi \right]^{-1} \quad (4)$$

и

$$D_i(z) = \left\{ \left[\lambda(z, E_0) \cos \psi \right]^{-1} + \left[\lambda(z, E_i) \cos \theta \right]^{-1} \right\}^{-1}, \quad (5)$$

где ψ и θ соответственно углы наклона падающего первичного и выходящего вторичного электронных пучков по отношению к оси z .

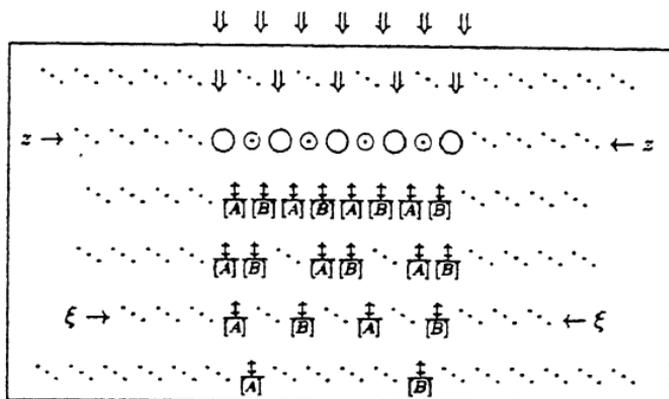


Рис. 2. Иллюстрация процесса генерации, обратного рассеяния и ионизации атомов на глубине z в случае бинарной системы $A(\bigcirc) - B(\bullet)$: кружками показаны ионизированные атомы на глубине z , стрелками вниз — поперечные электроны, стрелками вверх — обратнорассеянные электроны и в квадратных скобках — атомы, дающие вклад в обратное рассеяние.

Для вывода зависимости $B_{wi}(z)$ используем выражение для B из [3], которое можно записать в следующей форме:

$$B_{wi} = 1 + [\sigma_{wi}(E)]^{-1} \left[\cos \varphi \sec \phi \int_{E_{iw}}^{E_0} \sigma_{wi}(E) \frac{I_b(E)}{I_0} dE \right], \quad (6)$$

где $I_b(E)$ — распределение тока обратнорассеянных электронов по энергии, $\sigma_{wi}(E)$ — сечение ионизации внутреннего уровня wi электронами с энергией E и ϕ — средний угол обратного рассеяния.

Рассмотрим модель (см. рис. 2), согласно которой вклад в вызывающее ионизацию на глубине z обратное рассеяние $R(z, E) = I_b(z, E)/I_0$ в многокомпонентном поперечно-неоднородном образце, состоящем из m -типов элементов, пропорционален $N^j(\xi)$ и величинам затухания первичного $\exp\{-(\xi - z)/[\lambda(\xi - z, E_0) \cos \psi]\}$ и обратнорассеянного $\exp\{-(\xi - z)/[\lambda(\xi - z, E) \cos \phi]\}$ пучков в слое между ξ и z , где $\lambda(\xi - z, E)$ равна (4):

$$\lambda(\xi - z, E) = (\xi - z) \left[\sum_{j=1}^m \frac{-1}{N_0^j \lambda^j(E)} \int_z^\xi N^j(\eta) d\eta \right]^{-1}. \quad (7)$$

С учетом этого модель дает следующее соотношение для $R(z, E)$:

$$R(z, E) = \sum_{j=1}^m r^j(E) \int_z^{\infty} N^j(\xi) \exp \left[-\frac{\xi - z}{\lambda(\xi - z, E_0) \cos \psi} \right] \times \\ \times \exp \left[-\frac{\xi - z}{\lambda(\xi - z, E) \cos \phi} \right] d\xi, \quad (8)$$

где $r^j(E)$ — удельный коэффициент обратного рассеяния j -го элемента, отнесенный к числу атомов на единицу поверхности в пределах глубины рассеяния (определяется по стандартному образцу, см. ниже).

Для случая стандартного однородного ($N^j(\xi) = N_0^j = \text{const}$, $\lambda(\xi - z, E) = \lambda(E)$) образца j -го элемента выражение (8) при $z = 0$ принимает вид

$$R^j(E) = r^j(E) N_0^j \int_0^{\infty} \exp \left[-\frac{\xi}{\lambda(E_0) \cos \psi} \right] \exp \left[-\frac{\xi}{\lambda(E) \cos \phi} \right] d\xi = \\ = r^j N_0^j D_r^j(E), \quad (9)$$

где $D_r^j(E) = [(\lambda(E_0) \cos \psi)^{-1} + (\lambda(E) \cos \phi)^{-1}]^{-1}$ — глубина обратного рассеяния.

Таким образом, из (9) получаем: $r^j(E) = R^j(E) / N_0^j D_r^j(E)$. Данная величина легко вычисляется, если есть измеренное значение $R^j(E) = I_b^j(E) / I_0$ для стандартного образца j -го элемента.

Подставляя величину $r_j(E)$ в выражение (8) для $R(z, E)$ и подставляя $R(z, E)$ в (6) вместо $R(E) = I_b(E) / I_0$, получим следующее выражение для $B_{wi}(z)$:

$$B_{wi}(z) = 1 + [\sigma_{wi}(E_0)]^{-1} \left[\cos \psi \sec \phi \int_{E_{wi}}^{E_0} \left\{ \sum_{j=1}^m \frac{R^j(E)}{N_0^j D_r^j(E)} \times \right. \right. \\ \times \left. \int_z^{\infty} N^j(\xi) \exp \left[-\frac{\xi - z}{\lambda(\xi - z, E_0) \cos \psi} \right] \exp \left[-\frac{\xi - z}{\lambda(\xi - z, E) \cos \phi} \right] d\xi \right\} \times \\ \times \sigma_{wi}(E) dE \Big]. \quad (10)$$

Теперь, подставив в (1) $D_i(z)$ из (5) и $B_{wi}(z)$ из (11) (вместо D_i и B_{wi}), мы получим требуемую формулу для вычисления Оже-эмиссии из поперечно-неоднородных многокомпонентных приповерхностных структур. Использование выведенных формул в случае количественно Оже-анализа путем двух измерений Оже-эмиссии при двух глубинах зондирования позволяет определить состав таких приповерхностных структур и одновременно их толщины [4].

Список литературы

- [1] *Briggs D., Seah M.P.* // Practical Surface Analysis by Auger- and X-ray Photoelectron Spectroscopy. New York: Wiley, 1985. 400 p.
- [2] *Linsmeier Ch.* // Vacuum. 1994. V. 45. P. 673-689.
- [3] *Wang Q., Zhang Q.J., Hua Z.Y.* // Appl. Surf. Sci. 1985. V. 22/23. P. 160-167.
- [4] *Plusnin N.I.* // Proc. Jap.-Rus. Sem. Semic. Surf., Osaka, Nov. 13-17, 1995. Osaka: Inst. of Technol., 1995. P. 62-68.

Институт
автоматики и процессов
управления ДВО РАН
Владивосток

Поступило в Редакцию
6 марта 1996 г.
В окончательной редакции
7 августа 1996 г.