

RUTHERFORD-KÖZELÍTÉS AZ ELEKTRONOK SZÓRÁSÁNAK LEÍRÁSÁRA

Pozsgai Imre
Richter Gedeon R.T.

A *Fizikai Szemle* 2011/6 számában *Bencze Gyula Rutherford* tevékenységét méltatta abból az alkalomból, hogy Rutherford száz évvel ezelőtt fedezte fel az atommagot. E kimagasló tudós tevékenysége *Szalay Sándoron* keresztül közvetlenül és gyorsan hatott a magyarországi magfizikai kutatásokra. Ennek részleteire és Rutherford aktualitására *Berényi Dénes* világított rá a *Fizikai Szemle* ugyanennek a számában közölt második cikkben. Bár az első írásban meglepően sok Rutherford-tanítvány nevét olvashatjuk, a másodikban azt írja Berényi Dénes Szalay Sándorról: „Nem túlzunk,

akkor, ha azt állítjuk, hogy munkatársairól, együttműködő partnereiről nem sokkal rövidebb névsort lehetne összeállítani, mint Rutherford esetében.”

A debreceni fizikusképzésről már egyszer megemlékeztem a *Fizikai Szemlé*ben Berényi Dénes tevékenysége kapcsán [1], de most újra megteszem, mert mély nyomokat hagyott bennem és valamennyi évfolyamtársamban. Szalay Sándor radioaktivitást és atomfizikát oktatott nekünk fizikushallgatóknak a Debreceni Egyetem Kísérleti Fizikai Intézetében. Ezen túlmenően *Raics Péterrel* tudományos diákköri munkát is végeztem nála.

Az alább ismertetendő elektronszórás mérések [2–4] szolgáljanak annak bizonyítékául, hogy a debreceni oktatás mennyire befolyásolta gondolkodásmódomat a későbbi, külső körülmények ellenére is.

Az egyetem elvégzése után az MTA Műszaki Fizikai Kutatóintézetében kezdtem dolgozni. Ott a transzmissziós elektronmikroszkópot használhattam volna „rendeltetészerűen”, azaz képek előállítására, de engem sokkal jobban érdekelt az atomfizikai folyamatok, amelyekhez előképzettségemet Debrecenben szereztem meg. Így került látókörömbe az elektronszórás, elektronsugaras röntgen mikroanalízis és elektronenergia veszteségi analízis a transzmissziós elektronmikroszkópban, továbbá a mikro-röntgen fluoreszcens analízis a pásztázó elektronmikroszkópban. Bár vékony minták lokális tömegvastagságának meghatározásáról fogok írni, de ennek háttérében az elektronszórás rendszámfüggése, illetve a rendszámfüggés feszültségfüggése áll.

Lokális tömegvastagság meghatározás a transzmissziós elektronmikroszkópban

Azt a feladatot tűztem magam elé, hogy vákuumpárolgatott vékonyrétegek lokális tömegvastagságát (sűrűség és lineáris vastagság szorzata) határozzam meg a transzmissziós elektronmikroszkópban (TEM) a besugárzó elektronnyaláb vékony mintában fellépő abszorpciójának mérésével. Az exponenciális sugáryengülésre számos példát láttam az atomfizikában. De az irodalomban talált adatok alapján [5] a központi nyaláb intenzitásának közvetlen mérése Faraday-kalickával az elektronmikroszkóp képernyőjének síkjában számos kristályos rétegen (Sb, Ag, Au, Bi, Cu stb.) az exponenciálistól eltérő, anomális sugáryengülést mutatott. Az ok a minták kristályos szerkezete miatt fellépő Bragg-reflexiók, amelyek többszörös szórás révén erősen megváltoztatták a központi elektronnyaláb intenzitását.

Az elektronok szóródása nemcsak a minta vastagságától függ, hanem a szóró atomok rendszámától is. Ez utóbbiról csak annyit lehetett tudni, hogy 60 kV-nál kisebb gyorsító feszültségeknél és kis szórás szög tartomány ($\alpha < 4 \cdot 10^{-3}$ rad) esetén lineárisan függ a rendszámtól (Lenz-közelítés [6]), majd magasabb gyorsító feszültségeknél a rendszám kitevője $4/3$ (Moliere-közelítés [7]), végül nagy gyorsító feszültségeknél és nagy szórás szög tartományban a szóró atomok rendszámának négyzetével arányos Rutherford-közelítéssel írható le.

A kérdés az volt, hogy a rendelkezésemre álló maximális 100 kV-os gyorsító feszültségen érvényes-e a Rutherford-közelítés, vagy ha nem, akkor hogyan határozzam meg a kitevő pontos értékét. A maximális gyorsító feszültség használatát a kedvező leképezési lehetőségek tették szükségessé.

Egy tudományosan érdektelen, de gyakorlatilag fontos peremfeltétel az volt, hogy az elektronmikroszkópon csak olyan változtatásokat volt szabad végezni, amelyek rövid idő alatt helyreállíthatók voltak és a sok felhasznált mikroszkóp működését nem korlátozták.

A Columbo-filmekhez hasonlóan az elején „lelövöm a poént”: az első 100 kV-os transzmissziós elektronmikroszkóppal még nem, de a másodikkal, amelyen már 200 kV-os gyorsító feszültséget lehetett beállítani, elértem azt a pontot, amikor a Rutherford-közelítést alkalmazni lehetett. Ennél a pontnál az elektronoknak olyan nagy a kinetikus energiájuk, hogy az atommagot árnyékoló elektronburok átlátszóvá válik számukra, a mag hatása teljesen érvényre jut és a négyzetes rendszámfüggés jó közelítésnek bizonyul. Mint később látni fogjuk, ennek gyakorlati jelentősége abban áll, hogy a több anyagon végzendő rendszám-kalibrációt el lehet hagyni és a feladat egyetlen anyagon végzendő tömegvastagság-kalibrációra redukálódik.

A Bragg-reflexiók zavaró hatásának elkerülésére nem a központi nyaláb mérését választottam, hanem olyan nagy szög tartományban integráltam a transzmittált elektronintenzitást (I_r), amely már a Bragg-reflexiókat is tartalmazta. Ez az integrált intenzitás már exponenciális gyengülést mutatott a rétegvastagság függvényében. A fentiek összefoglalhatók a következő egyenletben [8]:

$$I_r = I_0 \exp\left(-k \rho t \frac{Z^x}{A}\right), \quad (1)$$

ahol I_r a mintán átmenő, nagy szög tartományban integrált elektronnyaláb intenzitása; I_0 a mintát besugárzó elektronnyaláb intenzitása; k arányossági tényező; ρ sűrűség; t lineáris mintavastagság; ρt tömegvastagság; Z rendszám; A atomsúly; x a rendszám ismeretlen kitevője.

Kísérleti rész

A kalibráló rétegeket vékony (10–20 nm) szénhátyára vittem fel volfrám szárlól vagy csónakból vákuumpárolgatással $5 \cdot 10^{-6}$ mbar nyomáson. A rétegek tömegvastagságát rezgőkvarcos vastagságmérővel monitoroztam. A vastagságokat Noran gyártmányú energiadiszperzív röntgenspektrométerrel is ellenőriztem és csak azokat a rétegeket használtam fel kontraszt mérésre, amelyekre a röntgenintenzitás lineáris függést mutatott a vastagsággal. Az elektronmikroszkópiában kontraszt alatt a

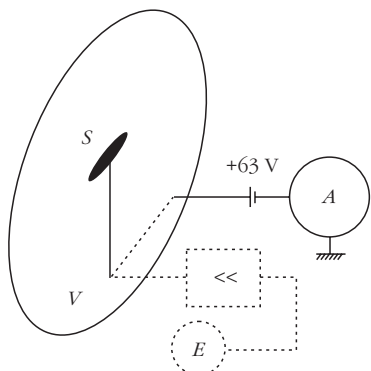
$$C = \log_{10}\left(\frac{I_0}{I_r}\right) \quad (2)$$

kifejezést értik.

A kontraszt méréshez a nagy szórás szöget úgy biztosítottam, hogy az objektív blendét visszahúztam a sugármenetből.

A minták tömegvastagsága és lineáris vastagsága között a következő összefüggés áll fenn:

$$\rho t \left[\frac{\mu\text{g}}{\text{cm}^2} \right] = 10 \rho \left[\frac{\text{g}}{\text{cm}^3} \right] t [\text{nm}].$$



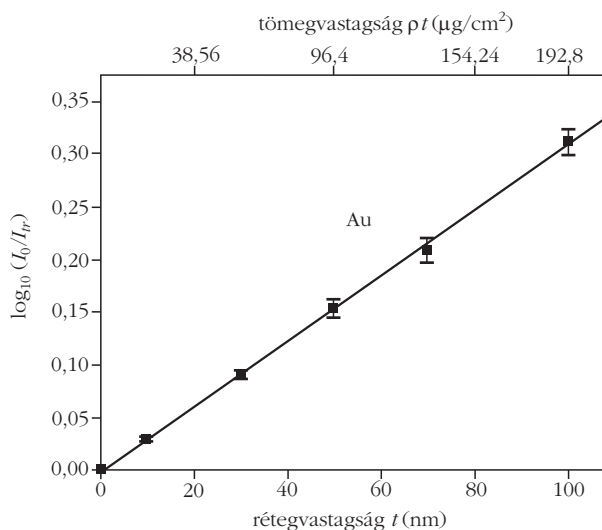
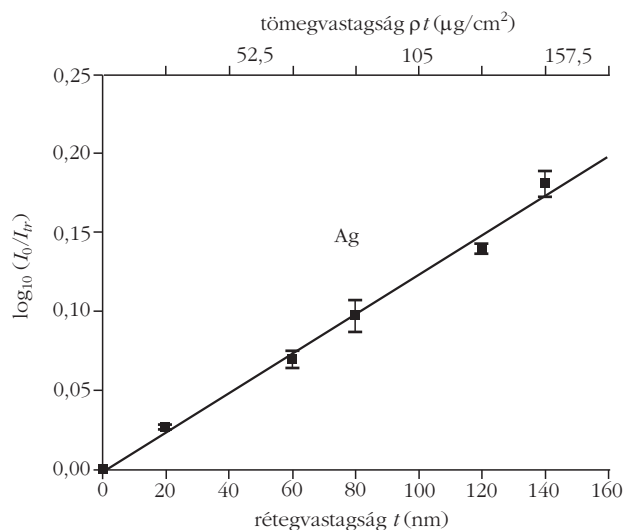
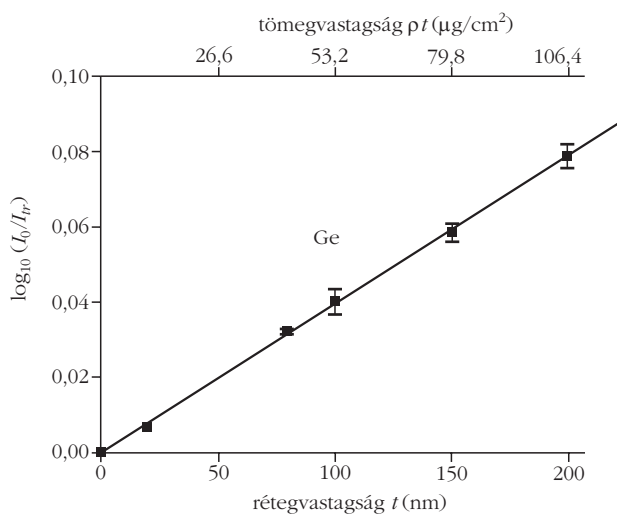
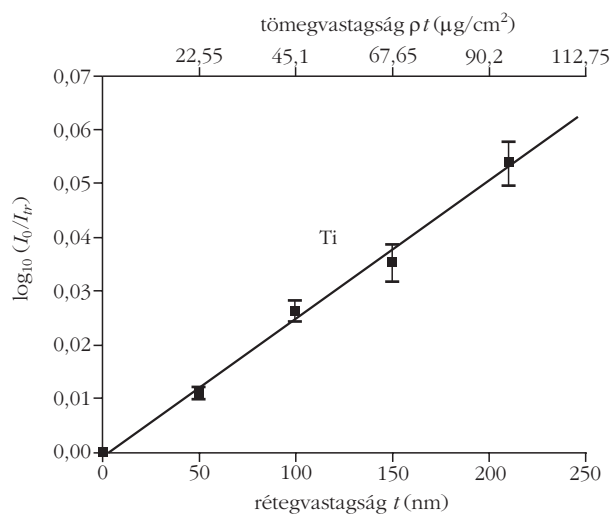
1. ábra. Mérési elrendezés a transzmittált elektronintenzitás mérésére Philips CM20 elektronmikroszkópban.

A rétegek közül a Ti, Ag és Au polikristályosak, a Ge amorf volt. A 100 kV-os JEOL 100U transzmissziós elektronmikroszkópon végzett méréseknél még Al, Fe, Sb és Bi is szerepelt a kalibráló minták sorában, de az ottani méréseredmények meggyőztek arról, hogy a 200 kV-os mikroszkópon végzett rendszámkalibrációhoz négy anyag is elegendő lesz.

A transzmittált elektronintenzitást nem lehetett olyan műszerrel mérni, amelyet széles szögterületben mozgatnak az integráláshoz, erre az elektronmikroszkóp nem ad lehetőséget. A JEOL 100U és a 200 kV-os Philips CM20 transzmissziós elektronmikroszkópok nagyon különböző megoldásokat kívántak meg az elektronáram szög szerinti integrálására. Ezek részletes ismertetése túlmegy e cikk keretein, viszont az idézett cikkekben megtalálható [2, 3]. Mindössze a 200 kV-os mikroszkópon alkalmazott megoldás sémáját mutatom az 1. ábrán.

Az ábrán S-sel jelzett kis ernyő eredetileg az automatikus expozíció céljait szolgálta, különösen olyan esetekben, amikor a V-vel jelzett nagy képernyőn az intenzitáseloszlás nagyon inhomogén, például diffrakciós képek felvételekor. Az eredeti konstrukciót az ábrán szaggatott vonal mutatja: a kis ernyőről lefolyó áram egy logaritmikus erősítőn keresztül a fénymérő (E) irányába folyt. Az eredeti csatlakozást elváltuk, BNC-csatlakozót szereltünk fel, és a kis ernyőt egy előfeszítő tápforráson keresztül Keithley 601C típusú elektrométerhez (A) kötöttük. A tápforrás +63 V-os

2. ábra. Az elektronmikroszkópos kontraszt függése a minta vastagságtól, illetve tömegvastagságtól Ti, Ge, Ag és Au rétegeken.



feszültsége arra szolgál, hogy a kis ernyőből kilépő szekunder elektronokat visszatartsa. A mérések befejezésével a kis képernyőnek a logaritmikus erősítővel és a fénymérővel való eredeti kapcsolatát BNC-csatlakozó segítségével állítottuk helyre.

A kontraszt lineáris vastagságtól vagy a tömegvastagságtól való mért függését a 2. ábra mutatja négy elemre. Meghatározva a 2. ábrán látható egyenesek S meredekségét

$$S_i = \frac{\log_{10}\left(\frac{I_0}{I_{tr}}\right)}{\rho t} = k_2 \frac{Z^x}{A}, \quad (3)$$

ahol $k_2 = k \log_{10} e = 0,43429 k$, a következő értékeket kaptam:

$$\begin{aligned} S &= 2,5 \cdot 10^{-4} \text{ Ti-ra}; & S &= 3,9 \cdot 10^{-4} \text{ Ge-ra}; \\ S &= 1,24 \cdot 10^{-3} \text{ Ag-re}; & S &= 3,11 \cdot 10^{-3} \text{ Au-ra}. \end{aligned}$$

A (3) egyenlet logaritmálásával kapjuk, hogy

$$\log_{10}\left(\frac{A \log_{10}\left(\frac{I_0}{I_{tr}}\right)}{\rho t}\right) = x \log_{10} Z + \log_{10} k_2. \quad (4)$$

A (4) egyenlet bal oldalát a $\log_{10} Z$ függvényében ábrázoltam (3. ábra), hogy a rendszám kitevőjét megkapjam.

A legkisebb négyzetek elve alapján történt illesztésből a következő numerikus értékekhez jutottam:

$$\log_{10}(A \text{tg} S_i) = 1,9599 \log_{10} Z - 4,2024. \quad (5)$$

A (4) és az (5) összehasonlításából következik, hogy a $k_2 = 6,3 \cdot 10^{-5}$, így $k = 1,44 \cdot 10^{-4}$. Ezért az (1) egyenlet a következő alakban írható fel:

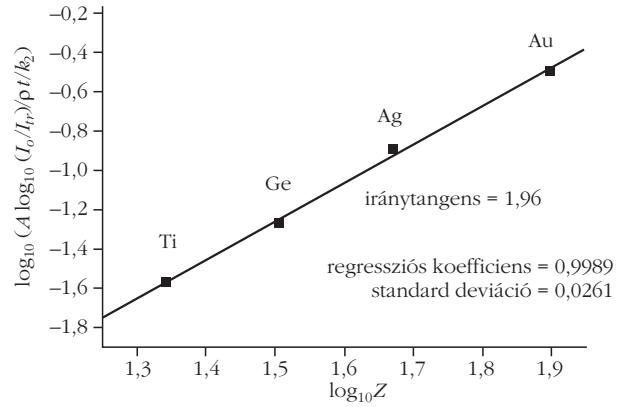
$$C = \log_{10}\left(\frac{I_0}{I_{tr}}\right) = \frac{1,44 \cdot 10^{-4} \rho t Z^{1,96}}{A}. \quad (6)$$

Általánosítás többkomponensű rétegekre

A (6) egyenlet csak egykomponensű rétegek vastagságának meghatározását teszi lehetővé, amelynek gyakorlati jelentősége viszonylag kicsi. Többkomponensű rétegek esetén a transzmittált elektronintenzitás függeni fog a vizsgált terep kémiai összetételétől is. Mint korábban megmutattam, a c_i koncentrációk segítségével a következő átlagolás végezhető el [2]:

$$\left(\frac{Z^x}{A}\right) = \sum_{i=1}^n \frac{c_i Z_i^x}{A_i}. \quad (7)$$

A (7) formula segítségével az egykomponensű rétegekre nyert (6) formula általánosítható többkomponensű rétegekre is:



3. ábra. A kontraszt rendszámfüggésének meghatározásához.

$$\rho t = \frac{\log_{10}\left(\frac{I_0}{I_{tr}}\right)}{1,44 \cdot 10^{-4} \sum_{i=1}^n \frac{c_i Z_i^{1,96}}{A_i}}. \quad (8)$$

A (8) formula szerint egy minta ρt tömegvastagsága meghatározható kontrasztmérés segítségével, amennyiben a vizsgált pont kémiai összetétele (c_i) ismert. Az esetleg ismeretlen kémiai összetétel meghatározható az elektronmikroszkóphoz csatolt röntgen- vagy elektron-spektrométer segítségével.

Tömegvastagság-mérés rendszám-kalibráció nélkül

A (8) formulában a rendszámnak 1,96-os kitevője kísérleti hibán belül megegyezik a Rutherford-közelítés 2-es exponensével. Ez lehetőséget ad arra, hogy egyszerűsítsük a tömegvastagság meghatározását a TEM-ben azáltal, hogy a kitevőt 2-nek választjuk a rendszámfüggésre a (6) egyenletben és a rendszám-kalibrációt elhagyjuk. Egyetlen arányossági tényezőt (k_2 a (3) egyenletben) kell csak meghatároznunk 4-5 ismert vastagságú rétegen. Tétélezzük fel, hogy az integrált transzmittált elektronintenzitást (I_{tr}) germánium rétegeken (vagy más közepes rendszámú elemeken, például Fe, Co, Ni, Cu, Zn) mérjük a 20–100 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ tömegvastagság tartományban.

$$\rho t = \frac{A \log_{10}\left(\frac{I_0}{I_{tr}}\right)}{k \log_{10}(e) Z^2} = \frac{A \log_{10}\left(\frac{I_0}{I_{tr}}\right)}{k_2 Z^2}$$

összefüggés miatt k_2 -re a következőket kapjuk:

$$k_2 = \frac{72,59 \log_{10}\left(\frac{I_0}{I_{tr}}\right)}{32^2 \rho t} = 7,088 \cdot 10^{-2} S_{\text{Ge}},$$

ahol

$$S_{\text{Ge}} = \left(\frac{\log_{10} \left(\frac{I_0}{I_{tr}} \right)}{\rho t} \right)_{\text{Ge}}$$

Így a (6)-nak megfelelő formula germánium rétegekkel való kalibráció esetén

$$\rho t = \frac{A \log_{10} \left(\frac{I_0}{I_{tr}} \right)}{7,088 \cdot 10^{-2} S_{\text{Ge}} Z^2} \quad (9)$$

alakot ölt egykomponensű rétegekre.

Többkomponensű rétegekre a (9) formula a következőképpen általánosítható:

$$\rho t = \frac{A \log_{10} \left(\frac{I_0}{I_{tr}} \right)}{7,088 \cdot 10^{-2} S_{\text{Ge}} \sum_{i=1}^n \frac{c_i Z_i^2}{A_i}}, \quad (10)$$

ahol c_i , Z_i és A_i a többkomponensű réteg komponenseinek koncentrációja, rendszáma, illetve atomsúlya.

A (9) formula helyességét ellenőriztem a 2. ábrán látható Ti, Ag és Au rétegek adatain. A $Z^{1,96}$ ((6) formula) és a Z^2 -tel számolt tömegvastagságok ((9) formula) különbsége Ti rétegekre 1,5%, Ag rétegekre 1,52% és Au rétegekre 3,5% volt.

Az rendszámfüggés feszültségfüggésének magyarázata

A (6) formula szerint az elektronszórás rendszámfüggésének kitevőjére 200 kV-os gyorsítófeszültségen kapott érték (1,96) nagyon közel áll a Rutherford-közelítés által adott 2 értékhez. Korábbi, 100 kV-os gyorsítófeszültségen végzett, más típusú mérésekben a szórás rendszámfüggésének kitevőjére 1,8-et kaptam [2]. Ez késztetett annak elemzésére, hogy mivel magyarázható a rendszám kitevőjének feszültségfüggése.

Induljunk ki az (1) alapegyenletből és hasonlítsuk össze a (11) egyenlettel, amely a jelenség egy másik oldalról való megközelítéséből adódik:

$$I_{tr} = I_0 \exp \left(-k \rho t \frac{Z^x}{A} \right), \quad (1)$$

$$I_{tr} = I_0 \exp(-N \sigma t) = I_0 \exp \left(-\frac{N_A \sigma \rho t}{A} \right), \quad (11)$$

ahol N az egységnyi térfogatban lévő atomok száma, N_A az Avogadro-szám, σ a teljes szórási hatáskeresztmetszet.

Az (1) és (11) összehasonlításából látható, hogy Z^x viselkedését a teljes szórási hatáskeresztmetszet, σ határozza meg. A teljes szórási hatáskeresztmetszet a

rugalmas (σ_e) és rugalmatlan (σ_i) szórási hatáskeresztmetszetek összegeként adódik:

$$\sigma = \sigma_e + \sigma_i.$$

Vizsgáljuk meg külön a rugalmas és a rugalmatlan tagot! A rugalmas szórás differenciális hatáskeresztmetszete [9]:

$$\frac{d\sigma_e}{d\Omega} \approx \frac{4 \gamma^2 Z^2}{a_0^2 k_0^4 (\theta^2 + \theta_0^2)^2},$$

ahol $\gamma = 1/\sqrt{1-v^2/c^2}$ relativisztikus korrekció, a_0 a Bohr-sugár, $k_0 = 2\pi/\lambda$ a hullámszámvektor, θ a szórási szög,

$$\theta_0 = \frac{1}{k_0 r_0} = \frac{\lambda}{2\pi r_0} = \frac{1,226}{2\pi r_0 (U\sqrt{1+0,9788 \cdot 10^{-6} U})}$$

árnyékolási tényező, r_0 az árnyékolási sugár és U a gyorsító feszültség.

A rugalmas szórási hatáskeresztmetszet a θ_0 árnyékolási tényezőn keresztül függ a gyorsító feszültségtől. Ha $\theta_0 = 0$, akkor elhanyagoljuk az elektronburoknak az atommagra gyakorolt árnyékoló hatását és (12)-ből a Rutherford-közelítéshez jutunk el, amelyben a szórás Z^2 -es függést mutat. A Rutherford-közelítés nagy θ szórási szögekre jobban teljesül, mert az árnyékolásért felelős θ_0 (12)-ben elhanyagolhatóvá válik.

Amikor a gyorsítófeszültség nem olyan nagy, hogy az árnyékolási tényező elhanyagolható lenne, akkor az árnyékolási sugár a Thomas–Fermi-modell szerint:

$$r_0 = a_0 Z^{-1/3} = 0,0529 Z^{-1/3} \text{ nm},$$

és (12)-ben a rugalmas szórási hatáskeresztmetszet $Z^{4/3}$ -os rendszámfüggést mutat (lásd a bevezetőben említett Moliere-közelítést). A k_0 hullámszámvektor fontos szerepet játszik az árnyékolásban, ezért σ_e függ az elektronok λ hullámhosszától, következésképpen a gyorsítófeszültségtől is.

A rugalmatlan szórás függését a gyorsítófeszültségtől hasonlóképpen mutathatjuk meg. A rugalmatlan szórás differenciális hatáskeresztmetszete [10]:

$$\frac{d\sigma_i}{d\Omega} = \frac{4 \gamma^2 Z}{a_0^2 q^4} \left\{ 1 - \frac{1}{[1 + (q r_0)^2]^2} \right\}. \quad (13)$$

Itt $\gamma = 1/\sqrt{1-v^2/c^2}$ relativisztikus korrekció, q a szórásvektor, $q^2 \approx k_0^2 (\theta^2 + \theta_0^2)$.

A (13) egyenlet közvetlenül is tartalmazza az r_0 árnyékolási sugarat és implicite a k_0 hullámszámvektort, ahogy a (12) egyenlet is. Így semmi kétség nincs afelől, hogy a σ_i rugalmatlan szórási hatáskeresztmetszet is függ a gyorsító feszültségtől. A diszkussziót azzal kezdtem, hogy a Z^x viselkedését a σ határozza meg, így a σ feszültségfüggésének bizonyításával azt bizonyítottam (amit kísérletileg is kaptam), hogy az

elektronszórás rendszámfüggésének x kitevője függ a gyorsítófeszültségtől.

Röviden és szemléletesen úgy összegezhethetjük a fenti magyarázatot, hogy egyre növekvő gyorsítófeszültségnél egyre kevésbé árnyékolják le az atommagokat saját elektronjaik.

A tömegvastagság ismeretének hasznosítása az elektronsugaras röntgen mikroanalízisben

A vékonyrétegek elektronsugaras röntgen mikroanalízisében nagy jelentősége van a tömegvastagság ismeretének, ugyanis a vékony mintákban elektronbesugárzással kiváltott röntgensugárzás intenzitása ($I_{ng,i}$) lineárisan függ a minta tömegvastagságától. Egy n -komponensű mintára:

$$I_{ng,i} = k_i c_i \rho D f_i, \quad i = 1, \dots, n,$$

ahol k_i arányossági tényező, amely ismert vastagságú, egykomponensű rétegek segítségével meghatározható, c_i az i -edik elem koncentrációja, ρ a minta sűrűsége, D a minta lineáris vastagsága, ρD a minta tömegvastagsága, f_i korrekciós tényező, amely a röntgensugárzás mintában való abszorpcióját és fluoreszcenciáját veszi figyelembe, értéke vékony rétegekre 1.

Egy n -komponensű mintánkra n darab egyenletünk van, de az ismeretlenek száma $n+1$ (a minta tömegvastagsága ρt az $(n+1)$ -edik ismeretlen). Ha nem ismerjük a tömegvastagságot, akkor a koncentrációk 100%-ra való normálására kényszerülünk, ami sok pontatlanságot okozhat kis koncentrációjú komponenseknél a nem mért vagy pontatlanul mérhető könnyű elemek miatt. Végül soron az együttes röntgenmérés és elektronintenzitás-mérés azt eredményezi, hogy az ismeretlenek és a rendelkezésre álló

egyenletek száma megegyezik. A koncentrációk összegének 100%-tól való eltérése jól használható a mérések pontosságának jellemzésére, továbbá felhívhatja a figyelmet a vékonyréteg kritériumtól való eltérésre ($f_i \neq 1$) és szükség esetén a röntgensugárzás mintában történt abszorpciójának a korrekciójára.

Összefoglalás

Összefoglalva elmondhatjuk, hogy 200 kV-on vagy ennél nagyobb gyorsítófeszültségeken az elektronok szórására teljesül a Rutherford-közelítés, azaz a Z^2 -es rendszámfüggés. Ezt a tényt jól lehet hasznosítani a transzmissziós elektronmikroszkópban végrehajtott tömegvastagság-mérésben és kvantitatív elektronsugaras mikroanalízisben.

Irodalom:

1. Pozsgai I.: Szupravezető röntgendetektorok. *Fizikai Szemle* 56/4 (2006) 109.
2. I. Pozsgai, Á. Barna: Wavelength-dispersive microanalysis in the transmission electron microscope. *Scanning Electron Microscopy* 2 (1983) 585–601, SEM Inc. AMF O'Hare (Chicago) IL 60666, USA
3. I. Pozsgai: Thickness determination by measuring electron transmission in the TEM at 200 kV. *Ultramicroscopy* 68 (1997) 69–75.
4. I. Pozsgai: Mass thickness determination and microanalysis of thin films in the TEM – revisited. *Ultramicroscopy* 107 (2007) 191–195.
5. L. Reimer: Zur Elektronenabsorption dünner Metallaufdampfschichten im Elektronenmikroskop. *Zeitschrift für Angewandte Physik* (1957) 34–38.
6. F. Lenz: Zur Steung mittelschneller Elektronen in kleinste Winkel. *Zeitschrift für Naturforschung* (1954) A9, 185.
7. G. Moliere: Theorie der Steung schneller geladener Teilchen. *Zeitschrift für Naturforschung* (1949) A2, 133.
8. E. Ruska, *Zeitschrift für Naturforschung* (1938) 402.
9. R. F. Egerton: *Electron Energy-Loss Spectroscopy in the Electron Microscope*. Plenum Press, New York and London, 1986. p. 291
10. L. Reimer: *Transmission Electron Microscopy*. Springer Series in Optical Sciences, Springer-Verlag, Berlin, 1984. p. 146