



**Eötvös Loránd Tudományegyetem
Informatikai Kar, Savaria Műszaki Intézet**



TUDOMÁNYOS DIÁKKÖRI DOLGOZAT

***Az újrakristályosodási folyamatok
numerikus elemzése wavelet
transzformáció alkalmazásával***

Szerző: **Kovács Bence**
Duális gépészmérnöki szak, BSc II. évf.

Témavezető(k): **Bátorfi János György**, egyetemi tanársegéd
Prof. Dr. Sidor Jurij DSc., egyetemi tanár

Szombathely, 2024

NYILATKOZAT

Nyilatkozat az önálló munkáról

Alulírott, *Kovács Bence* (EALOCZ), az Eötvös Loránd Tudományegyetem hallgatója, büntetőjogi és fegyelmi felelősségem tudatában kijelentem és saját kezű aláírással igazolom, hogy ezt a TDK dolgozatot meg nem engedett segítség nélkül, saját magam készítettem, és TDK dolgozatomban csak a megadott forrásokat használtam fel. Minden olyan részt, melyet szó szerint vagy azonos értelemben, de átfogalmazva más forrásból átvettem, egyértelműen, a hatályos előírásoknak megfelelően, a forrás megadásával megjelöltem. Ennek a TDK dolgozatnak önálló, eredeti szerzője vagyok, ez az önálló szellemi alkotás jogtisztaság szempontjából megfelel az „Eötvös Loránd Tudományegyetem Szervezeti és Működési Szabályzata, II. kötet, Hallgatói Követelményrendszer. Módosításokkal egybeszerkesztett változat [2017. szeptember 1.]” c. szabályzat 74/A–74/C. §-aiban foglalt rendelkezéseknek.

Szombathely, 2024. december 1.

Kovács Bence

Tartalomjegyzék

1. Absztrakt	5
2. Hengerlés és újrakristályosodás	6
2.1. Johnson–Mehl–Avrami–Kolmogorov (JMAK) elmélet	7
3. Bevezetés a Coifman waveletekbe	10
4. Coifman wavelet transzformáció alkalmazása	12
5. Átalunk végzet kísérletre való alkalmazása	15
6. Következtetések	20
7. További teendő	20
8. Összefoglalás	21

1. Absztrakt

Az alumínium hengerlése során jelentős mechanikai alakváltozás következik be, amely nemcsak fizikai hatásokkal jár, hanem fizikai-kémiai folyamatokat is befolyásol, például az újrakristályosodás folyamatát.

Az újrakristályosodás egy hőmérsékletfüggő átalakulási jelenség, amely során a deformált szemcseszerkezet helyreáll és új kristályos szerkezet alakul ki. E folyamat mértéke és dinamikája numerikus módszerekkel követhető nyomon.

A TDK dolgozatomban az újrakristályosodás folyamatainak vizsgálatára és a hozzá kapcsolódó fizikai rendszerek közelítésére matematikai módszereket alkalmazunk. Különös figyelmet fordítottunk az újrakristályosodást leíró görbék elemzésére, melyeket wavelet transzformációs technikákkal vizsgálunk.

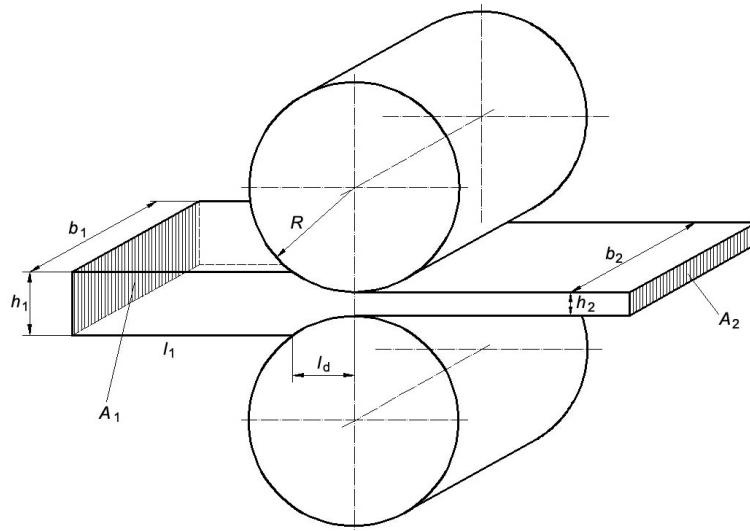
A wavelet transzformáció széles körben használt matematikai eszközök a különböző tudományterületeken, így a fizikai rendszerek modellezésében is. A wavelet transzformáció – különösen az ortogonális Coifmann waveletek – különösen hasznos, mivel lehetővé teszik a jelek részletes vizsgálatát mind az idő-, mind a frekvenciatartományban. A Coifmann waveletek kiemelkedő tulajdonságai, mint például a szimmetria és az energiatartalom megőrzése, alkalmassá teszik őket az újrakristályosodási folyamatok numerikus elemzésére és a fizikai rendszerek pontos modellezésére.

2. Hengerlés és újrakristályosodás

A vizsgált ötvözet Al-1050, egy kereskedelmi forgalomban kapható tiszta ötvözet, $\sim 0,3$ tömegszázalék Fe-tartalommal. A választott ötvözet kémiai összetétele minimális oldott anyag-tartalmat tartalmaz, ami az egyik legalapvetőbb Al-rendszerré teszi, és így ideális az elemi vizsgálatokhoz [1].

A hengerlés egy olyan folyamat amely két henger közé befogja a munkadarabot és áthalad rajta. Hengerlés során az anyag képlékeny alakváltozást szenved el, a lemez magassági, hosszúsági és szélességi méretei megváltoznak. Továbbá megváltozik a hengerelt anyag szerkezete és így a tulajdonságai is. A hengerlés során főként a lemez hosszúsága és vastagsága paraméterei változik meg, a szélesség változása elhanyagolható [2].

A hengerlési folyamat egy sematikus ábrán (1. ábra) a következő ábra mutatja:



1. ábra. Hengerlés sematikus ábrája [3]

Egy alumínium (Al-1050) lemezt hőkezeltünk, hogy minél kevesebb legyen benne a diszlokáció sűrűsége. Ezt követően szobahőmérsékleten ($25\text{ }^{\circ}\text{C}$) hengereltük. A folyamat lineáris hibák számának növekedését okozza az alumínium lemezen, pontosabban diszlokációk jönnek létre. A hengerlés után hőkezelve az alumínium darabot, felgyorsul az anyag helyreállása, azaz újrakristályosodik az anyag. Mi ezt az újrakristályosodást mértük, majd számításokat végeztünk [1]. Ebben a publikációban összegezve van a jól ismert Johnson–Mehl–Avrami–Kolmogorov (JMAK) modell és további elméletekből származott összefüggések. Ezen képletek segítségével a TDK dolgozatomban ki fogok térni arra, hogy a hengerlés során bevitt energia hatására milyen mértékben történik meg az újrakristályosodás az alumínium lemezben.

2.1. Johnson–Mehl–Avrami–Kolmogorov (JMAK) elmélet

Az újrakristályosítás folyamata átalakítja a fém deformáció során megnövelt energia szintű szerkezetét egy alacsonyabb energiaszintű szerkezetbe. A hidegmegmunkálás során az energia a diszlokációk számának növekedése miatt jelentősen megemelkedett [1]. Az újrakristályosodás folyamatát több fizikai jellemző is befolyásolja, például a megmunkálás, a környezet, és a hőkezelés ideje.

Az újrakristályosodás kinetikáját a következő ismert JMAK egyenlet írja le:

$$X_V = 1 - e^{-Bt^n}, \quad (1)$$

ahol X_V a mikroszerkezet újrakristályosodott része, t a lágyítási idő, n az Avrami-exponens és B egy állandó [1].

Ebben a dolgozatban főleg a X_V függvény analizálására fektetjük a hangsúlyt.

B állandó meghatározható a következő összefüggés alapján lehetséges:

$$B = \frac{fNG_v^3}{4} \quad (2)$$

A (2) egyenletben N az új szemcsék csíráképződési gyakorisága, G_v az újrakristályosodási szemcsék növekedési rátája, f a szemcsék alakjához kapcsolódó alakú tényező, amelyet $\frac{4\pi}{3}$ ad meg [1].

A csíráképződés forrásától függetlenül, a deformált mátrixban másodpercenként, térfogategységenként keletkező csírák száma (N) a következőképpen becsülhető:

$$N = N_0 \cdot e \cdot \exp\left(-\frac{\gamma_g b^2}{k_B T}\right) \quad (3)$$

A (3) egyenletben N_0 egy modellparaméter, e egyenértékű alakváltozás, γ_g a szemcsehatárok felületi energiája, b a Burgers-vektor, k_B Boltzmann-állandó és T a lágyítási hőmérséklet.

A növekedés folyamata a nagy szögű szemcsehatárok mozgási sebességével függ össze, amely a növekedési sebességgel G_v egyenértékű, és a következőképpen fejezhető ki [1]:

$$G_v = M_{GB} E_D, \quad (4)$$

ahol M_{GB} a nagy szögű szemcsehatárok mobilitása, E_D pedig az aktiválási energia.

Az alakváltozás során az anyag plasztikus deformáción megy keresztül, amely megváltoztatja a szemcsék méretét, alakját és kristályrajzi orientációját. Ezzel együtt a deformáció nagyszámú lineáris hibát idéz elő az anyagban. A mikroszkopikus változásokon túl a deformációs folyamat során felhalmozott energia egy része az anyagban rekedt marad E_D diszlokációk formájában [1]:

$$E_D = \alpha \rho G b^2 \quad (5)$$

Az (5) egyenletben α egy állandó, ρ a diszlokációk sűrűsége, G pedig a csúsztató rugalmassági modulusz. Itt elmondható, hogy az aktiválási energia főként csak az anyagra jellemző elsődleges jellemzőihez van köze, azaz ezek befolyásolják ezt az energiát. A diszlokációk sűrűségét a deformált anyagban a következőképpen közelíthetjük [1]:

$$\rho(e) = \frac{2C_1}{C_4} - \left(\frac{2C_1}{C_4} - \rho_0 \right) \left(1 + \frac{C_4 e}{2} \right) \exp(-C_4 e) \quad (6)$$

Ez az összefüggés csak 0,88-as egyenértékű alakváltozással (e) hidegen hengerelt, majd 562°C -on lágyított anyagra igaz. ρ_0 a feszültségmentes anyag diszlokációsűrűsége (10^{10} m^{-2} alumínium esetében), míg C_1 és C_4 a modell paraméterei (alumínium esetében: $C_1 = 2,33 \cdot 10^{14} \text{ m}^{-2}$ és $C_4 = 1,15$)

Mi esetünkben ez az érték: $\rho = 1,834 \cdot 10^{14} \text{ m}^{-2}$.

A nagy szögű szemcsehatárok M_{GB} mozgékonyasága nagy mértékben változik az ötvöző tartalommal és azok koncentrációjától függően. Az M_{GB} az átkristályosodási textúrák kialakulására is határozott hatással van. Tehát a textúra befolyásolja a nagy szögű szemcsehatárok mozgékonyaságát. Ennek a paraméternek a számszerűsítése kísérleti úton történik. Általában a következőképpen fejezhető ki [1]:

$$M_{GB} = M_0 \exp \left(-\frac{Q_G}{k_B T} \right) \quad (7)$$

ahol M_0 egy anyagállandó, Q_G pedig a nagy szögű szemcsehatárok vándorlásához szükséges aktiválási energia.

Az (1) összefüggést vizsgáljuk numerikusan, hiszen arra vagyunk kíváncsiak, hogy az újrakristályosodás milyen mértékben változik, ha a hőmérsékletet, a hengerlés mértékét változtatjuk. Ehhez a fentebb említett összefüggésekben szükségünk van bizonyos állandók kiszámítására, vagy korábbi kísérleti úton történt elméletek alapján meghatározására.

Numerikus úton történő elemzéshez szükségünk van arra, hogy megértsük, a görbe jellegét. Továbbá, hogy a paraméterek változtatásával ez a jelleg hogyan fog megváltozni.

Szükségünk van ehhez a Fourier analízis eszközére. Ezen detektálásához, viszont sajnos megjelennek hibák, úgynevezett zajok, amiket kénytelenek leszünk szűrni, hiszen az újrakristályosodás szemszögéből nem ad információt.

3. Bevezetés a Coifman waveletekbe

A wavelet-ek az egyik legfiatalabb része a jelfeldolgozásnak. A módszer Különböző tudományterületeken fejlődött és formálódott. A harmonikus jelfeldolgozók idő-frekvencia alapú matematikai eszközöket fejlesztettek ki. A módszer felhasználói például az villamosmérnökök, a programozással foglalkozók, vagy a kvantumfizikusok, akik koherens állapotokat próbáltak megérteni a wavelet-ek segítségével. A különböző tudományterületeken nem voltak tisztában egymás elért eredményeivel egészen az 1980-as évek végéig, amikor ezen ötletek szintézise megtörtént, és a szintézis eredményét ma "wavelet elmélet" néven ismerünk. A wavelet nem egy varázslatos transzformáció, amely minden problémát megold, hanem egy matematikai értelemben vett bázisokból álló könyvtár, amely számos olyan helyen alkalmazható, ahol a hagyományos eszközök, mint például a Fourier-analízis, nem annyira hatékonyak. Sok olyan probléma is létezik, amelyet egyik ismert eszközzel sem lehet optimálisan kezelni; ezért újakat kell kidolgozni. A Coifman-waveletek, amelyeket Ronald Coifman matematikusról és kutatóról neveztek el, a jelfeldolgozásban és adatfeldolgozásban használt egyik ilyen matematikai eszköz; a wavelet-típusú eszközök közé tartozik. Ezek a wavelet-ek az ortogonális wavelet-ek szélesebb családjába tartoznak, amelyek matematikai függvények jelek elemzésére és megjelenítésére szolgálnak [4].

A wavelet-ek különösen hasznosak, mivel lehetőséget adnak a jelek különböző skálákon való ábrázolására, így képesek kiemelni mind a helyi, mind a globális jellemzőket. Az a képességük, hogy a jeleket több felbontásban is képesek ábrázolni, különösen alkalmassá teszi a waveleteket olyan feladatokra, mint a zajszűrés vagy időfüggő jellemzők kinyerésére, illetve numerikus integrálási megoldásokra [5].

A többfelbontású (idő, frekvencia, tér) analízis, az ortogonalitás és a véges numerikus követelményein túl a wavelet-momentumok eltűnésének előírása is értékesnek bizonyult. Coifman arra hívta fel a figyelmet, hogy a skálázófüggvények momentumainak nullára állítása is bizonyos előnyökkel járhat. Ingrid Daubechies létrehozta a „coiflet” rendszert úgy, hogy a skálázófüggvények és wavelet momentumok egyenlő számú nullára állítását javasolta [6, 7, 8]. A szükséges nullára állított momentumok száma plusz egy a coiflet rendszer fokát jelenti. A Coifman-waveleteket specifikus matematikai tulajdonságaik jellemzik, miközben ortogonálisak maradnak.

A matematikai tulajdonságaik mellett a Coifman-waveleteket úgy tervezték, hogy kedvező számítási tulajdonságokkal is rendelkezzenek. Ez azt jelenti, hogy a Coifman-waveletek segítségével végzett wavelet-transzformációk számítására szolgáló algoritmusok hatékonyan megvalósíthatók, lehetővé téve a gyakorlati alkalmazásokat különböző területeken. Munkám során egy ilyen kedvező számítási tulajdonságokkal rendelkező szoftvert, az IgorPro-t használtunk.

Az, hogy egy waveletnek N eltűnő momentumai (vanishing moments) vannak, azt jelenti, hogy a wavelet transzformáció képes kioltani az $N - 1$ vagy annál alacsonyabb fokszámú polinomat. Ez a tulajdonság jelentős a különböző jelfeldolgozási feladatokban, mint például a zajszűrés és az adatkompresszió [9].

Ahhoz, hogy megértsük, mit jelent a „2 eltűnő momentum”, bontsuk ezt le részletekre:

Eltűnő Momentumok: Az „eltűnő momentumok” kifejezés arra utal, hogy a wavelet képes arra, hogy bizonyos számú momentuma nulla legyen. Matematikailag egy wavelet ψ akkor rendelkezik N eltűnő momentummal, ha $\int_{-\infty}^{\infty} t^k \psi(t) dt = 0$, for $k = 0, 1, \dots, N - 1$.

Ez azt jelenti, hogy a wavelet ortogonális az $N - 1$ fokig terjedő polinomokra.

Eltűnő Momentumok: Ha egy waveletnek 2 eltűnő momentuma van, akkor az azt jelenti, hogy a wavelet ortogonális a konstans (0 fok) és a lineáris (1 fok) függvényekre. Az első eltűnő momentum ($k=0$) azt jelenti, hogy a wavelet átlaga nulla, a második eltűnő momentum ($k=1$) pedig arra utal, hogy a wavelet ortogonális az adatok lineáris trendjeire.

A 2 eltűnő momentum gyakorlati jelentősége jelentős a jelfeldolgozásban. Ez azt jelenti, hogy a wavelet hatékonyan képes ábrázolni az első fokig terjedő polinom trendeket tartalmazó jeleket azáltal, hogy ezeket a trendeket hatékonyan eltávolítja vagy figyelmen kívül hagyja, és így az adatok magasabb rendű jellemzőire összpontosít. Ez a tulajdonság különösen hasznos az olyan waveletek esetében, amelyek szingularitások, élek vagy gyors változások kimutatására és megjelenítésére alkalmasak egy jelben vagy képen, miközben kevésbé érzékenyek a lassú, lineáris változásokra [10].

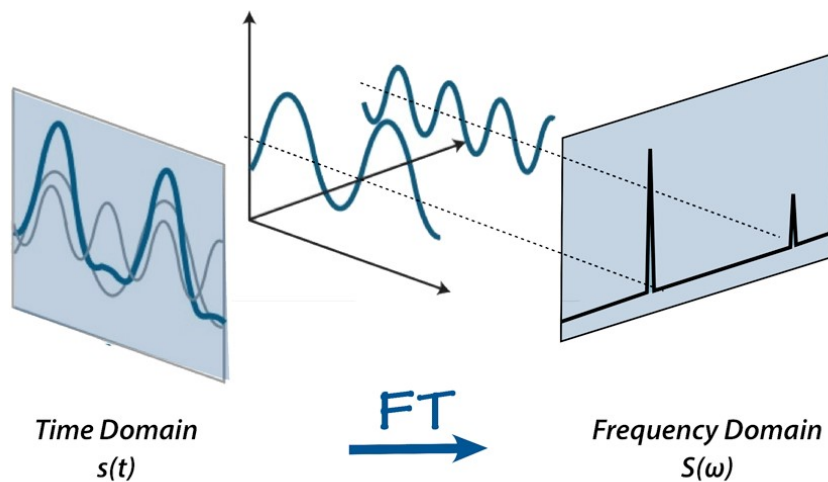
Lényegében a „2 eltűnő momentum” specifikációja azt jelzi, hogy a wavelet képes részletesebb jellemzőket rögzíteni az adatokban, kizárva a konstans vagy lineáris komponensek hatását. Ez kiváló választássá teszi azokat az alkalmazásokat, amelyek finom részletelemzést vagy magas szintű adatkompressziót igényelnek anélkül, hogy jelentős információt veszítenének el.

4. Coifman wavelet transzformáció alkalmazása

Tehát a feldolgozott görbében megjelent első és nullad fokú trendet részgörbéit levetíti a 0 tengelyre, ezáltal egy szűrést végez el a görbén, így a számunkra jelentősebb másod- és magasabb rendű trendekre, részekre tudunk összpontosítani, hiszen csak ezek jelennek meg kiugrás szinten. Azaz a kapott transzformált görbe így a megjelent ugrásokat tekinthetjük jelként, és nem zaj formájában jelenik meg.

Úgy jelenik ez meg a gyakorlatban, hogy ezáltal megkeresi az első nagyobb ugrást a feldarabolt tartományok között és ortogonálisan levonja azokat a részeket amik az alatt lévő trendekként jelenik meg első és nullad fokú polinom részeként.

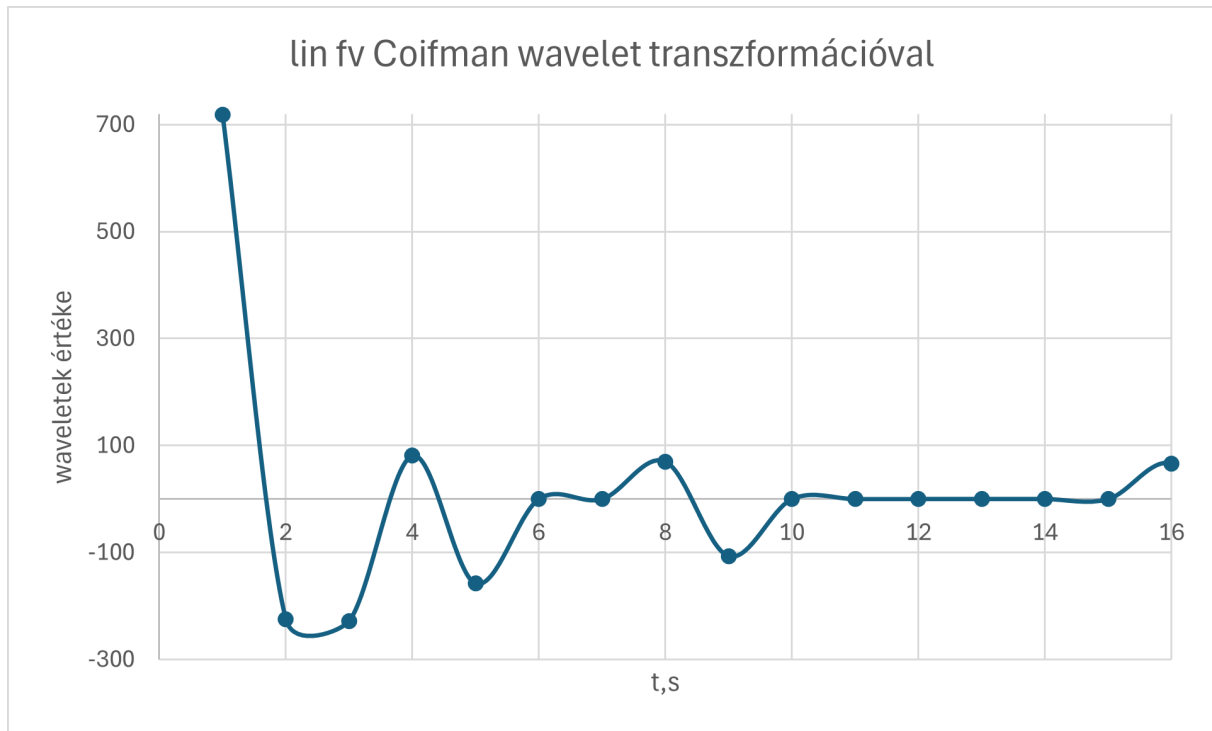
A jel feldolgozása érdekében az eredeti görbét Fourier analízis módszer használatával detektálható, hiszen bármely harmonikus görbét képes szinuszos és koszinuszos részfüggvények összegeire szedni. Az n -ed rendű Coifman wavelet transzformáció ezen részek ortogonális vetítése után vonja le az $(n-1)$ edrendű polinomokat. Ezek a polinom tartományok eltűnő momentumként rendezhető. A folyamat a 2. ábrán látható.



2. ábra. Fourier transzformáció működési elve [11]

Először mutassuk meg egyszerű lineáris és másodfokú görbe jelleg esetén a wavelet transzformációt. A megmutatásához, és dokumentálásához szükségünk volt egy programra, ami jelen esetben az Igor PRO 9, mint az előző fejezetben is taglaltuk. A szoftver ingyenes és képes a függvényeket csupán az értékek megadásával numerikusan közelíteni és kirajzolni a függvényt. Emellett ha nem rendelkezünk kellő információval, akkor interpolálni is tudjuk a függvényt a meglévő értékek alapján. Ugyanakkor képes Fourier transzformációt is végrehajtani, továbbá diszkrét (azaz véges) wavelet transzformációt is megadni. Mi az utóbbira fogjuk használni.

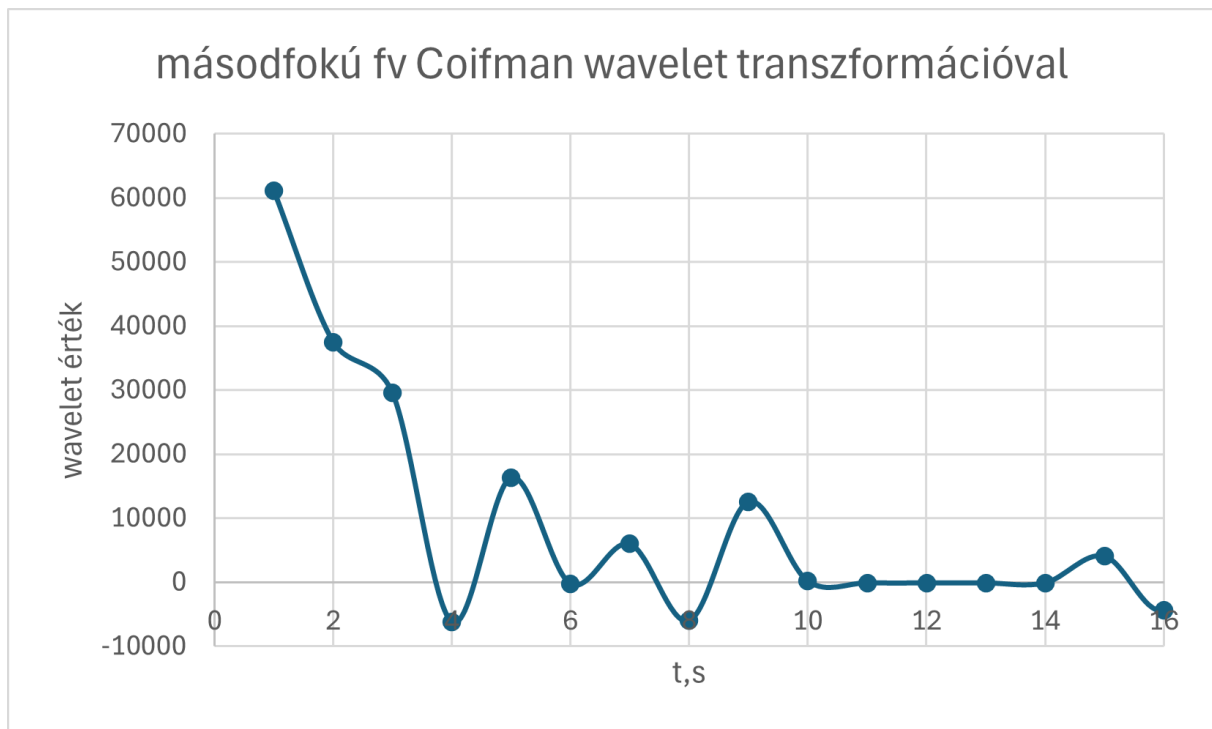
A 3. ábrán az $f(x) = x$ elsőfokú függvényre mutatjuk meg a wavelet transzformáció hogyan alakítja át a görbét:



3. ábra. lineáris függvényre alkalmazva a Coifman wavelet transzformáció

Láthatjuk, hogy egy egyszerűbb lineáris jellegű görbéből is egy hullám jellegű görbét generált. Ennek oka a Fourier analízisből ered, ugyanis a linearitást is sinusz és koszinusz görbék sokaságából hozta létre. A Coifman majd ezen alkotóelemekből nullázta az első és nulladrendű polinom trendeket. Az is sejthető, hogy ezen részeket kettő hatvány skálán bontja fel, így a jelek elkülönülnek egymástól.

A 4. ábrán látható, hogyan módosul ez a görbe egy másodfokú függvény szempontjából $f(x) = x^2$. Amit várunk, hogy szintén felbontja a jeleket kettőhatványként.



4. ábra. másodfokú függvényre alkalmazva a Coifman wavelet transzformáció

Láthatjuk hogy ebben az esetben y irányban jóval nagyobb ugrások jelentek meg a lineáris esethez képest. Tehát a függvény jellege nagyban befolyásolja ezek átalakított görbe jellegét. Tehát az eredeti függvény meredeksége, és a függvény jellege nagyban befolyásolhatja a generált függvény görbénket.

5. Általunk végzet kísérletre való alkalmazása

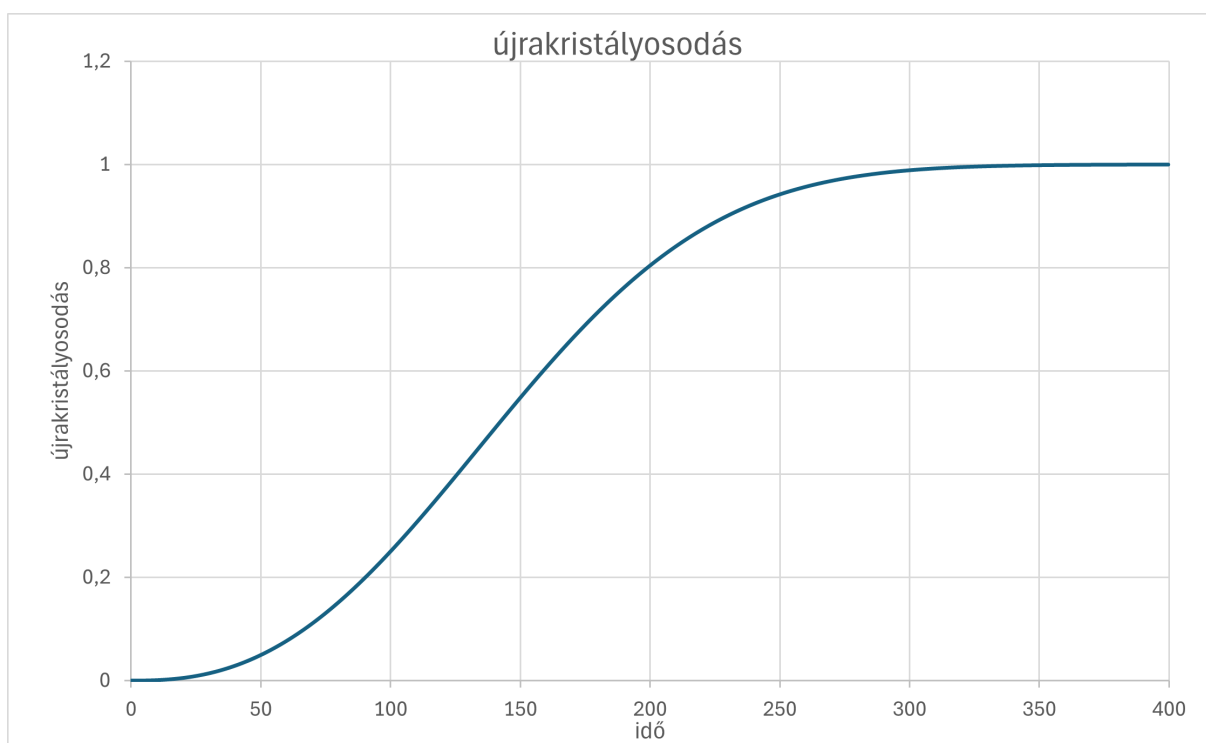
Most, hogy láttuk két egyszerűbb esetre a Coifman wavelet transzformáció jellegét alkalmazzuk az (1) egyenletre. Ehhez a 2. fejezetben taglalt elméleteket fogjuk használni.

A méréseket több hőmérsékleten és alakváltozással végeztük el. Az elvégzett hőmérsékletek rendre: 350 °C, 400 °C és 450 °C.

Az vizsgált alakváltozások pedig 36%, 46% és 55%.

Az idő minden esetben másodpercben értendő.

Az 5. ábrán megmutatjuk, hogy 400 °C-on és 36% alakváltozásnál az (1) egyenlet görbéje a következőként néz ki:



5. ábra. X_V görbe jellege

A görbét 0,9999-es újrakristályosodásig néztük azaz 99,99% os újrakristályosodási rátáig.

Ezen esetben meghatároztuk az inkubációs időt, hiszen kíváncsiak voltunk, hogy a későbbi függvényvizsgálat ad-e információt az újrakristályosodás beindulásának idejéről.

Ahhoz azonban, hogy életképes magképződés történjen, a lágyítási időnek meg kell haladnia az inkubációs időt, és a részszemcséknek a kritikusnál nagyobb sugárral kell rendelkezniük. Az inkubációs időt Δt a következő összefüggés alapján határozható meg [1]:

$$\Delta t = \frac{2\gamma_g}{M_{GB}E_D^2\chi_{max}} - \frac{r_0}{M_{GB}E_D} \quad (8)$$

Esetünkben: $\chi_{max} = 2,5$; $r_0 = 0,25 \mu m$

Még meg kell határoznunk γ_g . Ehhez szükségünk van a Read- Schockley elméletre [1]:

$$\gamma_g = \gamma_0 \theta (A - \ln \theta) \quad (9)$$

Ahol szintén nem tudjuk γ_0 és az A-t. A hivatkozott forrásban szereplő elmélettel ez is meghatározható:

$$\gamma_0 = \frac{Gb}{4\pi(1-\nu)}, \quad (10)$$

és

$$A = 1 + \ln \left(\frac{b}{2\pi r_{core}} \right), \quad (11)$$

ahol b a Burgers-vektor (alumínium esetén $b = 0,2863 \text{ nm}$), G a csúsztató rugalmassági modulus (Al esetében $G = 26,5 \text{ GPa}$), r_{core} a diszlokációs mag sugara, amely az a hossz, amely kielégíti az $r_{core} = \frac{3}{4}b$ összefüggést (jelen esetben $r_{core} = 2.15 \times 10^{-10} \text{ m}$), ν a Poisson-tényező ($\nu = 0,35$ az Al esetében) és θ a szemcsehatár elorientáltsági szöge ($\theta = 15^\circ$). Így $\gamma_g = 0,192 \text{ Jm}^{-2}$ -t kapunk [1].

Szükségünk van még az alakváltozás valódi leírt alakváltozásra kapott numerikus értékre is.

A valódi alakváltozás megkapható a következőképp:

$$e_{val} = |\ln(1 - \varepsilon)|, \quad (12)$$

ahol ε az alakváltozás mértéke, e_{val} pedig a tényleges alakváltozás (valódi)

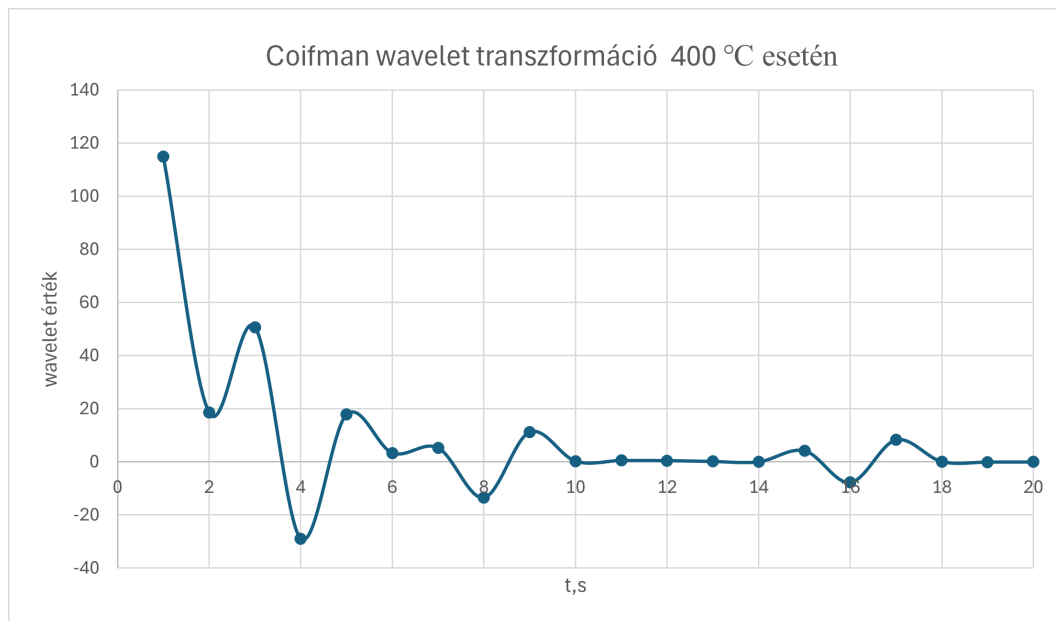
Az egyenértékű alakváltozás meghatározása a következő módon történik:

$$e = e_{val} \frac{2}{\sqrt{3}} \quad (13)$$

A három vizsgált deformációra alkalmazva a következőket adja: $e_{36} = 0,5153$ $e_{46} = 0,7115$ $e_{55} = 0,9220$

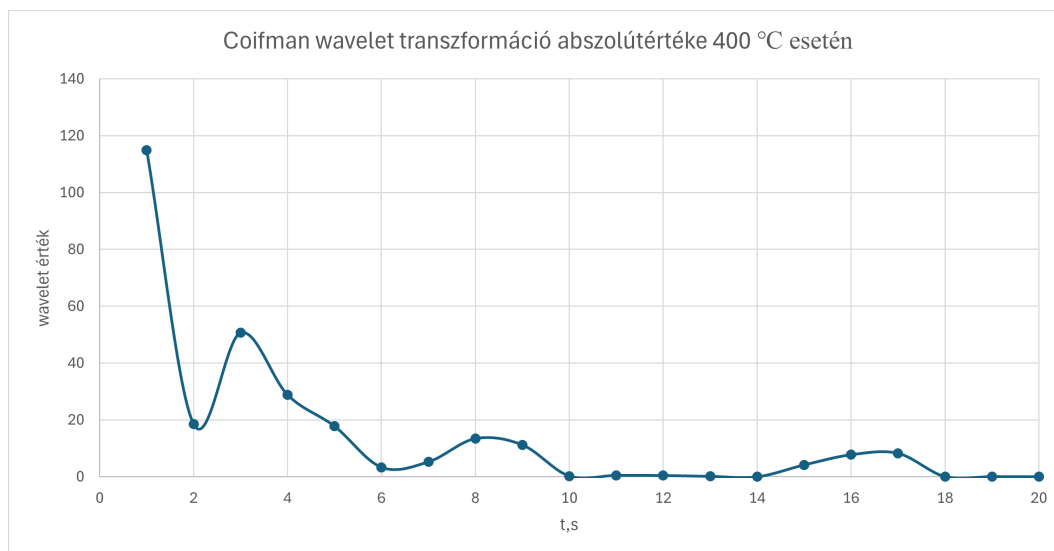
Mi esetünkben a saját adatainkra átkalkulálva inkubációs időre a következőt kaptuk: $\Delta t = 0,688s$.

Tehát gyakorlatilag az újrakristályosodás azonnal elindul. Erre fogjuk kalkulálni a következőket. Most az 5. ábrán szereplő görbére alkalmazzuk a Coifman wavelet transzformációt így a következő görbét kapjuk (6. ábra):



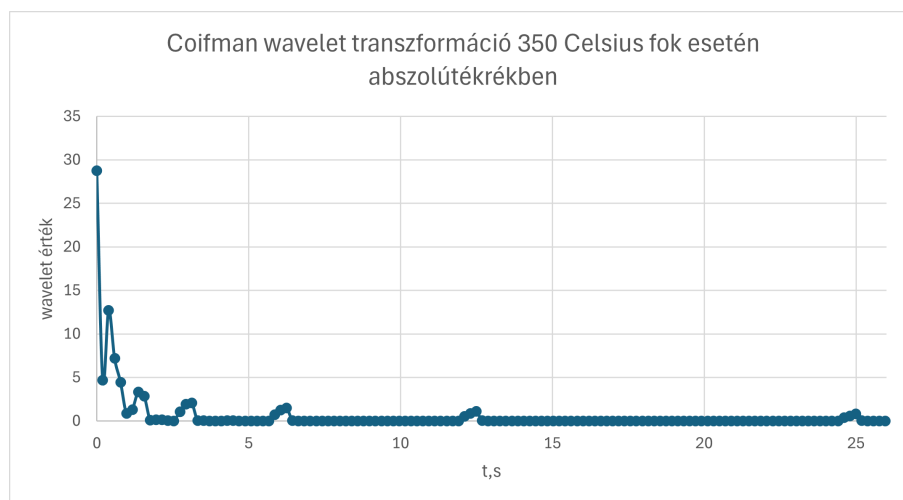
6. ábra. X_V görbe Coifman wavelet transzformáció után 400 °C hőmérséklet esetén

a 6. ábrán az (1) egyenletre 0,9999 értékre azaz 99,99%-os újrakristályosodásnál az időt 2^{15} egységre normalizáltuk. Azaz az értékeket ennyi egységre osztottuk fel. Ahhoz, hogy energia értéként számszerűsített adatot kaphassunk egy integrál közelítést végzünk a görbén. A közelítést úgy végezzük el, hogy a kapott értékeknek vesszük az abszolút értékét. Így minden pontra az értékek mértékét adjuk össze, ezáltal a kapott értékünk: $SZUM = 333,35$



7. ábra. Coifman wavelet transzformáció által vizsgált X_V görbe abszolút értékben 400 °C esetén

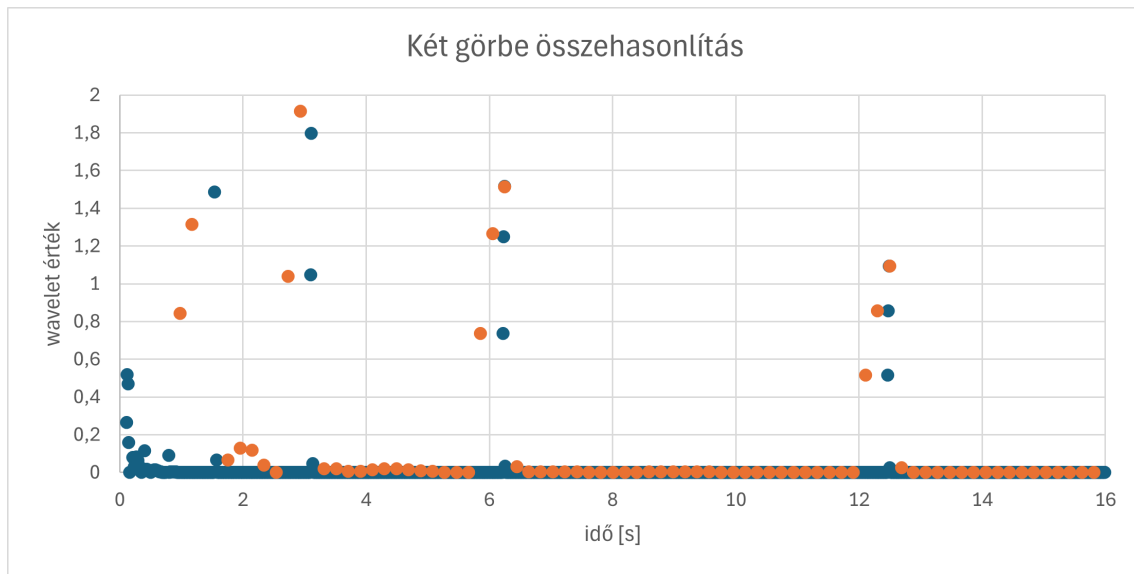
Láthatjuk a 7. ábrán, hogy a jelek elkülönülnek egymástól szintén kettő hatvány részben. Itt a felbontás már nagyobb, kérdés, hogy ez vajon befolyásolja a kapott körbe jellegét? A kérdés megválaszolása érdekében legeneráltuk és megvizsgáltuk a 350 °C esetére is, ugyanis itt már az inkubációs idő hosszabb lesz és X_V görbe értékei is megváltoznak majd. A görbét ugyanúgy 99,99%-os újrakristályosodási rátáig interpoláltuk az idő szerint. Az időt 2048 egységre normalizáltuk, hogy lássuk van-e eltérés a felbontásban. Így transzformáció eredményeként kapott görbe a függvény esetén:



8. ábra. Coifman wavelet transzformáció által vizsgált X_V görbe abszolútértékben 350 °C esetben

A 8. ábrán láthatjuk, hogy az energia szint már nem ugrik meg annyira ebben az esetben, azaz a jelek értékei kisebbek lesznek. Ez nem meglepő ugyanis sokkal lassabb a folyamat már $50\text{ }^{\circ}\text{C}$ különbség hatására is, tehát a tárolt energia (E_D leépülése sem lesz olyan jelentős. Viszont itt még nem látjuk, hogy az idő felbontásában van-e befolyásoló tényezője.

Emiatt illesszünk be egy olyan diagramot (9. ábra) amin mindkét görbe megjelenik. A könnyebb átláthatóság érdekében a diagram álljon ponthalmazból.



9. ábra. Coifman wavelet transzformáció által vizsgált X_V görbe abszolútértékben összehasonlítás. Sárga színnel a $350\text{ }^{\circ}\text{C}$ eset kék pedig a $400\text{ }^{\circ}\text{C}$ esetet jelöltük

Sárga színnel jelöltük a $350\text{ }^{\circ}\text{C}$ eset 2048 felbontásnál, a kék pedig a $400\text{ }^{\circ}\text{C}$ esetet jelöli 2^{14} es felbontásba. Láthatjuk, hogy csak bizonyos pontokat tart meg a görbe jellegéből, és minimális eltolódásokat tapasztalhatunk.

Arra vezethető vissza, hogy a Coifman wavelet transzformáció érzékeny a felbontásra, azaz numerikus hibákat okoz a rendszer eredményeinek detektálásában. Sárga pontból picit több pontot tapasztalhatunk, mint a kék esetén. Ez csak a vizuális megjelenítésben látszik, hiszen máshogy bontottuk fel a deformációs energia változásának folyamatát, az eltolódás numerikus hibára utalhat.

6. Következtetések

A JMAK elmélet megfelelően alkalmazható az általunk vizsgált, szennyezőktől mentes Al darab hengerlése utáni újrakristályosodási folyamat leírására és számszerű vizsgálatára. Látható, hogy a különböző külső nem az anyagra jellemző paraméterek megváltoztatásával, befolyásolható a darab újrakristályosodásának sebessége.

Szereztünk információt arról is, hogy a különböző alakváltozások alapján az inkubációs idő eltolódik, de gyakorlatilag a folyamat szempontjából annyit jelent, hogy a hengerlés utáni újrakristályosodás milyen (elhanyagolható) késedelemmel indul meg.

A Coifman wavelet transzformáció elkapja az első csíráképződés jelét és ezt kettőhatvány lépésben idő szerint felbontja. Itt megjegyezhető, hogy ez a csíráképződés a folyamat elején nagyobb számban történik meg, ezért tapasztalhatunk a folyamat elején nagyobb hullámokat, mint a folyamat későbbi szakaszaiban. Tehát ha a Coifman wavelet transzformációba hasonló jellegű görbét adunk, akkor közel azonos mintájú ortogonális transzponált görbét eredményez. Tehát a transzformáció csak az értékekkel dolgozik és azt normalizálja az x tengely mentén, ami baj mert így nem adhat információt az inkubációs időről, csak arról, hogy milyen mértékben szabadult fel a csíráképződés a folyamat során.

Ezen görbe információt ad, hogy eltüntette a Fourier transzformáció után a zajt, így a görbe gyakorlatilag a csíráképződések megjelenésére és azok energiájára adott információt. Láthattuk viszont, hogy a felső következtetések azért állnak helyt, mert amikor az integrálközelítő összegként megadtuk a "SZUM" értékét. A többi vizsgálat azt is megmutatta, hogy minden esetben ekörüli értéket kapunk az integrálok tekintetében, sajnos jelentős numerikus hibákat tartalmazva.

7. További teendő

A mérést nagyobb finomsággal is el kell majd végeznünk, hogy a Coifman transzformáció numerikus hibáit elkerüljük, ezzel pontosíthatva a mérésünk eredményét.

Továbbiakban újabb numerikus vizsgálatokra lesz szükségünk. El kell végezzük a kapott görbékben a dekonvolúciós numerikus megközelítéseket, felbontásokat. Azaz normáeloszlású görbékkel fogjuk felbontani a jelek adott tartományait.

Nyitott kérdés még, hogy a normalizált transzformált görbénk, milyen információt ad energia felszabadulás terén! Ugyanis nem tudjuk hogy az energia relaxáció milyen mértékben szabadul fel az anyagban. Összetevői lehetnek csíráképződési energia, illetve szemcse növekedési energia is.

8. Összefoglalás

A szennyezőktől mentes Al lemezt hengerlés előtt hőkezeltük, hogy a diszlokációk, kristálytani hibák sűrűsége a lehető legkevesebb legyen, majd hideghengerléssel deformáltuk az anyagot, azaz szobahőmérsékleten történt a deformáció. Majd deformáció után ismét ismét hőkezeltük az anyagot.

A TDK dolgozatban taglaltuk a JMAK elméletet. Számunkra legjelentősebb az (1) egyenlet volt, hiszen az írja le az újrakristályosodás mértékét a tiszta Al lemeznek. Ezt mérési úton határoztuk meg és megvizsgáltuk a darabot rendre 36%, 46% és 55% vastagság csökkenéssel hengereltük, majd rendre 350 °C, 400 °C, 450 °C-on hőkezeltük különböző időtartamig. Az alakváltozásokból a valódi alakváltozást is meghatároztuk $e_{36} = 0,5153$ $e_{46} = 0,7115$ $e_{55} = 0,9220$.

Az inkubációs időt kiszámoltuk a (7) egyenlet alapján ez az érték: $\Delta t = 0,688$ s. Az időt az újrakristályosodás során 99,99%-os szintig bontottuk fel normalizálva.

Láthattuk, hogy a Fourier analízis megfelelő a jelek feldolgozásában, de esetünkben több zaj jelent meg, emiatt a szűrést Coifman wavelet transzformációval végeztük. Érintettük, hogy az (1) egyenlet jellege miatt a transzformáció közel azonos eredményeket adott minden esetben. Ezt arra követtettük, hogy a transzformáció csak az értékek ismeretében normalizálja az időt az x tengely mentén, így amikor más finomsággal osztottuk fel a görbét, megjelentek numerikus hibák. Arra viszont megfelelő volt, hogy a csíráképződés változó energiáját leírjuk, ez az y tengelyen megjelenő eltérésként jelenik meg.

Hivatkozások

- [1] Purnima Chakravarty, János György Bátorfi, Jurij J. Sidor, Investigation of Recrystallization Kinetics in 1050 Al Alloy by Experimental Evidence and Modeling Approach
- [2] Bátorfi János György, Sidor Jurij alumínium lemez asszimetrikus hengerlése közben felépő deformációjának vizsgálata
- [3] hu.wikipedia.org/wiki/F%C3%A1jl:Hengerles01.jpg
- [4] Khalil Ahmad, Abdullah Wavelet packets and Their Statistical Applications. P.V. Subrahmanyam ed. Springer 2018. doi.org/10.1007/978-981-13-0268-8
- [5] Bachir Dehda, A new approach to numerical integration based on Coifman wavelets, Journal of Applied Mathematics and Computational Mechanics, 18(3),31-44. 2019. DOI: 10.17512/jamcm.2019.3.03
- [6] I. Daubechies, Ten Lectures on Wavelets. Philadelphia, PA: Soc. Indus. Applied Math., 1992.
- [7] G. Beylkin, R. R. Coifman, and V. Rokhlin, Fast wavelet transforms and numerical algorithms I, Commun. Pure Appl. Math., vol. 44, pp. 141–183, 1991.
- [8] I. Daubechies, Orthonormal bases of compactly supported wavelets II, Variations on a theme, SIAM J. Math. Anal., vol. 24, no. 2, pp. 499–519, Mar. 1993.
- [9] Zhuhan Jiang, Xiling Guo, A note on the extension of a family of biorthogonal Coifman wavelet systems, The ANZIAM Journal, 46(1), 2004, 111 - 120. DOI:https://doi.org/10.1017/S1446181100013717
- [10] Guangwen Pan, M. V. Toupikov and B. K. Gilbert, On the use of Coifman intervallic wavelets in the method of moments for fast construction of wavelet sparsified matrices, in IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 47(7), 1189-1200, 1999, doi:10.1109/8.785751
- [11] mriquestions.com/uploads/3/4/5/7/34572113/3311485.gif