

# A tégelyfal érdességének hatása a lamináris/turbulens áramlási átmenetre forgó mágneses mező által kevert Ga75In25-ötvözet esetében

ROÓSZ ANDRÁS<sup>1,2,\*</sup>, RÓNAFÖLDI ARNOLD<sup>1,2</sup>, SVÉDA MÁRIA<sup>1,2</sup>, VERES ZSOLT<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Miskolci Egyetem Fémtechnológiai, Képlékenyalakítási és Nanotechnológia Intézet

<sup>2</sup>HUN-REN – Miskolci Egyetem Anyagtudományi Kutatócsoport

\*E-mail: femroosz@uni-miskolc.hu

*Másodközlés – Eredeti közlemény:*

## Effect of crucible wall roughness on the laminar/turbulent flow transition of the Ga75In25 alloy stirred by a rotating magnetic field

Scientific Reports 12 (2022) 18592

<https://doi.org/10.1038/s41598-022-21898-7>

A forgó mágneses mező (RMF) kritikus mágneses indukciós ( $B_{cr}$ ) értékeinek ismerete, amelyek estében az RMF által keltett olvadék áramlás lamináris marad (a kritikus Reynolds-szám  $Re^* > 2300$ ) vagy teljesen turbulensre vált ( $Re^* > 4000$ ), elengedhetetlen a különböző kristályosítási folyamatok tanulmányozásánál. Egy korábbi tanulmányban [28] megmutattuk, hogy  $B_{cr}$  értékei függenek a tégely sugarától ( $R$ ) és a mágneses mező frekvenciájától ( $f$ ). Ebben a tanulmányban a falérdesség ( $WR$ )  $B_{cr}$  értékére gyakorolt hatását vizsgáltuk. Tíz különböző érdességű tégely felhasználásával meghatároztuk a körfrekvenciát ( $\omega$ ) és a Reynolds-számot ( $Re$ ) a mágneses indukció ( $B$ ) és a frekvencia ( $f$ ) függvényében két különböző mérési módszerrel (nyomáskompenzációs módszer, PCM; magasságmérési módszer, HMM). A kísérleteket szobahőmérsékleten végeztük, ezért a kísérletekhez a Ga75wt%In25wt%-ötvözetet választottuk. A mért és számított eredmények alapján egyszerű összefüggést határoztunk meg a  $B_{cr}$  és  $Re^*$ ,  $f$ ,  $R$  és  $WR$  között, ahol a  $K_1$ ,  $K_2$ ,  $K_3$  és  $K_4$  állandók az olvadék és a tégelyfal anyagának fizikai tulajdonságaitól függték:

$$B_{cr}(Re^*, f, R, WR) = \frac{Re^*}{R^2} (K_1 f^{-K_2} + K_3 f^{-K_4} WR).$$

**Kulcsszavak:** mágneses mezők, keverés, Reynolds-szám, Ga75In25-ötvözet, falérdesség, körfrekvencia

### 1. Bevezetés

A kristályosodott minta mikroszerkezete jelentősen függ az olvadékarámlástól, amely a kristályosodás során alakul ki. Az olvadékarámlás oka lehet az olvadék különböző részei közötti sűrűségkülönbség (gravitációs áramlás a koncentráció és/vagy a hőmérséklet-különbség miatt) vagy mágneses indukcióval történő keverés (kényszerolvadék-áramlás). A mágneses indukciós keverést széles körben használják különböző típusú ötvözetek és félvezetők kristályosítása, például acélok folyamatos öntésére során [1–3]. Mind a forgó mágneses mező (*Rotation Magnetic Field*, RMF), mind a vándorló mágneses mező (*Traveling Magnetic Field*, TMF) megvalósítható, de mivel az RMF berendezés egyszerűbb, ez a leggyakrabban használt technológia.

Az elmúlt két évtizedben számos szimulációt dolgoztak ki a kényszerolvadék áramlásának a mikroszerkezetre gyakorolt hatásának a számítására [18–27]. A szimuláció ellenőrzésének az egyik leggyakoribb módszere néhány egyirányú hőelvonással való kristályosítási kísérlet elvégzése alacsony olvadáspontú ötvözetekkel (legtöbbször alumínium-ötvözetekkel), ismert kristályosodási paraméterekkel, (hőmérsékleti gradiens, szilárd/folyadék frontsebesség, mágneses indukció és frekvencia), RMF-fel és a számított értékek összehasonlítása a szimulálttal.

Ezeknek a szimulációknak az egyik legproblematisabb része az olvadékarámlás számított körfrekvenciájának (amely nem egyezik meg az RMF körfrekvenciájával) az ellenőrzése.

A mágneses mező által indukált olvadékáramlás lehet lamináris vagy turbulens a körfrekvenciától függően. A lamináris és a turbulens olvadékáramlás mikroszerkezetre gyakorolt hatása eltérő, ezért fontos ismerni a szimuláció esetén az adott indukció mellett ( $B$ ) keletkező áramlás típusát.

Az RMF által létrehozott kényszerolvadék-áramlás közvetlenül befolyásolja a kristályosodott mikroszerkezetet (primer és szekunder dendritagtávolság, mikro- és makrodúsulás, szemcseszerkezet, oszlopos/ekviaxiális átmenet) [4–17]. A tégely falának érdesség ( $WR$ ) miatti felületi sűrűdés csökkenti a körfrekvenciát, így a mikroszerkezetre gyakorolt hatás kisebb lesz egy adott mágneses indukciónál.

Az RMF hatására számos példa található a szakirodalomban. Sajnos nem találtunk olyan kísérleteket, ahol a szerzők információt közöltek a tégely falának érdességéről.

*A cikkben bemutatott kísérleteknek az a célja, hogy megmutassák, hogy ha különböző kísérletek eredményeit, vagy a kísérletek eredményeit a szimulációk eredményeivel akarjuk összehasonlítani, akkor lényeges a tégelyfal érdességének ismerete.*

Egy korábbi tanulmányban [28] bemutattuk, hogy a kritikus mágneses indukció ( $B_{cr}$ ), amelynél az olvadék áramlása lamináris marad vagy turbulenssé válik, függ a mágneses tér frekvenciájától és a tégely átmérőjétől az olvadék forgó mágneses mezővel való (RMF) keverése során. A kísérletekben teflontégelyt használtunk, a tégely falát kellően simának feltételeztük (a fal érdessége elhanyagolható volt), és nem volt sűrűdés a fal és az olvadék között (1–8. minta az 1. táblázatban). Az irodalomban található kristályosodási kísérleteknél számos különböző tégelyanyagot használtak a mágneses keverés megszilárdult mikroszerkezetre gyakorolt hatásának tanulmányozására, (pl. aerogél [5], grafit [6–8],  $Al_2O_3$  [9–13], szilícium-dioxid [14], rozsdamentes acél [15, 16], gipsz [17]). Ezeknek a tégelyeknek a fali érdessége nagyon eltérő volt, és biztosan nagyobb volt, mint a tefloné, de a szerzők a fal érdességére vonatkozó adatot nem adták meg, így azok nem összehasonlíthatók egymással és a saját kísérleteink eredményeivel. A fal sűrűdése nő a fal érdességének növekedésével, és ezáltal a körfrekvencia egy adott mágneses indukciónál ( $B$ ) csökken. A különböző kísérletek összehasonlíthatósága megköveteli a falsűrűdés olvadékáramlásra gyakorolt hatásának számszerű ismeretét. Számos tanulmány [pl. 29–38] vizsgálta a fal sűrűdésének hatását különböző rendszerekben, de nem találtunk információt erről a hatásról az olvadék mágneses keverése esetén.

*Ebben a cikkben ezt a hatást vizsgáltuk rendkívül eltérő fali érdességi értékek esetében. Mivel a kísérleteket szobahőmérsékleten végeztük, az ilyen típusú*

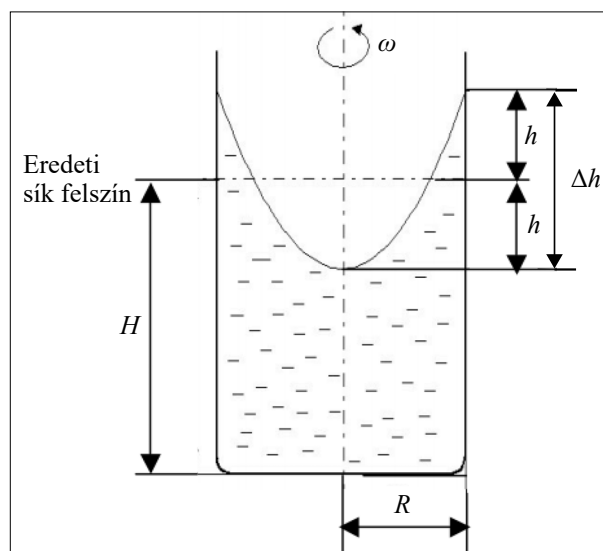
*vizsgálatok esetében az általában alacsony olvadáspontú fémekből és ötvözetekből (Hg [39], Ga [40, 41], GaIn-ötvözet [42], GaInSn-ötvözet [43, 44]) a Ga75In25-ötvözetet választottuk.*

## 2. MÉRÉSI MÓDSZEREK

A forgó folyadékoszlop sugara mentén változik a nyomás, mivel a folyadékrészek különböző kerületi sebességgel mozognak különböző sugárnál. Következésképpen szabad felület esetén a folyadék felülete forgási paraboloid alakú (1. ábra). Két lehetőség van a folyadék körfrekvenciájának a meghatározására:

- i) *A szabad felület szint változásának mérése (magasságmérési módszer; HMM) [45]*

A forgás következtében az eredeti sík felület  $H$  magasságához képest a tégely közepén  $h$  értékkel csökken, a tégely falánál  $h$  értékkel nő az olvadék magassága (1. ábra). Megmérve a  $\Delta h = 2h$  távolságot a forgás körfrekvenciája kiszámítható (lásd (1) egyenlet). Az ábrán  $H$  az olvadék oszlop magassága a keverés előtt,  $R$  pedig annak sugara. Kísérleteinkben a  $H/R$  arány  $60/5 = 12$  és  $60/12,5 = 4,8$  között változott.



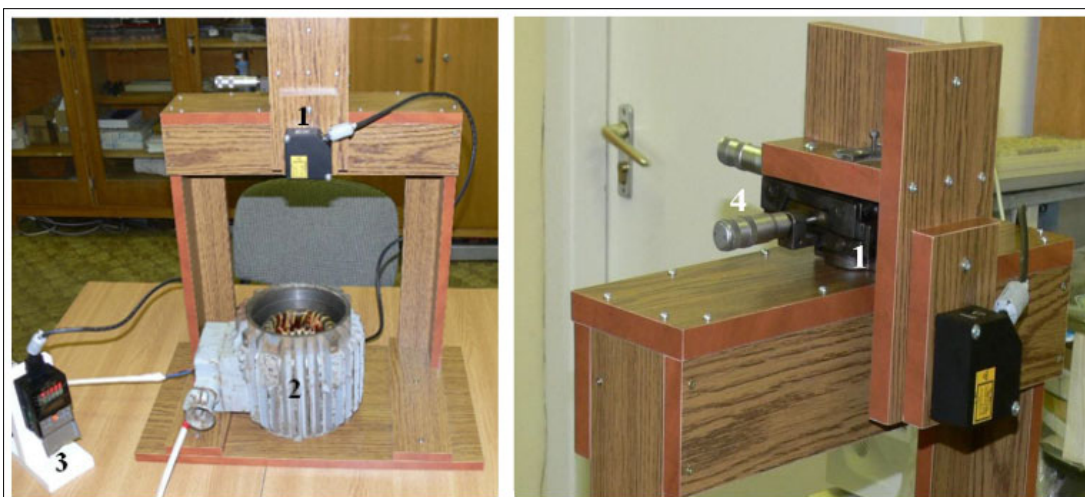
1. ábra. A forgó mágneses mező (RMF) hatása az olvadék alakjára keverés közben

A fémoszlop körfrekvenciáját a következőképpen számítottuk ki:

$$\omega = (1/R)(2\Delta h g)^{0,5}, \quad (1)$$

ahol  $g$  a gravitációs állandó ( $9,81 \text{ m/s}^2$ ).

Lézerses távolságmérőt használtunk  $h$  méréseire a sík felület kezdeti  $H$  szintjéhez képest. A lézerses távolságmérőt a 2. ábra szemlélteti. A lézerforrást (lásd a 2. ábrán) egy X–Y asztalra rögzítettük. A lézersugarat a szabad felület alján mozgattuk, és a leghosszabb távolságot fogadtuk el.



2. ábra. A forgó fémolvadék szintjének csökkenésének mérésére szolgáló egység. 1: lézer, 2: induktor és 3: kijelző, 4: X-Y asztal

ii) Mérés nyomáskompenzációs módszerrel (PCM)

A módszert előző cikkünkben ismertettük [28], további részletek a [46] irodalomban találhatóak. Egy zárt, olvadékkal kitöltött tégelyben annak közepéhez és a széléhez illesztett mérőcsőben az olvadék szintje azonos, ha az olvadékot nem forgatjuk („0” szint (level) a 3. ábrán). A forgás eredményeképpen a tégely középpontja és a széle között az olvadékban nyomáskülönbség alakul ki, aminek következtében a tégely közepén a mérőcsőben lesüllyed, a szélén felemelkedik az olvadék szint. A nyomáskülönbséget úgy határoztuk meg, hogy az olvadékfelületet magasságát a két mérő csőben a „b” mérőcsőben levő levegő  $p_{comp}$  nyomásával visszaállítottuk a „0” szintre

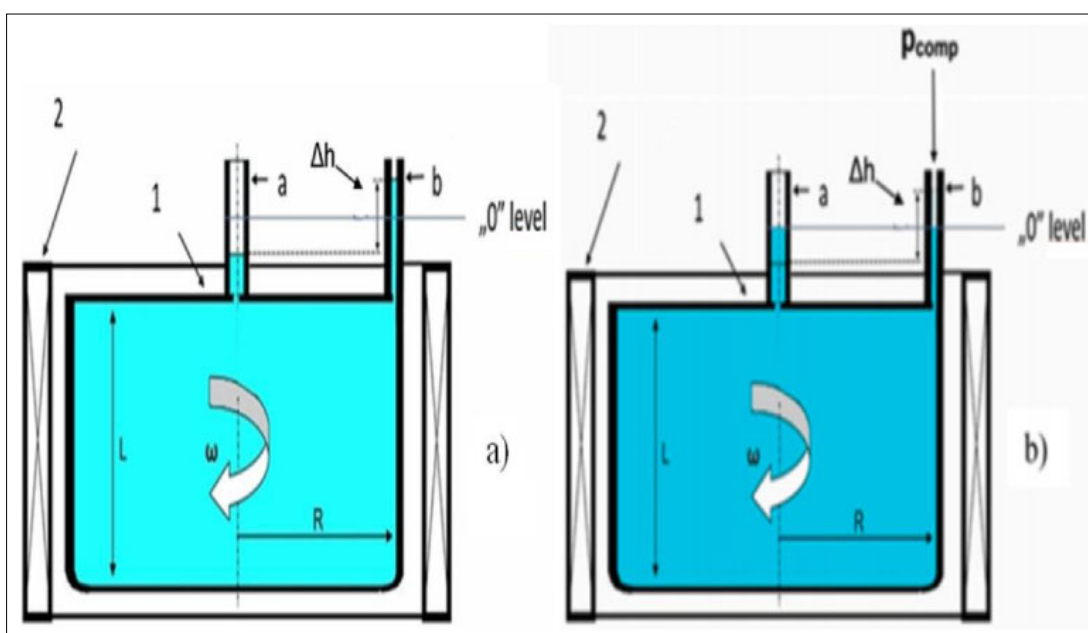
(3b. ábra). A megfelelő levegőnyomást egy precíziós pneumatikus rendszerrel hoztuk létre. A  $\Delta p$  nyomáskülönbségből kiszámítható  $\Delta h$  magasság különbség a (2) egyenlet szerint, abból pedig a (3) alapján a tégely szélén az  $\omega$  körfrekvenciát kapjuk,

$$\Delta h = \Delta p_{max} / \rho g, \quad (2)$$

$$\omega = \frac{1}{R} (2\Delta p / \rho)^{0.5}. \quad (3)$$

### 3. Kísérletek

A Ga75wt%In25wt%-ötvözetet azért választottuk, mert a kísérleteket szobahőmérsékleten végeztük. Az ötvözet fizikai paramétereit az 1. táblázat tartalmazza



3. ábra. a) Az olvadékszint a mérőcsőknél, amikor a mágneses indukció működik. b) az olvadékszint a nyomáskompenzációnál a mérőcsőknél. 1: zárt tégely, 2: forgó mágneses tér induktora, „a” és „b” mérőcsőknél, L a tégely magassága, R a sugara

**1. táblázat.** A Ga75wt%In25wt%-ötvözet fizikai paramétere

Olvadáspont [°C]	15,7
Sűrűség [kg/m <sup>3</sup> ]	6517,5
Kinematikai viszkozitás [m <sup>2</sup> /s]	3,41·10 <sup>-7</sup>
Fajlagos elektromos vezetőképesség [MS/m]	3,58
Relatív mágneses permeabilitás	1
Behatolási távolság, 50/100/150/200 Hz-en, mm	36/26/21/18

za. Két kísérletsorozatot végeztünk (2. táblázat), a táblázat 3. oszlopa mutatja a próbáknál használt módszereket.

### 1. kísérletsorozat

Az olvadt ötvözetet 13 mm belső átmérőjű és 100 mm magas tégelybe (üveg mintatartóba) helyeztük. Az olvadt ötvözet „olvadékhengerének” magassága 60 mm volt. A mágneses tér indukciója maximum 72 mT volt, forgásának körfrekvenciája 942 radián/s (a háromfázisú induktor pólusszáma kettő, tápfeszültségének frekvenciája 150 Hz volt). A kísérletek során hat különböző érdességű (*WR*) falfelületet használ-

tunk. Ezeket a különböző érdességi értékeket olajozott üveggel, száraz üveggel és P150, P100, P60 és P40 érdességnek megfelelő csiszolópapírral értük el. A „PX” a csiszolópapír kereskedelmi védjegye (P jelentése: papír). A csiszolópapírok közötti különbséget a korund- (Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-) részecskék átmérője jelentette. Az átlagos érdesség (a csiszolópapírból való kiemelkedés) 450, 280, 140 és 90 μm a P40, P60, P100 és P150 jelű csiszolópapírok esetében, amely értékeket lézeres távolságméréssel határoztuk meg.

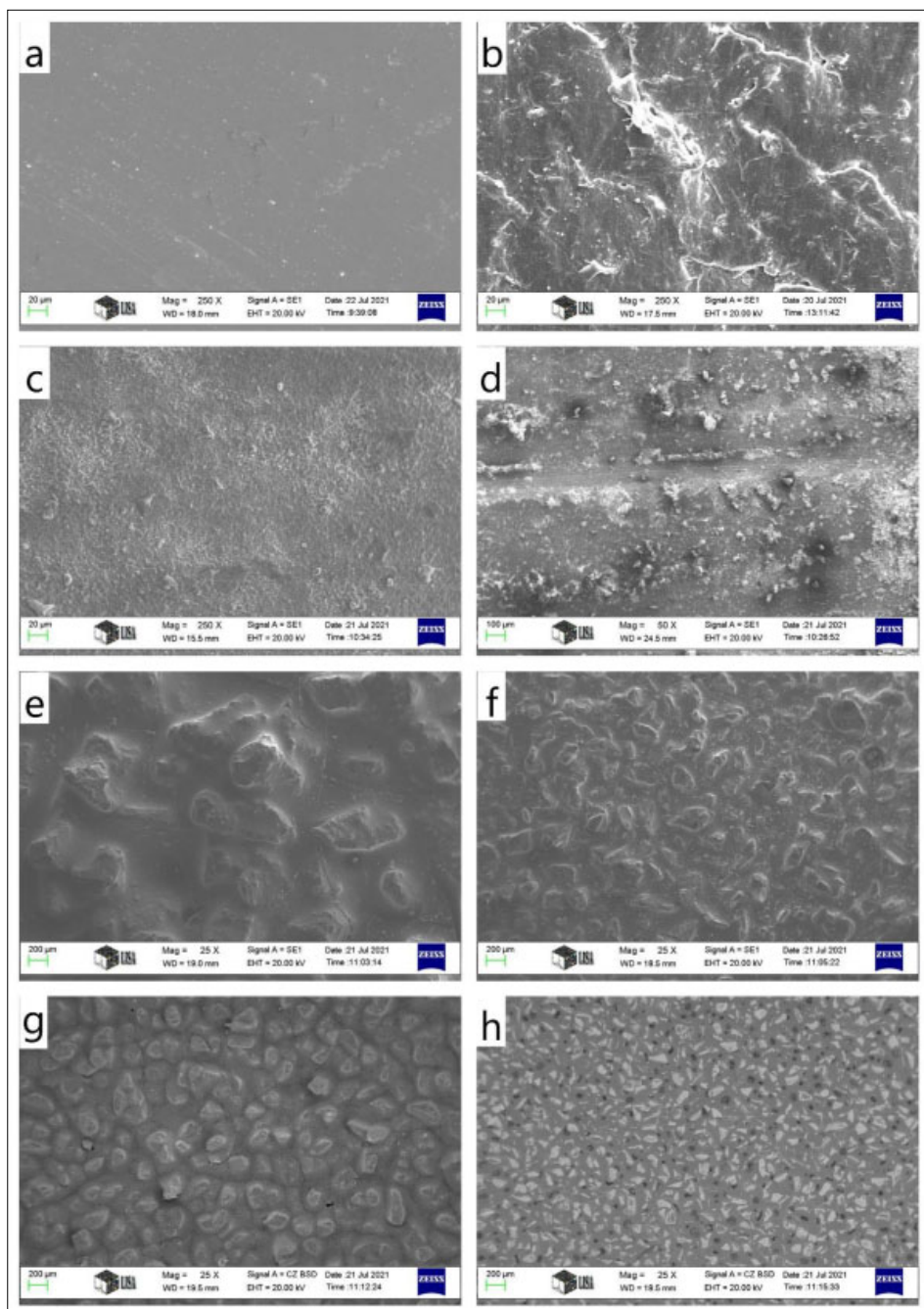
Az így kapott értékeket az 1. táblázat mutatja be. Az olajozott üveget sima felületűnek tekintettük, azaz *WR* értéke 0 μm volt. A minták felületét pásztázó elektronmikroszkóppal (*scanning electron microscope*, SEM) vizsgáltuk. A vizsgálat előtt a mintákra aranyat párologtattunk, mivel a minták elektromos vezetőképessége elhanyagolható. A SEM-képeket szekunder elektronok (SE) állították elő. A minták felületei közötti különbségeket a 4. ábra mutatja.

A tégely falára felvitt csiszolópapír vastagsága 3 mm-rel csökkentette a mintatartó belső átmérőjét (a csiszolópapír vastagsága körülbelül 1 mm, a tégely fala és a csiszolópapír közötti levegőréteg pedig

**2. táblázat.** A minták jele, valamint a mért és számított kritikus mágneses indukciós értékek (*B<sub>cr</sub>*) nyomáskompenzációs módszerrel (PCM) és magasságmérési módszerrel (HMM) meghatározva

Minta	Falanyag	Mérési módszer	<i>WR</i> [mm]	<i>R</i> [mm]	<i>f</i> [Hz]	<i>Re</i> * = 2320		<i>Re</i> * = 4000	
						<i>B<sub>cr</sub></i> (meas)	<i>B<sub>cr</sub></i> (calc)	<i>B<sub>cr</sub></i> (meas)	<i>B<sub>cr</sub></i> (calc)
1	TEFLON	PCM	0,04	5	50	17,71	17,66	30,53	30,44
2	TEFLON	PCM	0,04	7,5	50	7,30	7,85	12,58	13,53
3	TEFLON	PCM	0,04	12,5	50	2,50	2,82	4,31	4,87
4	TEFLON	PCM	0,04	5	150	7,71	8,86	13,29	15,28
5	TEFLON	PCM	0,04	7,5	150	3,13	3,94	5,39	6,79
6	TEFLON	PCM	0,04	12,5	150	1,03	1,42	1,78	2,45
7	TEFLON	PCM	0,04	5	100	11,26	11,42	19,42	19,68
8	TEFLON	PCM	0,04	5	200	7,03	7,41	12,12	12,78
9	TEFLON	PCM	0,04	5	150	7,74	8,78	13,46	15,28
10	ALOX1	PCM	0,082	5	150	8,8	9,98	15,31	17,36
11	ALOX2	PCM	0,107	5	150	9,53	10,69	16,58	18,60
12	P40	PCM	0,275	5	150	14,76	15,48	25,68	26,92
13	TEFLON	PCM	0,04	5	50	17,73	17,35	30,84	30,16
14	ALOX1	PCM	0,082	5	50	19,00	18,98	33,10	32,99
15	ALOX2	PCM	0,107	5	50	19,36	19,95	33,67	34,68
16	P40	PCM	0,275	5	50	27,48	26,46	47,79	46,00
17	Oil Glass	HMM	0,00	5	150	6,96	7,64	12,11	13,30
18	Dry Glass	HMM	0,15	5	150	7,10	8,07	12,35	14,04
19	P150	HMM	0,155	5	150	8,88	12,06	15,44	20,98
20	P100	HMM	0,165	5	150	11,22	12,35	19,51	21,47
21	P60	HMM	0,209	5	150	12,54	13,60	21,81	23,65
22	P40	HMM	0,275	5	150	14,8	15,48	25,74	26,92





4. ábra. A használt tégelyanyagok, pásztázó elektronmikroszkópos (SEM) szekunder elektron (SE) képei. a: üveg, b: TEFLON, c: finom ALOX, d: durva ALOX, e: P40, f: P80, g: P120 és h: P150

körülbelül 0,5 mm volt). A tégely tényleges átmérője 10 mm volt [45].

## 2. kísérletsorozat

A kísérletek során 5, 7,5 és 12,5 mm sugarú tégelyeket használtunk. Az RMF frekvenciája 50, 100, 150 és 200 Hz volt, a mágneses indukció értéke 0 és 90 mT között változott. Az olvadék ( $H$ ) magassága 100 mm volt. Az olvadék sugara ( $R$ ) minden esetben kisebb volt, mint a behatolási mélység, kivéve a 200 Hz-es és az  $R = 12,5$  mm-es esetet. A tégely anyaga TEFLON [1], ALOX (korund) és P40-es csiszolópapír [46] volt.

A  $H/R$  arány  $100/5 = 20$  és  $100/12,5 = 8$  között változott, így a behatolási távolság és a „véghatás” mérési eredményekre gyakorolt hatását figyelmen kívül hagyhattuk.

## 4. Eredmények és értékelés

A mért  $P_{\text{comp}}(B)$  függvényeket az 5a. ábra (9–12. minta) és a 6a. ábra (13–16. minta), a mért  $\Delta h(B)$  függvényt pedig a 7. ábra (17–22. minta) mutatja. A körfrekvenciát a (3) egyenlettel számítottuk ki a 9–12. minta (5b. ábra) és a 13–16. minta (6b. ábra) esetében. A 17–22. minták esetében csak

egy  $\Delta h(B)$  pontot mértünk  $B = 72$  mT-nél (nagy kék négyzetek az ábrán). Ezekből az adatokból az  $\omega(B = 72$  mT) értékeket az (1) egyenlettel számítottuk ki (szintén kék négyzetek a 7b. ábrán). Mivel az  $\omega(B)$  függvény  $B = 0$  és  $B = 90$  mT között egyenes, a különböző  $B$  értékekhez ki lehetett számolni az  $\omega$  értékeket, majd az (1) egyenlettel a  $\Delta h$  értékeket (7a. ábra). Közel azonos paraméterekkel végrehajtott PCM- és HMM-mérésekből kiszámított körfrekvenciát az 7d. ábrán hasonlítottuk össze. A 17. minta (HMM módszer) és a 9. minta (PCM módszer) esetében a minta sugara ( $R$ ) és a mágneses indukció frekvenciája ( $f$ ) azonos volt (5 mm és 150 Hz), amíg a 9. minta  $WR$  értéke valamivel nagyobb volt, mint a 17. mintáé (0,04 és 0,0). E kis különbség következtében a 9. minta  $\omega(B)$  függvényének értékei valamivel kisebbek voltak, mint a 17. mintáé. A 12. minta (PCM) és a 22. minta (HMM) esetében  $R$ ,  $f$  és  $WR$  azonosak voltak, és a két  $\omega(B)$  függvény értéke is azonos volt. A két módszer közötti fő különbség a PCM-ben lévő tartály olvadéka és zárólemeze közötti súrlódás volt. A két módszer eredményeit összehasonlítva a hatás elhanyagolható volt.

Az  $\omega(B)$  függvények felhasználásával kiszámítottuk a Reynolds-számot ( $Re$ ) a mágneses indukciós függvényében ( $Re(B)$  függvények) (9–12. minta, 5c. ábra; 13–16. minta, 6c. ábra; és 17–22. minta, 7c. ábra):

$$Re = \omega R^2 / \nu, \quad (4)$$

ahol  $\nu = 3,41 \cdot 10^{-7}$  m<sup>2</sup>/s a Ga75In25-ötvözet kinematikai viszkozitása.

Mivel az  $Re(B)$  függvény egyenes vonal a mágneses indukció vizsgált tartományában (0 mT <  $B$  < 90 mT), ennek a függvénynek az egyenlete:

$$Re = m B, \quad (5)$$

ahol  $m$  a  $Re(B)$  függvény meredeksége.

Azokat a kritikus  $B_{cr}$  értékeket, amelyeknél az olvadékban az áramlás laminárisról instabilra ( $Re^* = 2320$ -nál) és instabilról turbulensre ( $Re^* = 4000$ -nél) változott [47–49], az (6) egyenlettel határoztuk meg:

$$B_{cr} = Re^* / m. \quad (6)$$

Az 1–8. minták  $Re(B)$  függvényét és  $B_{cr}$  ( $Re^* = 2320$ ,  $Re^* = 4000$ ) értékeit egy korábbi vizsgálatban határoztuk meg [28]. A (6) egyenlettel kiszámított  $B_{cr}$  értékeket a 2. táblázat 8. oszlopa ( $Re^* = 2320$ ) és 10. oszlopa ( $Re^* = 4000$ ) mutatja. Ebben az esetben a  $WR = 0,04$  mm volt.

Az  $R = 5$  mm-es minták  $B_{cr}$  értékeit  $WR$  függvényeként mutatjuk be a 8a. ( $f = 50$  Hz) és 8b. ( $f = 150$  Hz) ábrákon. A  $B_{cr}(WR)$  függvények egyenesek. Így:

$$\begin{aligned} B_{cr}(R = 5 \text{ mm}, WR, Re^*, f) \\ = B_{cr}(R = 5 \text{ mm}, WR = 0, Re^*, f) \\ + \Delta B_{cr}(R = 5 \text{ mm}, WR, Re^*, f). \end{aligned} \quad (7a)$$

A  $B_{cr}(WR)$  függvény meredekségét,  $Slo1$  mint  $Re^*$  függvényt a 9. ábra mutatja. A  $Slo1(Re^*)$  függvények ismét egyenesek és a frekvenciától függenek. A  $Slo1(Re^*)$  függvény meredekségét, a  $Slo2$ -t a 10. ábra mutatja. E függvények alapján a  $\Delta B_{cr}(R = 5 \text{ mm}, Re^*, f, WR)$  függvény

$$\begin{aligned} \Delta B_{cr}(R = 5 \text{ mm}, WR, Re^*, f) \\ = 0,0791 \cdot Re^* f^{-0,37} WR. \end{aligned} \quad (7b)$$

A  $\Delta B_{cr}$  érték egy adott  $R$ -nél:

$$\begin{aligned} \Delta B_{cr}(R, WR, Re^*, f) = 0,0791 \cdot Re^* f^{-0,37} WR \left( \frac{5^2}{R^2} \right) \\ = 1,97 \cdot Re^* \frac{f^{-0,37} WR}{R^2}. \end{aligned} \quad (7c)$$

$B_{cr}(R, f, Re^*, WR = 0)$  a  $B_{cr(\text{mért})}$  mért értékéből számítható ki:

$$\begin{aligned} B_{cr}(R, f, Re^*, WR = 0) \\ = B_{cr(\text{mért})} - 1,97 \cdot Re^* \frac{f^{-0,37} WR}{R^2}. \end{aligned} \quad (8)$$

A függvény típusát korábbi tanulmányunkban ismertettük [28]:

$$B_{cr}(R, f, Re^*, WR = 0) = K_1 Re^* f^{-n} / R^2, \quad (9)$$

a (9) egyenlet átrendezése:

$$Y = B_{cr}(R, f, Re^*, WR = 0) R^2 / Re^* = K_1 f^{-n}. \quad (10)$$

A  $B_{cr}$  számított értékeit ( $Re^*$ ,  $f$ ,  $R$ ,  $WR = 0$ ) használva minden mintára, ez a függvény a 11. ábrán látható. A trendvonal alapján:

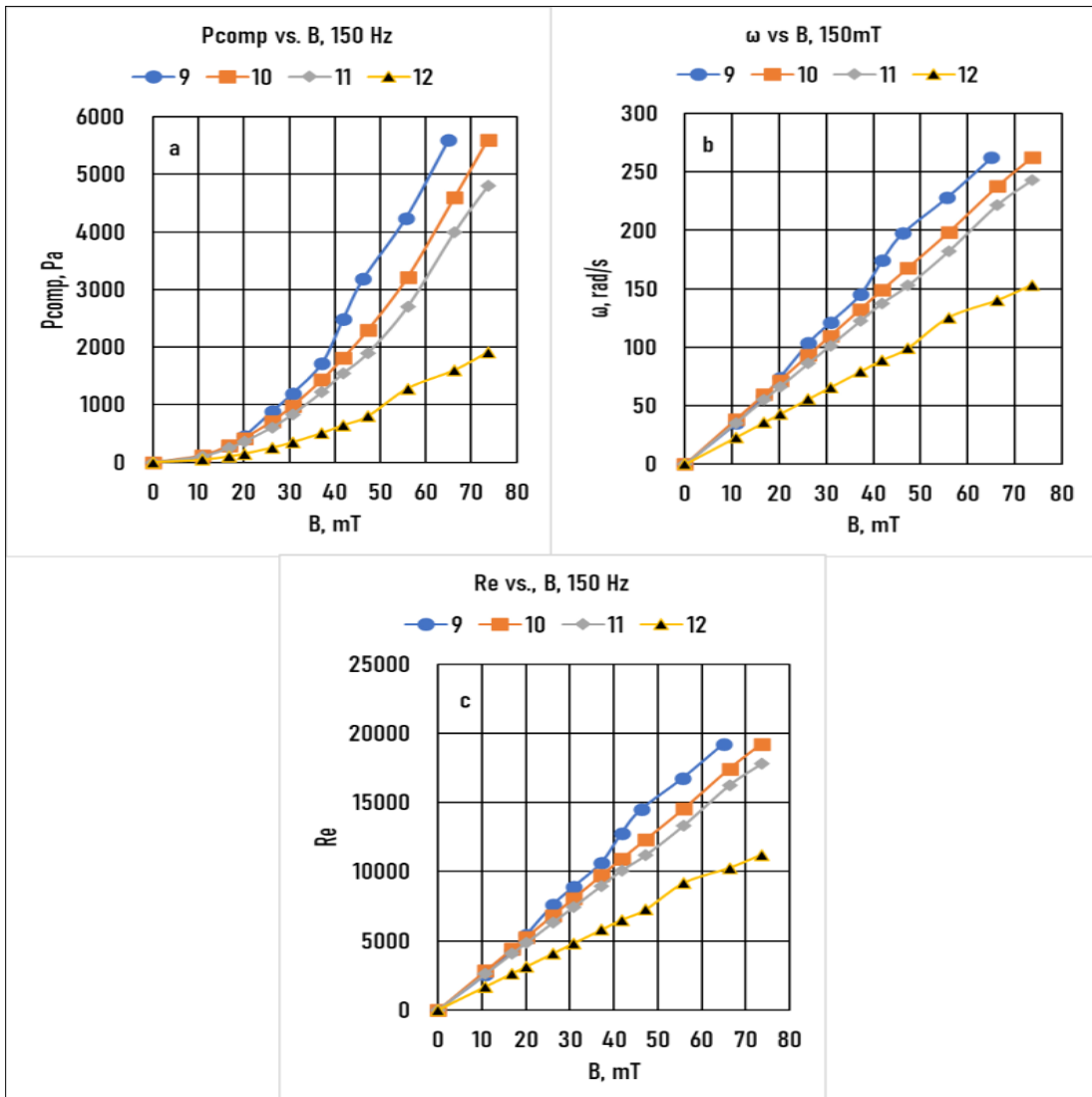
$$Y = 2,27 \cdot f^{-0,66}, \quad (11)$$

és így

$$\begin{aligned} B_{cr}(Re^*, f, R, RW = 0) = 2,27 \cdot Re^* f^{-0,66} / R^2 \\ = A f^{-n} / R^2. \end{aligned} \quad (12)$$

Ez az egyenlet kissé eltér az [28]-ban közölt (12) egyenlettől, ahol sem  $A$ , sem  $n$  nem függ  $Re^*$ -től ( $n = -0,628$   $Re^* = 2320$ -nál és  $n = -0,695$   $Re^* = 4000$ -nél).

Végül a kritikus mágneses indukciót ( $B_{cr}$ ) egy adott Reynolds-számnál ( $Re^*$ ) a minta sugara ( $R$ ), frekvenciája ( $f$ ) és fali érdessége ( $WR$ ) függvényében a következőképpen számították ki:



5. ábra. 9–12. minta. a: Mért kompenzációs nyomás ( $P_{comp}$ ) a mágneses indukció függvényében ( $B$ ). b: Az olvadék körfrekvenciája ( $\omega$ )  $B$  függvényében. c: A valós Reynolds-szám ( $Re$ ) a  $B$  függvényeként

$$B_{cr}(Re^*, f, R, RW) = \frac{Re^*}{R^2} (2,27 f^{-0,66} + 1,97 f^{-0,37} WR). \quad (13)$$

Nagyon sima tégely ( $WR = 0$ ), például olajozott üveg esetében a lamináris/instabil átmenet:

$$B_{cr} = 5266 \frac{0,66}{R^2} \quad (14)$$

és az instabil/turbulens átmenet:

$$B_{cr} = 9080 \frac{f^{-0,66}}{R^2}, \quad (15)$$

$WR > 0$  esetén a lamináris/instabil átmenet:

$$B_{cr}(Re^* = 2320, f, R, RW) = \frac{1}{R^2} (5266 f^{-0,66} + 4570 f^{-0,37} WR) \quad (16)$$

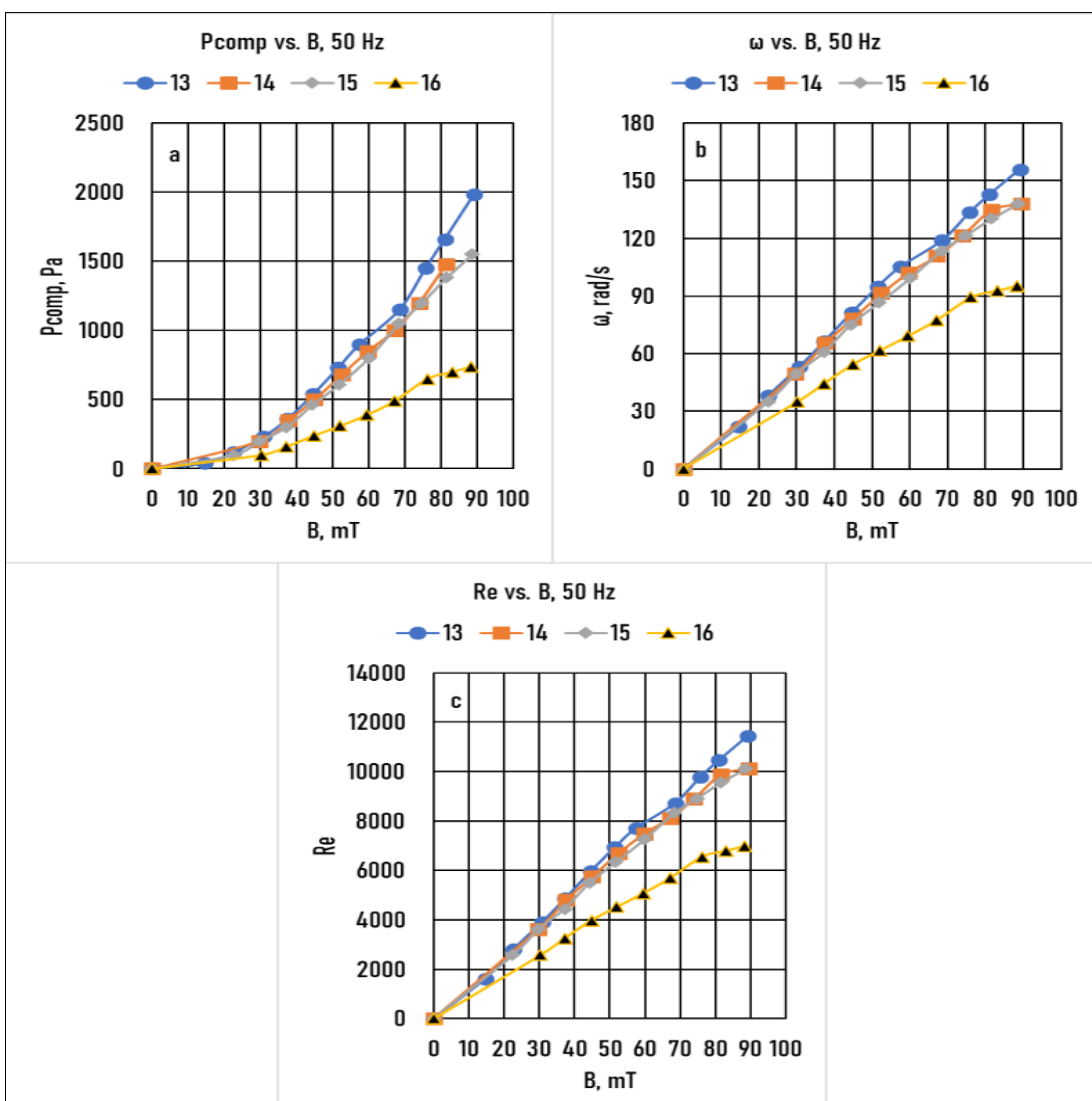
és az instabil/turbulens átmenet:

$$B_{cr}(Re^* = 4000, f, R, RW) = \frac{1}{R^2} (9080 f^{-0,66} + 7880 f^{-0,37} WR). \quad (17)$$

A mért ( $B_{cr(mért)}$ ) és számított ( $B_{cr(calc)}$ ) értékeket az 12. ábrán hasonlítjuk össze. A 22 minta esetében  $R^2 > 0,99$ , ami a (13) egyenlet használhatóságát igazolja.

A (16) és (17) egyenletek felhasználásával két grafikont készítettünk a lamináris/instabil és instabil/turbulens átmenetek bemutatására 50 Hz-en és 150 Hz-en  $WR = 0$  esetén (13. ábra). Ezek a grafikonok hasonlóak voltak egy korábbi cikk a 8. ábráján közöltékhez [28]. A különbség, hogy ebben a cikkben a figyelembe vettük a teflon fal érdességét ( $WR = 0,04$  mm). Az instabil tartomány nagyon szűk mind 50, mind 150 Hz-nél.

A 14. ábrán a fal érdesség hatását mutattuk ki a tranziensekre 50 és 150 Hz esetén. megállapítható,



6. ábra. 13–16. minta. a: Mért kompenzációs nyomás ( $P_{comp}$ ) a mágneses indukció függvényében ( $B$ ). b: Az olvadék körfrekvenciája ( $\omega$ )  $B$  függvényében. c: A valós Reynolds-szám ( $Re$ ) a  $B$  függvényeként

hogy a fali érdesség jelentős hatással van a tranzien-sekre.

A tégely fala közelében örvények alakulhattak ki, amelyek instabil vagy turbulens áramlást eredményezhetnek a számítottnál alacsonyabb  $B_{cr}$  értéknél. A két mérési módszerrel ezt a hatást nem mutattuk ki; olyan módszer amivel ez kimutatható jelenleg nem ismert. A numerikus szimuláció az egyetlen módszer, amely képes ennek a hatásnak a tanulmányozására. A teflontégely esetében ( $WR = 0,04$  mm) numerikus szimulációval ellenőriztük, hogy a tégely fala közelében az áramlás lamináris marad [50].

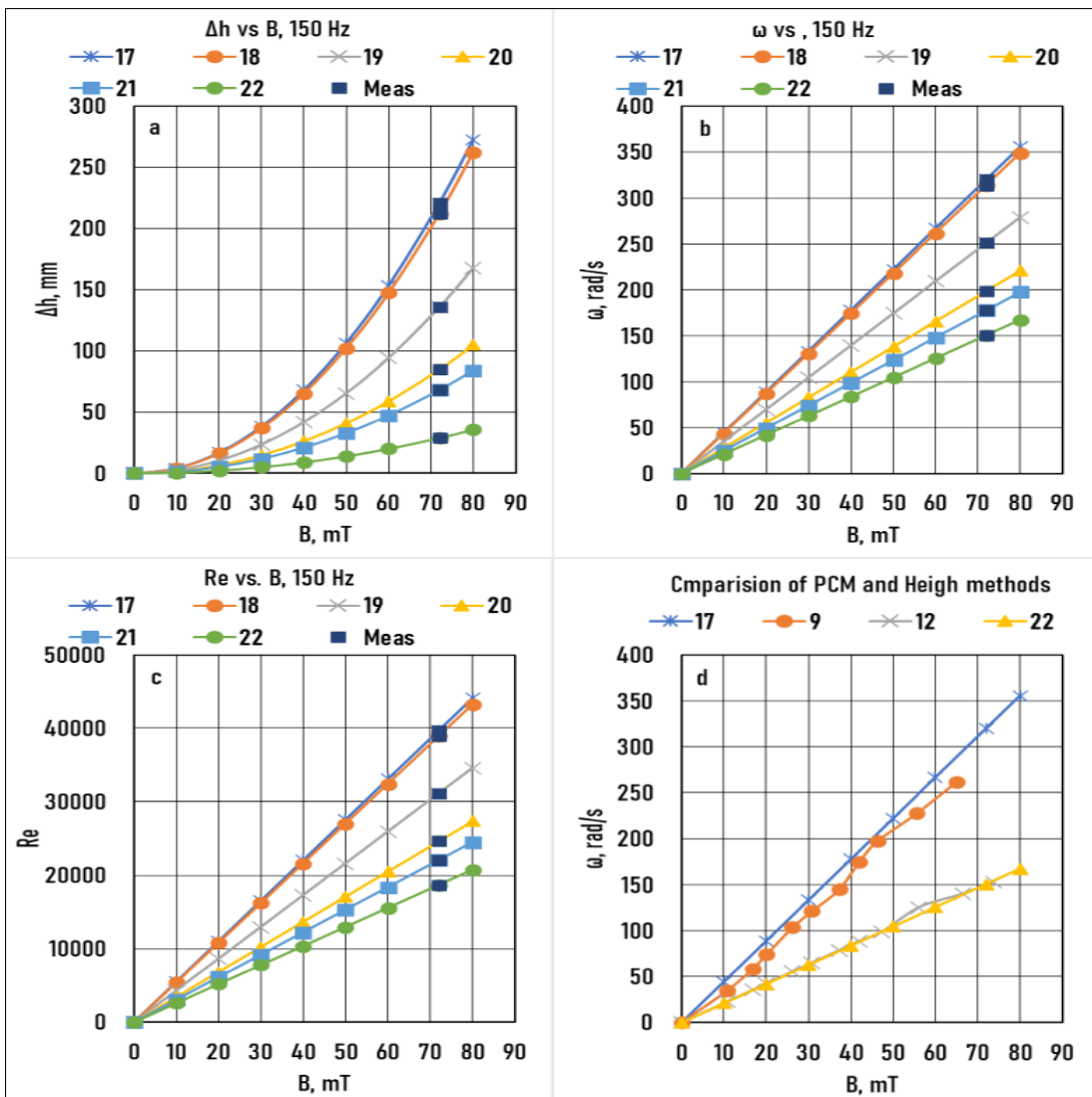
Az (13)–(17) egyenletek csak a Ga75In25-ötvö-zetre érvényesek, legfeljebb 12,5 mm sugarú és hengeres mintára. Ha az ötvözet, a minta alakja (pl. téglalap alakú) vagy a maximális sugár megváltozik, a függvény típusa ugyanaz lesz, de az állandók megváltoznak.

## 5. Összefoglalás

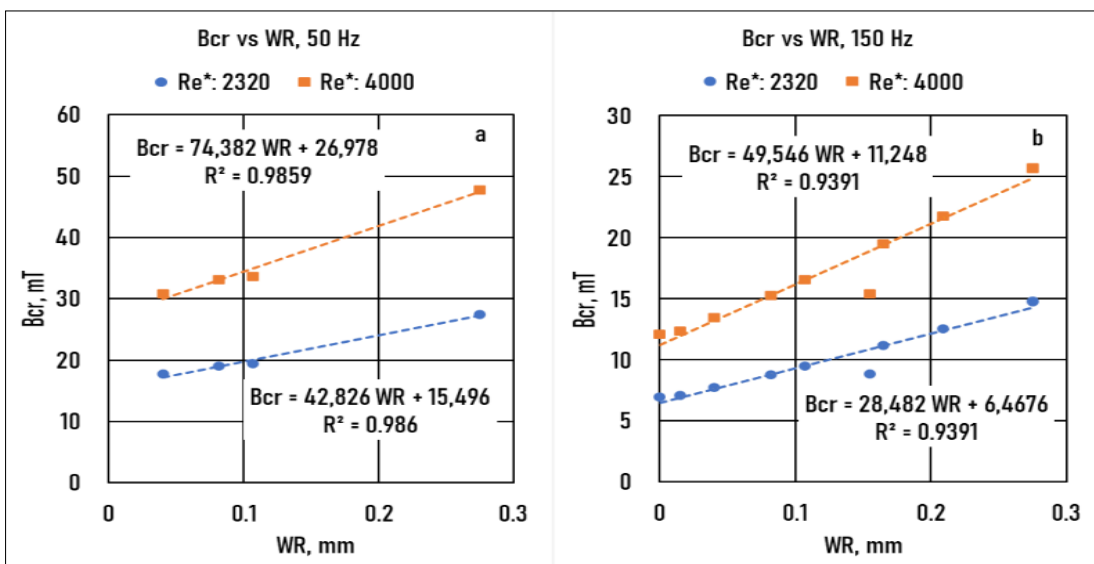
Egy korábbi tanulmányban [1] a PCM-et használva megmutattuk, hogy az olvadék körfrekvenciája lényegesen kisebb, mint a mágneses indukcióé. Abban az esetben egy viszonylag sima felületű teflontégelyt használtunk a kísérletek során. A fal érdessége jelentősen megváltoztathatja a fal súrlódását és az olvadékáramlás körfrekvenciáját. Az irodalomban található kristályosodási kísérleteknél a tégely anyagának fali érdessége különbözött (durvább) volt, mint a tefloné. Ahhoz, hogy összehasonlíthassuk a különböző kísérletek eredményeit és ellenőrizzük az olvadékáramlási szimulációkat, ismernünk kell a fal érdességét az egyes kísérleteknél és annak hatását az olvadék körfrekvenciájára.

Ahhoz, hogy információnk legyen a fal érdességének hatásáról, két különböző módszerrel (PCM és HMM) határoztuk meg az olvadék körfrekvenciáját a mágneses indukció ( $B$ ) és a forgó mágneses

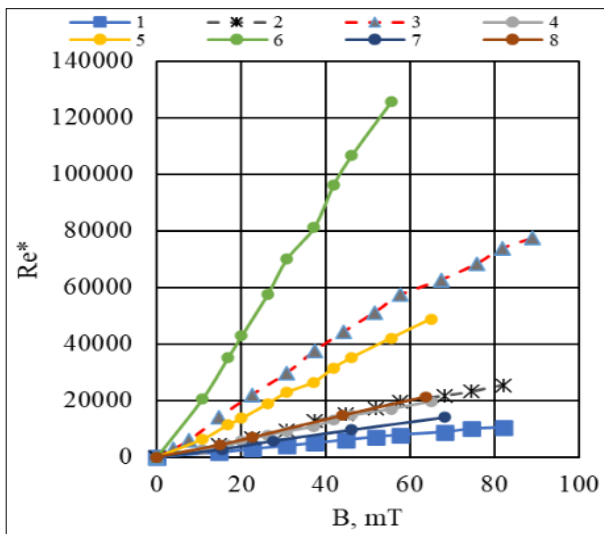




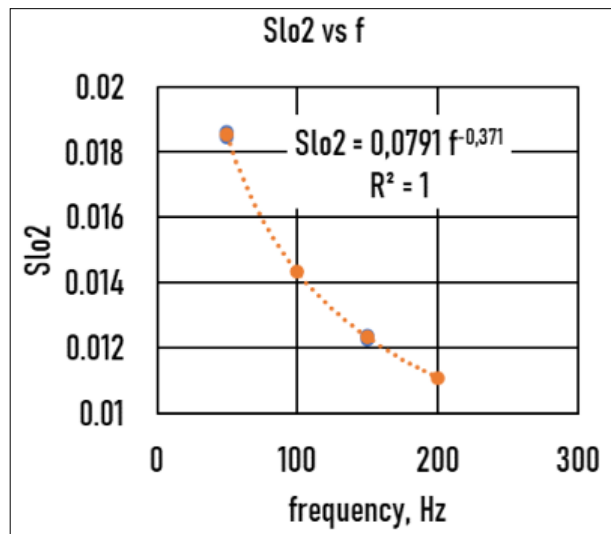
7. ábra. 17–22. minta. a: Mért magasság ( $\Delta h$ ) a mágneses indukció függvényében ( $B$ ). b: Az olvadék körfrekvenciája ( $\omega$ )  $B$  függvényében. c: A valós Reynolds-szám ( $Re$ ) a  $B$  függvényeként. d: A nyomáskompenzációs módszer (PCM) és a magasságmérési módszer (HMM) összehasonlítása



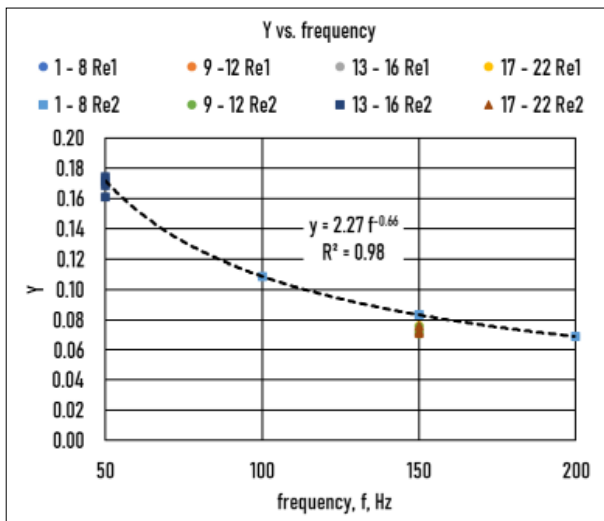
8. ábra. A kritikus mágneses indukció ( $B_{cr}$ ) a fal érdesség ( $WR$ ) függvényében valós Reynolds-számok ( $Re^*$ ) esetén, a:  $f = 50$  Hz, b:  $f = 150$  Hz



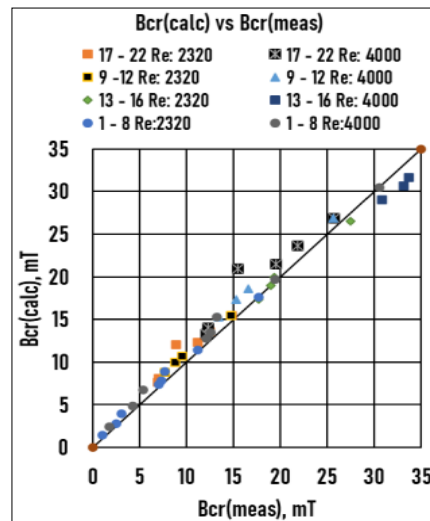
9. ábra. A kritikus mágneses indukciós függvény meredeksége ( $Slo1$ ) ( $B_{cr}$  (fali érdesség ( $WR$ )) és a Reynolds-szám ( $Re^*$ ) függvényében



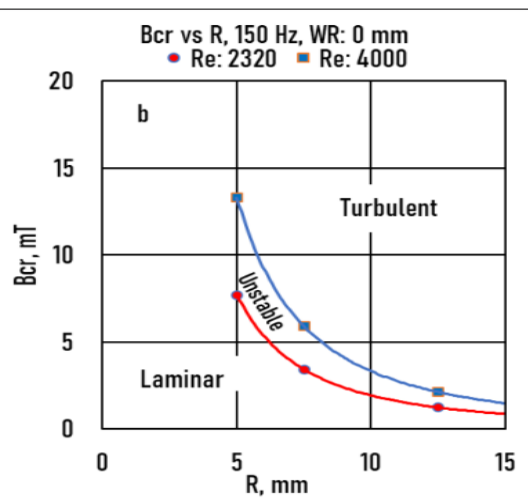
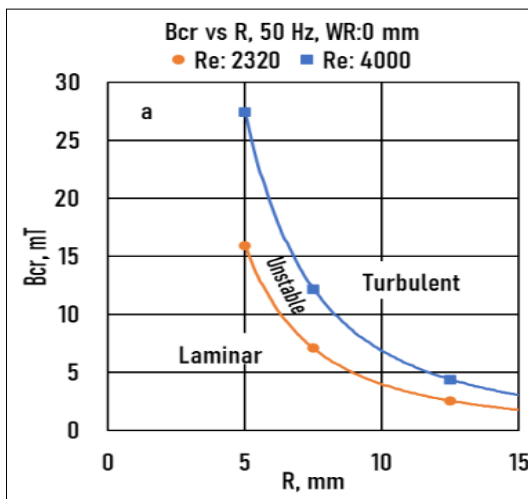
10. ábra. A  $Slo1(Re^*)$  függvény meredeksége ( $Slo2$ ) a frekvencia ( $f$ ) függvényében



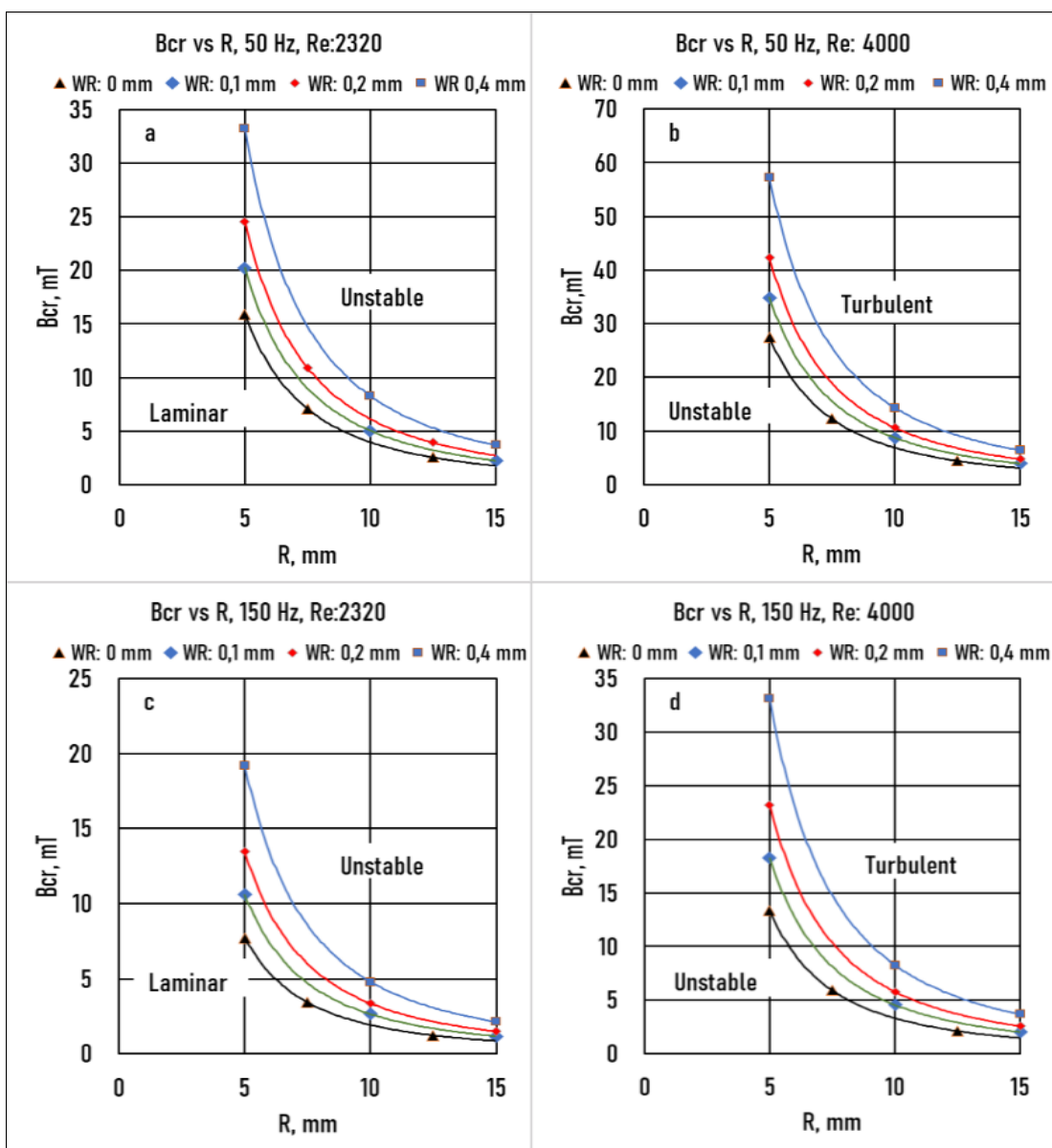
11. ábra.  $\gamma$  a mágnes tér frekvenciájának függvényében. Reynolds-szám ( $Re1 = 3220$ ,  $Re2 = 4000$ )



12. ábra. A számított ( $B_{cr(calc)}$ ) és mért ( $B_{cr(meas)}$ ) kritikus mágneses indukció összehasonlítása



13. ábra. A kritikus mágneses indukció ( $B_{cr}$ ) a minta sugarának ( $R$ ) függvényében, a:  $f = 50$  Hz, b:  $f = 150$  Hz  $WR = 0$  esetén



14. ábra. A fal érdesség (WR) hatása a kritikus mágneses indukcióra ( $B_{cr}$ ). a:  $f = 50$  Hz,  $Re = 2320$ ; b:  $f = 150$  Hz,  $Re = 4000$ ; c:  $f = 150$  Hz,  $Re = 2320$ ; d:  $f = 150$  Hz,  $Re = 4000$

mező frekvenciájának ( $f$ ) függvényében. A tégely felhasznált anyagai olajozott és száraz üveg, kétféle ALOX, TEFLON és P150, P100, P60 és P40 érdességű csiszolópapírral borított üveg volt. Az egyes anyagok érdességét lézeres távolságmérővel határoztuk meg. A mágneses indukció függvényében számított  $Re$ -szám alapján a fal érdességét figyelembe véve meghatároztuk a mágneses indukció azon értékeit, amelyeknél az áramlás laminárisról instabilra és instabilról turbulensre változott.

A mért értékek matematikai elemzésével általánosan használható egyenletet állítottunk fel, mellyel a tégely sugara, a forgó mágneses tér frekvenciája és a falsúrlódás függvényében meghatározhatók a kritikus mágneses indukciók, melyeknél az áramlás tisztán lamináris vagy tisztán turbulens.

#### Köszönetnyilvánítás

A szerzők köszönettel tartoznak a Nemzeti Kutatási, Fejlesztési és Innovációs Hivatalnak a „Kristályosodott mikroszerkezet és makrodúsulás kialakulása egyirányú kristályosodás során szabályozott áramlási körülmények között” című ANN 130946 számú projekt támogatásáért.

#### Szimbólumok

- $r$ : az olvadékhenger adott pontjának sugara, [mm]
- $R$ : az olvadékhenger sugara, [mm]
- $H$ : az olvadékhenger magassága, [mm]
- $\Delta p_{max}$ : a legnagyobb nyomás  $r = R$ , [Pa]
- $\rho$ : az olvadék sűrűsége, [kg/m<sup>3</sup>]
- $\omega$ : körfrekvencia [rad/s]

$g$ : gravitációs állandó, 9,81 [m<sup>2</sup>/s]  
 $h_{in}$ : a szabad felület növekedése  $r = R$ , [mm]  
 $\Delta h$ :  $a$  tégely közepén bekövetkező csökkenés és a falánál mért növekedés közötti különbség, [mm]  
 $f$ : az RMF frekvenciája, [Hz]  
 $WR$ : fali érdesség, [mm]  
 $Re$ : a Reynolds-szám  
 $Re^*$ : kritikus Reynolds-szám lamináris/instabil (2320) és instabil/turbulens átmenetnél (4000).  
 RMF: forgó mágneses mező  
 $B$ : RMF mágneses indukciója, [mT]  
 $B_{cr(meas)}$ : mért kritikus mágneses indukció lamináris/instabil és instabil/turbulens átmenetknél, [mT]  
 $B_{cr(calc)}$ : számított kritikus mágneses indukció lamináris/instabil és instabil/turbulens átmenetknél, [mT]  
 $\Delta B_{cr}$ : a fali érdesség hozzájárulása a kritikus mágneses indukcióhoz, [mT]  
 $A, K_2, K_3, K_4$  és  $K_5$  állandók, és az olvadék fizikai állandóitól függenek (sűrűség, elektromos vezetőképesség, kinematikus viszkozitás)

## IRODALOM

- [1] Kunstreich S. (2003): Electromagnetic stirring for continuous casting – Part 2. Metall. Res. Technol., 100, 1043–1061. <https://doi.org/10.1051/met-al:2003113>
- [2] Stiller J., Koal K., Nagel W. E., Pal J., Cramer A. (2013): Liquid metal flows driven by rotating and traveling magnetic fields. Eur. Phys. J. Spec. Top., 220, 111–122. <https://doi.org/10.1140/epjst/e2013-01801-8>
- [3] Tzavaras A. A., Brody H. D. (1984): J. Met., 36, 31–37. <https://doi.org/10.1007/BF03338405>
- [4] Rerko R. S., de Groh H. C., Beckermann C. (2003): Effect of melt convection and solid transport on macrosegregation and grain structure in equiaxed Al–Cu alloys. Mater. Sci. Eng. A 347, 186–197. [https://doi.org/10.1016/S0921-5093\(02\)00592-0](https://doi.org/10.1016/S0921-5093(02)00592-0)
- [5] Steinbach S., Euskirchen N., Witusiewicz V., Sturz L., Rake L. (2007): Fluid flow effect on intermetallic phase in Al-cast alloys. Trans. Indian Inst. Met. 60, 137–141.
- [6] Mikolajczak P. (2021): Effect of rotating magnetic field on microstructure in AlCuSi alloys. Metals, 11, 1804. <https://doi.org/10.3390/met11111804>
- [7] Li H., Chen J. H., Zhang P., Wang T., Li T. (2015): Effect of rotating magnetic field on the microstructure and properties of Cu–Ag–Zr alloy. Mater. Sci. Eng. A 624, 140–147. <https://doi.org/10.1016/j.msea.2014.11.064>
- [8] Zou J., Lu D. P., Liu K. M., Fu Q. F., Zhou Z. (2018): Influences of alternating magnetic fields on the growth behavior and distribution of the primary Fe phase in Cu-14Fe alloys during the solidification process. Metals 8, 571. <https://doi.org/10.3390/met8080571>
- [9] Lia Y. Z., Manginck-Noël N., Zimmermann G., Sturz L., Nguyen-Thi H. (2019): Comparative study of directional solidification of Al-7 wt% Si alloys in Space and on Earth: Effects of gravity on dendrite growth and Columnar-to equiaxed transition. J. Cryst. Growth. 51320–51329. <https://doi.org/10.1016/j.jcrysgro.2019.02.050>
- [10] Veres Zs., Roósz A., Rónaföldi A., Sycheva A., Svěda M. (2022): The effect of melt flow induced by RMF on the meso- and micro-structure of unidirectionally solidified Al–7wt.% Si alloy Benchmark experiment under magnetic stirring. J. Mater. Sci. Technol. 103, 197–208. <https://doi.org/10.1016/j.jmst.2021.06.060>
- [11] Lu Z., Zhang Y., Ren Z., Fautrelle Y., Li X. (2017): Effect of a weak transverse magnetic field on the microstructures in directionally solidified Zn-2.2 at.% Cu peritectic alloy. ISIJ International, 57/1, 84–90. DOI: 10.2355/isijinternational.ISIJINT-2016-433
- [12] Qin L., Shen J., Feng Z., Shang Z., Fu H. (2014): Microstructure evolution in directionally solidified Fe–Ni alloys under traveling magnetic field. Mater. Lett. 115, 155–158. <https://doi.org/10.1016/j.matlet.2013.10.082>
- [13] Yu J., Du D., Ren Z., Fautrelle Y., Moreau R., Li X.: (2017): Influence of an axial magnetic field on microstructures and alignment in directionally solidified Ni-based superalloy. ISIJ International, 57/2, 337–342. <https://doi.org/10.2355/isijinternational.ISIJINT-2016-352>
- [14] Wang L., Shen J., Qin L., Feng Z., Wang L., Fu H. (2012): The effect of the flow driven by a travelling magnetic field on solidification structure of Sn–Cd peritectic alloys. J. Cryst. Growth. 356, 26–32. <https://doi.org/10.1016/j.jcrysgro.2012.07.014>
- [15] Matan V., Eigenfeld K., Rabiger D., Eckert S. (2009): Grain size control in Al-Si alloys by grain refinement and electromagnetic stirring. J. Alloys Compd. 487, 163–172. <https://doi.org/10.1016/j.jallcom.2009.08.032>
- [16] Villers B., Eckert S., Michael U., Zouhar G. (2005): The columnar-to equiaxed transition in Pb-Sn alloys affected by electromagnetically driven convection. Mater. Sci. Eng. A 402, 55–65. <https://doi.org/10.1016/j.msea.2005.03.108>
- [17] Fragoso B., Santos H. (2013): Effect of a rotating magnetic field at the microstructure of an A354. J. Mater. Res. Technol. 2(2) 100–109. <https://doi.org/10.1016/j.jmrt.2012.12.001>
- [18] Wang Y., Zhang L., Chen W., Ren Y. (2021): Three-dimensional macrosegregation model of bloom in curved continuous casting process. Metall. Mater. Trans. B, 52, 2796–2805. <https://doi.org/10.1007/s11663-021-02231-5>
- [19] Zhang H., Wu M., Rodrigues C. M. G., Ludwig A., Kharicha A. (2021): Directional solidification of Al-Si7Fe1 alloy under forced flow conditions: Effect of intermetallic phase precipitation and dendrite coarsening. Metall. Mater. Trans. A, 52, 3007–3022. <https://doi.org/10.1007/s11661-021-06295-5>
- [20] Jiang D., Zhu M. (2016): Solidification structure and macrosegregation of billet continuous casting process with dual electromagnetic stirrings in mold and final stage of solidification: A numerical study. Metall. Mater. Trans. B, 47, 3446–3458. <https://doi.org/10.1007/s11663-016-0772-0>
- [21] Sun H., Zhang J. (2014): Study on the macrosegregation behavior for the bloom continuous casting: Model de-

- velopment and validation. *Metall. Mater. Trans. B*, 45, 1133–1149. <https://doi.org/10.1007/s11663-013-9986-6>
- [22] Yu H.Q., Zhu M. Y. (2012): Influence of electromagnetic stirring on transport phenomena in round billet continuous casting mould and macrostructure of high carbon steel billet. *Ironmak. Steelmak.*, 39, 574–584. <https://doi.org/10.1179/0301923312Z.00000000058>
- [23] Guan R., Ji C., Zhu M. (2020): Modeling the effect of combined electromagnetic stirring modes on macrosegregation in continuous casting blooms. *Metall. Mater. Trans. B*, 51, 1137–1153. <https://doi.org/10.1007/s11663-020-01827-7>
- [24] Liu H., Xu M., Qiu S., Zhang H. (2012): Numerical simulation of fluid flow in a round bloom mold with in-mold rotary electromagnetic stirring. *Metall. Mater. Trans. B*, 43, 1657–1675. <https://doi.org/10.1007/s11663-012-9737-0>
- [25] Ren B. Z., Chen D. F., Wang H. D., Long M. J., Han Z. W. (2015): Numerical simulation of fluid flow and solidification in bloom continuous casting mould with electromagnetic stirring. *Ironmak. Steelmak.*, 42, 401–408. <https://doi.org/10.1179/1743281214Y.0000000240>
- [26] Fang Q., Zhang H., Wang J., Liu C., Ni H. (2020): Effect of electromagnetic stirrer position on mold metallurgical behavior in a continuously cast bloom. *Metall. Mater. Trans. B*, 51, 1705–1717. <https://doi.org/10.1007/s11663-020-01849-1>
- [27] Zhang H., Wu M., Zhang Z., Ludwig A., Kharicha A., Rónaföldi A., Roósz A., Veres Zs., Svéda M. (2022): Experimental evaluation of MHD modeling of EMS during continuous casting. *Met. Trans. B*, 53, 2166–2181. <https://doi.org/10.1007/s11663-022-02516-3>
- [28] Rónaföldi A., Roos A., Veres Zs. (2021): Determination of the conditions of laminar/turbulent flow transition using pressure compensation method in the case of Ga75In25 alloy stirred by RMF. *J. Cryst. Growth*. 564, 12607. <https://doi.org/10.1016/j.jcrysgro.2021.126078>
- Másodközlés:* Rónaföldi Arnold, Veres Zsolt, Roósz András (2024): A lamináris/turbulens áramlás átmenet feltételeinek meghatározása nyomáskompenzációs módszerrel RMF által kevert Ga75In25 ötvözet esetében. *Bányászati és Kohászati Lapok* 157/II. 10–18.
- [29] Scaggs W. F., Taylor R. P., Coleman H. W. (1988): Measurement and prediction of rough wall effects on friction factor—uniform roughness results. *J. Fluids Eng.* 110, 385–391. <https://doi.org/10.1115/1.3243568>
- [30] Flack K. A., Schultz M. P. (2014): Roughness effects on wall-bounded turbulent flows. *Phys. Fluids*. 26, 101305. <https://doi.org/10.1063/1.4896280>
- [31] Li G., Qu Y., Yang Y., Chen R., Zhou Q., Li R. (2020): Effect of mechanical combined with electromagnetic stirring on the dispersity of carbon fiber in the aluminum matrix. *Sci. Rep.* 10, 8106. <https://doi.org/10.1038/s41598-020-64983-5>
- [32] Schultz M., Myers P. A. (2003): Comparison of three roughness function determination methods. *Exp. Fluids*. 35(4), 372–379. <https://doi.org/10.1007/s00348-003-0686-x>
- [33] Nikuradse J. (1950): Laws of flow in rough pipes, NACA Technical Memorandum 1292, Washington.
- [34] Colebrook C. F. (1939): Turbulent flow in pipes, with particular reference to the transitional region between smooth and rough wall laws. *J. Inst. Civil Eng.* 11, 133–156. <https://doi.org/10.1098/rsta.2006.1939>
- [35] Moody L. F. (1944): Friction factors for pipe flow. *Transactions of the ASME*, 66, 671–684. <https://doi.org/10.1115/1.4018140>
- [36] Schlichting H. (1937): Experimental investigation of the problem of surface roughness. NACA TM 823.
- [37] Dvorak F. A. (1969): Calculation of turbulent boundary layers on rough surfaces in pressure gradients. *AIAA J.* 7, 1752–1759. <https://doi.org/10.2514/3.5386>
- [38] Granville P. S. (1987): Three indirect methods for the drag characterization of arbitrarily rough surfaces on flat plates. *J. Ship. Res.* 31, 70–77. <https://doi.org/10.5957/jsr.1987.31.1.70>
- [39] Takeda Y., Kikura H. (2002): Flow mapping of the mercury flow. *Experiments in Fluids*, 32, 161–169. <https://doi.org/10.1007/s003480100296>
- [40] Wolz M. P., Mazuruk K. (2001): An experimental study of the influence of a rotating magnetic field on Rayleigh-Bénard convection. *J. Fluid Mechanics*, 2001, 79–98. <https://doi.org/10.1017/S0022112001005341>
- [41] Brito D., Nataf H. C. (2001): Ultrasonic Doppler velocimetry in liquid gallium. *Exp. Fluids*, 31, 653–663. <https://doi.org/10.1007/s003480100312>
- [42] Boden S., Eckert S., Gerbeth G. (2010): Visualization of freckle formation induced by forced melt convection in solidifying GaIn alloys. *Mater Letter*, 64, 1340–1343. <https://doi.org/10.1016/j.matlet.2010.03.044>
- [43] Rabiger D., Eckert S., Gerbeth G. (2010): Measurements of an unsteady liquid metal flow during spin-up driven by a rotating magnetic field. *Exper. Fluids*, 48, 233–244. <https://doi.org/10.1007/s00348-009-0735-1>
- [44] Wang X., Fautrelle Y., Etay J., Moreu R. (2009): A periodically reserved flow driven by modulated traveling magnetic field: Part I. Experiments with GaIn-Sn alloy. *Met. Mat. Trans. B*, 40B, 82–90. <https://doi.org/10.1007/s11663-008-9176-0>
- [45] Rónaföldi A., Roósz A., Kovács J. (2012): The influence of surface roughness of crucible's wall on the flow rate of melt stirred during solidification. *IOP Conf. Ser.: Mater. Sci. Eng.* 27, 012049. <https://doi.org/10.1088/1757-899X/27/1/012049>
- [46] Rónaföldi A., Kovács J., Roósz A. (2018): Revolution number (RPM) measurement of molten alloy by pressure compensation method. *Mater. Sci. Forum*. 649, 275–280. <https://doi.org/10.4028/www.scientific.net/MSF.649.275>
- [47] Song H. (2018): *Engineering Fluid Mechanics*. Jointly published with Metallurgical Industry Press, Springer, ISBN: 978-981-13-0172-8, <https://doi.org/10.1007/978-981-13-0173-5>
- [48] White F. M. (2002): *Fluid Mechanics*, 4th edition. McGraw-Hill Higher Education, ISBN: 0-07-228192-8
- [49] BYJU'S. What is Reynolds Number? <https://byjus.com/physics/derivation-of-reynolds-number/>
- [50] Nagy Cs., Rónaföldi A., Roósz A. (2013): Comparison of measured and numerically simulated angular velocity of magnetically stirred liquid Ga-In alloy. *Materials Science Forum* 752, 157–166. DOI: 10.4028/www.scientific.net/MSF.752.157