

Bordázott csatornában kialakuló áramlás vizsgálata

Konzulens:

Dr. Tóth Sándor, egyetemi adjunktus

Földi Attila Kristóf

2013

Tartalomjegyzék

| | |
|--|-----------|
| Jelölések jegyzéke | 2 |
| 1. Bevezetés | 3 |
| 2. Irodalmi áttekintés | 4 |
| 2.1. IV generációs gázhűtéses reaktorok | 4 |
| 2.2. Bordázott csatornában történő áramlás vizsgálata | 7 |
| 2.3. CFD rövid áttekintése | 8 |
| 2.3.1. Reynolds-átlagolt Navier-Stokes-egyenletek | 8 |
| 2.3.2. Alkalmazott turbulencia modellek | 10 |
| 3. Bordázott csatornában kialakuló turbulens áramlás vizsgálata | 12 |
| 3.1. A bordázott csatornára fejlesztett CFD modell ismertetése | 12 |
| 3.2. Hálófüggetlenség-vizsgálat | 15 |
| 3.3. Turbulenciamodelltre vonatkozó érzékenységi vizsgálat | 21 |
| 4. Összefoglalás..... | 26 |
| 5. Irodalomjegyzék..... | 27 |

Jelölések jegyzéke

Latin betűk

| Jel | Név | Mértékegység |
|--------------------------------|--|--------------------------------|
| a_3 | SST modellben szereplő konstans | - |
| a_{ij} | anizotróp tenzor az algebrai BSL modellben | - |
| D_{ij} | diffúziós tag az RSM modellben | kg/(ms ³) |
| e | borda magassága és szélessége | m |
| F_1 | súlyfaktor az SST modellben | - |
| h | csatorna magasságának a fele | m |
| i | fajlagos belső energia | J/kg |
| k | turbulens kinetikus energia | m ² /s ² |
| L | leválás hossza | m |
| M | dinamikai viszkozitás | Pas |
| \dot{m} | tömegáram | kg/s |
| n | mért adatok száma | - |
| p | nyomás | Pa |
| P_{ij} | produkciós tag az RSM modellben | kg/(ms) ³ |
| P | bordaosztás | m |
| Re | Reynolds szám | - |
| R_{ij} | Reynolds feszültség ij komponense | kg/(ms ³) |
| S | forrástag | egyenlettől függ |
| T | hőmérséklet | °C |
| t | idő | s |
| u | x irányú sebességkomponens | m/s |
| u_i | sebességvektor i. komponense | m/s |
| v | y irányú sebességkomponens | m/s |
| w | z irányú sebességkomponens | m/s |
| x_i | helykoordináta i. komponense | m |
| X_{err} | átlagos relatív eltérés | % |
| $X_{mért,i}$ $X_{számított,i}$ | i. mért és számított mennyiség | változó |

Görög betűk

| Jel | Név | Mértékegység |
|---|--|--------------------------------|
| β, β_3 | konstansok az SST modellben | - |
| φ | általános skalár mennyiség | egyenlettől függ |
| δ_{ij} | Dirac-delta | - |
| ε | turbulens kinetikus energia disszipációja | m ² /s ³ |
| ε_{ij} | disszipációs tag az RSM modellben | kg/(ms ³) |
| μ | dinamikai viszkozitás | Pas |
| μ_t | turbulens viszkozitás | Pas |
| ν | kinematikai viszkozitás | m ² /s |
| Π_{ij} | redisztribúciós tag az RSM modellben | kg/(ms ³) |
| ρ | sűrűség | kg/m ³ |
| σ_{k3} $\sigma_{\omega 2}$ $\sigma_{\omega 3}$ | konstansok az SST modellben | - |
| ω | turbulens kinetikus energia specifikus disszipációja | 1/s |
| Ω_{ij} | forgást leíró tag az RSM modellben | kg/(ms ³) |

1. Bevezetés

Az atomenergia békés célú felhasználása és az azzal kapcsolatos kutatások az 1950-es években kezdődtek. Az atomerőműveket négy generációba sorolhatjuk a fejlettségük alapján.

Az I. generációs atomerőművek az 1950-1970-es években épültek. Jellemző volt rájuk, hogy biztonsági paramétereik elmaradtak a maiakétól és nem alakult még ki sorozatgyártás, inkább prototípus jellegűek voltak. Az I. generációs reaktor típusok közül a megvalósíthatóság és a gazdaságosság szempontjából előnyösebbeket tartották meg, így születtek a II. generációs atomerőművek (1970-1995). Ezen atomreaktorok hűtőközeg szerint javarészt vízű hűtésesek, valamint gazdaságilag versenyképesebbek és üzembiztosabbak voltak, mint az I. generációsak. A II. generációs atomerőművek további fejlesztéseként (nagyobb teljesítmény, fokozott biztonság stb.) jöttek létre a III. és III+ generációs atomerőművek (1995-2030), melyek a ma épülő atomerőműveket képviselik.

A IV. generációs erőműveket jelenleg kutatják és tervezik (üzembe állásuk 2035-2050-re tehető) [1]. A új generációs reaktorok célja többek között a magasabb hatásfok elérése, a jobb üzemanyag-felhasználás megvalósítása, valamint a radioaktív hulladék mennyiségének a csökkentése. Ennek érdekében az említett reaktorok egy része gyors neutronspektrummal rendelkezik, és a zóna kilépő hőmérséklete jóval magasabb a ma üzemelő reaktorokénál. Hátrányuk, hogy a magasabb hőmérséklet elviseléséhez speciális szerkezeti anyagok és/vagy megoldások szükségesek.

Jelen dolgozatomban a IV. generációs, gázűtésű gyors reaktorban (GFR-Gas-cooled Fast Reactor) kialakuló magas hűtőközeg hőmérséklet lehetővé tételének egyik lehetséges megoldását vizsgálom. Az említett megoldásban bordákat használnának, az üzemanyagpálcák és a hűtőközeg közötti hőátadás javítására, hogy így csökkentsék a pálcafali hőmérsékletet. Munkám fő célja, hogy mérésrel is vizsgált bordázott csatornára fejlesszek CFD (Computational Fluid Dynamics) modellt és az alkalmazott számítási módszert validáljam. A kutatás során Drain és Martin által, bordázott csatornában kialakuló turbulens áramlásra végzett LDA (Laser Doppler Anemometry) mérésre végeztem CFD számításokat. A geometria megépítését, hálózását, valamint a szimulációkat az ANSYS ICEM és CFX 14.0 kódokkal végeztem el. Dolgozatomban a geometriára végzett hálófüggetlenség-, turbulenciamodell vizsgálatot, a kialakuló áramlást, valamint a mért és számított adatok összehasonlítását mutatom be.

2. Irodalmi áttekintés

2.1. IV. generációs gázhűtésű gyors reaktorok

A gyors reaktorokkal üzemelő atomerőművek ötlete nagyjából egyidős az atomenergia iránti kutatások kezdetével. Az ötlet alapja, hogyha a reaktorban a hasadások során keletkező gyors neutronokat nem lassítják le, akkor azok U^{238} atommagokba történő befogás útján azokat Pu^{239} -vé alakítják. A Pu^{239} hasadóképes izotóp, és hasonlóan jó fizika tulajdonságokkal rendelkezik, mint az U^{235} , amely hasadását a mai atomerőművek többsége is hasznosítja. Az atomenergetikai kutatások kezdetén ez a reaktortípus volt a fő irányvonal, ami annak volt a következménye, hogy a természetes uránban kis százalékban található meg az U^{235} -ös izotóp.

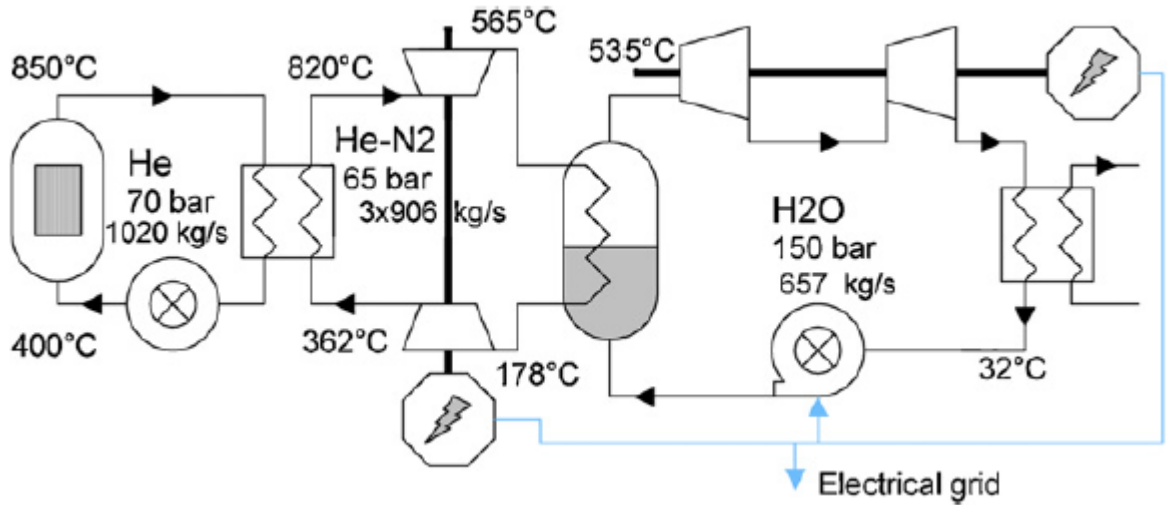
Napjainkban nagyon fontossá vált, hogy minden energiatermelő eljárást minél gazdaságosabban és jobb hatásfokkal hasznosítsuk. Az atomenergetika területén jelentős kiaknázatlan terület a fent említett gyors reaktorok típusa.

Az Európai Bizottság a GFR-re vonatkozóan 2000-től több kutatási programot is indított. Ezek feladata volt a tudásanyag rendszerezése és új kutatások végzése a biztonság, az üzemanyagciklus zárása tekintetében [2]. A reaktor típus fontosságát jelzi, hogy a 2000-ben alapított GIF (Generation IV. International Forum) amelynek tagjai között szerepel többek között Kanada, Euratom, Franciaország, Nagy-Britannia, Japán és az USA a típust a hat legígéretesebb közé sorolta [3].

A GFR hűtőközege hélium, melynek kedvező tulajdonsága, hogy nem lép reakcióba a szekunderköri hűtőközeggel, valamint a szerkezeti anyagokkal. Optikailag átlátszó, így kamerás megfigyelést is lehetővé teszi. Csak gáz fázisban tud jelen lenni a reaktor üzemi hőmérsékletén, így nem jöhet létre fázisváltozás miatti ugrásszerű hőátadási tényező változás. Előnyei mellett hátránya, hogy a hélium fajlagos hőkapacitása alacsony, emiatt az üzemzavari hűtés nehézkes. A nagyon magas (850 °C a jelenleg tervezett) zóna kilépő hőmérséklet adja a koncepció egyik legnagyobb előnyét, amely a magas termodinamikai hatásfokban rejlik [1]. A magas hőmérséklet új, speciális üzemanyag-burkolat anyag használatát követeli meg. A jelenlegi tervek szerint a burkolat SiCf/SiC-ből [4] lesz, ami kerámia, így ellenáll a magas hőmérsékletnek. Két európai GFR reaktorkoncepció létezik jelenleg. Az egyik egy 75 MW teljesítményű kísérleti reaktor (ALLEGRO), a másik egy energiatermelő prototípus (GFR2400) $2400MW_{th}$ termikus teljesítménnyel és 45%-os nettó hatásfokkal [1].

A GFR2400-as energiatermelő konstrukció esetében a reaktort egy indirekt gázturbinás Brayton-körfolyamatba akarják beépíteni (2.1.2. ábra) [5]. Ebben az esetben egy közbenső kört alkalmaznak, amelyben a primerköri He hűtőközeg átadja a hőt a szekunderköri He vagy N_2 közegnek, amely meghajtja a gázturbinát. Ez többlet hőveszteséget okoz, és további bonyolult hőcserélő(k) beépítését is

szükségessé teszi, a direkt ciklushoz képest, azonban a gázturbinák direktbe bekötése nukleáris biztonsági okokból problémás.



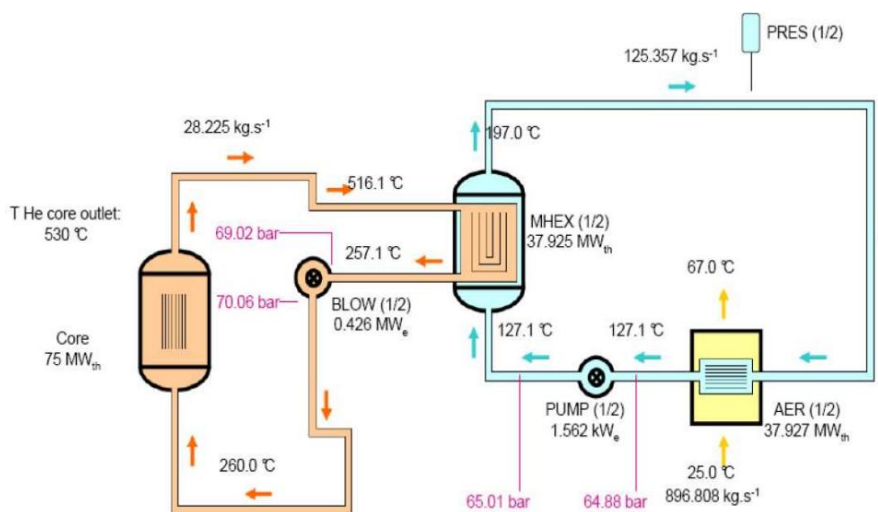
2.1.2. ábra: A GRF2400 atomerőmű konstrukciója [5]

Az ALLEGRO kísérleti reaktort 2025 körül fogják megvalósítani, míg a GFR megépítése ez utánra tehető a nem túl távoli jövőbe, 2030 környékére.

Az ALLEGRO berendezés három fő célját tartom fontosnak kiemelni:

- a nagyobb teljesítményű energiatermelő berendezés minősítésének elvégzése kisebb méretekben
- besugárzási vizsgálatok különböző szerkezeti anyagokra gyors neutron spektrum esetén
- magas hőmérsékletű He hűtőközeg és a burkolat között lejátszódó hőátadási folyamatok vizsgálata valós körülmények között

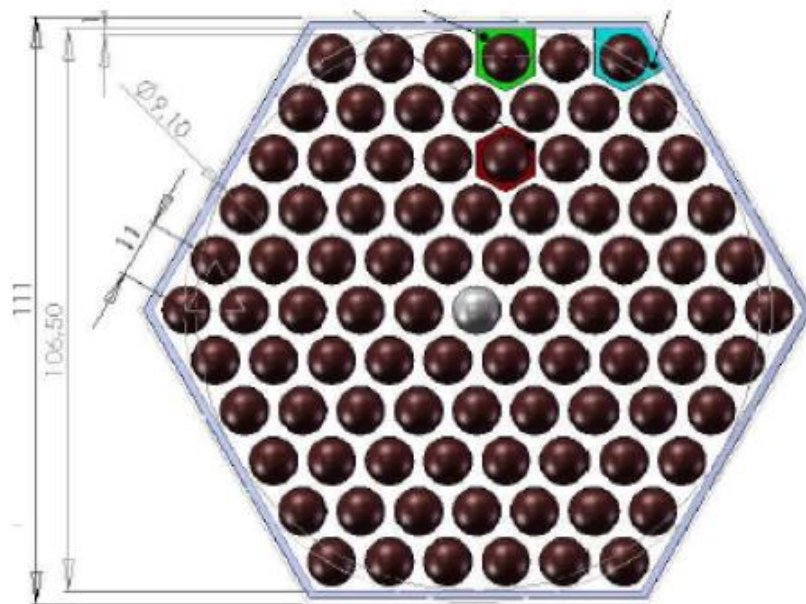
Az ALLEGRO reaktor folyamatábrája a 2.1.1. ábrán látható [7].



2.1.1. ábra: Az ALLEGRO reaktor folyamatábrája [7]

Az ALLEGRO kísérleti reaktor kezdeti töltetében MOX (Mixed-Oxid Fuel) üzemanyagot fognak alkalmazni acélötvözetből készült üzemanyag-burkolattal [hs]. A He hűtőközeg reaktorba belépő 260 °C, kilépő hőmérséklete 530 °C. A reaktorban uralkodó nyomás az energiatermelő változattal megegyezően 70 bar. A zónában termelődő 75 MW_{th} hőmennyiséget a szekunder körben található hűtőtornyon keresztül a környezetbe vezetik (2.1.1. ábra). A későbbi töltetekben az üzemanyagot kicserélik (U,Pu)C keverékre, a burkolat SiC kerámia lesz. A hűtőközeg nyomása 70 bar, a belépő 400 °C, a kilépő hőmérséklete pedig 800 °C lesz [4]. Mindkét töltetben hagyományos, pálcás kialakítású üzemanyag-kazetta alkalmazását tervezik.

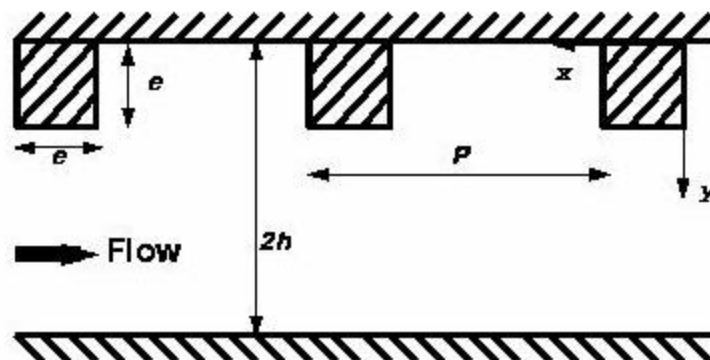
Az ALLEGRO pálcás, kerámia kazettájának kialakítása (2.1.2. ábra) a GFR2400-as prototípus tervei alapján lett meghatározva. A pálcák átmérője azonos, a pálcaosztás pedig megközelítőleg azonos a GFR2400-asban tervezettel [6]. Másik kritérium, hogy a pálcák maximális lineáris teljesítménysűrűsége megegyezik a két esetben (164 W/cm). A pálcák pozícionálására és azok rezgéscsökkentésére távtartórácsokat fognak alkalmazni [6]. A távtartórács kialakítására vonatkozólag számos terv született. Ezek közül a nátriumhűtésű gyors reaktorok számára már kifejlesztett koncepció képezi az egyik jelentős irányvonalat [6]. Az üzemanyag-pálcák és a hűtőközeg közötti hőátadás javítása érdekében a pálcák bordákkal történő ellátását is kilátásba helyezik, így fontos azok áramlásra gyakorolt hatását megismerni.



2.1.2. ábra: Az ALLEGRO kerámia pálcás kazetta kialakítása [6]

2.2. Bordázott csatornában történő áramlás vizsgálata

A dolgozatomban vizsgált bordázott csatornára vonatkozó mérést Drain és Martin végezte 1985-ben [8]. Eredményeiket az International Conference on Laser Anemometry Advances and Applications konferencián közölték. A mérés során egy téglalap keresztmetszetű csatornában az egyik vízszintes falra négyzet metszetű bordákat helyeztek egymástól azonos távolságra (2.3.1. ábra). Annyi bordát helyeztek el egymás után, hogy a mért részen az áramlás teljesen kialakult és periodikusan ismétlődő legyen. A vizsgált csatorna magassága (h) 2cm, a bordaosztás és magasság (P/e) hányadosa 7,2, a borda és a csatorna magasság hányadosa (e/h) 0,4 volt, melyekből a valós geometria adatokat meg tudtam határozni. A keresztmetszetet úgy alakították ki, hogy a csatorna kellően széles, az oldalsó falak hatása a vizsgált metszetben elhanyagolható legyen. A csatorna tényleges geometriai arányait nem adták meg a bechmark leírásban [8]. Az LDA (Laser-Doppler Anemometry) mérést a 3.1. ábrán látható négy vonal mentén végezték $Re=37200$ mellett levegő közeggel. A mérés során a vonalak mentén vizsgálták az áramlás irányú sebesség, valamint a Reynolds feszültségek $\overline{u'^2}$, $\overline{v'^2}$, $\overline{u'v'}$ komponensének az eloszlását. A mért adatokat relatív formában adták meg. A dimenziótlanítást a sebesség esetén a keresztmetszeti átlagsebességgel, a Reynolds-feszültség komponensek esetében pedig az átlagos sebesség négyzetével végezték



2.3.1. ábra: Drain és Martin által vizsgált csatorna [8]

Ugyanekkor bordaosztás/borda magasság esetén ($P/e=7,2$) végzett LHI (Laser Holographic Interferometry) mérést és numerikus szimulációt kialakult turbulens áramlás esetére Liou [9]. Kutatásaikban azt tapasztalták, hogy a hőátadási tényező nagyban függ az áramlás sebességétől, és így a turbulencia intenzitásától. Collins és Lockett ugyanilyen $P/e=7.2$ viszony mellett méréssel vizsgálta az áramlást négyzetes és kerek borda esetén [10]. A hőátadás eloszlását tekintve azt tapasztalták, hogy a kerek borda esetén az a Reynolds-számtól függ, míg négyzetes borda esetén a Reynolds számtól független. Takase numerikus szimulációval vizsgálta a turbulens hőátadási tényező karakterisztikáját négyzetes bordával ellátott csatornában magas hőmérsékletű gázhűtésű reaktorok vonatkozásában $Re=3000-20000$ tartományban [11]. Ting Ma 2D CFD számításokat végzett magas hőmérsékletű gáz hőcserélők

esetében borda körüli áramlásokra [12]. Vizsgálataik során a közeg belépő hőmérsékletét 850 K és 1250 K között, a borda magasságát pedig 0,5 mm és 2 mm között változtatták. Vizsgálataik során arra jutottak, hogy a belépő hőmérséklet növelésének nincsen jelentős hatása a hőátadásra, azonban a megnövekedett sebesség és turbulens kinetikus energia miatt a hőátadási tényezőre a legtöbb felületen némileg javult. A hőátadása fokozása a borda magasságának növelésével is megoldható, ami az áramlás zavarásának fokozódása miatt hat kedvezően.

2.3. CFD A rövid áttekintése

A CFD (Computational Fluid Dynamics) számításokhoz elengedhetetlen az áramlási és hőtani folyamatokat leíró egyenletek megléte. A teljesség igénye nélkül felsorolok pár fontos felfedezést, melyek a modern CFD kódok kialakulását lehetővé tették [13]. Isaac Newton (1634-1727) megalkotta a viszkozitás törvényét, mely newtoni folyadékok esetében a közeg belső súrlódásának meghatározására ad összefüggést [13]. Leonhard Euler (1707-1783) megalkotta híres egyenletét, mely a folyadékra ható erők és a folyadék rész gyorsulása között teremt kapcsolatot súrlódásmentes esetben [13]. Claude Louis Marie Henry Navier (1785-1836) és George Gabriel Stokes (1819-1903) egyidejűleg megalkották az áramlások leírására szolgáló talán legfontosabb egyenletet a Navier-Stokes egyenletet, mely súrlódásos newtoni közegek esetében érvényes [13]. A turbulens áramlások leírásához szükség van még turbulenciamodellekre, amelyeknek száma nagy, meghaladja ezen dolgozat terjedelmét, így csak az általam használtakra fogok részletesebben kitérni. A CFD kódok kialakulásának és mai napig is tartó intenzív fejlődésének egyik másik két fontos feltétele a numerikus módszerek fejlődése és a számítógépi kapacitások gyors mértékű növekedése. Kutatásomban a hő- és áramlástan problémák számítására alkalmas ANSYS CFX programcsomagot, valamint az ANSYS ICEM nevű hálózó programot használtam.

2.3.1. Reynolds-átlagolt Navier–Stokes-egyenletek

A kereskedelmi CFD kódok általában a kontinuitás, a Navier-Stokes, az energia és az állapotegyenleteket oldják meg. A továbbiakban a Reynolds-átlagolt módszert ismerettem, mert számításaimban is ezt alkalmaztam. Az áramlások egy bizonyos Re-szám fölött (csőben történő áramlás esetén, ha $Re > 2300$) laminárisból turbulens áramlásba mennek át. Ennek eredménye örvényeket tartalmazó instacionárius 3D áramlás, kaotikus mozgással, intenzív keveredéssel, többlet disszipációval, jellemzően forgásdominanciával. A Reynolds-átlagolt leírás alapötlete, hogy az áramlási jellemzőket (u, v, w, p), felbonthatjuk egy időátlagra, és egy időfüggő, átlag körüli fluktuációra. Azaz egy általános Φ mennyiség esetén:

$$\Phi(t) = \bar{\Phi} + \Phi'(t) \quad (2.3.1.)$$

, ahol a Φ valamely áramlási változó és $\bar{\Phi} = \frac{1}{\Delta t} \int_{T_0}^{T_0+\Delta t} \Phi(t) dt$ annak időátlaga.

A felbontott mennyiségeket behelyettesítjük az áramlást leíró egyenletekbe, azaz a kontinuitási (2.3.2.) és a Newtoni közegek áramlását leíró Navier-Stokes-egyenlet három komponens egyenletébe (2.3.3.), majd időben átlagoljuk azokat. A kontinuitás egyenlete a tömegmegmaradást fejezi ki.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \underline{u}) = 0 \quad (2.3.2.)$$

A Navier-Stokes-egyenletek Newtoni közegek esetén az áramló folyadékrezecske gyorsulása és az arra ható erők között teremtnek kapcsolatot.

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho u)}{\partial t} + \text{div}(\rho u \underline{u}) &= -\frac{\partial p}{\partial x} + \text{div}[\mu(\text{grad} u)] + S_{N,x} \\ \frac{\partial(\rho v)}{\partial t} + \text{div}(\rho v \underline{u}) &= -\frac{\partial p}{\partial y} + \text{div}[\mu(\text{grad} v)] + S_{N,y} \\ \frac{\partial(\rho w)}{\partial t} + \text{div}(\rho w \underline{u}) &= -\frac{\partial p}{\partial z} + \text{div}[\mu(\text{grad} w)] + S_{N,z} \end{aligned} \quad (2.3.3.)$$

A fenti egyenletek felírhatóak általános formában is, egy ϕ mennyiségre (2.3.4.).

$$\frac{\partial(\rho \phi)}{\partial t} + \text{div}(\rho \phi \underline{u}) = \text{div}[\Gamma_\phi(\text{grad} \phi)] + S_\phi \quad (2.3.4.)$$

Ebbe az általános formába, ha egyet helyettesítünk ϕ helyébe, akkor a kontinuitás egyenletét, ha a sebességkomponenseket, akkor a Navier-Stokes egyenleteket kapjuk vissza.

Amennyiben a Reynolds átlagolást elvégezzük, valamint feltételezzük, hogy $v=\text{áll.}$ és $q=\text{áll.}$ a (2.3.5.) és (2.3.6.) egyenleteket kapjuk.

$$\text{div}(\underline{u}) = 0 \quad (2.3.5.)$$

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \text{div}(\bar{u} \underline{u}) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \left[\frac{\partial(-\rho \overline{u'^2})}{\partial x} + \frac{\partial(-\rho \overline{v'u'})}{\partial y} + \frac{\partial(-\rho \overline{w'u'})}{\partial z} \right] + v \text{div}(\text{grad} \bar{u}) + S_{N,x}$$

$$\frac{\partial \bar{v}}{\partial t} + \text{div}(\bar{v} \underline{u}) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial y} + \frac{1}{\rho} \left[\frac{\partial(-\rho \overline{u'v'})}{\partial x} + \frac{\partial(-\rho \overline{v'^2})}{\partial y} + \frac{\partial(-\rho \overline{w'v'})}{\partial z} \right] + v \text{div}(\text{grad} \bar{v}) + S_{N,y} \quad (2.3.6.)$$

$$\frac{\partial \bar{w}}{\partial t} + \text{div}(\bar{w} \underline{u}) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial z} + \frac{1}{\rho} \left[\frac{\partial(-\rho \overline{u'w'})}{\partial x} + \frac{\partial(-\rho \overline{v'w'})}{\partial y} + \frac{\partial(-\rho \overline{w'^2})}{\partial z} \right] + v \text{div}(\text{grad} \bar{w}) + S_{N,z}$$

A (2.3.8.) egyenletek jobb oldalán a szögletes zárójelben lévő tagok írják le a turbulencia hatását. A tagok szimmetriája miatt ez további hat ismeretlent jelent. Ezek meghatározásához további egyenletekre van szükség, ezeket hívjuk turbulenciamodelleknek.

2.3.2. Alkalmazott turbulenciamodellek

2.3.2.1. SST (Shear Stress Transport) modell

Az SST egy kétegyenletes örvényviszkózitás modell, amely a k - ε és a k - ω modell előnyös tulajdonságait egyesíti [14]. A fal közelében a k - ω modell tulajdonságai dominálnak, míg a faltól távolodva a k - ε veszi át a szerepet. Ezt az átmenetet az F_1 súlyfaktor biztosítja, amely függvénye a faltól mért távolságnak, az anyagjellemzőknek, k -nak és ω -nak. Mivel az SST egy kétegyenletes modell, így számítógépi erőforrásigénye kisebb, mint a Reynolds-feszültség modelleké.

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho U_j k) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_{k3}} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + P_k - \beta' \rho k \omega + P_{kb} \quad (2.3.7.)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho \omega)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho U_j \omega) \\ = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_{\omega 3}} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + (1 - F_1) 2\rho \frac{1}{\sigma_{\omega 2} \omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} + \alpha_3 \frac{\omega}{k} P_k - \beta_3 \rho \omega^2 + P_{\omega b} \end{aligned} \quad (2.3.8.)$$

2.3.2.2. BSL és az SSG Reynolds-feszültség modell

A Reynolds-feszültség modellek a legkomplexebb és legáltalánosabb Reynolds-átlagolt turbulenciamodellek [14] [15], amelyek hét egyenlettel írják le a turbulenciát. A Reynolds-feszültség tenzor kilenc komponense közül szimmetriai okok miatt hat különböző. Ezekre felírt hat egyenletből, valamint a turbulens disszipációra ε , vagy a specifikus disszipációra felírt egyenletekből állnak a modellek.

$$\frac{DR_{ij}}{Dt} = P_{ij} + D_{ij} - \varepsilon_{ij} + \Pi_{ij} + \Omega_{ij} \quad (2.3.9.)$$

A fenti egyenlet a Reynolds-feszültség tenzor elemeinek megváltozására ad összefüggést. Ennek megváltozása (lokális és konvektív) eredhet (balról jobbra haladva), produkcióból (P_{ij}), diffúzió általi transzportból (D_{ij}), disszipációból (ε_{ij}), redisztribúcióból (Π_{ij}), valamint forgásból eredő transzportból (Ω_{ij}). Az SSG turbulenciamodell esetén, ha a hetedik egyenletet ε -ra írjuk fel, a modell a fal közelében falfüggvényt használ. A BSL modell esetén viszont az ω -ra vonatkozik a hetedik egyenletet, és elegendően finom háló esetén a fal mellett lévő viszkózus alapréteget is felbontásra kerül, ami általánosabb megoldást jelent.

2.3.2.3. BSL EARSM algebrai Reynolds feszültség modell

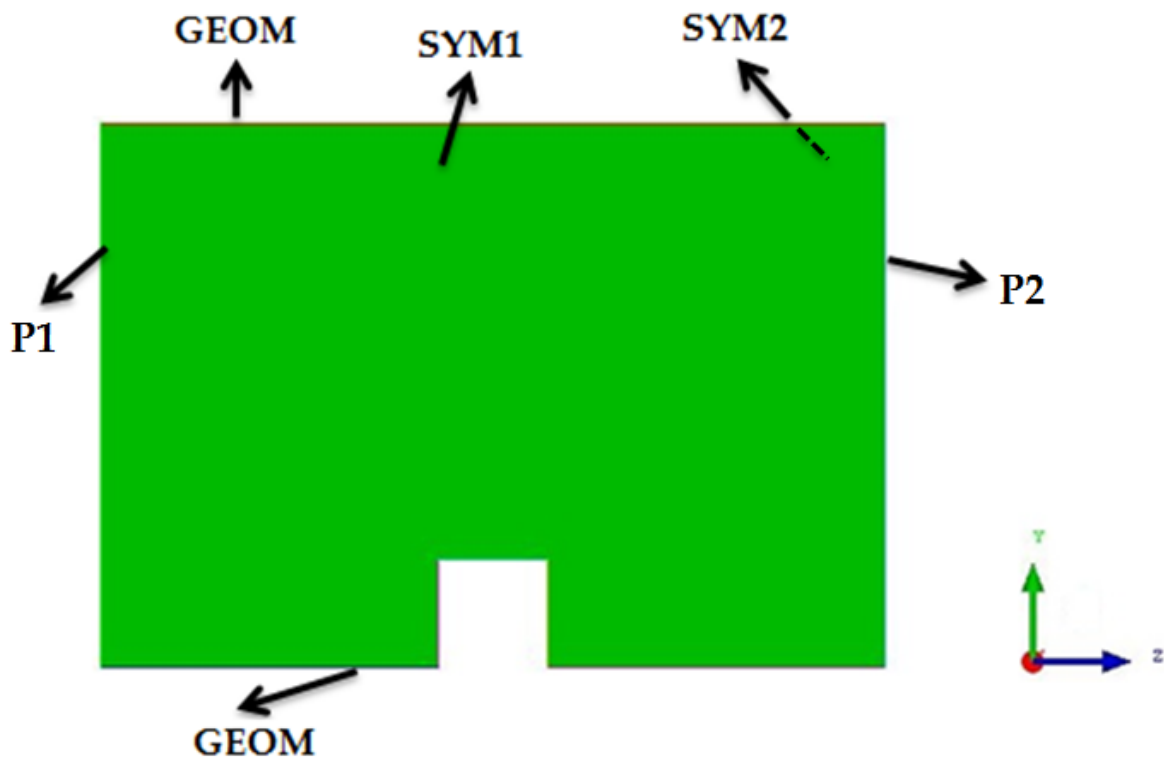
A BSL EARSM (Explicit Algebraic Reynolds Stress Model) szintén egy Reynolds-feszültség modell, azzal a különbséggel, hogy a Reynolds-feszültség komponenseket parciális differenciálegyenletek helyett a (2.3.12.) algebrai egyenletekből számoljuk az anizotrópia tenzor komponensei alapján [14]. Ez kedvező abból a szempontból, hogy kisebb az erőforrás igénye, és könnyebben konvergál állandósult állapot számítása esetében, azonban hátránya hogy így az általánosságból veszítünk.

$$u_i u_j = k \left(a_{ij} + \frac{2}{3} \delta_{ij} \right) \quad (2.3.10.)$$

3. Bordázott csatornában kialakuló turbulens áramlás vizsgálata

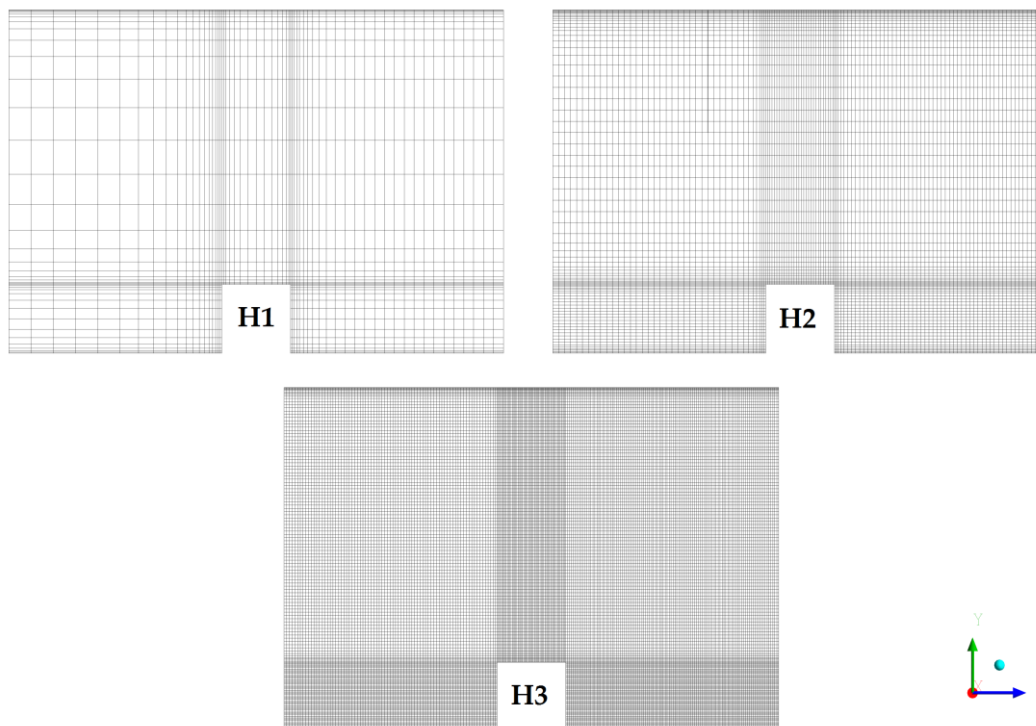
3.1. A bordázott csatornára fejlesztett CFD modell ismertetése

A CFD számítások során Drain és Martin által kísérlettel vizsgált bordázott csatornában kialakuló turbulens áramlást modelleztem. A mérés geometriáját az ANSYS ICEM programban építettem meg. A geometria méretei a 2.2. fejezetben megtalálhatóak, modellje a 3.1.1. ábrán látható.



3.1.1. ábra: A geometria modell

A méréseket téglalap keresztmetszetű csatornában végezték. A csatornát kellően szélesre építették, valamint a méréseket a csatorna közepén végezték, így az oldalsó falak hatása elhanyagolható, ahogy azt a mérést végzők is feltételezték, azaz az áramlás jó közelítéssel kétdimenziósnak tekinthető. A 2D modellt úgy hoztam létre, hogy hálózásnál x irányban három hálóréteget generáltam, és az x normálisú oldalfalakra szimmetria peremfeltételt adtam meg. A geometriát hálófüggetlenség-vizsgálat céljából a 3.1.2. ábrán látható három különböző felbontású, blokkstrukturált hálóval írtam le. A hálófinomítás során az elemméretet feleztem az y és z tengellyel párhuzamos éleken. Az áramlás pontos leírásához az olyan helyeken, ahol nagyobb sebesség gradiensek lépnek fel a felbontást megnöveltem. Ebben az esetben ez a csatorna alsó és felső fala, valamint a borda három fala. A hálók nem teljesen szimmetrikusak a bordára, mivel közvetlenül az mögött kisebb leválási buborék alakult ki, amelynek felbontásához kisebb elemméretre volt szükség. A három háló elem- és nódusszámát, valamint fő jellemzőit a 3.1.1. táblázatban közlöm.



3.1.2. ábra: Hálófüggetlenség vizsgálathoz készített hálók

| | H1 | H2 | H3 |
|--------------------------------|------|-------|--------|
| Nódusszám | 8544 | 34636 | 140072 |
| Elemeszám | 6072 | 25293 | 103671 |
| Maximális élhosszúság [mm] | 3,92 | 1,31 | 0,39 |
| Fali hálóréteg vastagsága [mm] | 0,05 | 0,05 | 0,05 |
| Növekedési faktor | 1,46 | 1,2 | 1,2 |

3.1.1. táblázat: A hálók elem, nódusszámai és jellemző méreteik

A szimulációkat a méréseknek megfelelően $Re=37200$ mellett, levegő közeggel végeztem el. Az anyagjellemzőket $20^{\circ}C$ -ra és $p=1$ bar nyomásra vonatkoztattam (3.1.2. táblázat). Az anyagjellemzők értékeit táblázatból vettem [16]. A kinematikai viszkozitás, valamint a csatorna egyenértékű hidraulikai átmérőjének ismeretében meghatároztam az áramlás Reynolds-számához tartozó átlagos sebesség nagyságát a 3.1.1. egyenlet alapján.

$$w = \frac{Re \cdot \nu}{d_e} \quad (3.1.1.)$$

Az átlagsebességet felhasználva a 3.1.2. egyenlettel kiszámoltam a csatornán átáramló tömegáramot. A számított tömegáram és sebesség a 3.1.3. táblázatban látható.

$$\dot{m} = \rho \cdot w \cdot A = \rho \cdot w \cdot 2 \cdot h \cdot z \quad (3.1.2.)$$

| Levegő | | | | | | |
|--------|---------|-----------------------|------------------------|---------------------------|------------|------------|
| T [°C] | p [bar] | v [m ² /s] | ρ [kg/m ³] | c _p [kJ/(kgK)] | λ [W/(mK)] | M [Pas] |
| 20 | 1 | 1,51E-05 | 1,1881 | 1,007 | 0,02603 | 1,7976E-05 |

3.1.2. táblázat: Az áramló közeg jellemzői

| | |
|-----------------|-------|
| Re [-] | 37200 |
| h [m] | 0,02 |
| z [m] | 1E-04 |
| w [m/s] | 7,035 |
| \dot{m} [g/s] | 0,033 |

3.1.3. táblázat: A csatorna és az áramlás jellemzői

A CFX Pre-ben periodikus peremfeltételt adtam meg a geometria P1 belépő és P2 kilépő felülete között. A periodikus interface-n a fent leírt tömegáramot definiáltam. A „pressure update multiplier” értékét 10^{-4} -re állítottam be. Ez azt adja meg, hogy az egyes iterációk között a program mennyivel változtathatja a forrástagot. A turbulencia modellezésére alapesetben a BSL Reynolds-feszültség modellt alkalmaztam. Az áramlási iránnyal párhuzamos, oldalsó virtuális falakon szimmetria peremfeltételt definiáltam (SYM1, SYM2). A GEOM részbe tartozó csatorna alsó és felső, valamint a borda három falára fal peremfeltételt definiáltam. A reziduálisok RMS értékére korlátként 10^{-6} -t adtam meg. A szimulációk során pár pontban monitoroztam a sebesség, a nyomás, és a $\overline{u'^2}$, $\overline{v'^2}$, $\overline{u'v'}$ változókat. Körülbelül 6000 iterációs lépés kellett, ahhoz hogy a hiba kellően lecsökkenjen, és a monitorozási pontokban a változók értéke állandósuljon. A finomabb hálók esetén a konvergencia gyorsaságának, valamint stabilitásának javítása érdekében tömegáram helyett forrástagot definiáltam 3.1.3 egyenlet alapján.

$$S_p = \frac{\Delta p}{l} \quad (3.1.3.)$$

A belépés és a kilépés között kialakuló nyomáskülönbséget az interface tömegárammal végzett korábbi számításomból vettem. A különböző hálókön ugyanaz a forrástág hálófelbontástól függően némileg különböző tömegáramot eredményez. Ugyannak a tömegáramnak az elérésére iterációt végeztem a 3.1.4. alapján, amíg a kívánt értéktől való eltérés kisebb nem lett, mint 1%.

$$\Delta p_{i+1} = \Delta p_i \cdot \left(\frac{\dot{m}}{\dot{m}_i}\right)^2 \quad (3.1.4.)$$

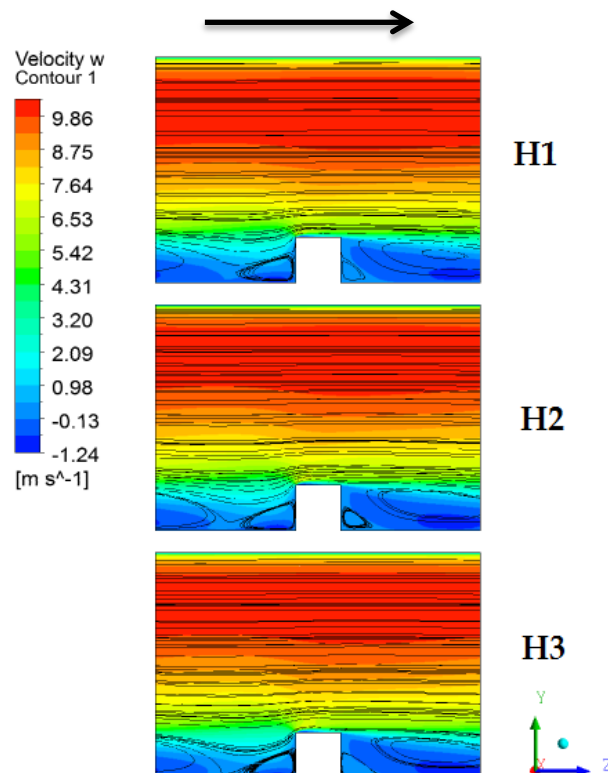
Ahol a Δp_{i+1} az $i+1$ számításban, a Δp_i az i számításban a nyomásesés, \dot{m} a kívánt tömegáram, \dot{m}_i pedig a Δp_i nyomáskülönbség hatására kialakuló tömegáram

3.2. A hálófüggetlenség-vizsgálat eredményei

Az előző fejezetben bemutatott három hálón ugyanazon peremfeltételek mellett számítást végeztem. A szolver 2000-2500 iterációs lépés után érte el a 10^{-6} RMS reziduális korlátot a forrástagok definiálásával és a monitorozási pontokban a változók értékei állandósultak.

A csatornában kialakuló áramlási képet az axiális sebesség metszeti síkon, kontúros ábrázolásával, valamint ugyanezen felületen áramvonalakkal mutatom be a 3.2.1. ábrán.

Kísérletek és nagy pontosságú szimulációk eredményei alapján borda körül kialakuló turbulens áramlások esetében jellemzően négy leválási buborék szokott kialakulni [12]. Nagyság szerint növekvő sorrendben egy a borda fölött, egy közvetlenül a borda után, egy a borda előtt és végül egy elnyújtott a borda után. Ahogy a Reynolds szám csökken a leválási buborékok száma is csökken, így a borda fölötti kicsi és a borda utáni hosszabb sem alakulnak ki. Esetemben a négy leválási buborék mind a három hálón kialakult. A leválási buborékok közül a legnehezebb a borda fölöttit felbontani. Ehhez kellően kicsinek kell lennie a fal mellett az első hálóréteg vastagságának. Ez a hálózás szempontjából nagyon sok fölösleges elemet generál a borda előtt és mögött, másrészt a helyes áramkép számításához szükséges.



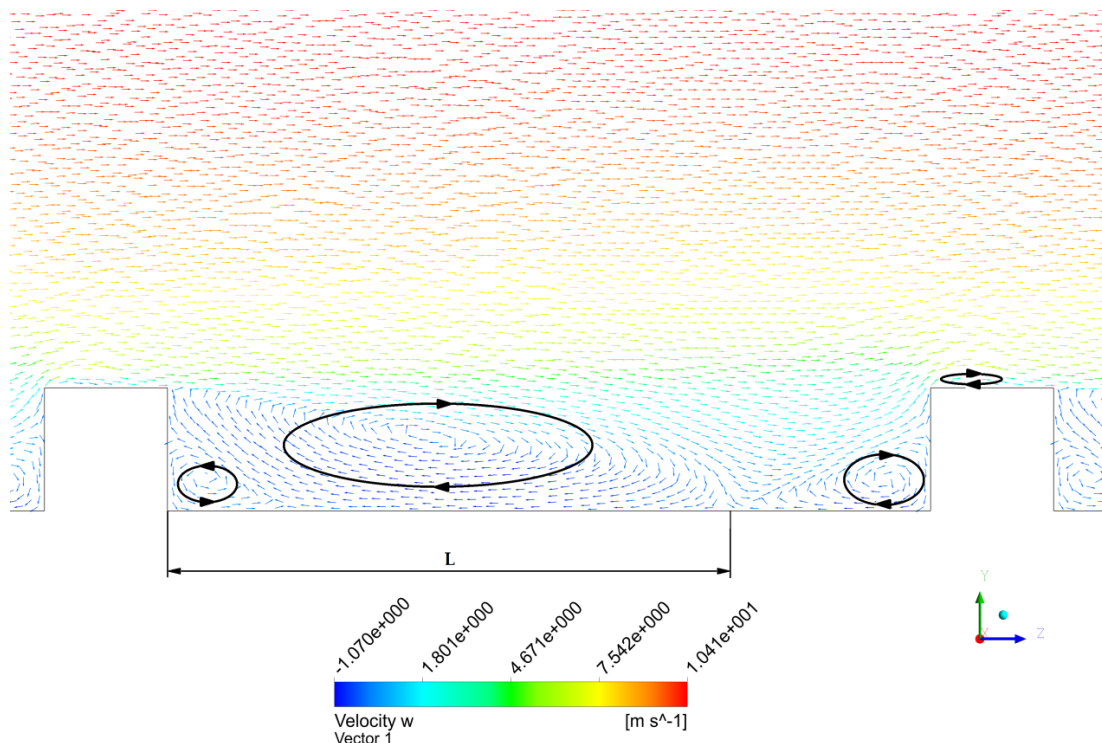
3.2.1. ábra: A különböző hálókön számított sebességeloszlások

A hőátadás szempontjából nagyon fontos, hogy meddig tart a leválás, és hol tapad vissza az áramlás, mert az alacsony sebességű helyeken a hőátadás leromlik, és itt magasabb hőmérséklet alakul ki. A visszatapadás hosszának szemléletes megjelenítése a 3.2.2. ábrán látható. A borda után kialakuló nagyobb leválási buborék hossza, azaz a visszatapadás helye némileg eltér a különböző hálókön. A visszatapadás távolságát úgy határoztam meg, hogy megkerestem azt a pontot a hosszabb leválási buborék után, ahol a sebesség axiális komponense előjelet vált (3.2.2. ábra). Ez alapján a három háló esetében a 3.2.1. táblázatban megadott távolságok adódtak. A hálófinomítással a leválás hossza és azok közötti relatív eltérés is csökkent.

| | L [m] | L _{err} [%] |
|----|---------|----------------------|
| H1 | 0,03946 | 0,10273 |
| H2 | 0,03636 | 0,01602 |
| H3 | 0,03579 | |

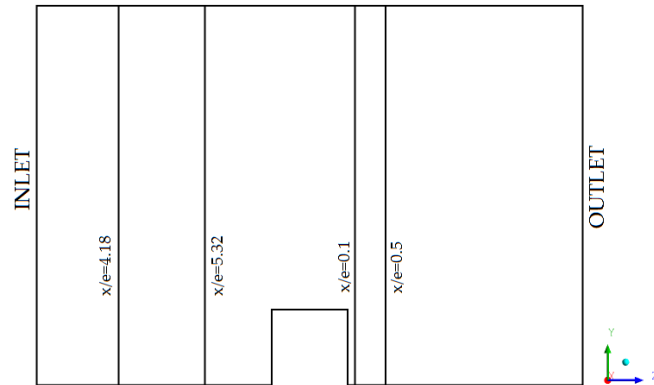
3.2.1. táblázat: A számított visszatapadási távolság a különböző hálók esetén

A hőátadás szempontjából nagyon fontos, hogy meddig tart a leválás, és hol tapad vissza az áramlás, mert a leválási zónában a hőátadás drasztikusan leromlik, és itt magasabb hőmérséklet alakul ki. A visszatapadás hosszának szemléletes megjelenítése a 3.2.2. ábrán látható.



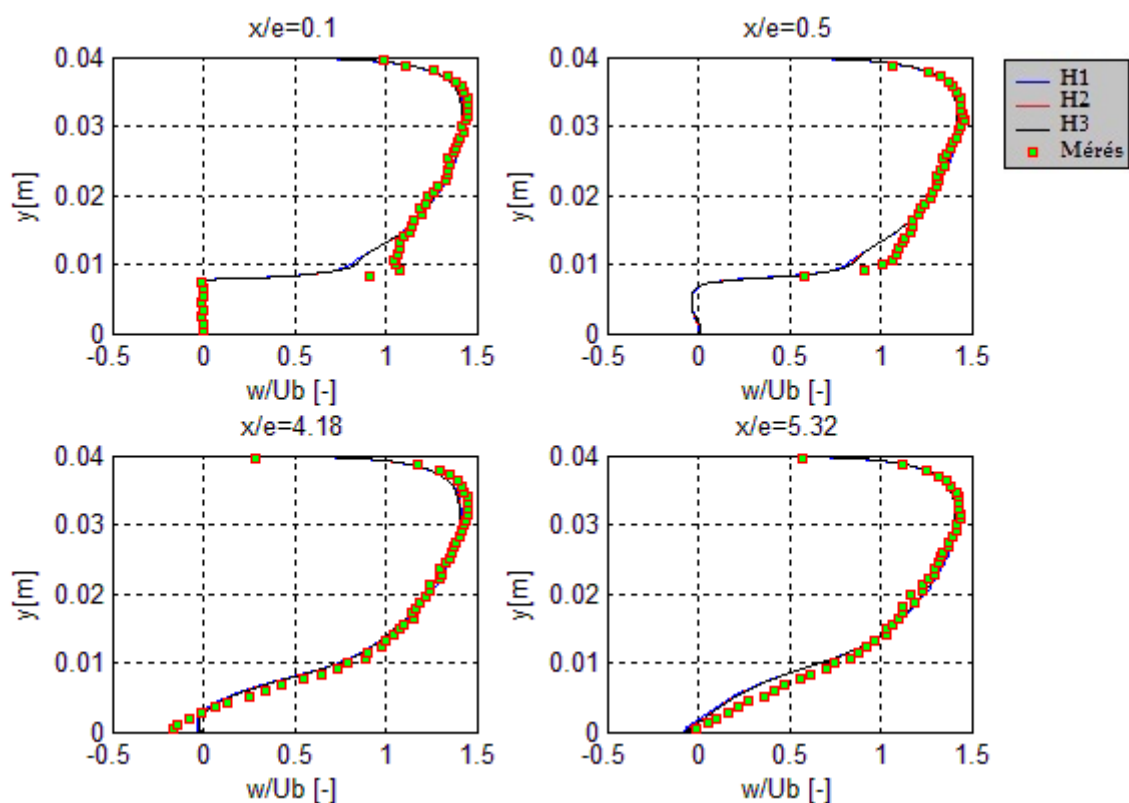
3.2.2. ábra: Az áramlás visszatapadásának a helye

Drain és Martin méréséből rendelkezésemre állt a sebesség axiális irányú komponensének, valamint a Reynolds-feszültségek $\overline{u'^2}$, $\overline{v'^2}$, $\overline{u'v'}$ komponenseinek az eloszlása négy függőleges vonal mentén (3.2.3. ábra, $x/e=0,1; 0,5; 4,18; 5,32$) dimenziótlan formában. A dimenziótlanításhoz a sebesség esetén az átlagsebességet, a Reynolds-feszültségek esetén az átlagsebesség négyzetét használták.

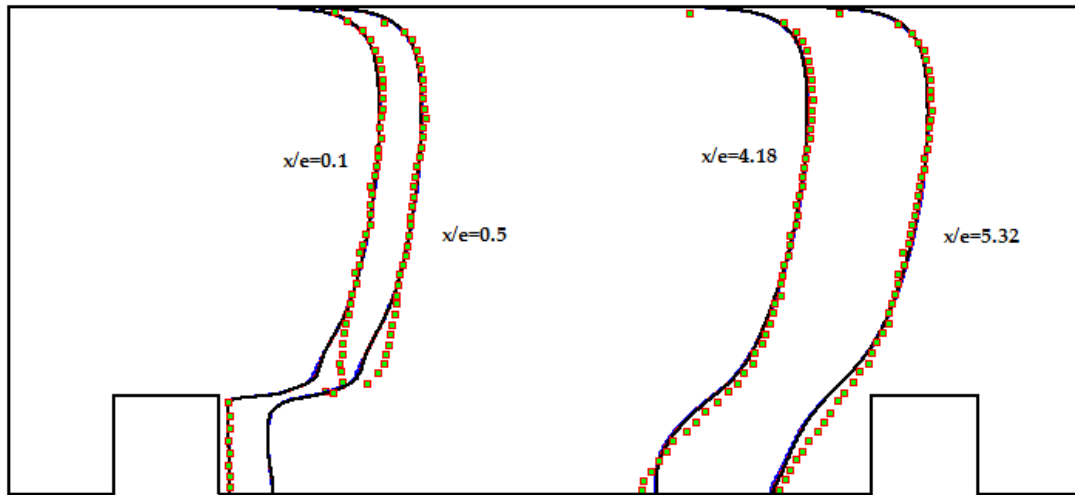


3.2.3. ábra: A mérési vonalak elhelyezkedése

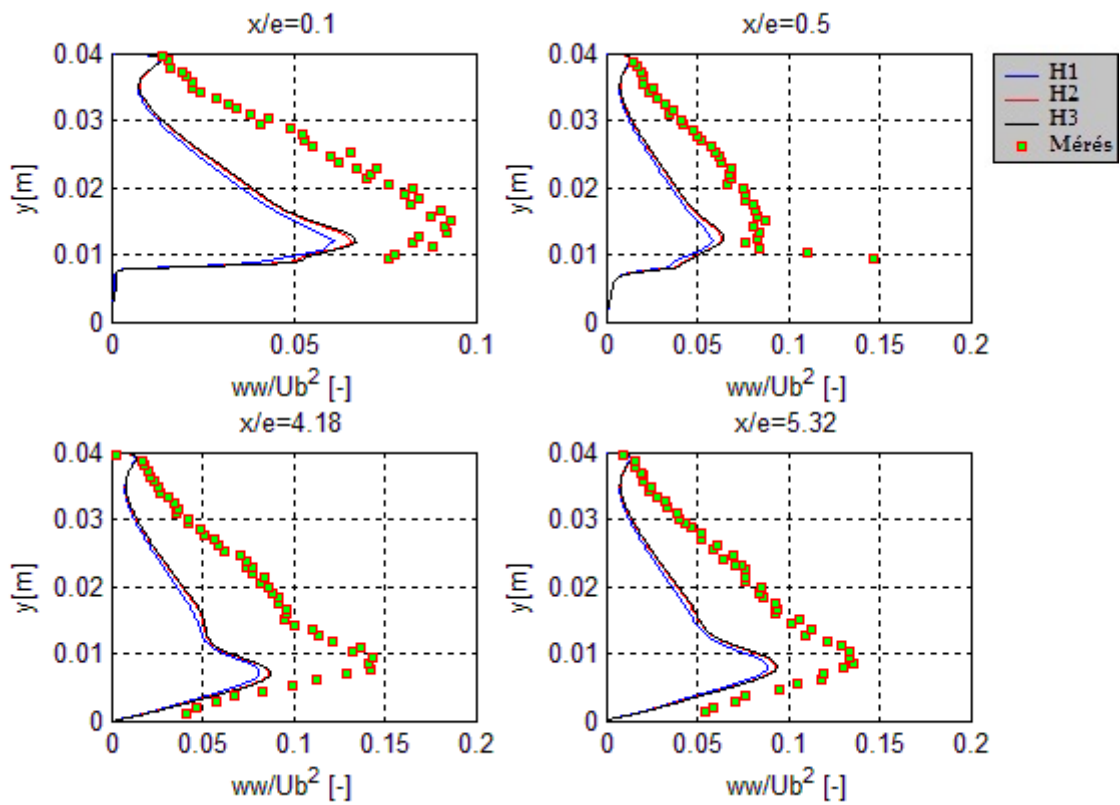
A mért és a számított adatokat a 3.2.4.-3.2.8. ábrákon láthatóak.



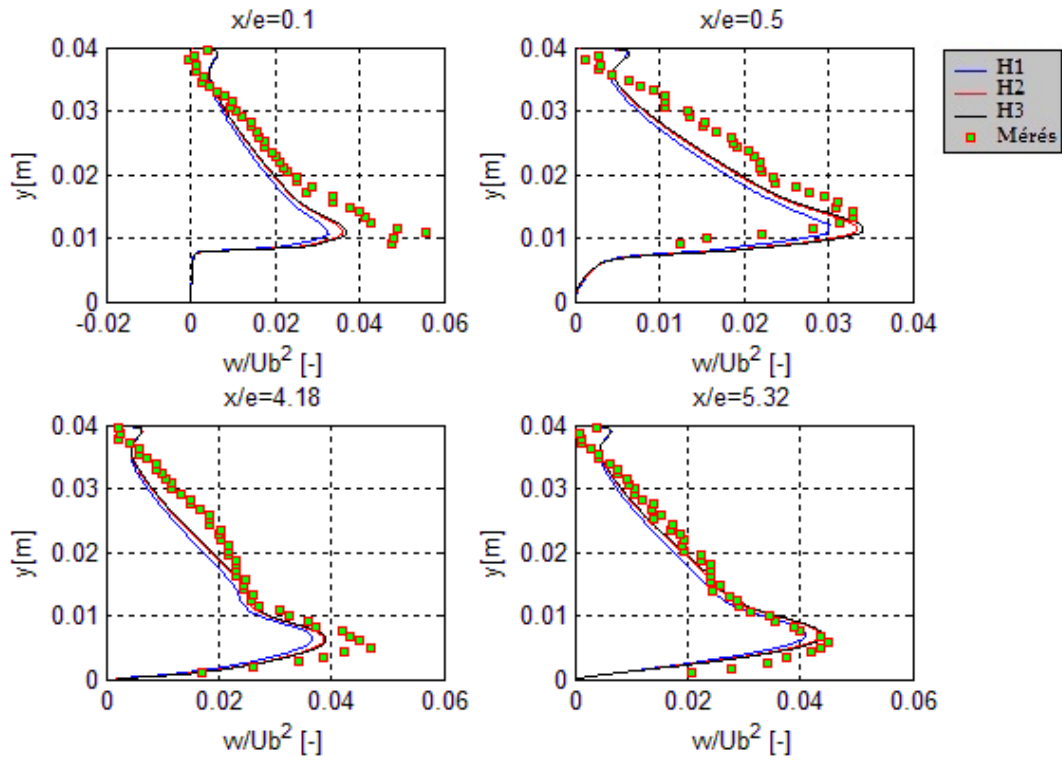
3.2.4. ábra: Sebességprofilok különböző távolságra a bordától



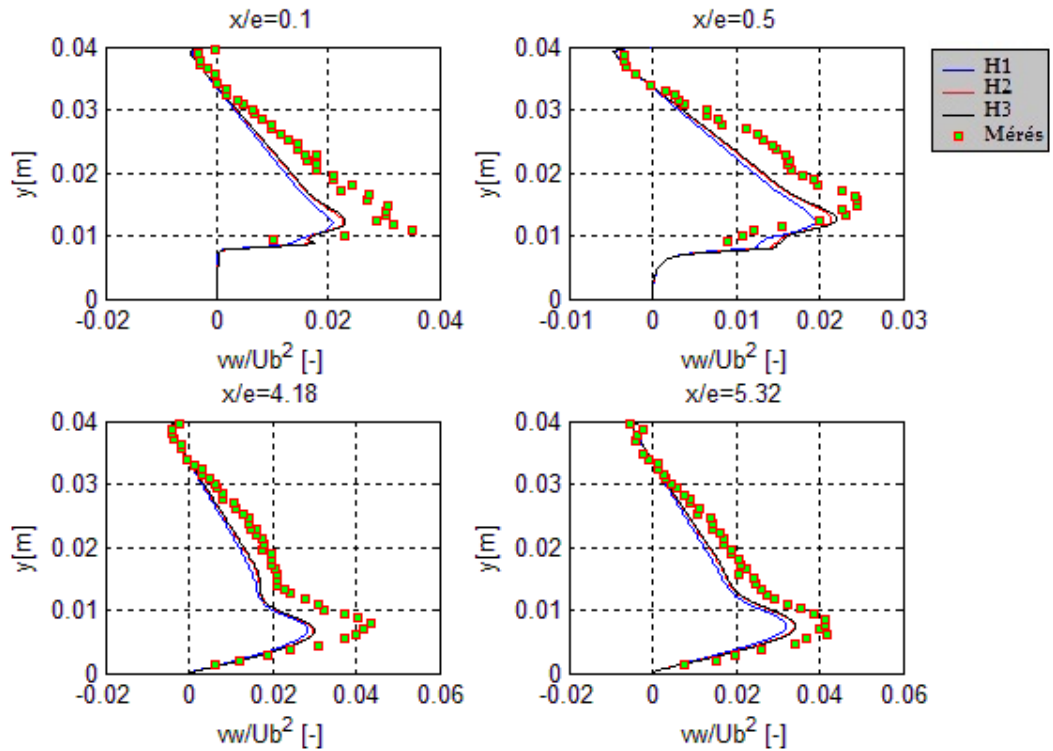
3.2.5. ábra: Sebességprofilok a H2 hálón számolva



3.2.6. ábra: A Reynolds-feszültség tenzor ww komponensének vonal menti eloszlása



3.2.7. ábra: A Reynolds-feszültség tenzor $v-v$ komponensének vonal menti eloszlásai



3.2.8. ábra: A Reynolds-feszültség tenzor $v-w$ komponensének vonal menti eloszlásai

A mért és a számított adatok a 3.2.4.-3.2.7. ábrákon láthatóak. A sebesség axiális komponensének összehasonlításából (3.2.4. ábra) látszik, hogy a különböző hálókön számított eredmények gyakorlatilag megegyeznek. Mind a három háló esetén a számított adatok jellegre és értékre is általában nagyon jól egyeznek a mértekkel. A mért és a számított sebességek közötti átlagos relatív eltérés (3.2.1.) 5% körül van.

$$x_{err}[\%] = \frac{\sum_{i=1}^n \left| \frac{x_{mért,i} - x_{számított,i}}{x_{mért,i}} \right|}{n} \cdot 100 \quad (3.2.1.)$$

Megemlítem, hogy az LDA mérés a falhoz közel pontatlan értéket eredményezhet a lézersugarak szóródása miatt. Ezt figyelembe véve, bár az ábrákon az összes mérési eredményt megjelenítettem, de a relatív hiba számításánál a két fal melletti 5-5 mért adatot figyelmen kívül hagytam. Mivel közvetlenül a mérési pontokban nem állt rendelkezésemre számított adat, így azt lineáris interpolációval határoztam meg. Látható, hogy a Reynolds-feszültségek esetén a háló finomításával a számított eredmények közötti eltérés csökkent, és azok közelebb kerültek a mérési eredményekhez. A H2 és a H3 háló eredményei között gyakorlatilag nincs különbség $\overline{w'^2}$, $\overline{v'^2}$, $\overline{w'v'}$, tehát sikerült hálófüggetlen megoldást adó felbontást elérni. Jellegre a számítottak hasonlóak a mért eloszlásokhoz. A Reynolds-feszültségek $\overline{w'^2}$ komponensét a számítások jelentősen alulbecslik. A $\overline{v'^2}$ és a $\overline{w'v'}$ mért értékeit a számítási eredmények jobban megközelítették. A mért és számított adatok eltérései a különböző mennyiségek esetén a 3.2.2. táblázatban láthatók. Az átlagos relatív hiba a H2 hálót alapul véve a $\overline{w'^2}$ komponens értékeinél jelentős, általában 50%, $\overline{v'^2}$ komponens esetében 20%, $\overline{w'v'}$ komponens esetében pedig 30% körüli (3.2.2. táblázat). A számított és mért $\overline{w'^2}$, illetve $\overline{w'v'}$ Reynolds-feszültség komponensek relatíve nagy eltérését több dolog okozhatja. Egyrészt a félempirikus turbulenciamodell hibája játszhat szerepet, másrészt az LDA mérésnek is van bizonytalanságuk. Továbbá a mérési eredményeket a csatorna oldalsó falainak hatása is befolyásolhatta, bár a mérést végzők szerint ez elhanyagolható volt. A turbulenciamodell választás hatásának vizsgálatára számításokat végeztem, amelyeket a következő fejezetben ismertetek.

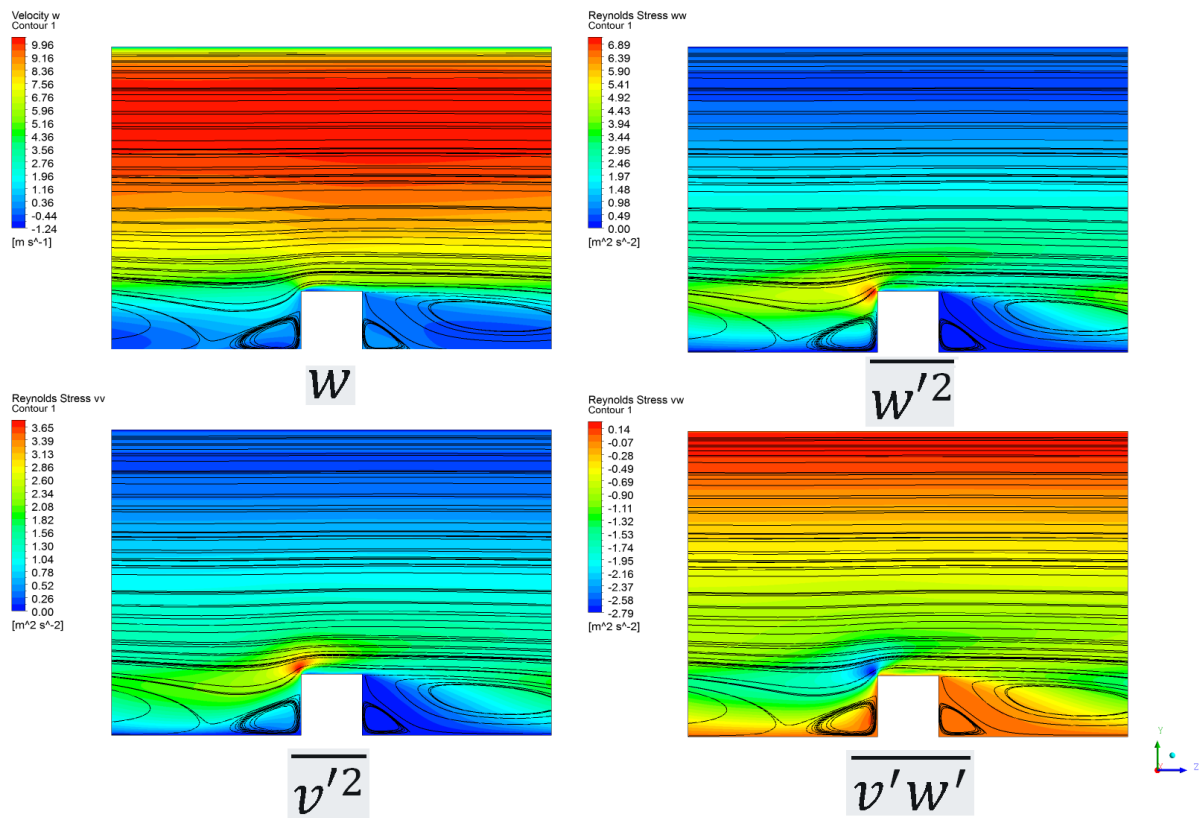
| | Hiba [%] | | | |
|-----------|----------|-------|-------|-------|
| | w | ww | vv | vw |
| H1 | 5,27 | 54,29 | 25,53 | 34,95 |
| H2 | 4,92 | 51,26 | 21,31 | 30,24 |
| H3 | 4,90 | 50,52 | 20,31 | 29,32 |

3.2.2. táblázat: Mért és számított adatok relatív eltérései

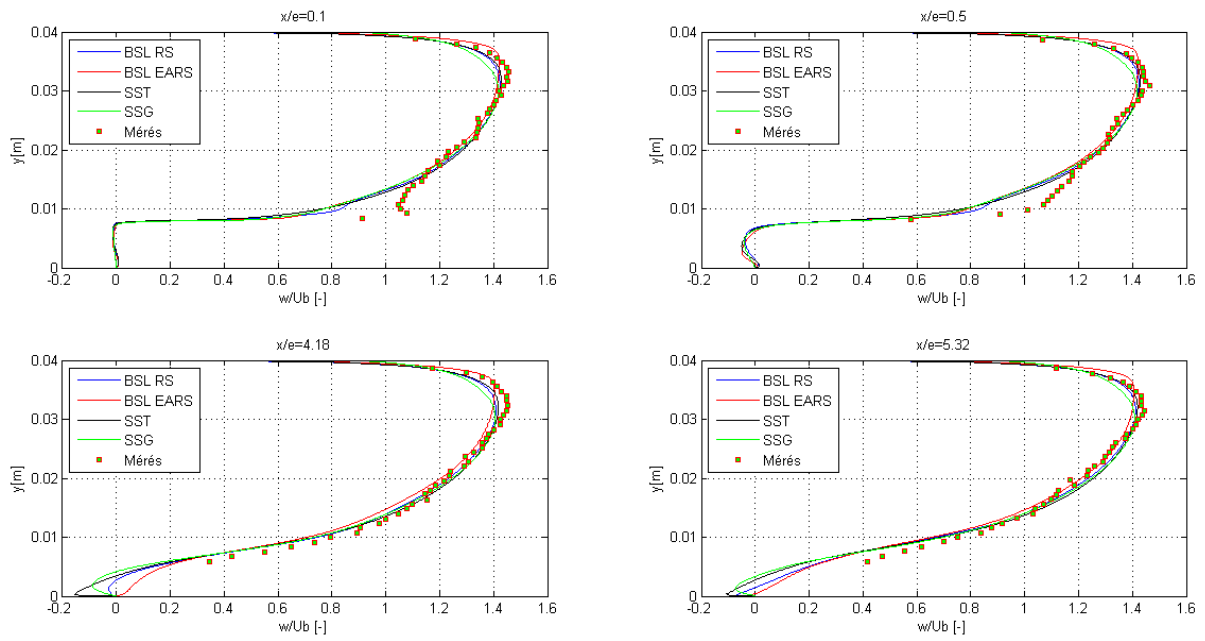
3.3. Turbulenciamodellre vonatkozó érzékenységvizsgálat

A turbulenciamodellre vonatkozó érzékenységi vizsgálatot a BSL, SSG Reynolds-feszültség (RS), BSL algebrai Reynolds-feszültség (EARS) és az SST modellekkel végeztem el. A vizsgálatokhoz a H2-es hálót használtam, mivel a további hálófinomítás már nem okozott jelentős eltérést az eredményekben, ahogyan az az előző fejezetben látható. A számítási eredményeket a megadott mérési adatokkal hasonlítottam össze. Az SST turbulenciamodell esetében a Reynolds-feszültségeket a Boussinesq közelítésből számítottam (3.3.1. egyenlet), amelyhez egy függvényt definiáltam az ANSYS CFX Post-ban. A különböző turbulenciamodellekkel kapott sebesség és Reynolds-feszültség eloszlások a 3.3.2.-3.3.5. ábrán láthatóak.

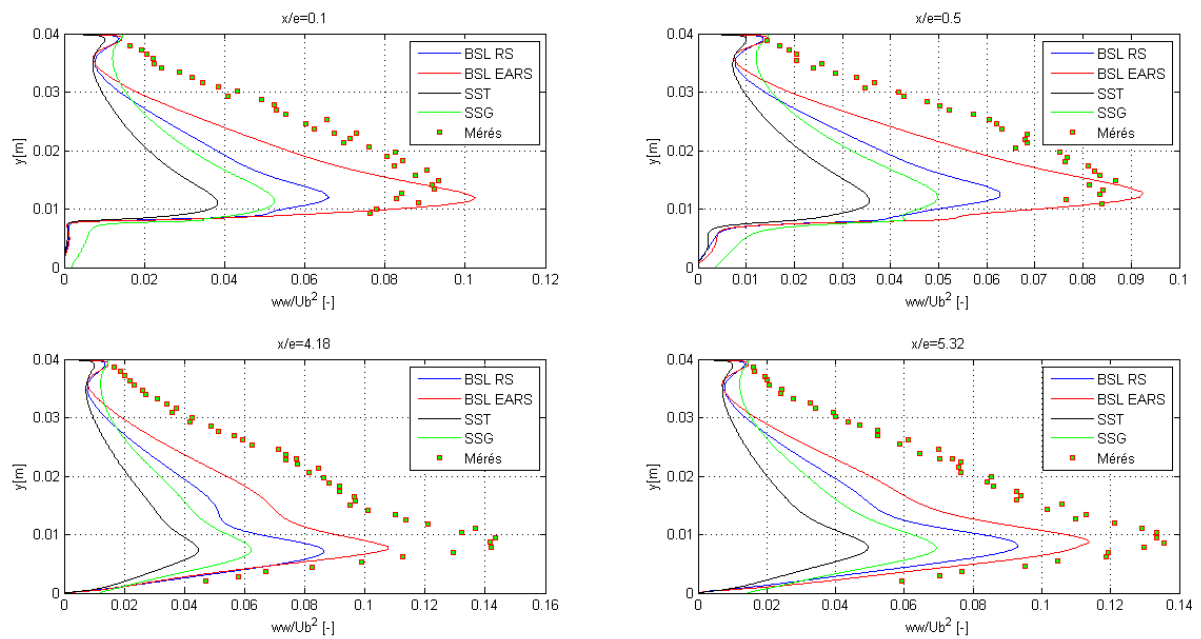
$$-\overline{u_i u_j} = \frac{\mu_t}{\rho} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \delta_{ij} k \quad (3.3.1.)$$



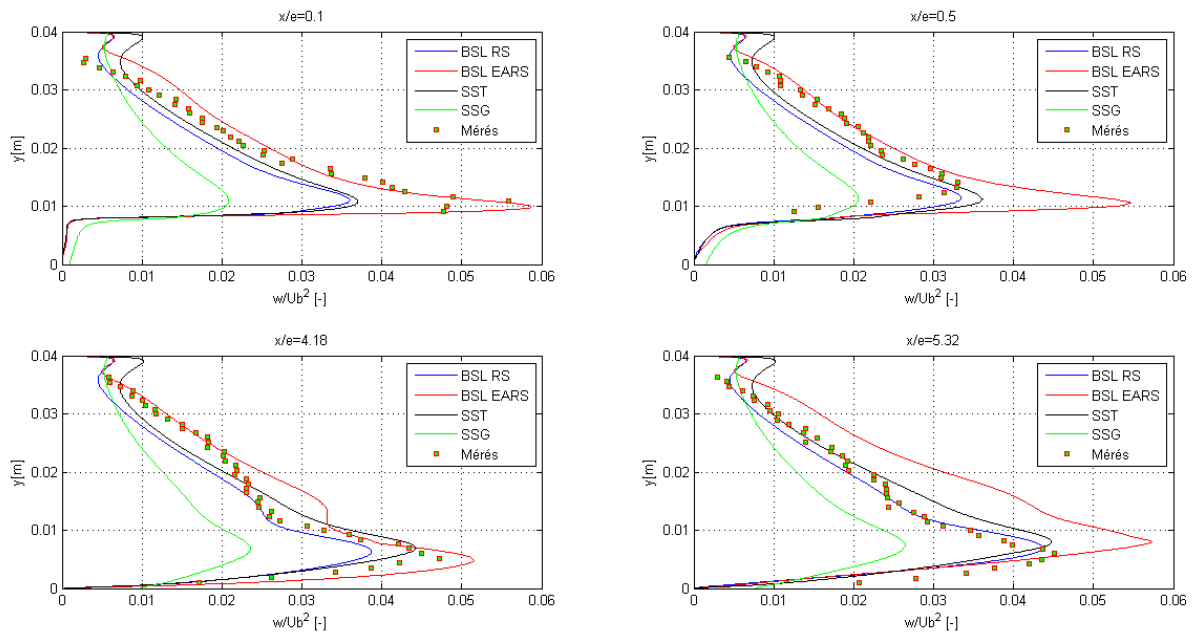
3.3.1. ábra: Az axiális sebesség és a turbulens mennyiségek eloszlásai a BSL Reynolds-feszültség turbulenciamodell esetében



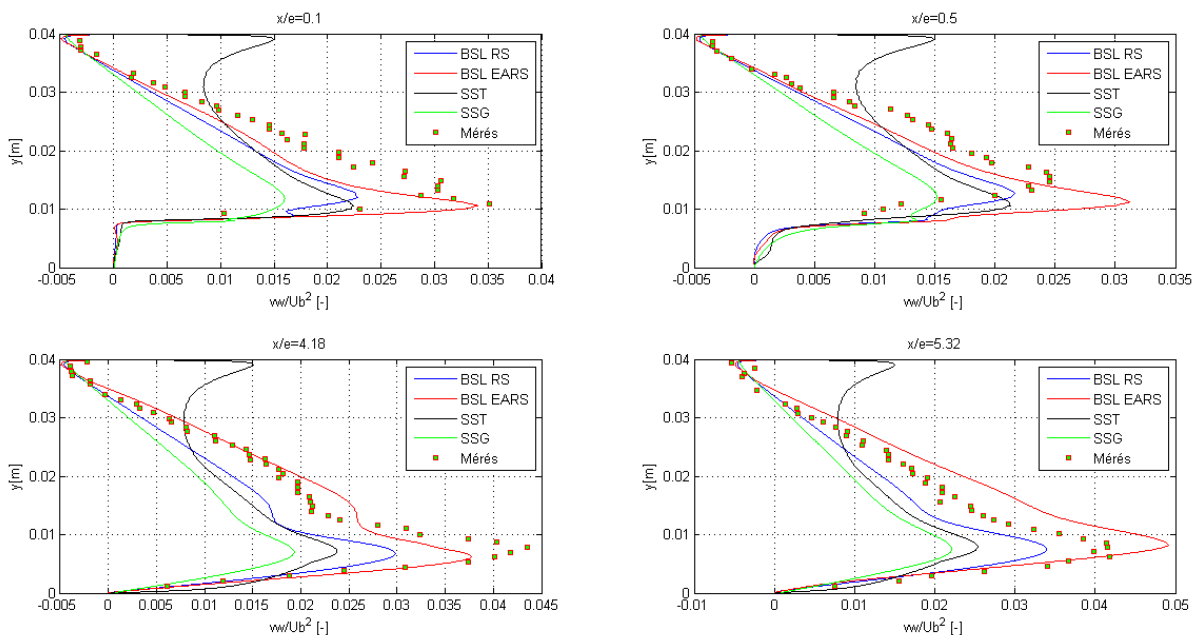
3.3.2. ábra: Sebességprofilok különböző távolságra a bordától



3.3.3. ábra: A Reynolds-feszültség tenzor ww komponensének vonal menti eloszlásai



3.3.4. ábra: A Reynolds-feszültség tenzor vv komponensének vonal menti eloszlásai



3.3.5. ábra: A Reynolds-feszültség tenzor vw komponensének vonal menti eloszlásai

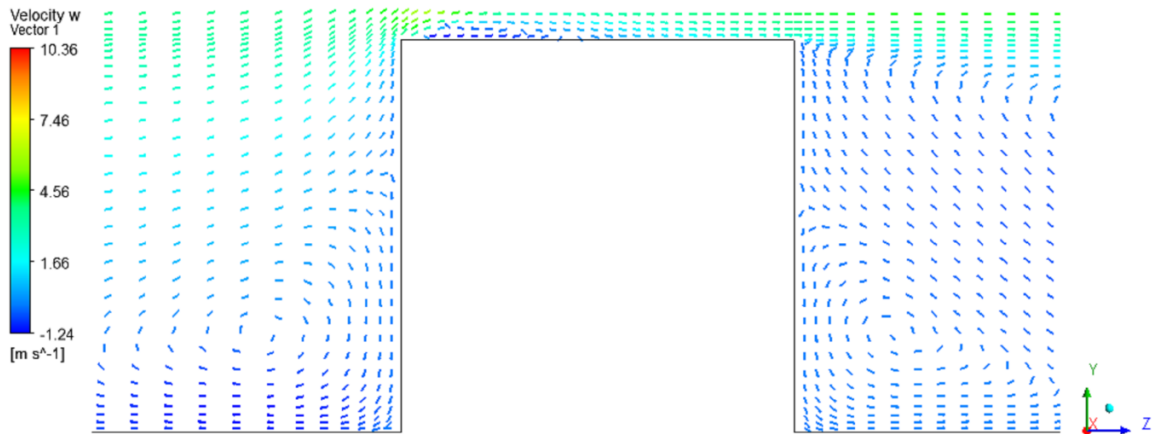
Ahogy az ábráról látható, a különböző turbulenciamodellekkel számított sebességprofilok lényegileg nem térnek el, és általában jól egyeznek a mért adatokkal (3.3.1. ábra). A borda mögött a leválás miatt visszaáramlás alakult ki. A bordától távolodva a visszaáramlás megszűnik, nagyobb sebesség alakul ki, és az eloszlás egyenletesebbé válik. Az alsó és felső falnál a sebesség a tapadás törvényének megfelelően zérus. Az 3.3.1. ábra a keresztmetszeti sebességeloszlásokat mutatja. A három nagyobb örvényt valamennyi modell képes leírni, az örvények alakja

között nincs lényeges eltérés. A borda fölötti leválási buborék – amely a vizsgált Reynolds-szám esetén megjelenik – a BSL RS modell kivételével egyik számítás esetében sem alakult ki. Az SST és a BSL EARSM esetében ez valószínűleg azzal magyarázható, hogy a modellek nem elég általánosak, hogy az áramlást ilyen részletességgel leírják. Az SSG modellnél az ok az lehet, hogy az falfüggvényt használ, így a falhoz közeli, kis skálás visszaáramlást nem képes felbontani.

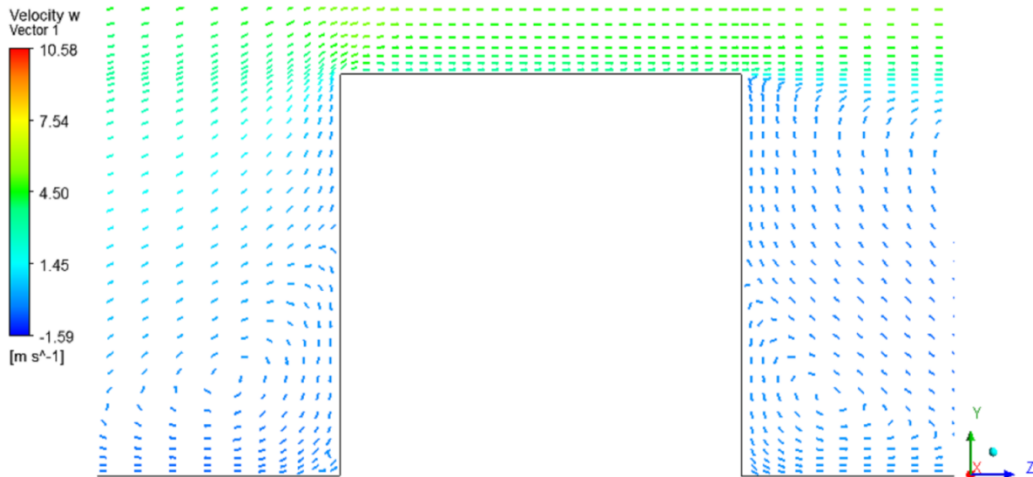
A Reynolds-feszültség komponenseket eltérő pontossággal becsülték a modellek. A 3.3.1. táblázatban összefoglaltam, hogy mekkorák az egyes komponensekre számolt relatív eltérések. A $\overline{w'^2}$ komponens esetén (3.3.3. ábra) jellegre azonosak, de értékre eltérőek az eredmények. Az algebrai BSL modell lényegesen jobb eredményt adott a többi modellnél. A $\overline{v'^2}$ komponens esetén (3.3.4. ábra) szintén jellegre azonosak, de értékre eltérőek az eredmények. Általában az SST modell adta a legjobb eredményt, a BSL Reynolds-feszültség modellt követően. Ezzel a két modellel számított eredmények méréstől való eltérése lényegesen kisebb, mint a másik két modell esetén. A $\overline{w'v'}$ komponensnél (3.3.4. ábra) az SST modell esetében megfigyelhető, hogy jellegre is teljesen eltérő eredményt ad a méréshez képest a felső fal mellett. Ennél a komponensnél összességében a BSL Reynolds-feszültség modell adta a legjobb becslést. A sebességeloszlást és a turbulens feszültségeket tekintve összességében a BSL Reynolds-feszültség modell adta a méréshez legközelebbi eredményt.

| | Hiba [%] | | | |
|------------------|----------|-------|-------|--------|
| | w | ww | vv | vw |
| BSL RSM | 4,92 | 51,38 | 21,32 | 30,24 |
| BSL EARSM | 5,82 | 37,33 | 31,87 | 33,71 |
| SST | 5,35 | 70,40 | 20,38 | 152,06 |
| SSG RSM | 5,88 | 55,37 | 40,16 | 49,59 |

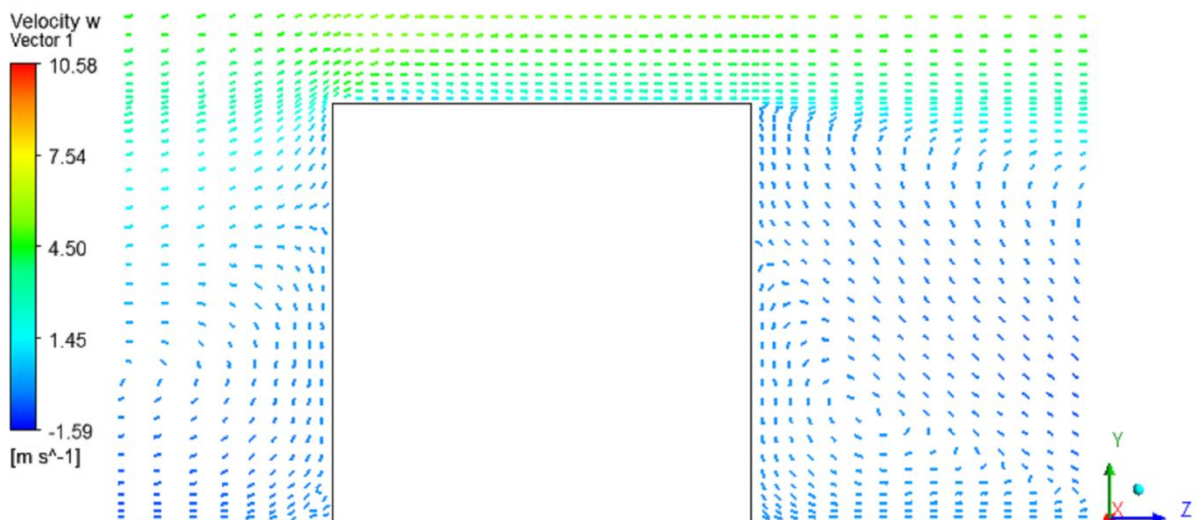
3.3.1. táblázat: A turbulencia modellek hibái



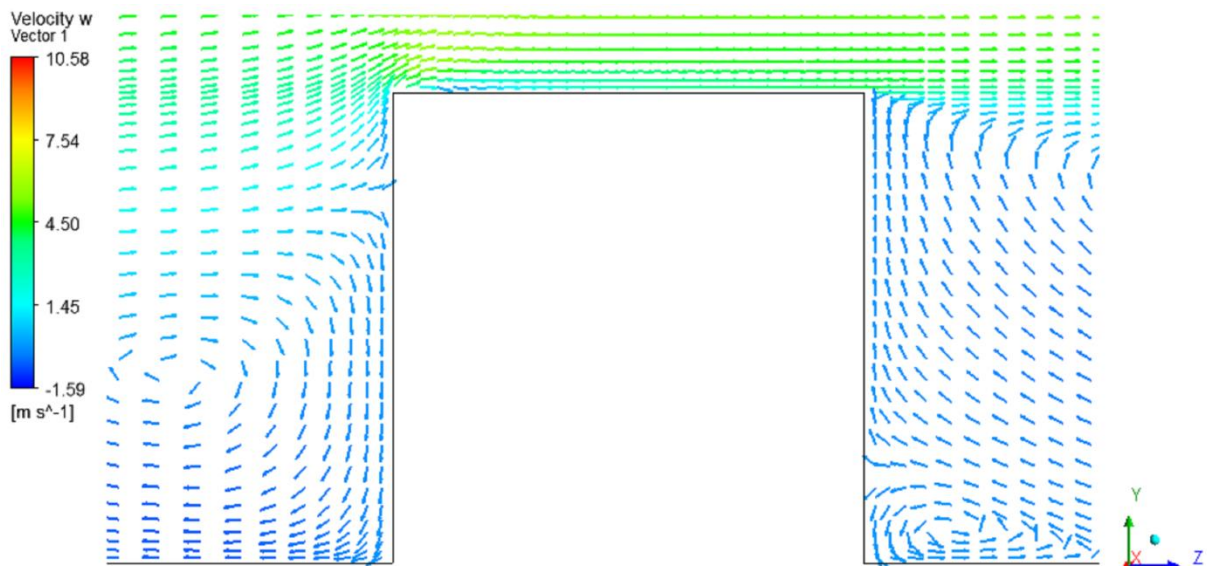
3.3.5. ábra: Borda körüli áramlás BSL Reynolds- feszültség turbulenciamodell esetében



3.3.6. ábra: Borda körüli áramlás algebrai BSL turbulenciamodell esetében



3.3.7. ábra: Borda körüli áramlás SST turbulenciamodell esetében



3.3.8. ábra: Borda körüli áramlás SSG turbulenciamodell esetében

4. Összefoglalás

TDK dolgozatomban CFD szimulációkkal részletesen vizsgáltam egy bordázott csatornában kialakuló turbulens áramlást $Re=37200$ mellett, és a számítási eredményeimet Drain és Martin LDA mérési adataival hasonlítottam össze. A problémára három strukturált hexaéderez hálót fejlesztettem, és hálófüggetlenség vizsgálatot végeztem. Sikerült hálófüggetlen megoldást adó felbontást elérnem. A hálófüggetlen megoldást adó durvább hálóval turbulenciamodellre vonatkozó érzékenységvizsgálatot végeztem BSL, SSG Reynolds-feszültség, BSL algebrai Reynolds-feszültség és SST modellel, hogy meghatározzam melyik modellt célszerű a problémára alkalmazni. Az érzékenységvizsgálat során azt tapasztaltam, hogy a helyes keresztmetszeti áramképet csak a BSL Reynolds-feszültség turbulenciamodellel képes visszaadni. A modell mind a négy, így a borda fölötti leválási buborékot is leírta. Az axiális sebességkomponens esetén nincs lényegi eltérés a különböző modellel számított eloszlások között, és az eredmények jól egyeznek a mérésekkel. A Reynolds-feszültségek esetén az egyes komponensekre különböző modellek adták a jobb eredményt. Az áramkép számításának helyessége, és a statisztikai vizsgálat eredménye alapján a további számításokhoz a vizsgált modellek közül a BSL Reynolds-feszültség modellt célszerű alkalmazni.

A kutatás folytatásaként megvizsgálom a kialakuló áramkép és visszatapadási távolság Reynolds-számtól való függését. Továbbá tervezem, hogy 3D számításokat is végzek a csatornára, és a későbbiekben fűtött eseteket is vizsgállok. Az eredmények felhasználhatóak lesznek a gázhűtésű gyors reaktor üzemanyag-pálcáinak bordákkal történő ellátásának vizsgálatára.

Irodalomjegyzék

- [1] G. Locatelli, et. al., Generation IV nuclear reactors: Current status and future prospects. *Energy Policy*, 61., 1503-1520., 2013
- [2] R. Stainsby, et. al. Gas cooled fast reactor research in Europe. *Nuclear Engineering and Design*, 241., 3481-3489, 2011
- [3] Generation IV International Forum honlapja. Forrás: <http://www.gen-4.org/>
- [4] P. Richard, et. al. Reference GFR 2400 MWth core definition at start of GOFASTR. CEA., DEN, 2010
- [5] F. Bertrand, et. al., Synthesis of the safety studies carried out on the GFR2400. *Nuclear Engineering and Design*, 253., 161-182, 2012
- [6] C. Poette, et. al. (2010). ALLEGRO 75 MW cores definition at start of GOFASTR. CEA.
- [7] P Liska, G. Cognet. The ALLEGRO project- European project of fast breeder reactor. 1st International Nuclear Energy Congress, Varsó, POL, 2011
- [8] Drain L. E., Martin S.. Two-component velocity measurements of turbulent flow in a ribbed-wall flow channel. *Int. Conf. on Laser Anemometry-Advances and Applications*, Manchester, UK, 1985
- [9] Tong Miin Liou, et. al.. Simulation and measurement of enhanced turbulent heat transfer in a channel with periodic ribs on one principal wall. *Journal of Heat and Mass Transfer*, 36., 507-517, 1993
- [10] J. F. Lockett, W. Malalasekera Holographic interferometry and its applications to turbulent convective heat transfer. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 33., 2439-2449, 1990.
- [11] K. Takase,. Numerical prediction of augmented turbulent heat transfer in an annular fuel channel with repeated two-dimensional square ribs. *Nuclear Engineering Design*, 165.(1-2), 225-37, 1996
- [12] Ting Ma et al., Study on heat transfer and pressure drop performances of ribbed channel in the high temperature heat exchanger. *Applied Energy*, 99., 393-401. ,2012
- [13] K. Zoltán, T. Béla., *Az áramlás- és hőtechnika nagyjai*, Műegyetem Kiadó., 2007.
- [14] ANSYS 14.0, ANSYS CFX-Solver Theory Guide., 14, 2011
- [15] H. K. Versteeg, W. M.,. *An introduction to computational fluid dynamics: The finite volume method*, Longman Scientific & Technical, 1, 1995
- [16] B. Péter, *Hőközlés*, 3, 95, 2011