



BUDAPESTI MŰSZAKI ÉS GAZDASÁGTUDOMÁNYI EGYETEM
GÉPÉSZMÉRNÖKI KAR

OTDK DOLGOZAT

NAGYTERŰ HELYISÉGEK LÉGTECHNIKAI TERVEZÉSE

DESIGN OF VENTILATION SYSTEMS IN LARGE SPACES



CZÉTÁNY LÁSZLÓ (GGDVJ4)

ÉPÜLETGÉPÉSZETI ÉS ELJÁRÁSTECHNIKAI GÉPÉSZMÉRNÖKI M.SC.

KOMFORT ÉPÜLETGÉPÉSZET SZAKIRÁNY

2012-ES ÉVFOLYAM

TÉMAVEZETŐK:

DR. SZÁNTHÓ ZOLTÁN

EGYETEMI DOCENS

ÉPÜLETGÉPÉSZETI ÉS GÉPÉSZETI ELJÁRÁSTECHNIKA TANSZÉK

CSÖPPENSZKY GÁBOR

VEZETŐ TERVEZŐ

DUOPLAN KFT.

Budapest, 2013.11.06.

BUDAPESTI MŰSZAKI ÉS GAZDASÁGTUDOMÁNYI EGYETEM
GÉPÉSZMÉRNÖKI KAR
ÉPÜLETGÉPÉSZETI ÉS GÉPÉSZETI ELJÁRÁSTECHNIKA TANSZÉK



© Czétány László 2013

© Dr. Szánthó Zoltán 2013

© Csöppenszky Gábor 2013

Nyilatkozat az önálló munkáról

Alulírott, *Czétány László* (GGDVJ4), a Budapesti Műszaki és Gazdaságtudományi Egyetem hallgatója, büntetőjogi és fegyelmi felelősségem tudatában kijelentem és sajátkezű aláírással igazolom, hogy ezt a diplomamunkát meg nem engedett segítség nélkül, saját magam készítettem, és a szakdolgozat, feladatomban csak a megadott forrásokat használtam fel. Minden olyan részt, melyet szó szerint vagy azonos értelemben, de átfogalmazva más forrásból átvettem, egyértelműen, a forrás megadásával megjelöltem.

Budapest, 2013.11.06.



Czétány László

TARTALOMJEGYZÉK

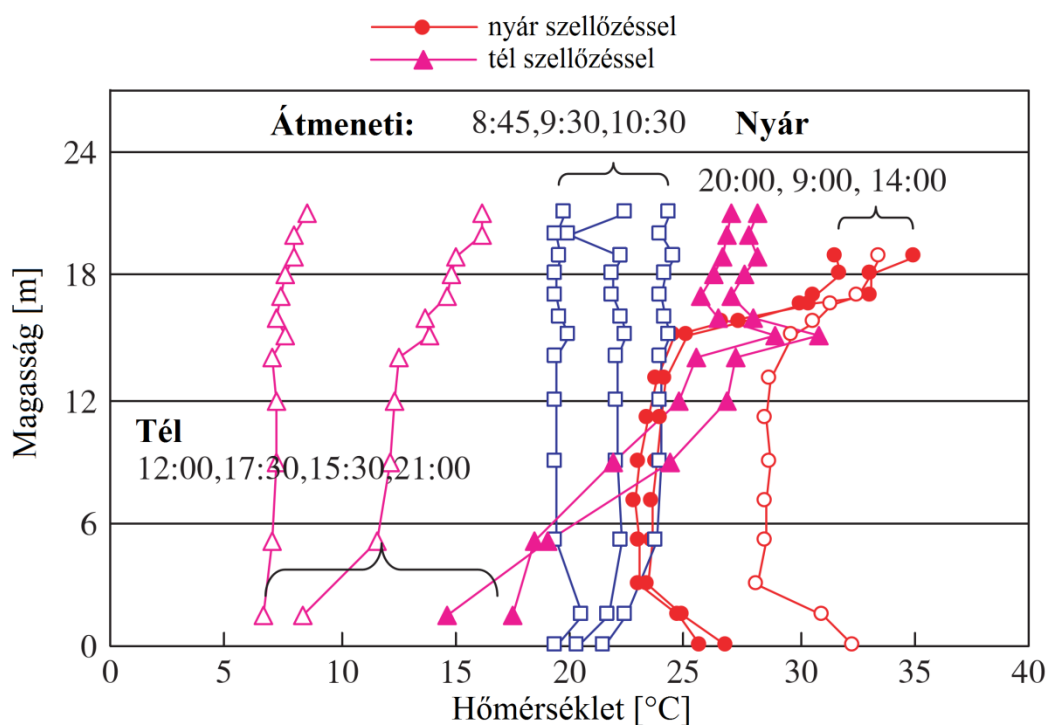
1. Bevezetés	1
2. Nagyterű helyiségek méretezési módszereinek összefoglalása	2
2.1. Méretezési eljárások csoportosítása	2
2.2. Áramlási elem modellek	4
2.3. „Mérnöki” modellek	4
2.3.1. Zonális modellek.....	4
2.3.1.1. Egy zónából álló modell.....	4
2.3.1.2. Kétdimenziós, több zónából álló zonális modell.....	5
2.3.1.3. Háromdimenziós zonális modell	5
2.4. Mikroszkopikus modellek	5
3. Háromdimenziós zonális modellek.....	6
3.1. Inard et al. (1996) zonális modelljén alapuló modellek	6
3.1.1. Az anyag- és energia-megmaradás alapegyenletei	6
3.1.2. Az impulzus megmaradás alapegyenletei	7
3.1.2.1. A modell módosításai	8
3.2. Axley (2001) zonális modellje.....	12
3.2.1. A modell előnyei	14
3.3. A Navier-Stokes egyenlet közelítésén alapuló zonális modell	14
4. Az áramlási elemeket leíró összefüggések	15
4.1. Légsugarak leírása	15
4.2. Hőforrások hatására kialakuló konvektív áramlások leírása.....	15
5. Áramlási elemek beépítése zonális modellekbe.....	16
5.1. Izotermikus légsugár által szállított tömegáram számítása	16
5.2. Anizotermikus légsugár által szállított tömegáram számítása	18

6. Nagylégterű helyiség Zonális modellezése.....	21
6.1. A program szerkezetének vázlatos bemutatása.....	21
6.1.1. Hálózó és geometriakészítő modul	21
6.1.2. Légsugár peremfeltétel számító modul	22
6.1.3. Kezdeti érték és peremfeltétel megadó modul	22
6.1.4. A „Solver” modul felépítése	23
6.1.4.1. A „Solver” modul fizikai alapjai	23
6.1.4.2. A sűrűség-változás hatásának figyelembevétele	25
6.1.4.3. A „Solver” modul matematikai alapjai.....	26
6.1.4.4. A megoldás konvergenciájának figyelése	27
6.1.5. Az eredmények vizualizálására szolgáló „Post-processing” modul	28
6.1.6. A program eredményeinek bemutatása tesztproblémákon.....	29
6.1.6.1. 2-es tesztprobléma	29
7. A Bartók Béla Nemzeti Hangversenyterem Zonális modellezése	32
7.1. A Geometria és a háló elkészítése	32
7.2. A kezdeti értékek felvitele, peremfeltételek megadása	35
7.2.1. Nézőtéri és színpadi hőterhelés és befűjt tömegáramok hőterhelés	35
7.2.2. A világítás hőterhelésének figyelembevétele	38
7.2.2.1. A világítás hőterhelésének sugárzás formájában leadott része.....	41
7.3. Elszívási helyek megadása	44
8. Összefoglalás.....	46
9. Summary.....	47
Források	48
Mellékletek jegyzéke	51
4. Az áramlási elemeket leíró összefüggések.....	51
5. Áramlási elemek beépítése zonális modellekbe	51
Mellékletek	51
Rajzmellékletek.....	51

1. BEVEZETÉS

Jelen dolgozat célja, hogy az igényes nagyterű helyiségek méretezésének módszereit bemutassa. Nagyterű helyiségek számos különböző funkciójú épületben előfordulnak. Ilyenek az előcsarnokok, a színháztermek, mozik vetítőtermei vagy sportsarnokok is. Ide sorolhatóak az ipari csarnokok is, melyek speciális kérdéseivel munkában nem foglalkozok.

A nagyterű helyiségek méretezése során az elsődleges problémát az jelenti, hogy a tartózkodási zóna a helyiség teljes térfogatához képest igen kicsi és a nagy belmagasság miatt a hőmérséklet-gradiens nem hanyagolható el. Ez figyelhető meg a 1.1 ábrán is, melyen egy stadionban mért hőmérsékletek szerepelnek. Ez a tény kihat a helyiség hőterhelésére és a tartózkodási zóna komfortjára is. Egy megfelelően méretezett rendszerrel az energiafogyasztás is csökkenthető, mely napjainkban kiemelt szempont.



1.1. ábra: Vertikális hőmérséklet-eloszlás egy stadionban [1].

A fentebb említett helyiségek méretezésére a hazai gyakorlatban nem ismert egyszerűen alkalmazható módszer. A dolgozat első felében ezért tanulmányban foglalom össze az ilyen terek esetében alkalmazható méretezési eljárásokat. A CFD számítás alkalmazása ilyen feladatok megoldására kézenfekvő, ugyanakkor a dolgozat célja az, hogy olyan módszereket mutasson be, melyekkel gyorsabban el lehet érni a kívánt eredményt.

A dolgozat eredetijét 2013 novemberében mutattam be a BME intézményi TD Konferenciáján, jóval terjedelmesebb formában. Az ebből a verzióból kimaradó részek a légsugarak leírásával foglalkoznak, melyek szerepelnek a hazai szakirodalomban is, ezen túl azonban célom volt a téma olyan mélységű áttekintése, mely nem található meg a hazai szakkönyvekben.

2. NAGYTERŰ HELYISÉGEK MÉRETEZÉSI MÓDSZEREINEK ÖSSZEFOGLALÁSA

A felhasználható méretezési módszereket a rendelkezésre álló szakirodalom [2] alapján fogom bemutatni, mely kiválóan foglalja össze a témában a megjelenéséig eltelt időben elért eredményeket. A hivatkozott munka számos számítási eljárást tartalmaz, emellett pedig esettanulmányokat is melyek az eljárások eredményeit hasonlítják össze mért eredményekkel. Ezen kívül a mérési módszereket is ismerteti. A következő fejezetben összefoglalom a fontosabb eljárásokat.

2.1. MÉRETEZÉSI ELJÁRÁSOK CSOPORTOSÍTÁSA

Az egyes méretezési eljárásokat célszerűen a tervezésben betöltött szerepük alapján lehet csoportosítani. A tervezési munka elvégzésének kezdetén valamilyen módszerrel meg kell becsülni a szükséges légmennyiséget, hiszen az építésznek szüksége van a várható légszámra méretekre a szellőző akna kialakításához. Az építészeti kialakítás finomodása folytán a későbbiekben a légtechnikai terveket is finomítani kell, melyhez bonyolultabb módszerek alkalmazása is szükséges lehet. A tervezés véglegesítéséhez célszerűen valamilyen ellenőrzés szükséges. Az egyes fázisokban alkalmazható módszereket a következő, a korábbiakban ismertetett forrásból átvett 2.1. táblázatban foglalhatjuk össze.

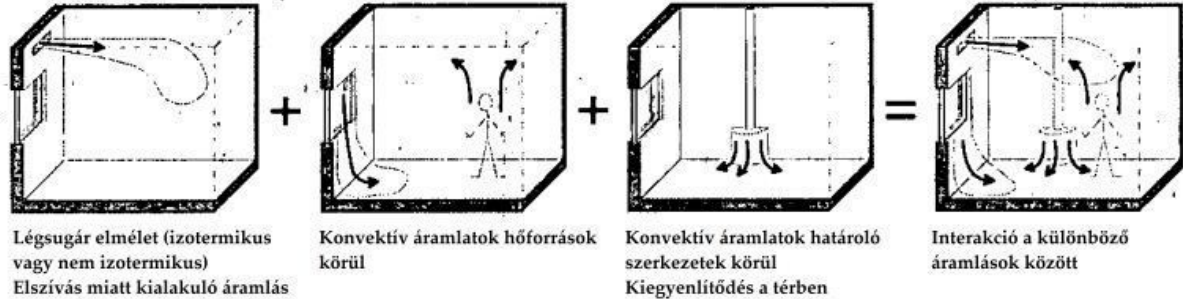
2.1. táblázat: Nagy tér tervezésének fázisai és az alkalmazható modellek [2].

	Sematikus tervezés	Alapvető tervezés	Részletes tervezés
Megtervezendő részletek	- Az épület alakja és a határoló szerkezetek anyagai. - A belső környezet minősége. - A fűtő-, hűtő-, szellőztető-rendszer alapkonceptiója.	- Az épület alakjának és a határoló szerkezeteknek a finomítása. - Az elszívási és befűvési helyek megtervezése, a befűvott levegő hőmérsékletének és a mennyiségnek a megállapítása. - A fűtő-, hűtő-, szellőztető-rendszer vázlata.	- Végleges döntés az épület alakjáról, a határoló szerkezetekről. - Végleges döntés a fűtő-, hűtő-, szellőztető-rendszerről. - Az épület aktív elemeit és gépészeti rendszereit szabályozó rendszer megtervezés.
Szükséges adatok	- A hőterhelés és hőszükséglet közelítő értéke. - A hőmérséklet eloszlás és a légvezetési rendszer közelítő meghatározása.	- A hőszükséglet és hőterhelés pontos értékének számítása. Energiafogyasztás és üzemeltetési költségek számítása. - A hőmérséklet-eloszlás és a légvezetési rendszer meghatározása. - A hőkomfort paramétereinek meghatározása. - A lokális diszkomfort illetve kondenzáció kialakulásának szempontjából veszélyes területek keresése. - Előfűtés, előhűtés szükségességének elemzése.	
Tervezői eszközök	- Tervezői tapasztalatok és mérési eredmények, létező épületekből. - Egyszerű makroszkopikus modellek.	Fejlettebb makroszkopikus modell, esetleg mikroszkopikus modell	Mikroszkopikus modell validációhoz és hibakereséshez
		Szellőztetési hatásfok modell (A légtechnikai rendszer működésének elemzése)	

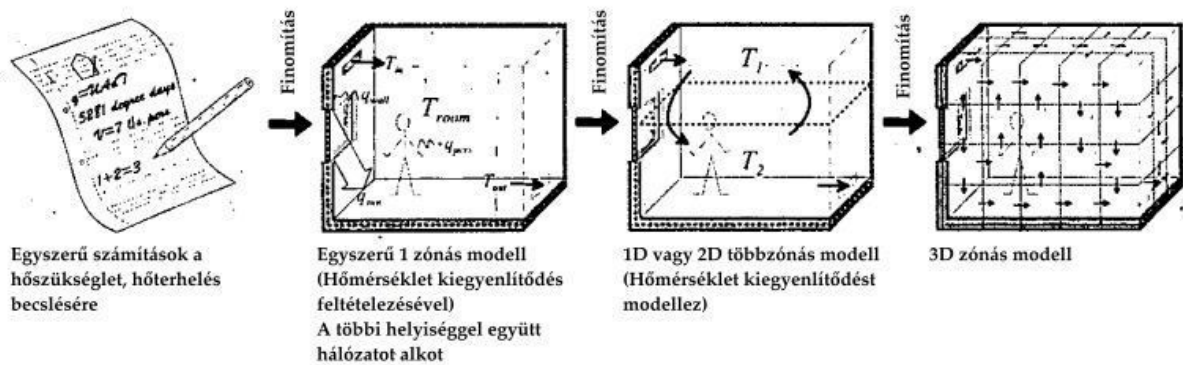
Az egyes módszerek vázlatosan az 2.1. ábrán láthatóak, melynek eredetije szintén az említett forrásban található.

Egyszerű (makroszkopikus) modellek

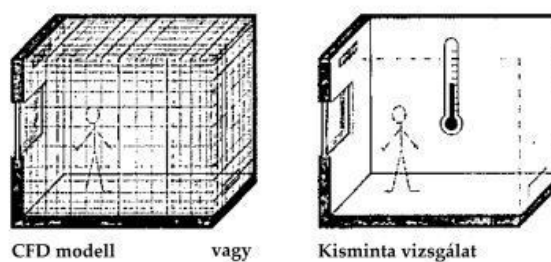
Áramlási elemeken alapuló modellek



"Mérnöki" modellek



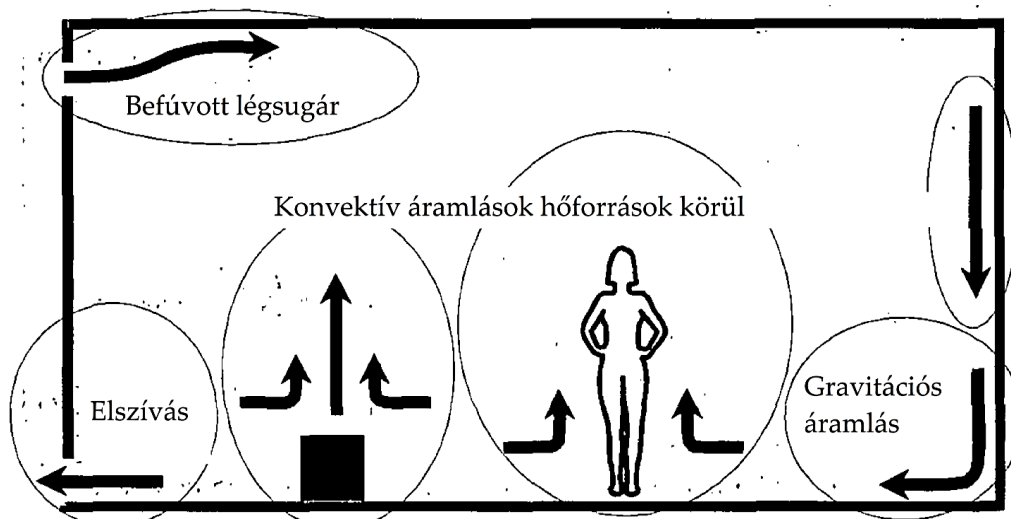
Részletes (mikroszkopikus) modellek



2.1. ábra: Az egyes alkalmazható modellek [2].

2.2. ÁRAMLÁSI ELEM MODELLEK

A legegyszerűbb méretezésre használó modellek az áramlási elem modelljei. Ezekkel a modellekkel gyorsan és egyszerűen határozhatjuk meg a helyiségben kialakuló áramlás legfontosabb peremétereit (pl. légsebesség a tartózkodási zónában). Ezzel együtt hátrányuk az egyszerűségükben rejlik. Egy nagy térben jellemzően több áramlási elem befolyásolja a kialakuló helyiségáramlásokat, egymásra hatásuk pedig részben, vagy egyáltalán nem állapítható meg magasabb rendű módszerek alkalmazása nélkül. Az egyes modelleket a 2.2. ábrával lehet illusztrálni.



2.2. ábra: Áramlási elem modellek [2].

Mindenképpen fontos tisztázni, hogy mit is értünk áramlási elem alatt. Áramlási elemek alatt a helyiség olyan, izolált térfogatra hatást gyakorló elemeit érthetjük, melyekre a helyiség többi részében kialakuló áramlások csak elhanyagolható mértékben hatnak.

Ilyen áramlási elemek lehetnek

- a különböző típusú légsugarak (kör keresztmetszetű légsugarak, radiális légsugarak, stb.)
- a különböző típusú konvektív áramlások (pl. az ember, mint hőforrás miatt kialakuló áramlás vagy a melegebb illetve hideg határoló felületek mellett kialakuló határréteg áramlások)
- az infiltráció miatt kialakuló légáramlások

Az egyes áramlási elemek leírására vonatkozó összefüggéseket a későbbiekben fogom bemutatni. Ezen modellek jelentőségét az adja, hogy önmagukban is felhasználhatóak (pl. vetőtávolság becslése, légsugár sebessége a tartózkodási zónában) és emellett bonyolultabb modellek alapjául is szolgálnak.

2.3. „MÉRNÖKI” MODELLEK

Az áramlási elemek használatán túlmutató modelleket az idegen nyelvű szakirodalom [2] mérnöki modelleknek nevezi. Ezen modellek bonyolultabbak, mint a korábban említettek, viszont pontosabb becslésre alkalmasak. Ezen gyűjtőfogalom alá több modell is tartozik, ugyanakkor itt csak az ún. zónális modelleket fogom ismertetni.

2.3.1. Zónális modellek

A zónális modellek lényege, hogy a helyiségeket vagy az épületet több alzónára bontjuk. Ezen zónák egymáshoz szervesen kapcsolódnak.

2.3.1.1. EGY ZÓNÁBÓL ÁLLÓ MODELL

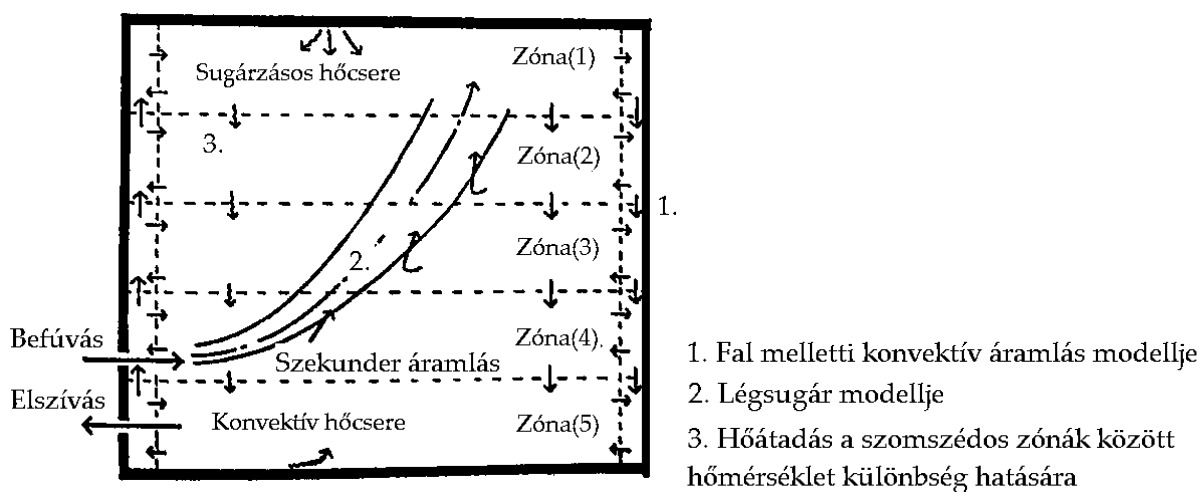
Ezen modell esetében a helyiséget egyetlen egységként kezeljük. Ahhoz, hogy ez a modell kellően jól működhessen, a helyiség levegőjének szinte tökéletes keveredése szükséges, minimális hőmérsékleti gradiennsel. Ez a nagylégterű helyiségek esetében a legtöbbször nem

teljesül. A modell pontosítására több kísérlet is történt. Erre példa az elárasztásos szellőzés méretezése a REHVA kézikönyv szerint, mely során egy feltételezett hőmérsékleti gradiens felvételével közelíthető a valóság. A problémát az jelenti, hogy a gradiens értékét korábbi mérések alapján lehet becsülni. A mérési helyszínektől jelentősen eltérő geometriájú, más eloszlású hőforrásokat tartalmazó, más jellegű légvezetési rendszert alkalmazó helyiségekben ez a közelítés nyilvánvalóan igen pontatlan lesz.

2.3.1.2. KÉTDIMENZIÓS, TÖBB ZÓNÁBÓL ÁLLÓ ZONÁLIS MODELLEK

A kétdimenziós több zónából álló modellek pontosabb számításokat tesznek lehetővé, ugyanakkor azonban bonyolultabbak is. Ezek a modellek a határoló felületek mellett, a különböző légsugarak és hőforrások miatt kialakuló áramlások figyelembevételére is képesek. A legegyszerűbb modell az ún. kétzónás modell, mely abban az esetben használható jól, ha a helyiségben jól definiálható hőmérséklet gradiens alakul ki.

A legegyszerűbb ilyen modell a Togari et al. [3] által alkalmazott. A modell azon az egyszerűsítésen alapszik, hogy a zónák hőmérséklete horizontálisan homogén. Így a teret elegendő vertikálisan felosztani (lásd 2.3. ábra).



2.3. ábra: Togari et al. [3] által alkalmazott modell.

A fő komponensei a légmozgásnak a térben a konvektív áramlások a falak mellett és a légsugarak.

2.3.1.3. HÁROMDIMENZIÓS ZONÁLIS MODELLEK

A háromdimenziós zonális modellek előnye a korábbiakkal szemben, hogy bonyolultabb geometriákat is vizsgálhatunk felhasználásukkal. A teret nagyobb méretű hálózattal kell makró cellákra osztani. Az így létrehozott hálón kell megoldani az anyag és energia megmaradást leíró egyenleteket. A modell részletesebb ismertetése a 3. fejezetben található.

2.4. MIKROSZKOPIKUS MODELLEK

Mikroszkopikus modelleknek nevezhetjük a CFD-t (Computational Fluid Dynamics – Áramlások Numerikus Modelljezése) illetve a kisminta vizsgálatot vagy az 1:1 arányú mérést. Közös bennük, hogy a legrészletesebb eredményeket szolgáltatják a helyiségben kialakuló hőmérsékletekről, áramlásról. Hátrányuk a korábbiakkal szemben az, hogy jóval időigényesebbek. A mérési vizsgálatok költsége jóval magasabb, mint a számításoké, ugyanakkor azonban előnyük, hogy a számításokkal szemben az eredmények megbízhatóbbak, hiszen a valós áramlást vizsgáljuk. A számítások során használt (pl. a turbulencia modell kidolgozása során tett) elhanyagolások miatt elképzelhető, hogy a megkapott eredmények totálisan rosszak.

3. HÁROMDIMENZIÓS ZONÁLIS MODELLEK

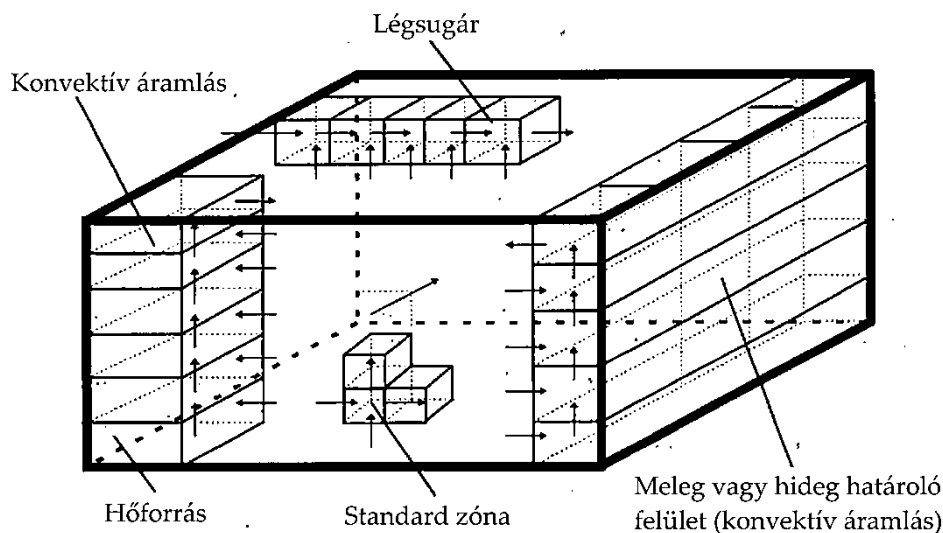
3.1. INARD ET AL. (1996) ZONÁLIS MODELLJÉN ALAPULÓ MODELLEK

Mivel a turbulencia modellezése a nagy cellaméret miatt nem lehetséges, empirikus összefüggéseket is fel kell használni a modell felépítésére. Ezek az összefüggések a korábban említett áramlási elemek. A térben többféle zónát különböztethetünk meg Inard et. al. [4] szerint:

- Standard zónát
- Áramlási elemet tartalmazó zónát

Az általa alkalmazott modellt többen fejlesztették tovább, különböző módon. A modell az anyagmegmaradást, az energia-megmaradást és az impulzus megmaradást leíró egyenletekre épül. Továbbfejlesztésére az impulzus megmaradást leíró egyenleteknél van lehetőség elsősorban, de az energia-megmaradást leíró egyenleteken is hajtottak végre módosításokat publikálása óta.

A standard zónákban az anyag-, impulzus- és energia-megmaradást leíró egyenleteket, az áramlási elem által befolyásolt zónában pedig az impulzus megmaradás helyett az adott elemet leíró törvényt kell felírni. Az egyes zónákat az 3.1. ábrán szemléltettem.



3.1. ábra: Az egyes zónák szemléltetése [2].

3.1.1. Az anyag- és energia-megmaradás alapegyenletei

A standard zóna első alapegyenlete a kontinuitás egyenlete, az i . zónára felírva:

$$\sum_{j=1}^N \dot{m}_{j,i} + \dot{m}_{s,i} - \dot{m}_{e,i} = 0, \quad (3.1.)$$

ahol:

- $\dot{m}_{j,i}$ az i . zóna és a j . határoló zóna közötti előjelhelyes tömegáram, [kg/s],
- $\dot{m}_{s,i}$ az i . zónába befűvott tömegáram, [kg/s],
- $\dot{m}_{e,i}$ az i . zónából elszívott tömegáram, [kg/s],
- N az összes folyadék számára átjárható felülettel kapcsolódó határoló zóna száma.

Az termikus energia-megmaradást leíró alapegyenlet az i . zónára:

$$\sum_{j=1}^N \dot{m}_{j,i} \cdot c_p \cdot \Delta T_{j,i} + P_i + \sum_{l=1}^M \Phi_{\text{conv},l,i} = 0, \quad (3.2.)$$

ahol:

- c_p a levegő izobár fajhője, [J/(kgK)],
- $\Delta T_{j,i}$ az i. zóna és a j. határoló zóna közötti előjelhelyes hőmérséklet különbség, [K],
- P_i a zónában található hőforrásokból felszabaduló hőtéljesítmény, [W],
- $\Phi_{conv,l,i}$ az i. zóna és l. határoló felülete közötti előjelhelyes konvektív hőáram, [W],
- M a folyadék számára nem átjárható határoló felületek száma.

Az egyenletet Musy et al. [5] a következőképp módosította:

$$\sum_{j=1}^N \dot{m}_{j,i} \cdot c_p \cdot \Delta T_{j,i} + \sum_{j=1}^N \frac{\lambda}{\delta_{j,i}} \cdot A_{j,i} \cdot \Delta T_{j,i} + P_i + \sum_{l=1}^M \Phi_{conv,l,i} = 0, \quad (3.3.)$$

ahol:

- λ a levegő hővezetési tényezője, [W/(mK)],
- $\delta_{j,i}$ az i. zóna és a j. határoló zóna súlypontja közötti távolság, [m],
- $A_{j,i}$ az i. zónát és a j. határoló zónát elválasztó felület nagysága, [m²].

Ez a módosítás azt a fogalmazza meg lényegében, hogy a zónák között nem csak konvektív transzport van (a levegő áramlása miatt), hanem konduktív is.

3.1.2. Az impulzus megmaradás alapegyenletei

Az impulzus megmaradás alapegyenlete (mely a veszteséges Bernoulli-egyenletből vezethető le) a következő módon írható Inard et al. [4] szerint:

$$\dot{m}_{j,i} = \varepsilon_{j,i} \cdot C_{d,j,i} \cdot A_{j,i} \cdot \sqrt{2\rho_j \cdot |\Delta p_{j,i}|}, \quad (3.4.)$$

ahol:

- $\varepsilon_{j,i}$ a légáramlás irányát kifejező konstans, értéke 1 és -1 lehet,
- $C_{d,j,i}$ a dimenziótlan átfolyási szám, mely empirikus módon határozható meg és az áramlási veszteséget fejezi ki, [-], Inard et al. szerint értéke 0,8-re vehető,
- ρ_j a j. zóna levegőjének sűrűsége, [kg/m³],
- $\Delta p_{j,i}$ a két zónában uralkodó nyomás közötti különbség, [Pa].

A $\Delta p_{j,i}$ nyomáskülönbség attól függően, hogy a zónák egymáshoz képest hogyan helyezkednek el többféleképpen számítható. Abban az esetben, ha a zónák egy magasságban vannak:

$$\Delta p_{j,i} = p_j - p_i, \quad (3.5.)$$

ahol p_i illetve p_j az egyes zónák nyomása, [Pa].

Ha az egyik zóna a másik fölött vagy alatt van:

$$\Delta p_{j,i} = p_j - p_i - \frac{1}{2} \cdot (\rho_j \cdot g \cdot h_j + \rho_i \cdot g \cdot h_i), \quad (3.6.)$$

ahol:

- h_i illetve h_j a megfelelő zóna magassága, [m],
- g a nehézségi gyorsulás, [m/s²].

Az $\varepsilon_{j,i}$ iránytényező számítása a nyomáskülönbség számításához hasonlóan kétféleképpen történhet. Vertikális határoló felület esetén (a két zóna egy magasságban helyezkedik el):

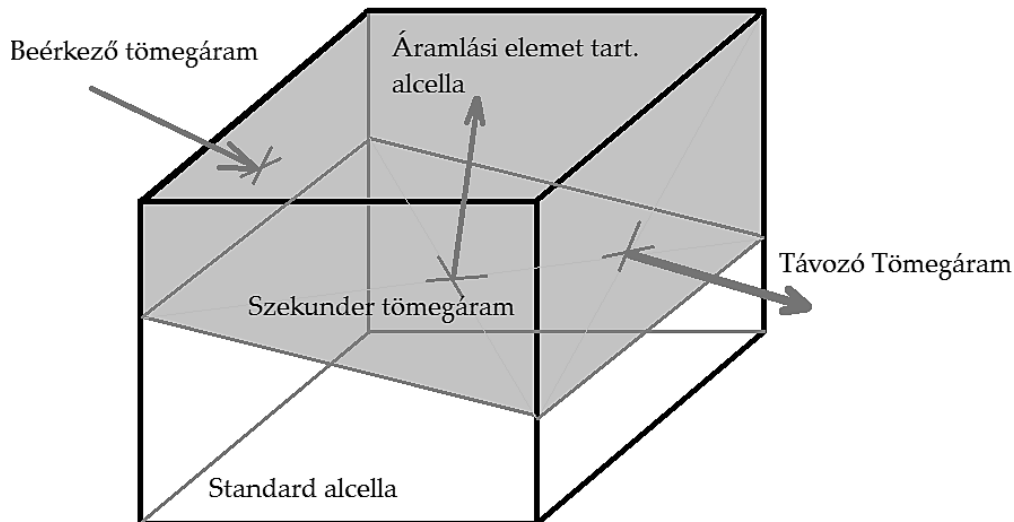
$$\varepsilon_{j,i} = \frac{p_j - p_i}{|p_j - p_i|}, \quad (3.7.)$$

illetve:

$$\varepsilon_{j,i} = \frac{p_j - p_i - \frac{1}{2} \cdot (\rho_j \cdot g \cdot h_j + \rho_i \cdot g \cdot h_i)}{\left| p_j - p_i - \frac{1}{2} \cdot (\rho_j \cdot g \cdot h_j + \rho_i \cdot g \cdot h_i) \right|}, \quad (3.8.)$$

3.1.2.1. A MODELL MÓDOSÍTÁSAI

Az Inard et al. [4] által prezentált munka nem tisztázta annak a kérdését, hogy az áramlási elemet tartalmazó zóna nagyságát hogyan kell megválasztani. Ahogy például egy légsugár a térben kifejlődve egyre szélesebb lesz, egyes részei standard zónákba is „átlóghatnak”. Ha a zóna méretet túl nagyra választjuk, megelőzendő a felvázolt folyamatot, akkor lényegében a sugár kezdeti részén, ahol még mérete kisebb, az áramlási elemet tartalmazó zóna egy része lényegében standard zóna lesz. Erre keresett megoldást Abadie et al. [6]. Javaslatuk szerint az ilyen cellákat két alcellára kell bontani: egy áramlási elemet tartalmazó alcellára és egy standard alcellára. Az eljárás vázlatát a 3.2. ábrán látható.



3.2. ábra: Cella felbontása alcellákra.

A két cella határán áthaladó szekunder tömegáram a távozó és a beérkező tömegáram különbsége. A tömegáram vektor az elválasztó felületre merőleges. Ezen kikötések mellett a standard alcella standard cellaként vesz részt a számításban.

A modell gyenge pontja egyértelműen a dimenziótlan átfolyási szám. Már Inard et al. is kijelentette, hogy az általuk használt érték további vizsgálatra szorul. Nyilvánvalóan a súrlódásnak valamilyen módon függenie kell a sebességtől is, az átfolyási számmal kapcsolatban azonban nem létezik olyan összefüggés mely egyértelmű kapcsolatot teremtené a sebesség, a viszkozitás, az átfolyási felület nagysága és az átfolyási szám között.

A következő átfolyási számokat használták eddig:

- 0,8, Inard et al. [4],
- 0,63, Abadie et al. [6],
- 15, Guerfala et al. [7].

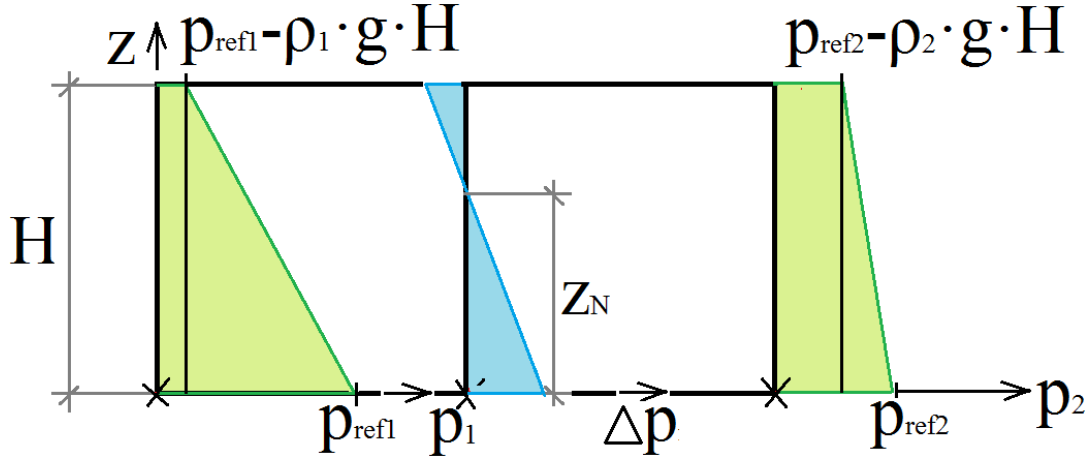
A különböző értékekből is látható, hogy milyen nagy a bizonytalanság a tényező nagyságát illetően. Azt is meg kell említeni, hogy a felhasznált értékek közül mindegyikkel sikerült olyan számítás lefolytatni, mely a mérési eredményekkel jó egyezést mutatott.

További módosítást jelent a cellákban lamináris és turbulens áramlás megkülönböztetése is. Ezt a (3.4.) egyenlet (3.9.) egyenletre történő módosításával lehet megtenni [7]:

$$\dot{m}_{j,i} = \varepsilon_{j,i} \cdot C_{d;j,i} \cdot A_{j,i} \cdot \sqrt{2\bar{\rho}_{j,i}} \cdot |\Delta p_{j,i}|^n. \quad (3.9.)$$

Az n kitevő értéke lamináris áramlás esetén 1, turbulens áramlás esetén a már bemutatott 0,5. Problémát jelent, hogy a vonatkozó források nem determinálják egyértelműen, hogy helyiség levegőjének áramlása mikor tekinthető turbulensnek és mikor lamináris.

Ennél jelentősebb mértékben módosította a tömegáram és a nyomáskülönbség kapcsolatát Yi Lin [10], Wurtz et al. [8] és Haghighat et al. [9]. Gondolamenetük lényege az volt, hogy a cellán belül a nyomás eloszlást nem tekintették homogénnek. Nyilvánvaló, hogy állandó sűrűségű gáz esetében is a magasság függvényében változik a statikus nyomás. Ezt szemlélteti 3.3. ábra.



3.3. ábra: A nyomás változása cellákon belül.

Az ábrán zöld színnel a nyomás változása látható, kékkel pedig a nyomáskülönbségé. A p_{ref} nyomás a referencia nyomást jelöli. A cellák határán található egy olyan Z_n neutrális magasság melyben a két cella nyomása egyenlő. Meg kell jegyezni, hogy ez nem minden esetben igaz. Egyes esetekben ez a magasság a cellák alatt illetve fölött is elhelyezkedhet (lásd: [9] és 3.4-3.5. ábrák). A nyomáseloszlást egy cellán belül a következő egyenlettel írhatjuk le:

$$p(z) = p_{ref} - \rho \cdot g \cdot z. \quad (3.10.)$$

A továbbiak előtt mindenképpen meg kell említeni azt az egyszerűsítést, hogy a sűrűséget egy cellában állandónak tekintjük.

Ezzel az egyenlettel a nyomáskülönbség a két cella határán a következő módon írható fel:

$$\begin{aligned} \Delta p(z) &= p_{ref1} - \rho_1 \cdot g \cdot z - (p_{ref2} - \rho_2 \cdot g \cdot z) = p_{ref1} - p_{ref2} - (\rho_1 - \rho_2) \cdot g \cdot z = \\ \Delta p(z) &= \Delta p_{ref} - \Delta \rho \cdot g \cdot z. \end{aligned} \quad (3.11.)$$

Ebből meghatározható a Z_n neutrális magasság:

$$Z_n = \frac{\Delta p_{ref}}{\Delta \rho \cdot g}. \quad (3.12.)$$

Ezzel a (3.11.) egyenlet átírható a következő alakra:

$$\Delta p(z) = \Delta \rho \cdot g \cdot (Z_n - z). \quad (3.13.)$$

A tömegáram a zóna egy elemi szakaszán a következő módon számítható:

$$d\dot{m} = C_d \cdot \bar{\rho} \cdot dA \cdot |\Delta p(z)|^n, \quad (3.14.)$$

amiben dA , az elemi felület a következő módon írható át [9] [10]:

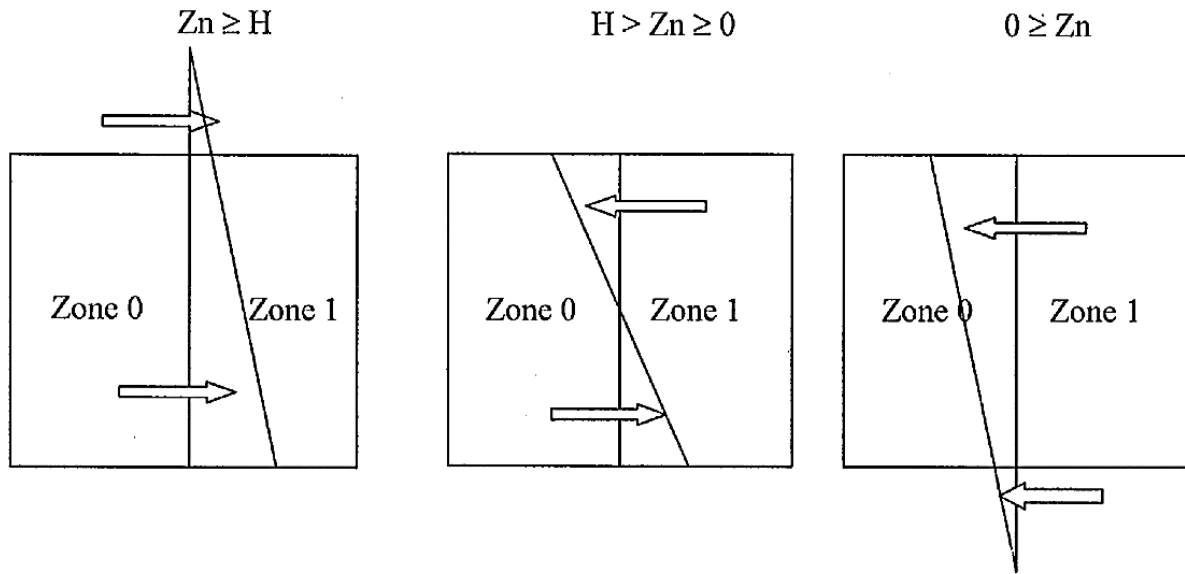
$$d\dot{m} = C_d \cdot \bar{\rho} \cdot W \cdot dz \cdot |\Delta p(z)|^n, \quad (3.15.)$$

ahol W a cellák közötti határoló felület szélessége, [m], $\bar{\rho}$ pedig a két cellában lévő levegő sűrűségének az átlaga. Az egyenletből integrálással kapható meg a teljes határfelületen átáramló

tömegáram. A problémát az jelenti, hogy a tömegáram iránya a függ a nyomáskülönbségtől, azaz attól hogy melyik cellában van nagyobb nyomás az adott magasságban. A levegő a nagyobb nyomású cellából fog a kisebb felé áramlani. Ezért a cella Z_n alatti részében például a cellába beáramolhat a levegő, míg az afeletti részében kiáramlik belőle. A cellák határán kicserélődő levegő a két tömegáram különbsége lesz. A kifejezés a következő módon integrálható két vertikális koordináta között:

$$\int_0^{\dot{m}_{z_1-z_2}} d\dot{m} = \int_{z_1}^{z_2} C_d \cdot \bar{\rho} \cdot W \cdot |\Delta p(z)|^n \cdot dz = C_d \cdot \bar{\rho} \cdot W \cdot |\Delta p \cdot g|^n \cdot \frac{|z_2 - z_1|^{n+1}}{n+1}. \quad (3.16.)$$

Attól függően, hogy a Z_n neutrális magasság hol található, több esetet különböztethetünk meg. Az esetek a következő ábrákon láthatóak, melyek Haghihától származnak [9].



3.4. ábra: A lehetséges esetek, ha a $\Delta p = p_1 - p_0$ sűrűségkülönbség kisebb 0-nál. (Haghighat [9])

A 3.4. ábrán látható esetek közül az elsőben a tömegáram a (3.17.) egyenlettel számítható.

$$\dot{m}_{0-1} = C_d \cdot \bar{\rho} \cdot W \cdot |\Delta p \cdot g|^n \cdot \frac{|H - 0|^{n+1}}{n+1}. \quad (3.17.)$$

Azaz az 1-es cellába „beáramlik” a 0. cella levegője. A másodikban:

$$\dot{m}_{0-1} = C_d \cdot \bar{\rho} \cdot W \cdot |\Delta p \cdot g|^n \cdot \frac{|Z_n|^{n+1}}{n+1} - C_d \cdot \bar{\rho} \cdot W \cdot |\Delta p \cdot g|^n \cdot \frac{|H - Z_n|^{n+1}}{n+1}. \quad (3.18.)$$

Míg a harmadikban:

$$\dot{m}_{0-1} = -C_d \cdot \bar{\rho} \cdot W \cdot |\Delta p \cdot g|^n \cdot \frac{|H - 0|^{n+1}}{n+1}. \quad (3.19.)$$

A 3.5. ábrán látható esetben a korábbiakhoz hasonlóan megkülönböztethetünk 3 alesetet. Az első esetben:

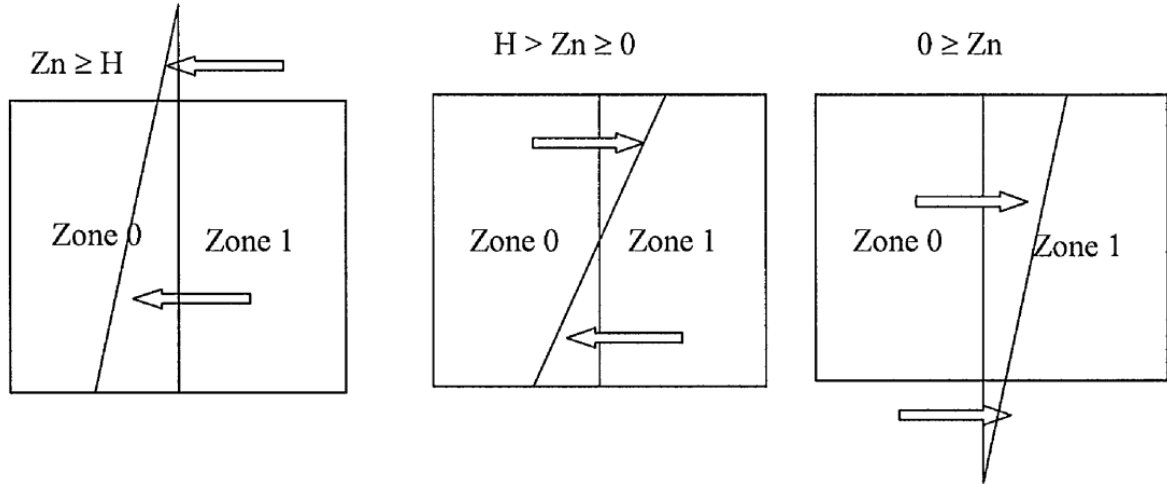
$$\dot{m}_{0-1} = -C_d \cdot \bar{\rho} \cdot W \cdot |\Delta p \cdot g|^n \cdot \frac{|H - 0|^{n+1}}{n+1}. \quad (3.20.)$$

A második esetben:

$$\dot{m}_{0-1} = C_d \cdot \bar{\rho} \cdot W \cdot |\Delta\rho \cdot g|^n \cdot \frac{|Z_n|^{n+1}}{n+1} - C_d \cdot \bar{\rho} \cdot W \cdot |\Delta\rho \cdot g|^n \cdot \frac{|H - Z_n|^{n+1}}{n+1}. \quad (3.21.)$$

Míg a harmadik esetben:

$$\dot{m}_{0-1} = C_d \cdot \bar{\rho} \cdot W \cdot |\Delta\rho \cdot g|^n \cdot \frac{|H - 0|^{n+1}}{n+1}. \quad (3.22.)$$



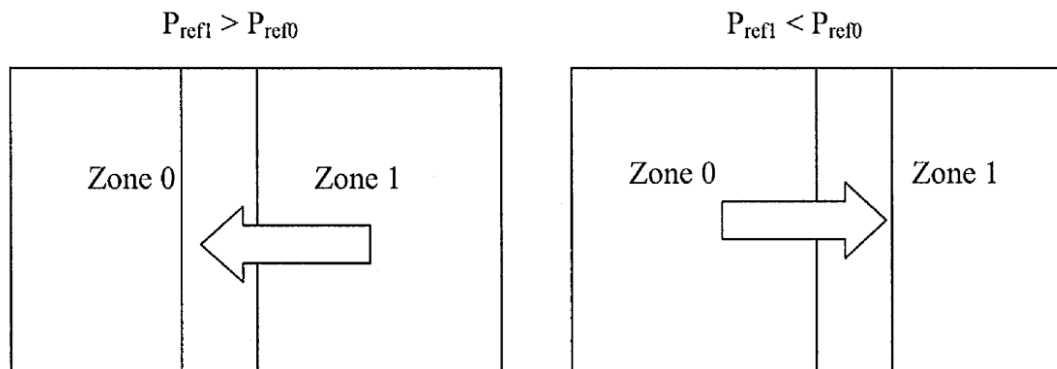
3.5. ábra: A lehetséges esetek, ha a $\Delta\rho=\rho_1-\rho_0$ sűrűségkülönbség nagyobb 0-nál. (Haghighat [9])

A 3.6.-os ábrán látható esetekben pedig:

$$\dot{m}_{0-1} = -C_d \cdot \bar{\rho} \cdot A \cdot |\Delta p_{\text{ref}1} - \Delta p_{\text{ref}0}|^n, \quad (3.23.)$$

illetve:

$$\dot{m}_{0-1} = C_d \cdot \bar{\rho} \cdot A \cdot |\Delta p_{\text{ref}1} - \Delta p_{\text{ref}0}|^n. \quad (3.24.)$$



3.6. ábra: A lehetséges esetek, ha a $\Delta\rho=\rho_1-\rho_0$ sűrűségkülönbség egyenlő 0-val. (Haghighat [9])

Az egyes eseteket a 3.1. táblázatban foglaltuk össze. A táblázatban az sgn függvény a signum függvényt jelöli, melynek értéke pozitív szám esetén 1, negatív szám esetén -1. Ha a szám értéke nulla, a signum függvény értéke is nulla.

3.1. táblázat: Tömegáram számítása Haghighat et al. [9] modelljével, különböző esetekben.

$\dot{m}_{0-1} = \operatorname{sgn}[\Delta p \cdot (H - Z_n)] C_d \cdot \bar{\rho} \cdot W \cdot \Delta p \cdot g ^n \cdot \frac{ H - 0 ^{n+1}}{n + 1}$	$\Delta p \neq 0$	$Z_n \notin [0; H]$
$\dot{m}_{0-1} = C_d \cdot \bar{\rho} \cdot W \cdot \Delta p \cdot g ^n \cdot \frac{ Z_n ^{n+1}}{n + 1} - C_d \cdot \bar{\rho} \cdot W \cdot \Delta p \cdot g ^n \cdot \frac{ H - Z_n ^{n+1}}{n + 1}$	$\Delta p \neq 0$	$Z_n \in [0; H]$
$\dot{m}_{0-1} = \operatorname{sgn}(\Delta p_{\text{ref1}} - \Delta p_{\text{ref0}}) C_d \cdot \bar{\rho} \cdot A \cdot \Delta p_{\text{ref1}} - \Delta p_{\text{ref0}} ^n$	$\Delta p = 0$	

3.2. AXLEY (2001) ZONÁLIS MODELLJE

Az Axley [11] által javasolt zonális modell a termikus energia megmaradása és az anyagmegmaradás szempontjából a korábban bemutatott (3.1. alfejezet) zonális modellhez hasonló egyenleteken alapul. Eltérés a két modell között az impulzus megmaradást leíró egyenletekben van. A korábbiakban alkalmazott empirikus összefüggés helyett egy, a fal közelében kialakuló turbulens és lamináris áramlások elméleti leírásán alapuló modellt dolgozott ki. Ezen modell lényege az, hogy a sebességprofil alakját valamilyen összefüggéssel közelítve a nyomás és a tömegáram közötti kapcsolatot egy a folyadék rétegek között fellépő csúsztató feszültséget feltételezve lehet számítani.

Axley szerint a korábbiakban bemutatott modell hibás eredményekre vezet, mivel abban az esetben, ha a tér felosztását finomítjuk sem kapunk pontosabb eredményeket. Szerinte ennek az oka, hogy a modell ilyenkor úgy viselkedik, mintha a helyiség ellenállása megnőne, pedig ez nyilvánvalóan fizikailag helytelen. Ezen kívül a modell hibájának tartja azt is, hogy a súrlódási ellenállást, mely a légrétegek mozgása közben fellép, koncentráltan, a cellák határára értelmezi, míg nyilvánvalóan az a cellákon belül is jelen van.

A csúsztató feszültséget a hivatkozott irodalomban a következő módon írták fel a lamináris esetre, Newtoni folyadékokra:

$$\tau = -\mu \cdot \frac{d\bar{u}}{ds}, \quad (3.25.)$$

ahol

- τ a csúsztató feszültség.
- μ a folyadék dinamikai viszkozitása, [Pa·s].
- $\bar{u}$ az időben átlagolt sebesség, [m/s],
- s az áramlás irányával párhuzamos felületre normális irányban a .

Turbulens esetre a turbulens örvény-viszkozitással:

$$\tau = -\mu_e \cdot \frac{d\bar{u}}{ds}, \quad (3.26.)$$

ahol μ_e a turbulens örvényviszkozitás, mely egyenletből a Prandtl-féle keveredési úthossz hipotézisből kiindulva kifejezhető a csúsztatófeszültség a faltól mérhető távolság függvényében:

$$\tau = -\rho \cdot \kappa^2 \cdot s^2 \cdot \frac{d\bar{u}}{ds}, \quad (3.27.)$$

ahol

- κ a Kármán-féle konstans, melynek értéke 0.36 és 0.41 között változhat, [-],
- s a párhuzamos felülettől mért távolság, [m].

3. HÁROMDIMENZIÓS ZONÁLIS MODELLEK

A sebességprofil a következő módon közelítették lamináris áramlás esetében:

$$\bar{u} = \bar{u}_{\max} \cdot \sin\left(\frac{\pi \cdot s}{2S}\right), \quad (3.28.)$$

ahol

- S a helyiség karakterisztikus mérete, mely a vizsgált sebesség irányával párhuzamos felületek közötti távolság fele, [m],
- $\bar{u}_{\max}$ pedig egy elméleti maximális sebesség, amit $\bar{u}$ akkor vesz fel, ha $s=S$.

Az ilyen módon közelített profilt a szakirodalom negyed-sinus profilnak nevezi. A továbbiakban QS (quarter-sine) profilként hivatkozunk rá. A lamináris áramlás sebességprofilja hatványprofillal is jellemezhető.

$$\bar{u} = \bar{u}_{\max} \cdot \left[1 - \left(1 - \frac{s}{S}\right)^2\right], \quad (3.29.)$$

A hatványprofil a (3.29.) egyenlet szerint a turbulens áramlás jellemzésére is használható.

$$\bar{u} = \bar{u}_{\max} \cdot \left(\frac{s}{S}\right)^a, \quad (3.30.)$$

ahol a egy az áramlás Reynolds-számától függő hatványkitevő mely közelítőleg 1/7. A profilra a továbbiakban PL (power-law) profilként fogunk hivatkozni.

A fentiekben bemutatott összefüggésekből a következő egyenletek nyerhetők azok különböző kombinációival, pl. QS profillal, a Newtoni-folyadékokra vonatkozó, lamináris áramlás esetén érvényes (3.22.) egyenletet felhasználva:

$$\Delta p_{j,i} = \frac{\mu \cdot \pi^2 \cdot \Delta r}{2\rho \cdot S^2 \cdot A} \dot{m}_{j,i}, \quad (3.31.)$$

vagy a (3.23.) egyenletet felhasználva:

$$\Delta p_{j,i} = \frac{\mu_e \cdot \pi^2 \cdot \Delta r}{2\rho \cdot S^2 \cdot A} \dot{m}_{j,i}, \quad (3.32.)$$

ahol:

- Δr a cella áramlási iránnyal párhuzamos mérete, [m],
- A pedig a cella áramlási irányra merőleges határoló felületének nagysága, [m²].

A PL profillal és (3.23.) egyenlettel a következő egyenletet nyerhetjük:

$$\Delta p_{j,i} = \frac{\mu_e \cdot a \cdot (a-1) \cdot \Delta r}{\rho} \cdot \left\{ \frac{1}{\Delta q \cdot \Delta s^3 \cdot \left[\left(\frac{2n_s - 1}{2} \right)^2 + \frac{1}{12} \right]} + \frac{1}{\Delta q^3 \cdot \Delta s \cdot \left[\left(\frac{2n_q - 1}{2} \right)^2 + \frac{1}{12} \right]} \right\} \cdot \dot{m}_{j,i}, \quad (3.33.)$$

vagy PL profillal, de a keveredési úthossz modellel (3.34.) egyenlet:

$$\Delta p_{j,i} = \frac{2\kappa^2 \cdot a^3 \cdot \Delta r}{\rho} \cdot \left[\frac{k_s}{\Delta q^2 \cdot \Delta s^3} + \frac{k_q}{\Delta q^3 \cdot \Delta s^2} \right] \cdot \dot{m}_{j,i}^2, \quad (3.34.)$$

ahol:

- Δq , Δs a cella áramlási irányra merőleges oldalainak méretei, [m],
- n_s , n_q az áramlási iránnyal párhuzamos felületek és a cella közötti cellák száma,
- $k_s = 4/(4n_s - 3)$ páratlan hálók középső celláira, $k_s = 2/(2n_s - 1)$ minden más cellára, [-], k_q azonos módon számítható, de n_q -val.

A (3.33.) egyenlet páratlan hálók középső celláira nem érvényes. Ahogy az látható, a QS profil alkalmazása esetén az nyomáskülönbség és a tömegáram között a kapcsolat lineáris. Probléma ugyanakkor, hogy a QS profil csak a lamináris áramlás profilját közelíti elfogadható mértékben, turbulens áramlásokra nem érvényes. Ennek ellenére célszerű lehet a (3.32.) egyenlet felhasználása is, kezdeti feltételek számításához.

Szót kell ejteni a turbulens örvény-viszkozitás számításáról is. Axley a következő összefüggést javasolja:

$$\mu_e = 0.025 \cdot S \cdot \dot{V} / A_{RS}, \quad (3.35.)$$

ahol:

- S a korábbiaknak megfelelően a helyiség karakterisztikus mérete, [m],
- $\dot{V}$ a helyiségbe bevezetett térfogatáram, [m³/h],
- A_{RS} pedig a helyiség keresztmetszetének nagysága az S jellemző méretre merőleges normálisú síkban, [m²].

A turbulens örvény-viszkozitás számítására más összefüggés is létezik. Ilyen például a Q. Chen és W. Xu [12] által kidolgozott turbulencia modellben szereplő (3.36.) egyenlet.

$$\mu_e = 0,0387 \cdot \rho \cdot |\bar{u}| \cdot l, \quad (3.36.)$$

ahol:

- $|\bar{u}|$ adott cellában a lokális sebesség nagysága, [m/s],
- l pedig a turbulencia hosszléptéke, [m].

3.2.1. A modell előnyei

A modellt Daoud és Galanis hasonlította [13] össze a korábbiakban már bemutatottal (3.1. alfejezet). A hivatkozott cikkben arra a megállapításra jutottak, hogy alapvetően mindegyik modell képes minőségileg jól előrejelezni a helyiségáramlásokat, ugyanakkor azonban a 3.1. fejezetben bemutatott összefüggések irreális nyomásokhoz vezetnek. Ezért ezek a nyomások nem használhatóak pl. a sűrűség számításához. Az ezen fejezetben, fentebb bemutatott modell ugyanakkor reális értékeket ad.

3.3. A NAVIER-STOKES EGYENLET KÖZELÍTÉSÉN ALAPULÓ ZONÁLIS MODELL

Létezik olyan modell is, mely az előző kettőtől jelentősebb mértékben eltér. A modellt 3D zonális modellként Bonvini et al. [14] írta le először. A korábban ismertetettekhez hasonlóan írja le a termikus energia és az anyag megmaradását illetve transzportját a cellák között, viszont nem alkalmazza a szabadsugarakat, konvektív áramlásokat leíró összefüggéseket. Helyettük, és a korábban bemutatott, impulzus-megmaradást leíró összefüggések helyett a Navier-Stokes egyenletet diszkretizálja egy hálón a turbulenciát pedig empirikus összefüggésekkel közelíti. A CFD-től abban tér el, hogy a cellák hasonlóan nagyméretűek, mint a többi zonális modelleknél, azaz jóval nagyobbak a CFD számítás során alkalmazandó cellaméreteknél.

4. AZ ÁRAMLÁSI ELEMETEK LEÍRÓ ÖSSZEFÜGGÉSEK

A korábbiakban ismertetettekén kívül szükséges az áramlási elemeket leíró összefüggések bemutatása is. Nem minden egyes zonális modellhez szükséges alkalmazásuk, de a legtöbb esetben pontosabb eredmény kapható ilyen módon. Az áramlási elemek kialakulhatnak mesterséges és természetes úton is. A mesterséges úton kialakuló légsugarak („jet”) illetve a hőforrások miatt vagy meleg/hideg határoló felületek mellett létrejövő konvektív áramlatok („gravity currents”, „plumes”, „free convection flow”) is meghatározóan befolyásolják a helyiség egyes pontjaiban kialakuló komfortot. Ezen fejezet elsődleges forrása Awbi [15], a fejezet nagymértékben alapul munkáján. *A téma részletes kifejtése azonos fejezetszámmal a mellékletek között található.*

4.1. LÉGSUGARAK LEÍRÁSA

A légsugaraknak számos típusa létezik melyek leíró egyenletei különbözőek. Egyrészt csoportosíthatóak a befúvó nyílás típusa szerint:

- Tengelyszimmetrikus légsugarak.
- Sík légsugarak.
- 3D légsugarak (jellemzően olyan négyszög keresztmetszetű nyílás esetén mely magasságának és szélességének hányadosa kisebb, mint 40).

Ezen kívül megkülönböztethetünk:

- Izotermikus légsugarakat.
- A helyiség levegőjénél hidegebb/melegebb, nem izotermikus légsugarakat.

Fontos a beépítési környezet hatása is, így léteznek

- szabad és
- korlátozott légsugarak is.

4.2. HŐFORRÁSOK HATÁSÁRA KIALAKULÓ KONVEKTÍV ÁRAMLÁSOK LEÍRÁSA

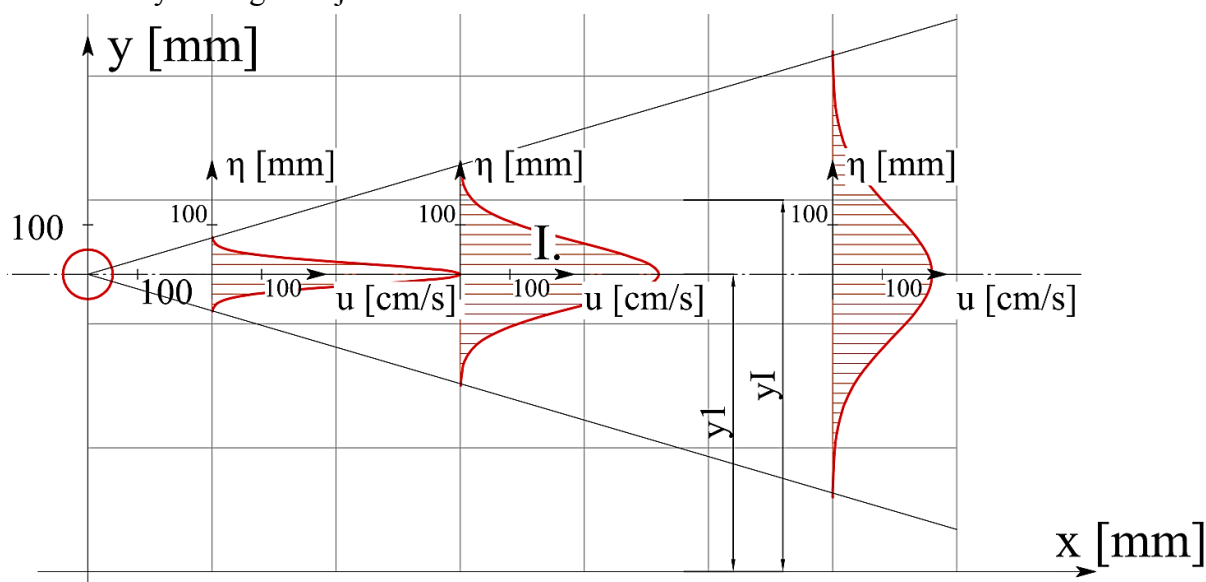
A klasszikus értelemben vett légsugarakon kívül, melyek esetében meghatározó a sugár kezdeti impulzusa, szót kell ejteni a hőforrások hatására kialakuló légsugarakról is. A következőkben olyan légsugarakról lesz szó, melyek esetében a levegő áramlását a sűrűség különbség létrejötte okozza, melyet egy hőforrás hoz létre. Az ilyen áramlások esetében alapvetően két esetet különböztethetünk meg. Az első esetben a környezetet semlegesnek nevezhetjük. Ez azt jelenti, hogy nincs vertikális hőmérséklet gradiens. Abban az esetben, ha hőmérséklet gradiens van, a légsugarak kialakulása ettől az esettől eltérő.

5. ÁRAMLÁSI ELEMOK BEÉPÍTÉSE ZONÁLIS MODELLEKBE

Ebben a fejezetben az áramlási elemek zonális modellekbe történő beépítésére mutatok egy lehetséges módszert. A későbbiekben bemutatásra kerülő programban lehetőség van a tömegáramok peremfeltételként történő megadására. Ehhez azonban szükséges a tömegáramok számítása. Erre nyújt egy lehetőséget a következő módszer, melynek alapjául a légsugarak sebesség és hőmérséklet-profiljának ismerete szükséges. Mivel az egyes profilokat korábban ismerttettem (4. fejezet), ezért elvi akadály nincs az eljárás kidolgozásának.

5.1. IZOTERMIKUS LÉGSUGÁR ÁLTAL SZÁLLÍTOTT TÖMEGÁRAM SZÁMÍTÁSA

Ha a befűjt levegő és a helyiség levegője között nincs jelentős hőmérséklet-különbség (jelentős hőmérséklet különbség alatt azt értjük, mely esetén a befűvő-nyílásra számított Archimedesi-szám nagyobb, mint 0,001 [16], ezért a sugár elhajlik), izotermikus levegőbefűjáról beszélhetünk. Ekkor a légsugár pályája egyenes, mint ahogy az az 5.1. ábrán is látható. A légsugár a befűvő-nyílástól távolodva a helyiség levegőjét indukálja, így a szállított tömegáram egyre nagyobb lesz. Ezen folyamat során a sugár egyre több és több zónát érint. Elképzelhető az is, hogy a sugár tengelye nem pont a zónák határán halad, így nem lehet egyszerűen megmondani, hogy az egyes zónákba mennyi tömegáram jut.



5.1. ábra: Légsugár sebesség-profiljának változása a távolság függvényében.

A különböző légsugár-típusok sebességprofilja egyszerű összefüggésekkel leírható. A szakirodalom négy alaptípust különböztet meg a befűvő nyílás geometriájától függően: kört, négyszöget (az oldalak aránya kisebb, mint 40, ezeket a légsugarakat 3 dimenziós légsugárnak nevezik, mert a létrejövő áramlás háromdimenziós), rést (mely a négyszöggel ellentétben kétdimenziósnak nevezhető) és radiálisat. Ezen kívül beszélhetünk korlátozott (a fal jelenléte a sugár szabad fejlődését korlátozza) és szabad légsugárról, illetve izotermikus vagy anizotermikus légbevezetésről. Az egyes esetekben használható sebességprofilok a mellékletek között található 5.1. táblázatban újra szerepeltetésre kerültek az ebben a fejezetben alkalmazott eltérő jelölésrendszer miatt. Hat különböző esetről beszélhetünk. Ezek közül itt a legegyszerűbbel foglalkozok, a résből kivezetett szabad légsugárral.

A későbbiekben szereplő ismeretlen mennyiségek: U_m a légsugár tengelysebessége, [m/s], η az y irányú lokális koordináta, ζ a z irányú lokális koordináta, r a lokális koordináta hengersizmetrikus esetben. $\eta_{0,5}$, $r_{0,5}$ és $\zeta_{0,5}$ azok a koordináták, ahol a sebesség a tengelysebesség fele.

Ha például az I-es cellába bejutó tömegáramokat kívánjuk meghatározni, formálisan az (1)-es egyenletet kell elvégeznünk.

$$\dot{m}_{Ipx} = \rho \cdot \int_{A_{Ix}} u(\eta) dA, \quad (5.1.)$$

ahol:

- $\dot{m}_{Ipx}$ a légsugár által szállított x irányú primer tömegáram a zónában, [kg/s],
- ρ zóna levegőjének sűrűsége, [kg/m³],
- $u(\eta)$ a légsugár sebességeloszlása a lokális koordináta-rendszerében, [m/s],
- A_{Ix} a zóna x normálisú határoló-felülete.

Az (5.1.)-es egyenlet átalakítható a (5.2.)-essé:

$$\dot{m}_{Ipx} = \rho \cdot \int_{\eta_1}^{\eta_2} U_m \cdot e^{-0,693 \cdot \left(\frac{\eta}{\eta_{0,5}}\right)^2} d\eta \cdot l_{Iz}. \quad (5.2.)$$

l_z a cella z irányú mérete. Egy 2 dimenziós légsugár tengelysebességének leépülése a (5.3.)-as egyenlettel számítható.

$$U_m = U_0 \cdot \frac{K_v}{\sqrt{x/h}}. \quad (5.3.)$$

ahol:

- h a rés magassága, [m],
- K_v a sugár vetési konstansa, [-].

A lokális koordináta-rendszer változóját (η) fel kell írni a globális koordináta-rendszer változójával (y), mivel a cellák koordinátái a globális koordináta-rendszerben adottak. Ez a (5.4.) és (5.5.) egyenletekkel tehető meg. Ezen kívül szükség van $\eta_{0,5}$ -re is, melynek számítási összefüggése a (5.6.)-os egyenlet. A b konstans Rajaratnam [17] szerint 0,1.

$$\eta_1 = (y_I - l_y - y_1), \quad (5.4.)$$

$$\eta_2 = (y_I - y_1), \quad (5.5.)$$

$$\eta_{0,5} = b \cdot x. \quad (5.6.)$$

Ezekkel a (5.7.)-es összefüggést kaphatjuk meg a cellába belépő tömegáramra.

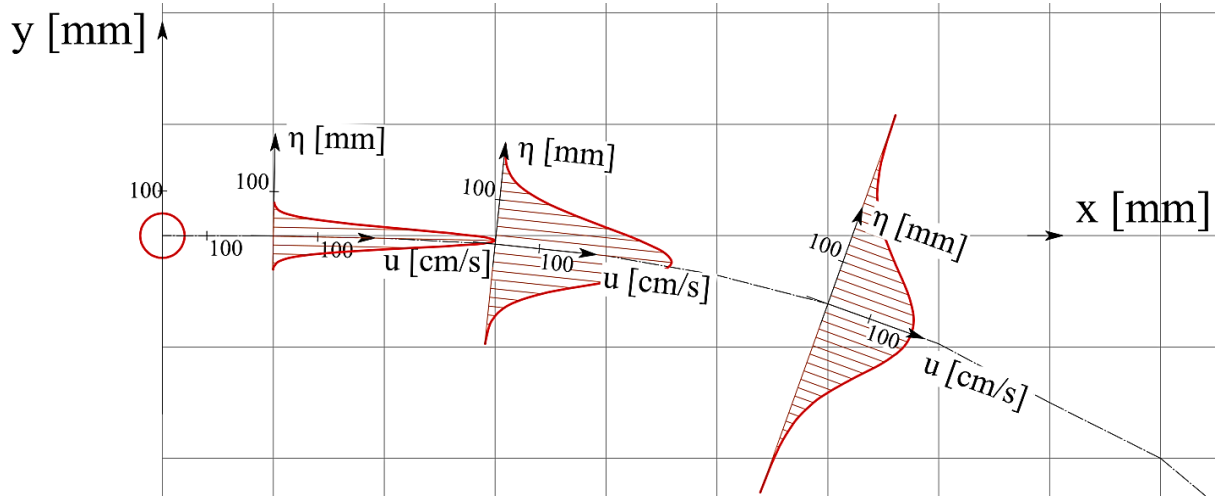
$$\dot{m}_{Ipx} = \rho \cdot \int_{(y_I - l_y - y_1)}^{(y_I - y_1)} U_0 \cdot \frac{K_v}{\sqrt{x/h}} \cdot e^{-0,693 \cdot \left(\frac{\eta}{b \cdot x}\right)^2} d\eta \cdot l_{Iz}. \quad (5.7.)$$

Az integrálás elvégzése után a (5.8.)-as egyenletet kapjuk.

$$\dot{m}_{Ipx} = \rho \cdot U_0 \cdot \frac{K_v}{\sqrt{x/h}} \cdot l_z \left[\frac{\sqrt{\pi}}{2 \cdot \sqrt{0,693}} \cdot \operatorname{erf} \left(\frac{\eta}{\sqrt{0,693}} \right) \right]_{(y_I - l_y - y_1)}^{(y_I - y_1)}. \quad (5.8.)$$

5.2. ANIZOTERMIKUS LÉGSUGÁR ÁLTAL SZÁLLÍTOTT TÖMEGÁRAM SZÁMÍTÁSA

Az 5.2. ábrán egy anizotermikus légsugár pályája látható. Jól látszik, hogy a sűrűség különbség miatt a pályája az izotermikus esettől eltérően nem egyenes.

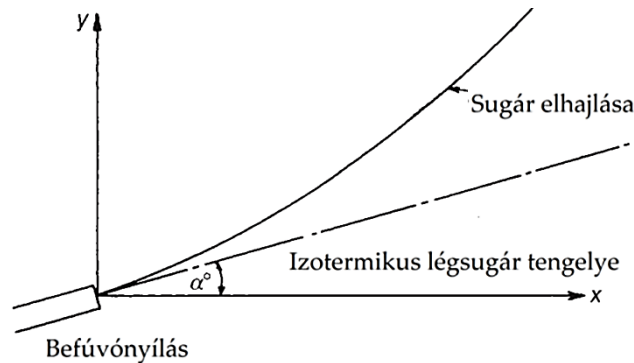


5.2. ábra: Anizotermikus légsugár sebesség-profiljának és pályagörbéjének változása

A pálya görbe leírására számos összefüggés létezik, ezek közül mi az a (5.9.)-es és (5.10.)-es egyenletek használhatóak. Kör keresztmetszetű és háromdimenziós légsugárra a (5.9.) egyenlet használható, míg a résből kivezetett légsugárra az (5.10.). Az α szög értelmezése az 5.3. ábrán látható.

$$\frac{y}{\sqrt{A_0}} = \frac{x}{\sqrt{A_0}} \cdot \operatorname{tg}(\alpha) \pm 0,47 \cdot \frac{K_{vT}}{K_v^2} \cdot Ar_{0A_0} \cdot \left(\frac{x}{\sqrt{A_0} \cdot \cos(\alpha)} \right)^3, \quad (5.9.)$$

$$\frac{y}{h} = \frac{x}{h} \cdot \operatorname{tg}(\alpha) \pm 0,4 \cdot \frac{K_{vT}}{K_v^2} \cdot Ar_{0h} \cdot \left(\frac{x}{h \cdot \cos(\alpha)} \right)^{2,5}, \quad (5.10.)$$



5.3. ábra: Az α szög értelmezése [15].

Az egyenletekben szerepel az Archimedesi szám, Az Archimedesi-szám a (5.11.)-es és (5.12.)-es képletekkel számítható a nyílás alakjától (azaz a jellemző mérettől függően).

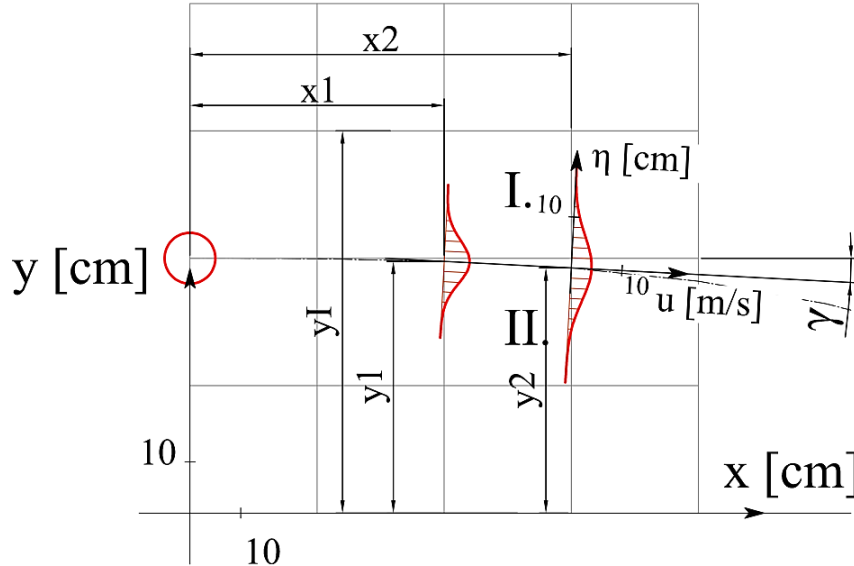
$$Ar_{0A_0} = \frac{g \cdot \Delta T_0}{T_b \cdot U_0} \cdot \sqrt{A_0}, \quad (5.11.)$$

$$Ar_{0h} = \frac{g \cdot \Delta T_0}{T_b \cdot U_0} \cdot h. \quad (5.12.)$$

Ezzel egyértelműen meghatározhatóak a pályagörbe egyes pontjainak koordinátái. Ezt a tényt továbbá azt felhasználva, hogy a különböző típusú légsugarak (tengelyszimmetrikus, kétdimenziós, stb.) sebességprofiljára és tengelysebességük leépülésére vonatkozóan léteznek összefüggések, az egyes zónákba bejutó tömegáram számítható. Ehhez a következő

megfontolásokat tehetjük. Az 5.4. ábrán jól látszik, hogy a légsugár által érintett két zónában a tömegáram megoszlása a sugár elhajlása miatt nem azonos. Az elhajlás szöge pontról pontra változik (ez az (5.9.), (5.10.) egyenletekből egyértelműen látszik, a derivált értéke nem konstans, így az érintők irántangense sem lehet az). Számítására a következő közelítés használható:

$$\tan(\gamma) = \frac{x_2 - x_1}{y_2 - y_1}, \quad (5.13.)$$

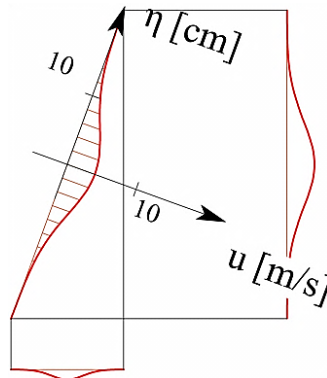


5.4. ábra: Légsugár sebességprofiljai az I-es és II-es zónák határán.

Ezek után a sebesség x és y irányú komponensei a (5.14.) és (5.15.) egyenletekkel számíthatók. Az egyes irányokban így módon számítható sebességprofilok az 5.5. ábrán láthatóak. Az egyes zónák határfelületén áthaladó sebességet az (x2, y2) pontban számítva nyilvánvalóan közelítést alkalmazunk, hiszen a sebességek az 5.6. ábrán látható két profil között lesznek valahol az egyes zónák határfelületén történő áthaladáskor. Ezt azonban elhanyagoljuk.

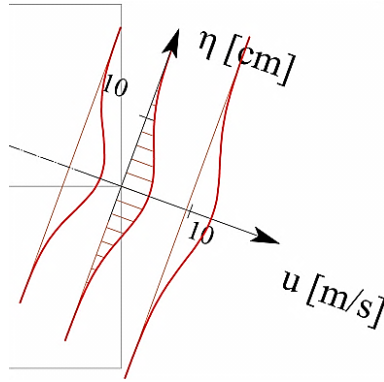
$$u_x = \cos(\gamma) \cdot u(\eta), \quad (5.14.)$$

$$u_y = \sin(\gamma) \cdot u(\eta), \quad (5.15.)$$



5.5. ábra: A légsugár (x2,y2) pontjában lévő sebességprofiljának felbontása.
(Az ábra az előzőekhez képest torzított.)

Ezen elhanyagolások mellett a határfelületen áthaladó sebességprofil ismertnek tekinthető. Az egyes zónákban áthaladó tömegáram integrálással kapható meg. Ahogy az az 5.5. ábrán is látszik, két tömegáramról beszélhetünk, egy x irányúról és egy y irányúról. Az integrált az 1-es zónára formálisan a (5.16.) és az (5.17.) egyenletnek megfelelően írhatjuk. A negatív előjel abból adódik, hogy a kilépő tömegáramot számítjuk, mely az (x2,y2) pontban lévő profil integrálásával történhet.



5.6. ábra: A légsugár profiljának változása az I-es zónán történő áthaladás során.

$$\dot{m}_{Ipx} = -\rho \cdot \int_{A_{Ix}} \cos(\gamma) \cdot u(\eta) dA, \quad (5.16.)$$

$$\dot{m}_{Ipy} = -\rho \cdot \int_{A_{Iy}} \sin(\gamma) \cdot u(\eta) dA. \quad (5.17.)$$

$$\dot{m}_{Ipx} = -\rho \cdot \int_{\eta_1}^{\eta_2} \cos(\gamma) \cdot U_m \cdot e^{-0,693 \cdot \left(\frac{\eta}{\eta_{0,5}}\right)^2} d\eta \cdot l_z, \quad (5.18.)$$

Az egyenletben szereplő ismeretlenek az (5.19.)-es és (5.20.)-as egyenleteknek megfelelő módon írhatóak. Ezen kívül fel kell használni a (5.3.)-as és (5.6.)-os egyenleteket is.

$$\eta_1 = (y_I - l_y - y_2) / \cos(\gamma), \quad (5.19.)$$

$$\eta_2 = (y_I - y_2) / \cos(\gamma), \quad (5.20.)$$

Ezek alapján az egyenlet:

$$\dot{m}_{Ipx} = -\rho \cdot \int_{(y_I - l_y - y_2) / \cos(\gamma)}^{(y_I - y_2) / \cos(\gamma)} \cos(\gamma) \cdot U_0 \cdot \frac{K_v}{\sqrt{x/h}} \cdot e^{-0,693 \cdot \left(\frac{\eta}{b \cdot x}\right)^2} d\eta \cdot l_z. \quad (5.21.)$$

Ennek az integrálnak az értéke:

$$\dot{m}_{Ipx} = -\rho \cdot U_0 \cdot \frac{K_v}{\sqrt{x/h}} \cdot \cos(\gamma) \cdot l_z \left[\frac{\sqrt{\pi}}{2 \cdot \sqrt{0,693}} \cdot \operatorname{erf} \left(\frac{\eta}{\sqrt{0,693}} \right) \right]_{(y_I - l_y - y_2) / \cos(\gamma)}^{(y_I - y_2) / \cos(\gamma)} \cdot \frac{1}{\sqrt{(b \cdot x)^2}} \quad (5.22.)$$

Ezzel az I-es cellában a légsugár x irányú, kilépő tömegáramát meghatározhatjuk. Ha az y irányú tömegáram meghatározása szükséges, a (5.17.) egyenletből indulhatunk ki.

$$\dot{m}_{Ipy} = -\rho \cdot \int_{(y_I - l_y - y_2) / \cos(\gamma)}^{(y_I - y_2) / \cos(\gamma)} \sin(\gamma) \cdot U_0 \cdot \frac{K_v}{\sqrt{x/h}} \cdot e^{-0,693 \cdot \left(\frac{\eta}{b \cdot x}\right)^2} d\eta \cdot l_z. \quad (5.23.)$$

Ez az egyenlet a (5.22.)-es egyenlethez hasonló eredményre vezet.

$$\dot{m}_{Ipy} = -\rho \cdot U_0 \cdot \frac{K_v}{\sqrt{x/h}} \cdot \sin(\gamma) \cdot l_z \left[\frac{\sqrt{\pi}}{2 \cdot \sqrt{0,693}} \cdot \operatorname{erf} \left(\frac{\eta}{\sqrt{0,693}} \right) \right]_{(y_I - l_y - y_2) / \cos(\gamma)}^{(y_I - y_2) / \cos(\gamma)} \cdot \frac{1}{\sqrt{(0,1 \cdot x)^2}} \quad (5.24.)$$

6. NAGYLÉGTERŰ HELYISÉG ZONÁLIS MODELLEZÉSE

A dolgozat célja az volt, hogy egy nagylégterű helyiség egyszerűsített méretezésének elméleti alapjait lefedtesse. Az ismertett egyszerűsített módszerek közül a zonális modellezés került részletesen bemutatásra. A zonális modellezéshez program szükséges. Ezért cél volt egy olyan program megalkotása mely képes egy helyiség légállapotainak zonális modellezéssel történő számítására. A program fejlesztése a Matlab R2012a által biztosított környezetben történt. Ebben a fejezetben a program fontosabb jellemzőit fogom bemutatni. A program kódja a mellékletek között szerepel.

6.1. A PROGRAM SZERKEZETÉNEK VÁZLATOS BEMUTATÁSA

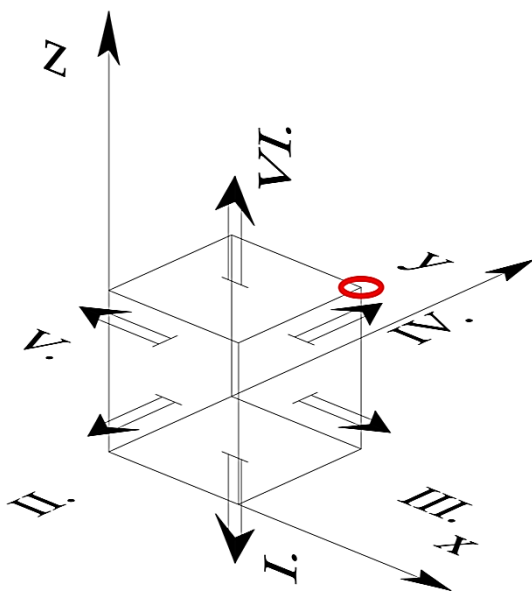
A program 5 részből áll:

- egy hálózó és geometriakészítő modulból, mely képes az elkészült geometria vizualizálására
- egy olyan peremfeltétel számító modulból, mely az áramlási elemek által meghatározott peremfeltételek felvitelére alkalmas
- egy kezdeti érték és peremfeltétel megadó modulból
- egy számításokat végző („Solver”) modulból
- egy egyszerűsített sugárzásos hőcserét számító modul
- és egy az eredmények vizualizálására szolgáló modulból

Az egyes modulok ugyanabban a tömbben tárolják el az információkat, mely a modul lefutása után mentésre kerül. A tömböt a következő modul betölti, majd a kívánt adatok felvitele után ismételtelen elmenti.

6.1.1. Hálózó és geometriakészítő modul

A geometriakészítő modul jelen pillanatban csak állandó cellaméret generálására képes. A cellákat a program a jobb felső sarkukkal azonosítja. Egy ilyen cella látható a 6.1. ábrán. Az egyes irányok jelölésre kerültek a cellán. A cellák azonosítása a pirossal megjelölt csúccsal történik.



6.1. ábra: A cellák határoló felületeinek jellemzésére használt irányok és a cellák azonosítására használt csúcs pirossal jelölve.

A cellák jellemzői az „S” nevű tömbben kerülnek eltárolásra. Az egyes oszlopokba a 6.1. táblázatnak megfelelő jellemzők kerülnek.

6.1. táblázat: Az „S” tömb egyes oszlopaiban tárolt jellemzők bemutatása. Az egyes jellemzők SI mértékegységben értendők.

Oszlop száma																	
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18
A cella sorszáma	Cella koordinátái			Cella élhosszúságai			Cella x, y, z normálisú felületei			Cella térfogata	Cella aktivitását jelölő konstans	Cella határoló-felületeit jellemző konstansok					
	x	y	z	lx	ly	lz	Ax	Ay	Az	V	ia	w _I	w _I	w _{II}	w _I	w _V	w _V

Külön figyelmet érdemel a cella „aktivitását” jelölő konstans és a cella „határoló felületeit jellemző konstansok” különböző irányokban. Az ia konstans értéke azt határozza meg, hogy a cella részt vesz-e a számításban. Ha értéke 0, a cella nem vesz részt a számításban, míg ha értéke 1 akkor igen. Az inaktív cellára a program semmilyen egyenletet nem ír fel.

A cella határoló felületeit jellemző w konstans értéke 0, 1 és -1 lehet, attól függően, hogy a cella adott síkja fal-e (0), vagy átjárható felület (1). Ha a konstans értéke -1, az azt jelenti, hogy az adott fal egy síkon van, mely az egész modell szempontjából egy szimmetria sík.

6.1.2. Légsugár peremfeltétel számító modul

A légsugár peremfeltétel számító modul működése az 5. fejezetben leírtakon alapul. Bemenő adatként igényli a hálózó és geometriakészítő modul kimenő adatait, a légsugár elhelyezkedését a térben és a számítási határokat, azaz azt, hogy a tér mely részében kívánjuk figyelembe venni a légsugár hatását.

6.1.3. Kezdeti érték és peremfeltétel megadó modul

A kezdeti érték és peremfeltétel megadó modul feltölti a hálót a számításhoz szükséges fizikai paraméterekkel. Ezek a fizikai paraméterek:

- a cellákban uralkodó nyomások
- a cellák levegőjének hőmérséklete
- a cellák egyes felületein átáramló tömegáramok

Ezen kívül a cellák levegőjének fizikai jellemzői is tárolásra kerülnek. A fizikai jellemzőket a cellák hőmérsékletétől függően a modul kiszámítja, azok eltárolásra kerülnek. A 6.2. táblázatban szerepelnek az egyes oszlopokban eltárolt jellemzők értelmezései. Ezen kívül a modulban lehetőség van a tömegáram peremfeltételek, a befűjt és elszívott tömegáramok, a befűjt levegő hőmérsékletének és a hőterheléseknek a vizualizálására is.

6. NAGYLÉGTERŰ HELYISÉG ZONÁLIS MODELLEZÉSE

6.2. táblázat: Az „S” tömb egyes oszlopaiban tárolt jellemzők bemutatása a kezdeti érték és peremfeltétel megadó modul lefutása után. Az egyes jellemzők SI mértékegységben értendők.

Nyomás	Tömegáramok							
19	20	21	22	23	24	25		
p	mI	mII	mIII	mIV	mV	mVI		
Hőmérséklet	Határoló szerkezetek hőmérséklete							
26	27	28	29	30	31	32		
T	TwI	TwII	TwIII	TwIV	TwV	TwVI		
Anyagjellemzők								
33	34	35	36	37	38	39		
ρ	ν	Cp	Pr	β	λ	a		
Hőátadási tényezők a cellával határos falfelületeken								
40	41	42	43	44	45			
αI	αII	αIII	αIV	αV	αVI			
Tömegáram peremfeltételek								
46	47	48	49	50	51			
mlbc	mIIbc	mIIIbc	mIVbc	mVbc	mVIbc			
A légáramlás irányát kifejező konstans értékei								
52	53	54	55	56	57			
εI	εII	εIII	εIV	εV	εVI			
A befűjt levegő tömegárama		Az elszívott levegő tömegárama		Hőterhelés vagy hőelvonás a cellában		A cella x, y, z normálisú felületének kerülete		
58		59		60		61	62	63
ms		me		Q		Kx	Ky	Kz
A cella dimenziótlan átfolyási száma			A befűjt levegő hőmérséklete			A befűjt levegő fajhője		
64			65			66		
Cd			Ts			Cps		

6.1.4. A „Solver” modul felépítése

6.1.4.1. A „SOLVER” MODUL FIZIKAI ALAPJAI

A „Solver” modul fizikai alapjait a 3.1. pontban leírt összefüggések adják, két módosítással. Az egyik ilyen módosítás, hogy az Inard-féle (3.4.) egyenlettől eltértem, mégpedig a következő formában:

$$\dot{m}_{i,j} = -\text{sign}(\Delta p_{i,j}) \cdot C_{d,i,j} \cdot A_{i,j} \cdot \sqrt{\rho_i + \rho_j} \cdot \sqrt{|\Delta p_{i,j}|}. \quad (6.1.)$$

Az egyenlet a következő módon értelmezhető. Egyrészt, az epszilon iránytényezőt a signum függvénnyel helyettesítettem. Valójában először Inard is ebben az alakban közölte az egyenletet.

Az termikus energia-megmaradás egyenletét is módosítottam. A módosítás azonos azzal, amit A. Voeltzel et al. [35] alkalmazott. Musy et al. [5] egyenlete, mely a módosítás alapjául szolgált, a légáramlás miatti konvektív transzportot (3.3.) egyenlet első tagjával veszi figyelembe. Eszerint hőmérséklet különbséggel arányos a cellába be- és cellából kiáramló energia.

Ha feltételezzük, hogy például az i. cellából a j. cellába áramlik a levegő, úgy nyilvánvaló, hogy az i. cellából kiáramló energia mennyiségét a j. cella hőmérséklete nem befolyásolja. Ezen megfontolás alapján a (3.3.) egyenletet módosítani kell. A módosítás után a (6.2.) egyenletre jutunk.

$$\sum_{j=1}^N \dot{m}_{j,i} \cdot c_p \cdot \Delta T_{j,i} + \sum_{j=1}^N \frac{\lambda}{\delta_{j,i}} \cdot A_{j,i} \cdot \Delta T_{j,i} + P_i + \sum_{l=1}^M \Phi_{\text{conv},l,i} = 0, \quad (3.3.)$$

$$\begin{aligned} \sum_{j=1}^N \dot{m}_{i,j} \cdot c_p \cdot \{[1 - \text{sign}(\dot{m}_{i,j})] \cdot T_i + [1 + \text{sign}(\dot{m}_{i,j})] \cdot T_j\} / 2 + \\ + \sum_{j=1}^N \frac{\lambda}{\delta_{j,i}} \cdot A_{j,i} \cdot \Delta T_{j,i} + P_i + \sum_{l=1}^M \Phi_{\text{conv},l,i} = 0. \end{aligned} \quad (6.2.)$$

Abban az esetben, ha az m_{ij} tömegáram kiáramlik az i . cellából, tehát negatív, a cellából T_i hőmérsékletű levegő lép ki. Ha a tömegáram pozitív, azaz a zónába a j . cellából levegő áramlik, a cella levegőjének energiája a T_j hőmérsékletű levegő belépésével nő.

Az utolsó egyenlet, melyről nem beszéltem, a kontinuitás egyenlete. A kontinuitás egyenlete minden cella esetében hat ismeretlent tartalmaz. Ez azt jelenti hogy N darab cellára $6N$ darab ismeretlenünk van. Az ismeretlenek száma csökkenthető, pl. az egyik cellába beáramló tömegáram a másiktól kiáramlik, így az egyik a másiknak mínusz egyszerese, vagy ha a cellát egyik irányból fal határolja, akkor abban az irányban a tömegáram nagysága nulla. Ily módon az ismeretlenek száma redukálható, de bizonytalan a megmaradó ismeretlenek száma, ezért más módon kell eljárni. A kontinuitás egyenletét felírhatjuk a nyomásegyenlet felhasználásával. Ekkor a (3.1.) egyenlet a következő alakot veszi fel:

$$\sum_{j=1}^N -\text{sign}(\Delta p_{i,j}) \cdot C_{d,i,j} \cdot A_{i,j} \cdot \sqrt{\rho_i + \rho_j} \cdot \sqrt{|\Delta p_{i,j}|} + \dot{m}_{s,i} - \dot{m}_{e,i} = 0. \quad (6.3.)$$

Ezek az egyenletek már megoldhatóak. Ekkor N darab ismeretlenünk van. A független egyenletek száma $N-1$ darab, így egy további egyenletre van szükség. Ezt az egyenletet úgy kaphatjuk meg, hogy az egyik cellában előírjuk a nyomás értékét, pl. előírjuk hogy az első számításban résztvevő cellában atmoszférikus nyomás legyen. Ezen kívül az energia egyenletet kell megoldanunk az egyes cellákra, ebben az esetben N cellára N darab független egyenletet írhatunk fel. A független ismeretek a nyomások és a hőmérsékletek. Látható, hogy az energia egyenlet és a kontinuitás egyenlete a tömegáramokon és a sűrűségekben keresztül kapcsolódik egymáshoz.

A (6.3.)-as egyenlettel kapcsolatban felmerül egy probléma. Az egyenletet az i . nyomás szerint deriválva a (6.4.) egyenletre juthatunk. Ha a két cella között a nyomáskülönbség zérus, akkor derivált nem értelmezett. Ezt a problémát küszöbölte ki Boukhris et al. [45].

$$\frac{\partial \sum_{j=1}^N -\text{sign}(\Delta p_{i,j}) \cdot C_{d,i,j} \cdot A_{i,j} \cdot \sqrt{\rho_i + \rho_j} \cdot \sqrt{|\Delta p_{i,j}|} + \dot{m}_{s,i} - \dot{m}_{e,i}}{\partial p_i} = -\sum_{j=1}^N C_{d,i,j} \cdot A_{i,j} \cdot \sqrt{\rho_i + \rho_j} / \sqrt{|\Delta p_{i,j}|}. \quad (6.4.)$$

Boukhris et al. [45] bevezetett egy úgynevezett nyomásküszöböt, mely alatt a tömegáram és nyomás között lineáris kapcsolat van. Ez a nyomásküszöb az áramlás fizikájával is kapcsolatba hozható, hiszen lamináris áramlás esetén a nyomás és a tömegáram között szintén lineáris a kapcsolat. A nyomásküszöb nagyságát az említett forrásban ugyanakkor nem az áramlás milyensége alapján állapították meg, hanem egy, a számítást jellemző paraméterként. Arra jutottak, hogy értékének $1e-6$ és $1e-9$ Pa között kell lennie. Boukhris et al. [45] a nyomásküszöb alatt is az Inard által javasolt 0,83-as értékű dimenziótlan átfolyási számot használta. Ezzel szemben én a dimenziótlan átfolyási számot a nyomásküszöb függvényében határoztam meg a programban. Az átfolyási szám értékét oly módon határoztam meg, hogy a nyomás és a tömegáram kapcsolata folytonos legyen. Eszerint az áramlást a nyomásküszöb alatt leíró (6.5.) egyenlet által meghatározott tömegáramnak és a (6.1.) egyenletből meghatározható tömegáramnak egyenlőnek kell lennie.

$$\dot{m}_{i,j} = -\text{sign}(\Delta p_{i,j}) \cdot C_{dPT,i,j} \cdot A_{i,j} \cdot \sqrt{\rho_i + \rho_j} \cdot |\Delta p_{i,j}|. \quad (6.5.)$$

Az átfolyási szám így a (6.6.) egyenletből kapható meg:

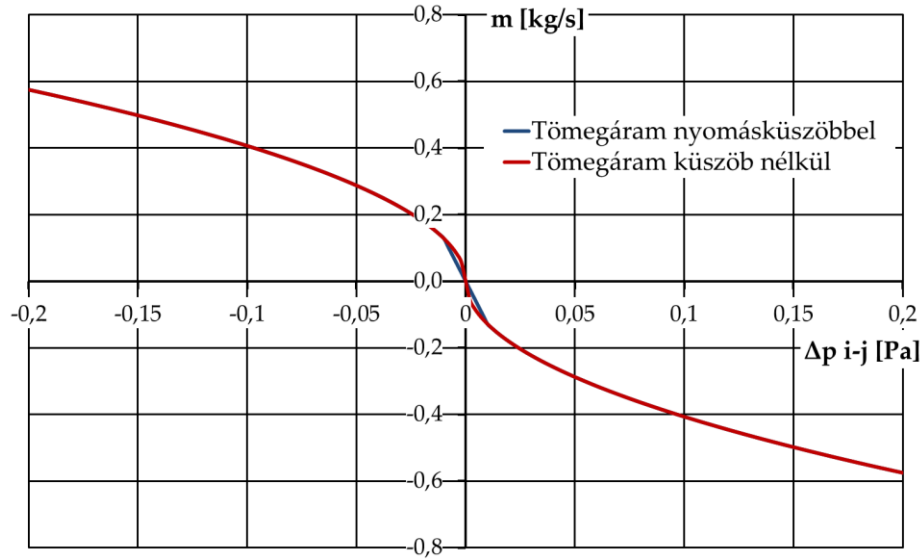
$$C_{dPT,i,j} = C_{d,i,j} \cdot \sqrt{|\Delta p_{PT,i,j}|} / |\Delta p_{i,j}|, \quad (6.6.)$$

ahol:

- $C_{dPT,i,j}$ az átfolyási szám a nyomásküszöb alatt, [-],

- $\Delta p_{\text{PT},j}$ a nyomásküszöb nagysága, [Pa].

A következő diagramon ábrázolásra került a nyomásküszöb alkalmazása és a nyomásküszöb alkalmazása nélküli kapcsolat a nyomáskülönbség és a tömegáram között, 1e-3 Pa -os nyomásküszöb mellett. A (6.5.) deriváltja konstans, így nem jelentkezik a (6.4.)-es egyenlettel kapcsolatos probléma.



6.2. ábra: A tömegáram és a nyomáskülönbség kapcsolata nyomásküszöbvel és küszöb nélkül.

6.1.4.2. A SŰRŰSÉG-VÁLTOZÁS HATÁSÁNAK FIGYELEMBEVÉTELE

A „Solver” modul feladata az előző egyenleteken alapulva a létrejövő nem-lineáris egyenletrendszer megoldása. Ahhoz, hogy ezt az egyenletrendszert megoldhassuk, bizonyos egyszerűsítéseket kell végrehajtani. Ilyen egyszerűsítés, hogy az energia-egyenletben mindig az előző iterációs lépés tömegárama szerepel. Ezzel az egyszerűsítéssel is kapcsolat marad az energia-egyenlet és a kontinuitás egyenlete között, a levegő sűrűségén keresztül. Ezért a program két különböző ciklusban oldja meg az energia-egyenletet és a kontinuitás egyenletét. A kezdeti számításokhoz az energia egyenlet kikapcsolása is lehetséges. Opcionálisan lehet számítani a sűrűséget az ideális gáz törvénnyel, vagy a Boussinesq-közelítéshez hasonló módon. A Boussinesq-közelítés a (6.4.) egyenletnek [36] megfelelően a sűrűség változását a nyomástól függetlennek tételezi fel. Valójában a sűrűség változásától eltekintünk, a sűrűségváltozás hatása csak a gravitációs gyorsulás vektorával párhuzamos irányban jelenik meg az egyenletekben.

$$(\rho - \rho_0) \cdot g = -\rho_0 \cdot \beta_0 \cdot (T - T_0) \cdot g. \quad (6.7.)$$

ahol:

- ρ_0 a referencia sűrűség, [m^3/kg],
- T_0 a referencia hőmérséklet, [K],
- β_0 a referencia köbös hőtágulási-együttható, [$1/\text{K}$].

A referencia értékeket választhatjuk például a 20°C -os levegő jellemzőire. Ekkor a közelítés a 20°C -hoz közeli hőmérsékletek esetén ad jó eredményeket. A programba nem a hivatkozott módszer került beépítésre, hanem egy módosítása. Ezen módosítás értelmében, ha a konstans sűrűség használatát kikapcsoljuk és a „Boussinesq”-et bekapcsoljuk, a sűrűség számítása (6.5.) egyenletnek megfelelően történik, és hatása a nyomásegyenletben is megjelenik. A Boussinesq-közelítés előnye, hogy csökkenti a nem-linearitást [36]. Ez a módosított módszerre is igaz lesz, mert a sűrűség a módszer alkalmazásával csak a hőmérséklettől függ.

$$\rho = \rho_0 \cdot (1 - \beta_0 \cdot (T - T_0)) = \rho_0 \cdot \left[1 - \frac{(T - T_0)}{T_0} \right]. \quad (6.8.)$$

Az egyenlet átalakítása során kihasználtam, hogy a levegő köbös hőtágulási-együtthatója számítható az abszolút hőmérséklet reciprokjaként.

6.1.4.3. A „SOLVER” MODUL MATEMATIKAI ALAPJAI

A „Solver”-ben az energia-egyenlet és a „mozgási-egyenlet” szétválasztását segíti az is, hogy az energia-egyenlet átmenetileg kikapcsolható a programban. Ezzel lehetőség van egy bonyolult, nem izotermikus probléma izotermikus kezdeti megoldásának előállítására, amelyből kiindulva a konvergencia felgyorsítható.

A nem-lineáris egyenletek megoldására leggyakrabban használt módszer a Newton-Raphson eljárás [41]. A Newton-Raphson eljárás akkor hatékony, ha jó kezdeti értékeket tudunk adni [37]. Az eljárás a nem-lineáris egyenlet deriváltjának ismeretében alkalmazható, mert a nem-lineáris egyenletrendszer Jacobi-mátrixát ismernünk kell. Az eljárás alkalmazását a nyomásegyenleteken keresztül mutatom be. Az algoritmus a következő egyenleten alapul:

$$\underline{X}_{p;k+1} = \underline{X}_{p;k} - \underline{J}(\underline{X}_{p;k})^{-1} \cdot \underline{F}_p(\underline{X}_{p;k}). \quad (6.9.)$$

Az $\underline{X}_{p;k}$ vektor tartalmazza a nyomásokat a k. iterációs-lépésből. Az k+1. iterációs-lépéshez szükséges az $\underline{F}_p(\underline{X}_{p;k})$ függvény k. iterációs-lépésbeli értéke. Az $\underline{F}_p(\underline{X}_{p;k})$ vektor minden sora a (6.1.) egyenletet tartalmazza, így az egyenlet értékét, azaz a kontinuitás egyenletének hibáját kell kiszámítani a k. iterációs-lépésbeli nyomásokkal minden egyes cellára. A $\underline{J}(\underline{X}_{p;k})^{-1}$ mátrix az $\underline{F}_p(\underline{X}_{p;k})$ függvény Jacobi-mátrixa. A Jacobi-mátrixnak a (6.1.) egyenlet p_i és p_j nyomások szerinti parciális deriváltjait kell tartalmaznia. A Jacobi-mátrix feltöltése során a program a következő szempontokat veszi figyelembe:

- aktív-e az i. cella
- a cella milyen irányokban átjárható falú, azaz milyen szomszédos cellákkal lehet kapcsolatban. Ha pl. j. a cellával kapcsolatban van, akkor a j. cella nyomása szerint is deriválni kell a (6.1.) egyenletet és a derivált k. iterációs-lépésbeli értékét is be kell írni a mátrixba
- a j. cella szerepel-e már a mátrixban? Ha a cella már szerepelt, a derivált értékét a cellának megfelelő oszlopban kell elhelyezni, az i. cellának megfelelő sorban

Ezeket a feltételeket a program egy algoritmussal tudja teljesíteni. Az algoritmus a S tömböt vizsgálja át az elejétől a végéig, ha az adott i. cella aktív, először a főátlóban szereplő deriváltat számítja ki. A derivált helyét eltárolja egy Z_p mátrixban. Ezek után megvizsgálja, hogy a cella mely szomszédos cellákkal van kölcsönhatásban. Amennyiben a j. cellával kölcsönhatásban van, tehát a w konstans értéke az adott irányban 1, a cellára kiszámolja a megfelelő parciális derivált értékét. Közben megvizsgálja Z_p mátrixot, azt keresve, hogy hol szerepelt már korábban az a cella. Ha szerepelt, akkor a derivált értékét a j. cellának megfelelő oszlopba, az i. cella sorába helyezi el. A cellák sora és oszlopa jelen esetben nem egyezik meg a cellák sorszámával, mert csak az aktív cellák kerülnek be a mátrixba. Ha nem szerepelt még a j. cella, akkor megkeresi a parciális derivált mátrixban elfoglalandó helyét, figyelembe véve, hogy az i. és j. cellák között hány aktív cella van.

A Newton-Raphson eljárás hibája, hogy a keresett gyökökhöz megfelelően közelről kell indítani a számítást ahhoz, hogy konvergáljon. Ha a kezdeti értékek túl messze vannak a gyöktől, az iteráció nem fog konvergálni. Ezért a programban ez az eljárás csak az egyik lehetséges megoldási módszer, egy másik módszert is fel lehet használni. A másik módszer a K. Jisheng et al. [38] által publikált módosított Newton-Raphson eljárás. Az eljárás alapegyenlete a következő módon írható fel:

$$\underline{X}_{p;k+1} = \underline{X}_{p;k} - h_n \cdot [\underline{\text{diag}}(\lambda_{i;k} \cdot \underline{f}_{p,i}(\underline{X}_{p;k})) + \underline{J}(\underline{X}_{p;k})]^{-1} \cdot \underline{F}_p(\underline{X}_{p;k}) \quad (6.10.)$$

Az egyenletben a következő, eddig nem ismertett jelölések szerepelnek:

- $f_{p,i}(X_{p;k})$ a kontinuitás egyenlete az i . cellára,
- $\lambda_{i;k}$ egy konstans, melynek értékét úgy kell megválasztani, hogy a $\lambda_{i;k} \cdot f_{p,i}(X_{p;k})$ szorzat előjele azonos legyen a $\partial f_{p,i}(X_{p;k}) / \partial p_i$ derivált előjelével.
- $\text{diag}(\lambda_{i;k} \cdot f_{p,i}(X_{p;k}))$ egy olyan mátrix, melynek főátlójában a $\lambda_{i;k} \cdot f_{p,i}(X_{p;k})$ szorzatok szerepelnek.
- h_n a lépésköz, az az lényegében egy „csillapítási” tényező, mellyel szabályozhatjuk a konvergencia sebességét.

Az eljárás célja az, hogy a $[\text{diag}(\lambda_{i;k} \cdot f_{p,i}(X_{p;k})) + J(X_{p;k})]$ ⁻¹ mátrix szingulárisává válását elkerüljük, tehát a $\lambda_{i;k}$ konstansokat úgy kell megválasztani, hogy a mátrix ne legyen szinguláris. Az eljárás egyes esetekben képes akkor is megoldást szolgáltatni, amikor a hagyományos Newton-Raphson eljárás nem [38]. Abban az esetben, ha az összes $\lambda_{i;k}$ konstans értékét nullára választjuk, h_n értékét pedig 1-re, a Newton-Raphson eljárást kapjuk vissza. A programban ily módon lehet elérni a hagyományos eljárást.

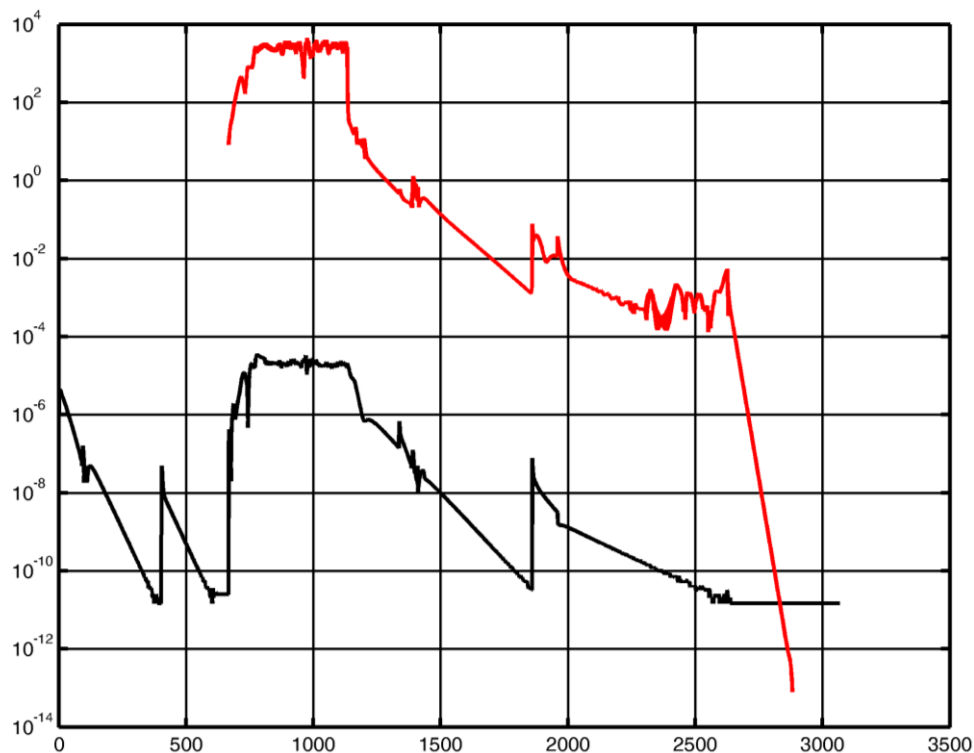
Ezek az eljárásokon kívül tervben van további algoritmusok beépítése is, mivel nagyméretű problémák esetén, ha nem rendelkezünk jó kezdeti értékekkel, a konvergencia sebessége kicsi, vagy éppenséggel lehetetlen a zérushelyek megtalálása.

6.1.4.4. A MEGOLDÁS KONVERGENCIÁJÁNAK FIGYELÉSE

Az egyes paraméterek megfelelő beállításához szükséges az, hogy vizuálisan is megjelenjen a megoldási folyamat. Erre azért is szükség van, hogy megfelelő pontosságú megoldás esetén a számítást leállíthassuk. Ezért a program a megoldás folyamata során tájékoztatásul ábrázolja az kontinuitás egyenletének és az energia-egyenletnek a hibáját. Ezen kívül ábrázolja az iteráció előtti és az iteráció utáni nyomások különbségét is.

A kontinuitás egyenletének hibáját olyan módon számítja, hogy az egyes cellákba beérkező és távozó tömegáramokat, továbbá a befűvéseket vagy elszívásokat összegzi. Így egy pontosan olyan hosszú vektort kapunk, mint az aktív cellák száma. Ezek után kiszámítja a vektor hosszúságát, azaz az egyes koordináták, azaz hibák négyzetét összegzi, majd gyököt von belőle. Ez az érték kerül ábrázolásra. A nyomások esetében hasonlóan jártam el. A program kivonja az aktuális nyomásokat az iterációs lépést megelőző nyomásokból, majd kiszámolja a különbségeket tartalmazó vektor hosszát. Az energia egyenlet esetében mindig az iterációs lépést megelőző hiba jelenik meg, mivel az energiaegyenlet hibájának számítása több időt igényel, így a programot jelentősen lassítaná.

Erre látható egy példa, melyen a fekete vonal a kontinuitás hibája, míg a piros az energia egyenleté. A diagramot a program az egyik teszt-probléma megoldása során rögzítette.



6.3. ábra: A kontinuitás egyenletének (fekete) és az energia-egyenletnek (piros) a hibája az egyik tesztprobléma megoldása során.

6.1.5. Az eredmények vizualizálására szolgáló „Post-processing” modul

A „Post-processing” modul segítségével lehet feldolgozni a „Solver” modul eredményeit. A modul többféleképpen képes az eredmények vizualizálására. A lehetőségek a következők:

- a hőmérsékletek (operatív közelítő értéke és a léghőmérséklet) ábrázolása kontúrokkal
- a sebességek ábrázolása kontúrokkal.

Szót kell ejteni a sebességek kontúrokkal történő ábrázolásáról. A megoldás során minden cellára 6db tömegáram kerül meghatározásra. A sebességek ábrázolására két megoldást is megvizsgáltam. Az egyik lehetőség az, hogy a x, y, z irányú tömegáramok eredőjét képezzük. Például az x irányú két tömegáramot előjelhelyesen összeadjuk. Ugyanezt tesszük a másik két irány két-két tömegáramával is. Az eredménye ennek az eljárásnak egy tömegáram vektor, melynek abszolút értékét lehet kontúrokkal ábrázolni. Az x, y, z irányú eredő tömegáramokat a cella megfelelő felületével továbbá a levegő sűrűségével osztva a sebességet kapjuk. Ez a sebesség kerül ábrázolásra kivéve, ha cella adott oldala fallal határos. Ekkor az ábrázolt sebesség zérus, hiszen a falon az áramlási sebesség zérus. A program itt közlésre kerülő verziójában ez került alkalmazásra.

A másik lehetőség az volt, hogy a cellát az ábrázolási síkban több részre osztjuk. A programban ez 9 részt jelent (a cella csúcsai az adott síkban – 4 pont és az oldalak középpontjai – 5 pont). Minden egyes pontban kiszámítható egy tömegáram vektor, amely a megfelelő tömegáramok lineáris kombinációja. Ennek a vektornak az abszolút értéke kerül ábrázolásra az adott pontban.

Szót kell ejteni az operatív hőmérsékletek számításáról. Az operatív hőmérséklet definíció szerint a következő képletből számítható:

$$t_o = \frac{t_l \cdot \alpha_c + \bar{t}_s \cdot \alpha_s}{\alpha_c + \alpha_s}, \quad (6.11.)$$

ahol:

- t_l a levegő hőmérséklete a helyiségben, °C,

- α_c a konvektív hőátadási tényező, $W/(m^2K)$,
- $\bar{t}_s$ a határoló felületek közepes sugárzási hőmérséklete a helyiségben, $^{\circ}C$,
- α_s a sugárzási hőátadási tényező, $W/(m^2K)$.

A hőátadási tényezők számítására nem térek ki részletesen, annak módja a szakirodalomban megtalálható. [42] [44] Tipikus belső körülmények között $\alpha_s=4,7 W/(m^2K)$ [43]. Abban az esetben, ha a levegő sebessége 0 és 0,15 m/s közé esik, $\alpha_c=4,0 W/(m^2K)$ [44]. A közepes sugárzási hőmérséklet becslése a következő egyenlettel lehetséges:

$$\bar{t}_s = \frac{\sum A_i \cdot t_{fi}}{\sum A_i}, \quad (6.12.)$$

- A_i az i-edik szerkezet felülete, m^2 ,
- t_{fi} az i-edik felület hőmérséklete, $^{\circ}C$.

Ezek alapján a közepes sugárzási hőmérséklet és a léghőmérséklet ismeretében az operatív hőmérséklet egy közelítő értéke számítható.

6.1.6. A program eredményeinek bemutatása tesztproblémákon

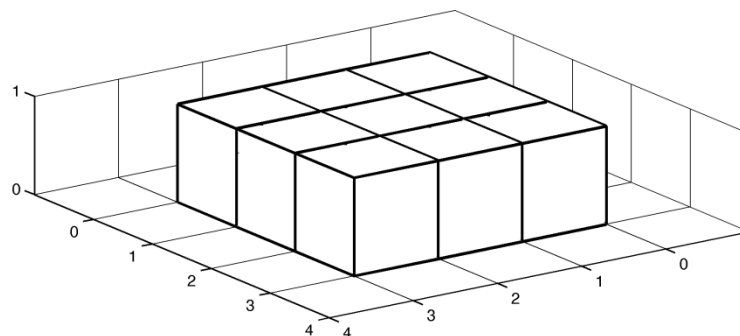
A program működését először kisebb problémákon vizsgáltam meg. A 7. fejezet témájául szolgáló Bartók Béla Nemzeti Hangversenyterem olyan számítási problémákat vetett fel, melyeket a dolgozat beadásáig nem, vagy csak részben sikerült megoldani.

Azt, hogy a program megfelelően működik-e, 4 problémán vizsgáltam meg. Ezek közül a 2. tesztproblémáról lesz szó.

6.1.6.1. 2-ES TESZTPROBLÉMA

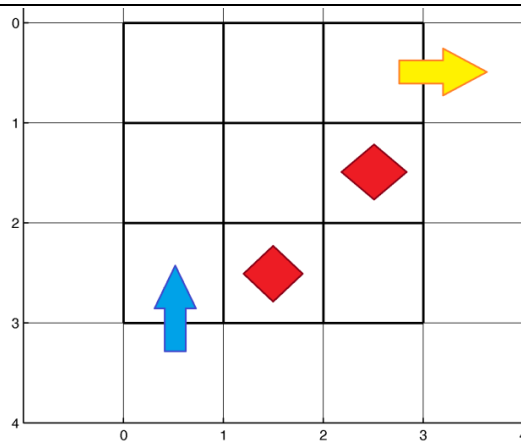
A 2-es tesztprobléma geometriája a 6.3. ábrán látható. A háló 1x1x1m-es cellákból áll. Az alapadatok a következők voltak:

- a falak hőmérsékletét $25^{\circ}C$ -ra vettem fel.
- a hőátadási tényező hőmérsékletfüggését elhanyagoltam, egységesen $4W/m^2K$ -nel számoltam
- a helyiségben két ember jelenlétét feltételeztem, mindegyikőjük hőleadását 100W-nak vettem
- a befűjt levegő hőmérséklete $16^{\circ}C$ volt



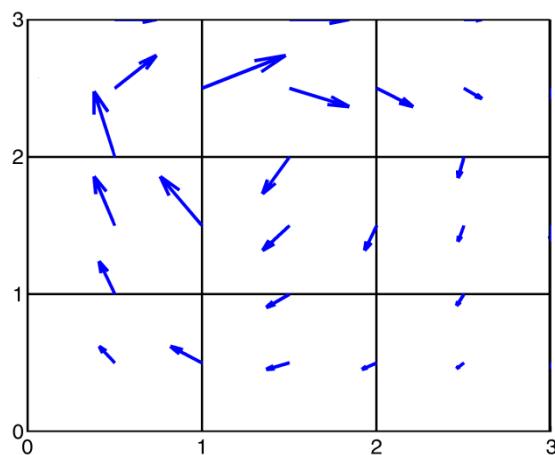
6.4. ábra: A 2-es tesztprobléma során vizsgált geometria.

Az emberek elhelyezkedése és a befűvási/elszívás helyek a 6.4. ábrán láthatóak.

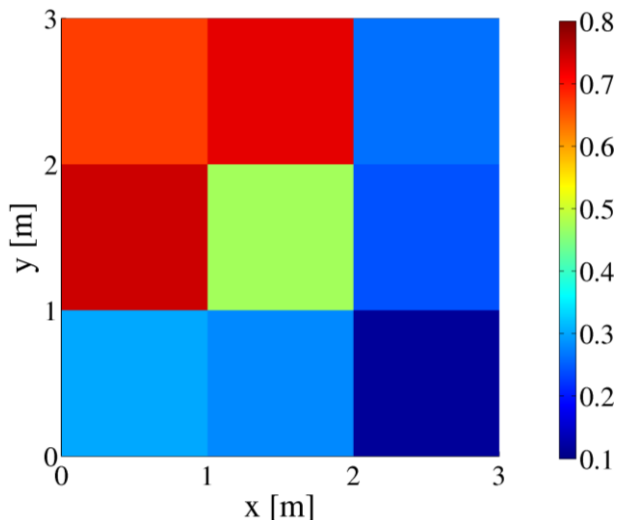


**6.5. ábra: A 2-es tesztp probléma befúvási (kék nyíl), elszívási helyei (sárga nyíl).
Az emberek elhelyezkedése a klímatisált térben (piros négyzetek).**

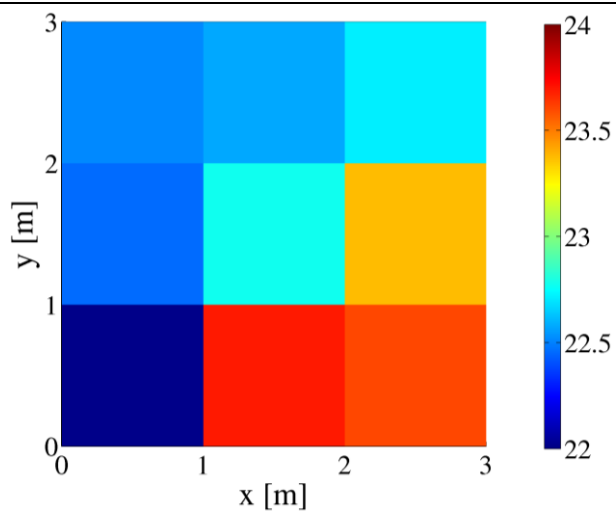
A befúvott és elszívott tömegáramok nagysága egyenlő volt, 0.068 kg/s . A befúvó nyílást kör keresztmetszetűnek feltételeztem, az érintett cellák határán átmenő tömegáramokat a 4. és 5. fejezetek alapján számítottam. Ezekkel az alapadatokkal a következő 6.5-7. ábrán látható eredményeket kaptam. Az ábrák vizsgálata alapján megállapítható, hogy a program a várt fizikai jelenségeket jól modellezte. Például ha a 6.5. ábrát vizsgáljuk meg, látható, hogy a légsugár hatására egy erősebb primer és egy gyengébb szekunder áramlás alakul ki. A 6.7. ábra alapján a hőforrások környezetében a levegő hőmérséklete magasabb, ez megfelel annak, amire számítani lehetett. A 6.6. ábrával kapcsolatban meg kell jegyezni, hogy azon a tömegáram kontúrjait az 1-es ábrázolási módszernek megfelelően jelenítettem meg. (Lásd. 6.1.5. szakasz.)



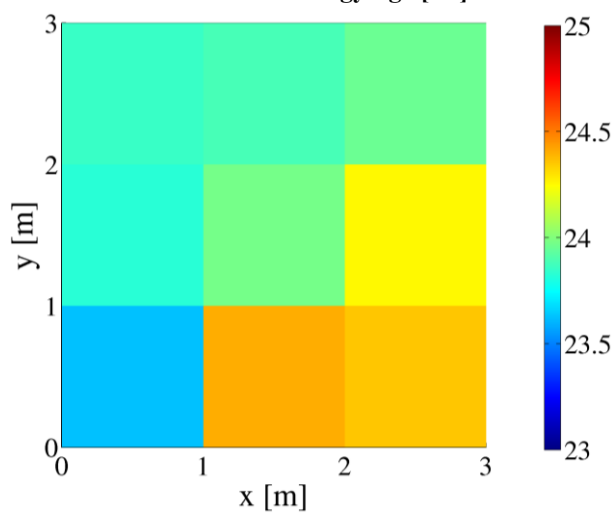
6.6. ábra: A tömegáram vektorok a 2-es számú teszhelyiségben.



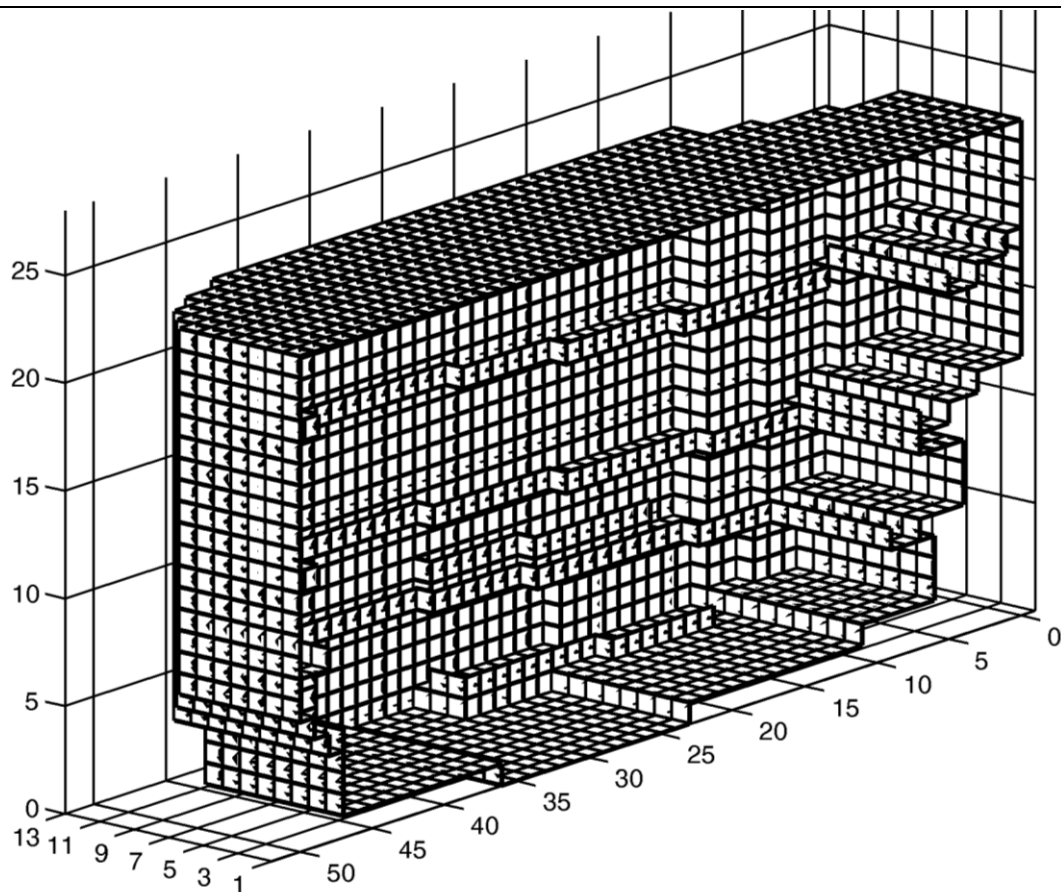
**6.7. ábra: A sebesség kontúrjai a 2-es számú teszhelyiségben. A színskála mértékegysége $[\text{m/s}]$.
A fal mellett nem nullának ábrázoltam jelen esetben a sebességet**



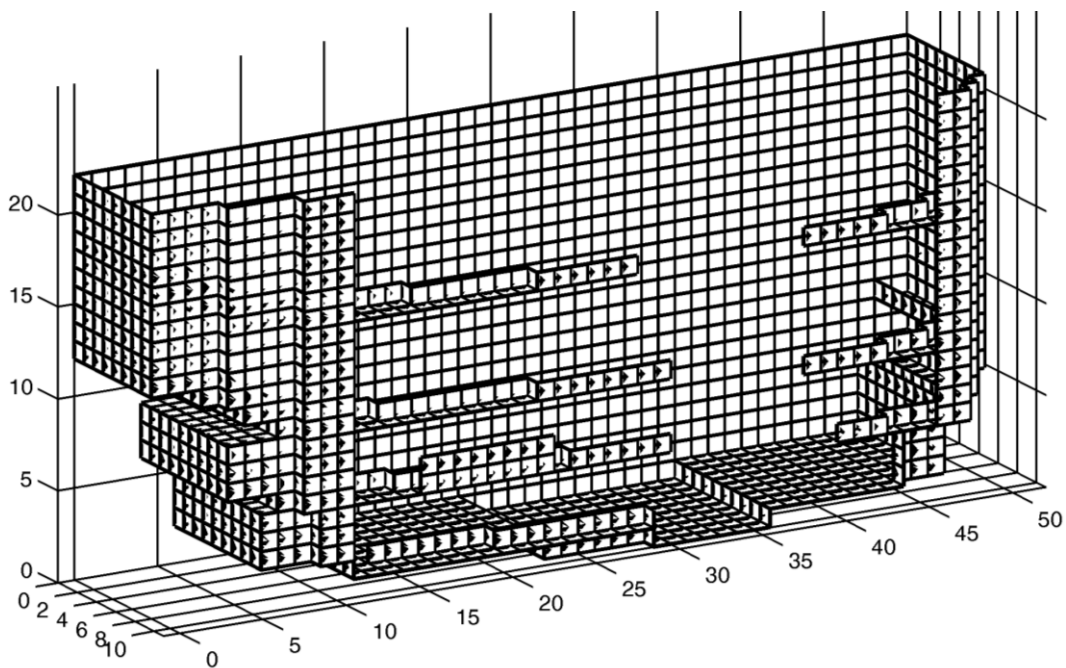
6.8. ábra: A léghőmérséklet kontúrjai a 2-es számú teszhelyiségben.
A színskála mértékegysége [°C].



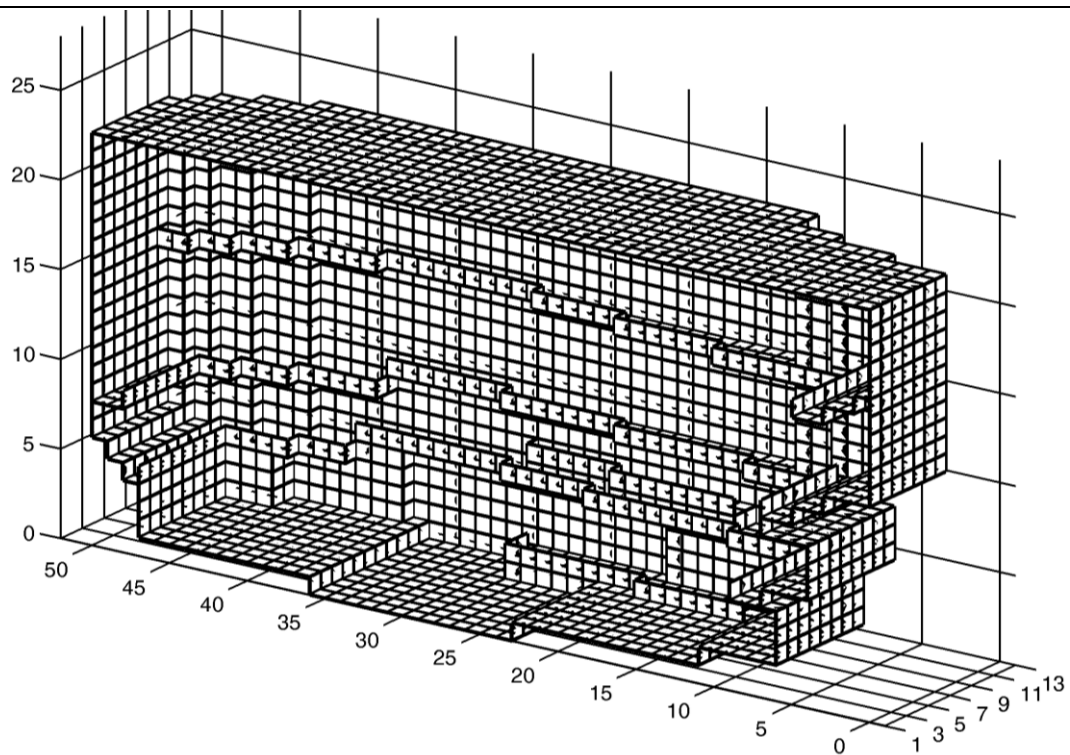
6.9. ábra: Az operatív hőmérséklet kontúrjai a 2-es számú teszhelyiségben.
A színskála mértékegysége [°C].



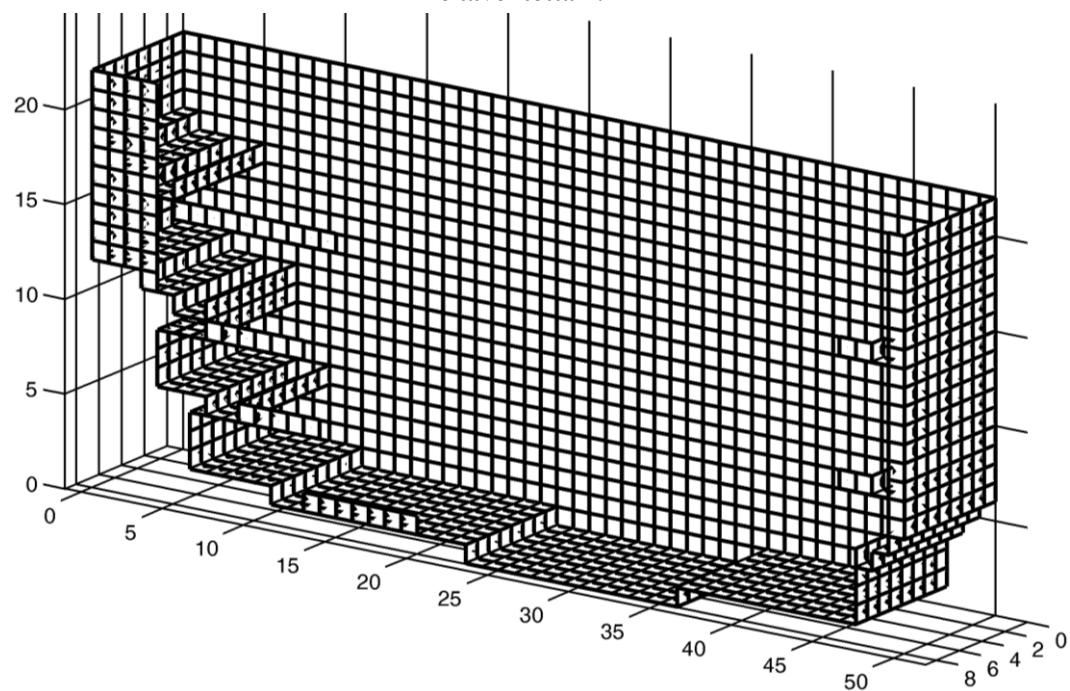
7.2. ábra: A hangversenyterem axonometrikus ábrája. Az $x=0$ koordinátájú szimmetria-síkot eltávolítottam.



7.3. ábra: A hangversenyterem axonometrikus ábrája II. Az $x=10$ -nél nagyobb x koordinátájú falakat eltávolítottam.



7.4. ábra: A hangversenysterem axonometrikus ábrája III. Az $x=0$ koordinátájú szimmetria-síkot eltávolítottam.



7.5. ábra: A hangversenysterem axonometrikus ábrája IV. Az $x=10$ -nél nagyobb x koordinátájú falakat eltávolítottam.

7.2. A KEZDETI ÉRTÉKEK FELVITELE, PEREMFELTÉTELEK MEGADÁSA**7.2.1. Nézőtéri és színpadi hőterhelés és befűjt tömegáramok hőterhelés**

A kezdeti értékek és a peremfeltételek definiálásához rendelkezésemre állt az épület elvi kapcsolási rajza továbbá az alaprajzai. A peremfeltételek esetében több egyszerűsítést alkalmaztam. A rajzmelléleteken megfigyelhető, hogy egyes zónákat, ahol hőforrások találhatóak, számokkal láttam el. Minden egyes zónában szerepel az ott maximális kihasználtság esetén tartózkodó emberek száma, melyet a jegytérkép és az építész alaprajzok alapján állapítottam meg. A nem megállapítható adatokat adatközlés formájában kaptam meg konzulensemtől [39]. Ilyen volt például a színpadon maximálisan tartózkodók száma. A legrosszabb esetben a színpadot egy szimfonikus zenekar használja. Ekkor az egész színpadra körülbelül 100 emberrel számolhatunk. Az egyes zónákban tartózkodó emberek száma, a befűjt levegő és a hőterhelés fajlagos nagysága a 7.1. táblázatban került közlésre.

7.1. táblázat: Az egyes zónákban tartózkodó emberek száma, a fajlagos hőterhelés nagysága és a befűjt levegő fajlagos nagysága.

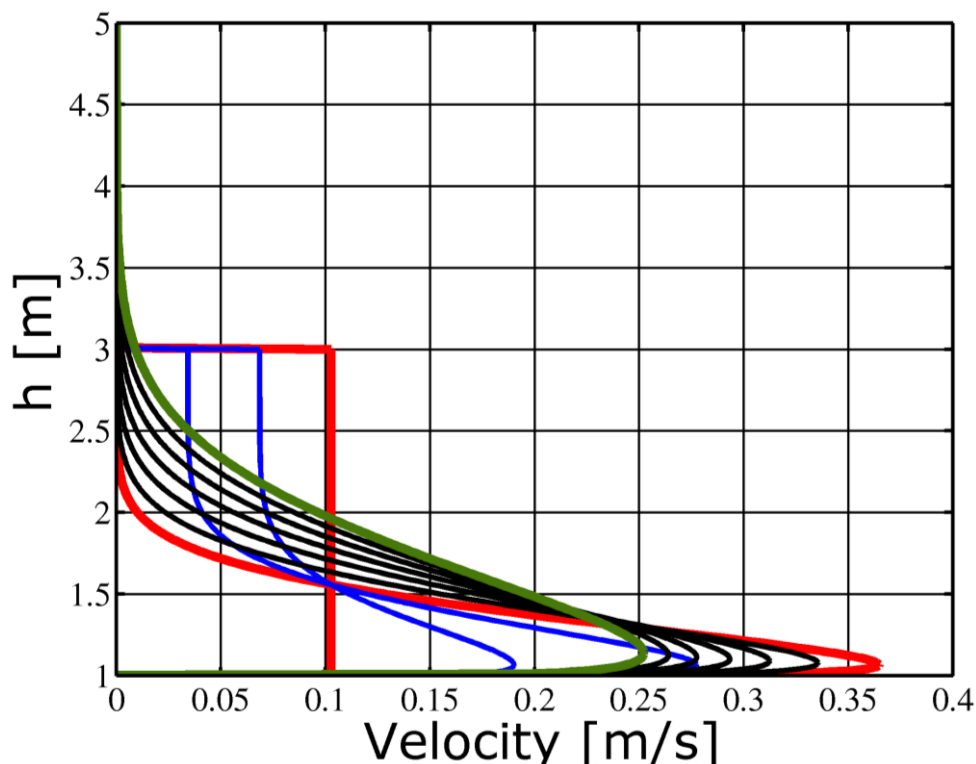
Földszint								
Terület száma	Emberek száma [fő]	Hőterhelés [W]	Zóna alapterülete [m ²]	Zóna magassága [m]	Fajlagos hőterhelés [W/m ²]	Befűjt levegő hőmérséklete [°C]	Fajlagos légmennyiség [m ³ /h/m ²]	Fajlagos tömegáram [kg/s/m ²]
I.	50,0	6286	88,0	1	71	19,0	114	0,0377
II.	197,5	16552	117,0	1	141	19,5	68	0,0226
III.	8,0	670	12,0	1	56	19,5	27	0,0089
IV.	134,5	11272	110,0	1	102	19,5	49	0,0163
V.	69	5783	45,0	1	129	19,5	62	0,0205
1. karzat								
Terület száma	Emberek száma [fő]	Hőterhelés [W]	Zóna alapterülete [m ²]	Zóna magassága [m]	Fajlagos hőterhelés [W/m ²]	Befűjt levegő hőmérséklete [°C]	Fajlagos légmennyiség [m ³ /h/m ²]	Fajlagos tömegáram [kg/s/m ²]
I.	12	1006	6,0	1	168	19,5	67	0,0221
II.	14,5	1215	7,0	1	174	19,5	69	0,0229
III.	15,0	1257	8,0	1	157	19,5	62	0,0207
IV.	7,5	629	4,0	1	157	19,5	77	0,0257
V.	5,5	461	3,0	1	154	19,5	75	0,0251
VI.	16,0	1341	8,0	1	168	19,5	82	0,0274
VII.	10,0	838	6,0	1	140	19,5	69	0,0228
VIII.	3,0	251	2,0	1	126	19,5	62	0,0205
IX.	12,0	1006	7,0	1	144	19,5	70	0,0235
X.	15,0	1257	6,0	1	210	19,5	103	0,0342
XI.	3,0	251	3,0	1	84	19,5	41	0,0137
XII.	27,5	2305	16	1	144	19,5	70	0,0232
XIII.	38,5	3227	24	1	134	19,5	65	0,0217
2. karzat								
Terület száma	Emberek száma [fő]	Hőterhelés [W]	Zóna alapterülete [m ²]	Zóna magassága [m]	Fajlagos hőterhelés [W/m ²]	Befűjt levegő hőmérséklete [°C]	Fajlagos légmennyiség [m ³ /h/m ²]	Fajlagos tömegáram [kg/s/m ²]
I.	14	1173	10	1	117	19,5	102	0,0338
II.	7	587	6	1	98	19,5	85	0,0282
III.	17	1425	12	1	119	19,5	103	0,0342
IV.	27,5	2305	16	1	144	19,5	131	0,0437
V.	25,5	2137	14	1	153	19,5	139	0,0463
VI.	36,5	3059	21	1	146	19,5	133	0,0442

3. karzat								
Terület száma	Emberek száma [fő]	Hőterhelés [W]	Zóna alapterülete [m ²]	Zóna magassága [m]	Fajlagos hőterhelés [W/m ²]	Befűjt levegő hőmérséklete [°C]	Fajlagos légmennyiség [m ³ /h/m ²]	Fajlagos tömegáram [kg/s/m ²]
I.	44	3688	44	1	84	19,5	103	0,0342
II.	25,5	2137	14	1	153	19,5	146	0,0485
III.	23,5	1969	14	1	141	19,5	134	0,0447
IV.	11	922	7	1	132	19,5	126	0,0418

Az alapadatok segítségével minden helyen definiáltam a befűjt tömegáram nagyságát és a hőterhelést. Áramlási elemeket csak a pódiumnál használtam. A pódiumon a tervezés során alacsony sebességű elárasztásos szellőzést alkalmaztak. A levegő egy áteresztő szöveten keresztül jut a színpadra. A befűvő-nyílás végighúzódik a pódium mögött, hosszúsága 22m, magassága 2m. Ebből következően egy 3D légsugárról beszélhetünk (szélesség/magasság<40). Ennek ellenére 2D légsugárként kezeltem, mivel a falak hatása miatt (a befűvő-nyílás közelítőleg faltól falig húzódik) az nem fejlődhet szabadon.

A légsugár profilját a 2D korlátozott légsugár profiljával közelítettem. A vetési konstans értéke Nielsen [40] nyomán függ a sugarat jellemző Archimedesi-számtól. Ezt azonban elhanyagoltam. A vetési konstansot 2,5-nek vettem, mely a 2D korlátozott légsugárra vonatkozó fejezetnek megfelelően került kiválasztásra. A légáteresztő szövet szabad és nettó felületének arányát 75%-ra vettem. Ezzel korrigálva számítottam ki az U_0 magsebességet. A vetési konstans korrekciója is megtörtént. Ezekkel a mellékelték között szereplő algoritmus kiszámította a tömegáram peremfeltételeket.

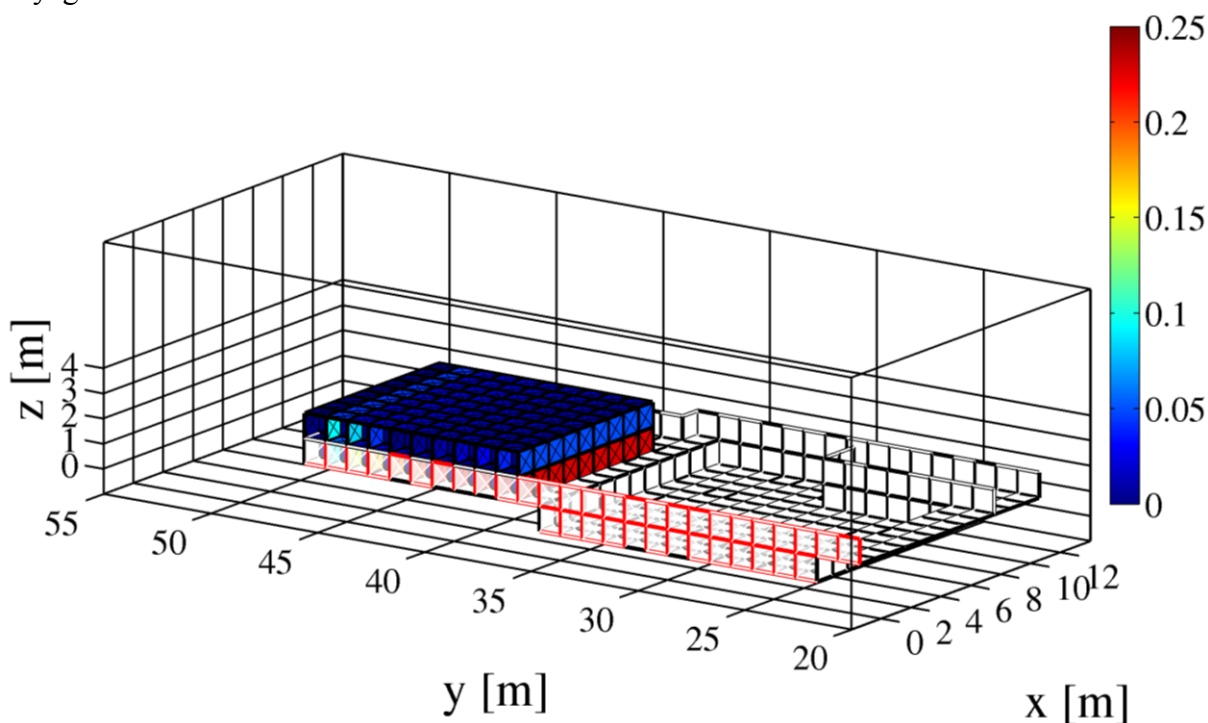
Külön említést érdemel az, hogy a sugár nem mindenhol tekinthető kifejlett sugárnak, az alkalmazott sebességprofil azonban csak a magszakaszon kívül érvényes, ahol a sugár már kifejlődött. A magszakasz kezdetén feltételeztem, hogy a kilépő sebesség állandó. A kifejlett szakasz és a magszakasz között a profilt interpolációval határoztam meg. A kifejlett szakasz kezdetének azt a pontot tekintettem, ahol a profil integrálásával számítható tömegáram már nagyobb, mint a kezdeti tömegáram. Ezen a ponton számításra került a kifejlett 2D légsugár profilja, mely a lineáris interpoláció során figyelembe lett véve. A tengelysebesség elméletben nem lehet nagyobb, mint a belépési sebesség. Nielsen [40] mérései azonban azt igazolták, hogy alacsony sebességű elárasztásos befűvők esetében ez mégis előfordulhat. A peremfeltételek meghatározására használt profilok a 7.6. ábrán láthatóak.



7.6. ábra: Tömegáram peremfeltételek számítására használt profilok.

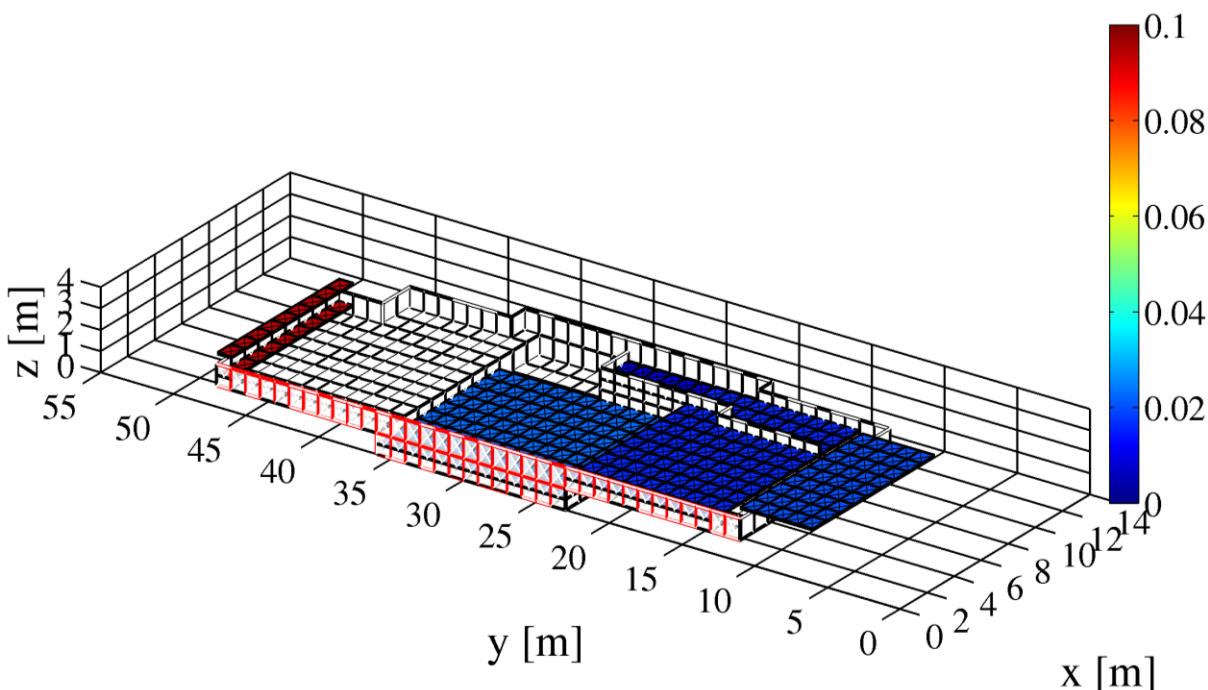
A légsugár hatása a színpad végétől számítva 10 méteren lett figyelembe véve. Az utolsó figyelembe vett profil a zölddel ábrázolt. Az interpoláció a két piros profil között történt. Az interpolált profilok kékkel vannak jelölve, a 2D korlátozott légsugárra vonatkozó törvények alapján számítottak pedig feketével.

Az inicializáló modul a peremfeltételeket vizualizálta, azok a 7.7. ábrán láthatóak. A tömegáram peremfeltételeket csak a légbeeresztő panel magasságáig határoztam meg. Y irányban az utolsó pontokat ott vettem fel, ahol a tengelysebesség $\sim$ kisebb, mint 0,25m/s. A légsugár által indukált levegő nagysága is meg lett adva. A profilokból a tömegáramok integrálással lettek számítva, a sűrűséget állandónak tekintettem, azaz a sűrűségváltozást elhanyagoltam.



7.7. ábra: Tömegáram peremfeltételek a vizsgált térben. A színskála mértékegysége [kg/s].

A 7.8. ábra a földszinten befűjt tömegáramokat ábrázolja.



7.8. ábra: Irányfüggetlen befűjt és elszívott tömegáram peremfeltételek a vizsgált térben. A színskála mértékegysége [kg/s].

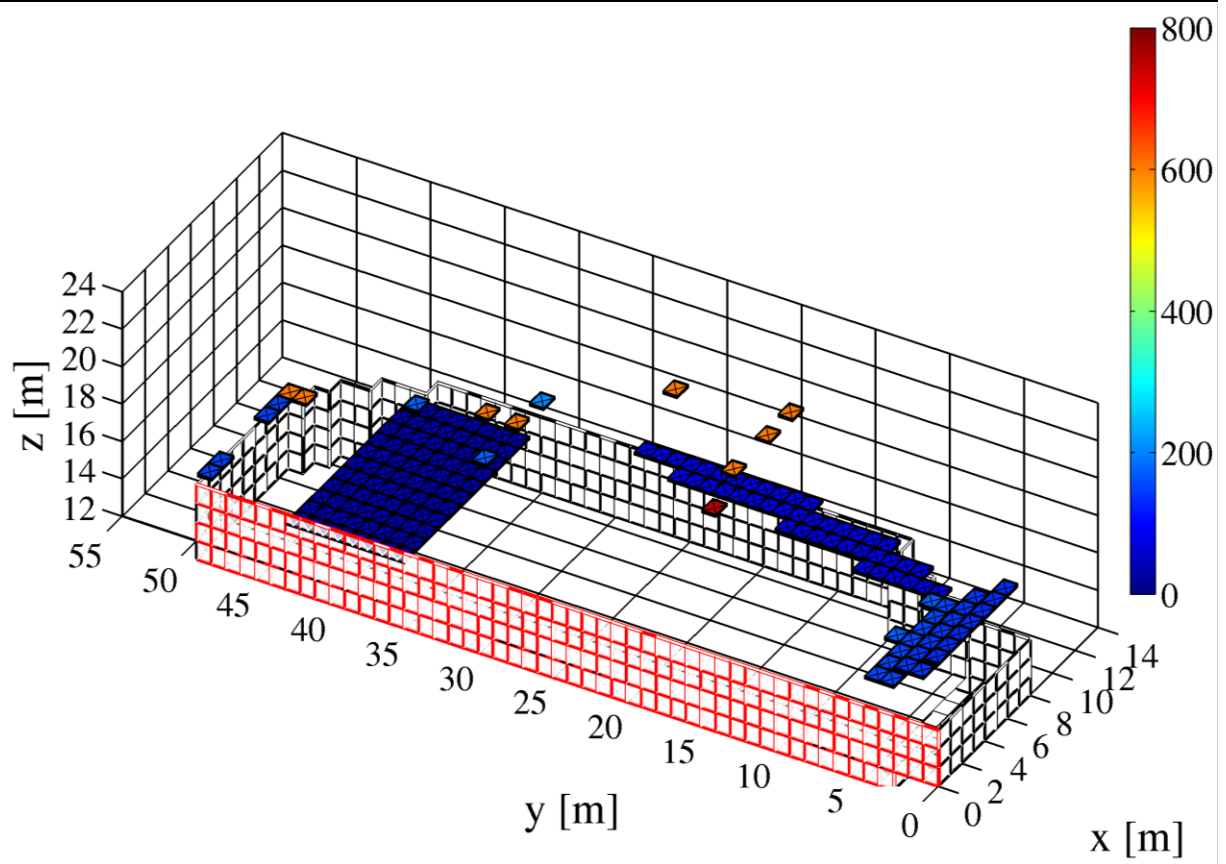
7.2.2. A világítás hőterhelésének figyelembevétele

A világítás, akárcsak az emberek konvektív és sugárzásos úton is ad le hőt. Az emberek hőterhelésének számítása során azt feltételeztem, hogy a leadott hő teljes mértékben az adott személy ülőhelyénél koncentrálódik, azaz csak az ember által elfoglalt zóna levegőjét melegíti. Ez azt jelenti, hogy a sugárzásos komponens is ott jelentkezik hőterhelésként, ahol a forrás, azaz az ember tartózkodik. Ez nyilvánvalóan elhanyagolás, mely a világítás esetében egyértelműen nem tehető meg. A világítási hőterheléssel kapcsolatban források közlik [46] [47], hogy adott világító berendezés esetében mekkora a hőterhelés konvektív és sugárzásos része. A világító testek által felvett elektromos energia teljes egészében hőenergiává alakul a térben, melynek nagysága jelentős. Az alábbi táblázatban szerepelnek a hangversenyteremben található világítótestek, melyek adatait és elhelyezkedését a mellékletek között található képek és tájékoztatók alapján határoztam meg. A teremben található összes világító berendezés továbbá azok teljesítménye és a számítás során figyelembe vett mennyisége a 7.2. táblázatban található.

7.2. táblázat: A teremben lévő világító berendezések darabszáma, fajlagos és össze teljesítménye továbbá a számításban figyelembe vett teljesítményük részaránya.

Fényvető megnevezése	Fényvető teljesítménye	Fényvető mennyisége	Számításban figyelembe vett mennyiség	Leadott teljesítmény	Figyelembe vett teljesítmény / Összes
Alapszolgáltatás					
PROFIL FÉNYVETŐK					
	[kW/db]	[db]	[db]	[kW]	[-]
Robert Juliat 710 SX2	2	2	1	2	50%
Robert Juliat 711 SX2	2	18	4	8	22%
Robert Juliat 713 SX2	2	2	1	2	50%
Robert Juliat 714 SX2	2	4	1	2	25%
PAN-KONVEX LENCSES FÉNYVETŐK					
Spotlight COM 25 PC	2	6	1	2	17%
INTELLIGENS FÉNYVETŐK					
VARI-LITE VR 1000 AS	0,575	15	4,5	2,5875	30%
VARI-LITE VL 1000 AI	0,575	6	2	1,15	33%
Martin MAC 700	0,7	12	3	2,1	25%
CANOPY FÉNYVETŐI					
ETC Par MCM Hpl	0,575	154	38	21,85	25%
LEDES FÉNYVETŐK					
Martin Stagedar 54	0,116	8	0	0	0%
Egyéb bérelhető hatásvilágítási eszközök:					
KÖVETŐ FEJGÉPEK					
Robert Juliat 1013 Aramis	2,5	2	1	2,5	50%
INTELLIGENS FÉNYVETŐK					
VARI-LITE VL1000 AS	0,575	2	0	0	0%
Martin MAC 550	0,4	4	0	0	0%
LEDES FÉNYVETŐK					
Martin Stagedar 54	0,116	4	0	0	0%
				46,1875	25,4%

Az egyes berendezések az F mellékletben található ábrán jelölt helyükön lettek figyelembe véve. A geometriai pozíciójuk a 7.3. táblázatban is rögzítve lett. A táblázatban szereplő adatok alapján lett megadva a hőterhelés konvektív részének leadási helye a Matlabban. A megadott hőterhelések a 7.9. ábrán kerültek ábrázolásra. Az ábrán szerepelnek a világításból származó hőterhelések és az emberek egy részéből eredő hőterhelések is.



7.9. ábra: Hőterhelések a vizsgált térben. A színskála mértékegysége [W].

A konvektív rész arányának meghatározása a [47]-es forrás segítségével történt. Eszerint az alkalmazott világító berendezések esetében a konvektív arány 30%.

7.3. táblázat: A számításban figyelembe vett világító berendezések darabszáma, fajlagos és összes teljesítménye továbbá sugárzásos és konvektív hőleadása.

Terület száma	Fényvető megnevezése	Teljesítménye	Mennyisége	Sugárzásos hőterhelés	Konvektív hőterhelés	Konvektív arány	Zóna adatai			Zóna pozíciója					
		[kW]	[db]	[W]	[W]	[-]	Alapterülete	Magassága	Fajlagos hőterhelés	Kezdőpont			Végpont		
							[m ²]	[m]	[W/m ²]	x	y	z	x	y	z
V1	Martin MAC 700	0,7	1	490	210	30%									
V1	VARI-LITE VR 1000 AS	0,575	0,5	201,25	86	30%									
V1				691,25	296		2	1	148,125	0	49	15	2	50	16
V2	Martin MAC 700	0,7	1	490	210	30%									
V2	VARI-LITE VR 1000 AS	0,575	0,5	201,25	86	30%									
V2				691,25	296		2	1	148,125	5	49	15	7	50	16
V3	Robert Juliat 714 SX2	2	1	1400	600	30%									
V3	Robert Juliat 713 SX2	2	1	1400	600	30%									
V3				2800	1200		2	1	600	7	48	15	8	50	16
V4	VARI-LITE VR 1000 AS	0,575	1	402,5	173	30%	1	1	172,5	9	42	15	10	43	16
V5	VARI-LITE VL 1000 AI	0,575	1	402,5	173	30%	1	1	172,5	9	42	15	10	43	16
V6	Spotlight COM 25 PC (színváltóval)	2	1	1400	600	30%	1	1	600	10	38	15	11	39	16
V7	Robert Juliat 710 SX2	2	1	1400	600	30%	1	1	600	10	36	15	11	37	16
V8	Martin MAC 700	0,7	1	490	210	30%	1	1	210	7	32	19	8	33	20
V9	VARI-LITE VL 1000 AI	0,575	1	402,5	173	30%	1	1	172,5	2	32	19	3	33	20
V10	Robert Juliat 711 SX2	2	1	1400	600	30%	1	1	600	7	23	22	8	24	23
V11	Robert Juliat 711 SX2	2	1	1400	600	30%	1	1	600	8	16	22	9	17	23
V12	Robert Juliat 711 SX2	2	1	1400	600	30%	1	1	600	6	16	22	7	17	23
V13	Robert Juliat 711 SX2	2	1	1400	600	30%	1	1	600	3	16	22	4	17	23
V14	Robert Juliat 1013 Aramis	2,5	1	1750	750	30%	1	1	750	0	15	22	1	16	23
V15	VARI-LITE VR 1000 AS	0,575	1	402,5	173	30%	1	1	172,5	6	5	16	7	6	17
V16	VARI-LITE VR 1000 AS	0,575	1	402,5	173	30%	1	1	172,5	3	5	16	4	6	17
V17	ETC Par MCM Hpl	0,575	38	15295	6555	30%	176	1	37,2	0	36	15	11	44	16

7.2.2.1. A VILÁGÍTÁS HŐTERHELÉSÉNEK SUGÁRZÁS FORMÁJÁBAN LEADOTT RÉSZÉ

A világítás hőterhelésének sugárzás formájában leadott része az összes terhelés 70%, mivel a konvektív hányad megállapítása során 30%-os konvektív hőleadást vettem figyelembe. A problémát tehát nem a hányad nagyságának meghatározása jelenti, hanem az, hogy az pontosan hol jelentkezik. A sugárzásos hányad hatásának vizsgálatára egy egyszerű sugárzásos hőterhelés hatását számító modult építettem be a programba, mely egy Excel táblázat felhasználásával szolgáltatja azokat az adatokat, amiket közvetlenül használhatunk a számításban. A modul feladata az, hogy az Excel tábla számára bemenő adatokat biztosítson. Ezek a bemenő adatok:

- a levegő közepes hőmérséklete a vertikális falak mellett, T_{aov} [°C],
- a levegő közepes hőmérséklete a horizontális falak mellett, T_{aoh} [°C],
- a levegő közepes hőmérséklete a színpad fölött, T_{as} [°C],
- a vertikális felületek nagysága, A_{ov} [m²],
- a horizontális felületek nagysága, A_{oh} [m²],
- a színpad felületének nagysága, A_s [m²].

Ezekre az adatok lehetővé teszik, hogy a falak felületi hőmérsékletei megállapításra kerüljenek az Excel tábla segítségével. A folyamat nyilvánvalóan iteratív. Az Excelben megállapításra kerülnek a felületi hőmérsékleteken kívül a konvektív hőátadási tényezők is. A konvektív hőátadás során a fal a környező levegőt hűti vagy melegíti, tehát a környező levegő közepes hőmérséklete változik. Ezért a számítás során az Excelben meghatározott adatokat vissza kell tölteni, a számítást ismételtén futtatni a kívánt konvergencia kritériumok teljesüléséig, majd ismételtén kiszámolni a hőátadás egyensúlyi állapotát.

A hőátadás folyamata a 7.10. ábrán lett ábrázolva. A világítás sugárzásos része beérkezik a színpad felületére, egy része elnyelődik, míg másik része reflektálódik és távozik a tér többi felülete felé. A színpad felülete által abszorbeált hő egy részét a felület a környező felületek felé kisugározza, másik része a „külső levegő” felé, a falon keresztüli vezetéssel távozik, végül egy része pedig konvekció útján a belső levegő részére adódik át. A folyamatot matematikailag egy egyenletrendszerrel lehet leírni. A színpadra és a környező egyéb felületekre is fel lehet írni az energia-megmaradás egyenletét.

$$0 = \alpha_s \cdot P_{villr} - \varepsilon_s \cdot \sigma \cdot A_s \cdot (T_{ss}^4 - T_{so}^4) - U_s \cdot A_s \cdot (T_{ss} - T_e) - \alpha_{si} \cdot A_s \cdot (T_{ss} - T_{as}), \quad (7.1.)$$

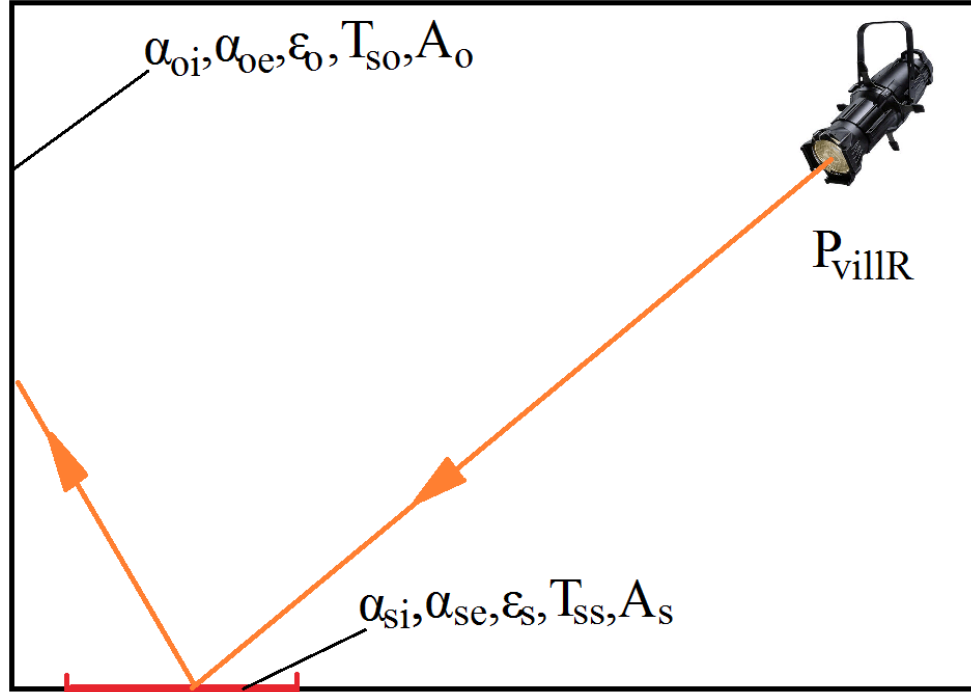
$$0 = \rho_s \cdot P_{villr} + \varepsilon_s \cdot \sigma \cdot A_s \cdot (T_{ss}^4 - T_{so}^4) - U_o \cdot A_o \cdot (T_{os} - T_e) - \alpha_{oi} \cdot A_o \cdot (T_{ss} - T_{ao}), \quad (7.2.)$$

az egyenletek a konduktív, a sugárzásos és a konvektív hőáramok egyensúlyát fejezik ki. A (7.1.) egyenlet a színpadra vonatkozik. Az egyenletrendszerben szereplő eddig nem ismert paraméterek:

- a levegő közepes hőmérséklete az egyéb falak mellett, T_{ao} [°C], a horizontális és vertikális közepes hőmérsékletek megfelelő felületekkel súlyozott átlagaként számítva,
- az egyéb felületek nagysága, A_o [m²], $A_o = A_{ov} + A_{oh}$,
- α_s [-] a színpad abszorpciós tényezője, Kirchhoff törvénye értelmében egyenlő a színpad ε_s [-] emissziós tényezőjével,
- ρ_s [-] a színpad reflexiós tényezője, a színpadot nem áteresztő szürke testnek tekintve $\rho_s = 1 - \varepsilon_s$,
- U_s [W/(m²K)] a színpad részleges hőátbocsátási tényezője a hangversenytermet körülvevő üreg felé, az α_{si} [W/(m²K)] belső oldali hőátadási tényező jelentette $1/\alpha_{si}$ hőellenállás nélkül, a szokásos módon számítva,
- U_o [W/(m²K)] az egyéb felületek részleges hőátbocsátási tényezője a hangversenytermet

körülvevő üreg felé, az α_{oi} [W/(m²K)] belső oldali hőátadási tényező jelentette $1/\alpha_{oi}$ hőellenállás nélkül, a szokásos módon számítva,

- P_{villR} a világítás sugárzás útján leadott teljesítménye, [W],
- T_e a hangversenytermet körülvevő üreg levegőjének hőmérséklete, [°C],
- σ a Stefan-Boltzmann állandó, $5,67 \cdot 10^{-8}$ [W/(m²K⁴)].



7.10. ábra: Egyszerűsített hősugárzásos hőcsere modell a világítási hőterhelés sugárzásos részének figyelembevételére.

Szót kell ejteni a (7.1.) egyenlet aláhúzott részéről. Az összefüggés a színpad és az egyéb felületek közötti sugárzásos hőtranszportot írja le, mely azt figyelembe írható ilyen formában, hogy az egyéb felületek jelentősen nagyobbak, mint a színpad [48].

Az α_{si} és α_{oi} hőátadási tényezők nagysága függ a felület és környező levegő hőmérsékletkülönbségének nagyságától. Ugyanez igaz pl. az α_{se} külső oldali hőátadási tényezőre is, de a külső oldalon ez a törvényszerűség el lett hanyagolva, egységesen 8 [W/(m²K)] lett használva a számítás során. A hőátadási tényezőkre a szakirodalomban [49] szereplő összefüggésekből, a 20 °C-os levegő anyagjellemzőit behelyettesítve a (7.3-5.) összefüggések vezethetők le.

$$\alpha_{conv,n} = 1,83 \cdot \Delta T^{1/3} \quad (7.3.)$$

$$\alpha_{conv,n} = 1,22 \cdot \Delta T^{1/3} \quad (7.4.)$$

$$\alpha_{conv,f} = 166 \cdot \frac{w^{4/5}}{L^{1/5}} - \frac{20}{L} \quad (7.5.)$$

A (7.3.) egyenlet olyan horizontális síkra vonatkozik, melynek felületi hőmérséklete nagyobb, mint a környező levegőé. A (7.4.) egyenlet vertikális síkra használható. A (7.5.) egyenlet kényszerített áramlásnál érvényes (az előző kettő természetesnél). w a szabad áramlás sebessége, L pedig síklap áramlási irányú mérete. Az összefüggés akkor használható, ha a Reynolds-szám kisebb, mint 10^8 . A színpad esetében az elárasztásos szellőzés miatt egyszerre beszélhetünk kényszerített és természetes áramlásról is. Mivel a két áramlás során a hőátadás iránya azonos, azaz egymást segítik, az eredő hőátadási tényező mindkét hőátadási tényezőnél nagyobb lesz. Az eredőjüket horizontális felület esetében a (7.6.) egyenlettel lehet kiszámítani [48].

$$\alpha_{\text{conv}} = (\alpha_{\text{conv},f}^4 + \alpha_{\text{conv},n}^4)^{1/4} \quad (7.6.)$$

Az egyszerűsített modell a 7.4. táblázatban szereplő bemenő adatokat igényli. A w sebesség meghatározása az elárasztásos szellőzés ismert tömegárama és a befúvó szabad felületének ismeretében került kiszámításra. A Reynolds-szám ~ 67000 .

7.4. táblázat: A számításhoz szükséges bemenő adatok.

σ	$5,67 \cdot 10^{-8}$	$[W/m^2/K^4]$
α_s	0,8	$[-]$
ρ_s	0,2	$[-]$
ε_o	1	$[-]$
A_s	115	$[m^2]$
A_{oh}	3350	$[m^2]$
A_{ov}	7407	$[m^2]$
T_e	22	$[^\circ C]$
T_{as}	25,85	$[^\circ C]$
T_{aoh}	23,61	$[^\circ C]$
T_{aov}	23,88	$[^\circ C]$
T_{ao}	23,80	$[^\circ C]$
w	0,0932	$[m/s]$
L	11	$[m]$
P_{villR}	32130	$[W]$

A színpad laminált fa padlózatának emissziós/abszorpciós tényezője a rendelkezésre álló szakirodalom [48] [49] figyelembevételével lett meghatározva, az egyéb felületek emissziós/abszorpciós tényezőjét 1-nek vettem, mivel az egyéb felületek jelentősen nagyobbak, mint a színpad, ez a közelítés megengedhető [49].

Ezzel a megadott levegőhőmérsékletek mellett kiszámíthatóak a falfelületek hőmérsékletei. Ehhez az Excel solver modulját használtam fel, mely a (7.1-2.) egyenletek hibáját minimalizálta (lásd 7.5. táblázat: összes négyzetes eltérés az egyensúlytól). A részleges hőátbocsátási tényezőket a fal hőelleállításából és a megadott külső hőátadási tényezőből számoltam. A fal ellenállása: $1 [m^2K/W]$. A zöld mezők a keresett felületi hőmérsékleteket, a kékek a további eredményeket, a narancssárgák pedig a további szükséges bemenő adatokat tartalmazzák.

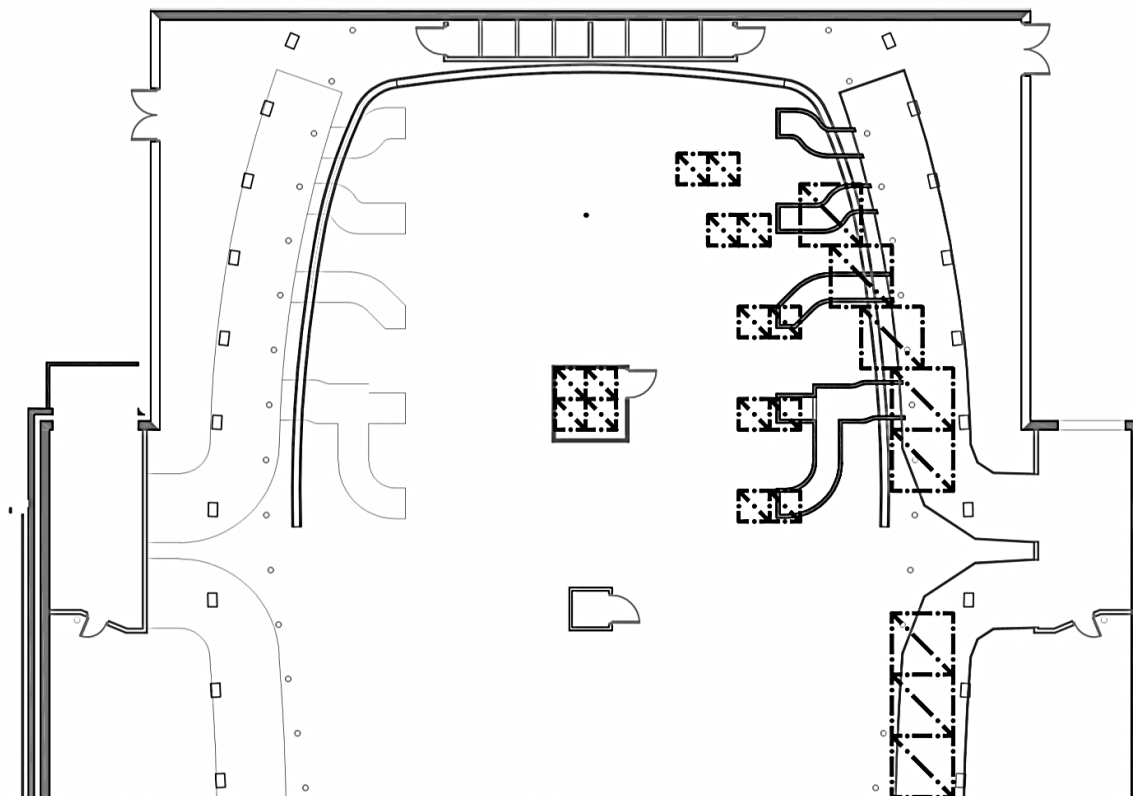
7.5. táblázat: A számításhoz használt táblázat.

Felület megnevezése	T_{ss} [$^\circ C$]	α_{sin} [$W/m^2/K$]	α_{sif} [$W/m^2/K$]	α_{si} [$W/m^2/K$]	α_{se} [$W/m^2/K$]	U_s [$W/m^2/K$]
Színpad	36,42	6,45	13,58	13,75	8,00	0,89
	$P_{villRref}$ [W]	$P_{villRabs}$ [W]	$Q_{rad\ s-o}$ [W]	Q_{cond} [W]	Q_{conv} [W]	Eltérés az egyensúlytól
	-6426	25704	-7513	-1474	-16716	0
Felület megnevezése	T_{so} [$^\circ C$]	α_{oih} [$W/m^2/K$]	α_{oiv} [$W/m^2/K$]	α_{oi} [$W/m^2/K$]	α_{oe} [$W/m^2/K$]	U_o [$W/m^2/K$]
Egyéb	23,50	0,07	0,15	0,13	8,00	0,89
	$P_{villRref}$ [W]	$P_{villRabs}$ [W]	$Q_{rad\ s-o}$ [W]	Q_{cond} [W]	Q_{conv} [W]	Eltérés az egyensúlytól
	0	6426	7513	-14346	407	0
Összes négyzetes eltérés az egyensúlyi állapottól						0

Ezeket az adatokat figyelembe véve, visszatöltve az „S” tömbbe a számítás iteratív úton folyhat.

7.3. ELSZÍVÁSI HELYEK MEGADÁSA

Az elszívási helyeket és tömegáramokat a konzulensemmel történt egyeztetések után, a kapcsolási rajzot és az alaprajzokat (E rajzmelléklet) felhasználva határoztam meg. Az elszívási helyek egy része a 7.11. ábrán is látható.



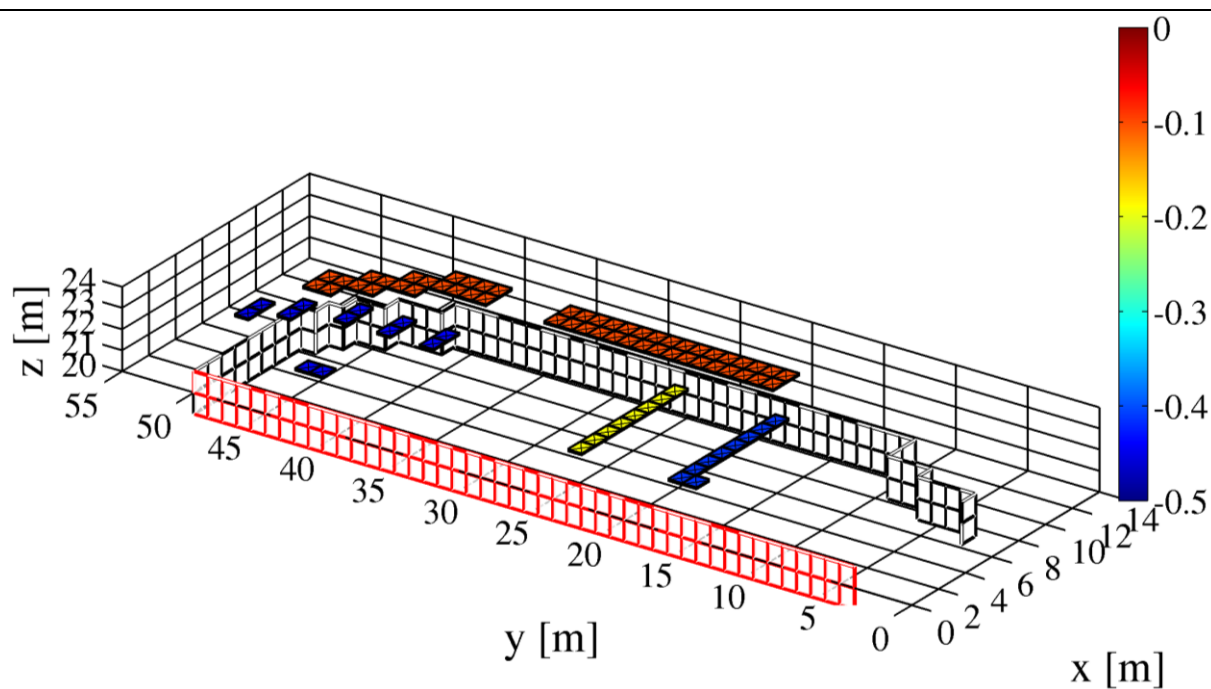
7.11. ábra: Az elszívási helyek a hangversenytérben.

Az elszívási helyek geometriai pozíciója és az egyes zónákban elszívott tömegáramok a táblázatban is szerepelnek.

7.6. táblázat: Az elszívási helyek és az elszívott tömegáramok.

Zóna száma	Zóna pozíciója						Zóna alapterülete	Elszívott légmennyiség	Levegő sűrűsége	Fajlagos tömegáram
	Kezdőpont			Végpont						
	x	y	z	x	y	z				
							[m2]	[m3/h]	[kg/m3]	[kg/s/m2]
1	10	19	22	12	35	23	32,0	9828	1,184	0,1010
2	10	39	22	12	43	23	8,0	2457	1,184	0,1010
3	9	43	22	11	45	23	4,0	1229	1,184	0,1010
4	8	45	22	10	47	23	4,0	1229	1,184	0,1010
5	7	47	22	9	49	23	4,0	1229	1,184	0,1010
6	5	38	22	7	39	23	2,0	2662	1,184	0,4378
7	5	41	22	7	42	23	2,0	2662	1,184	0,4378
8	5	44	22	7	45	23	2,0	2662	1,184	0,4378
9	4	47	22	6	48	23	2,0	2662	1,184	0,4378
10	3	49	22	5	50	23	2,0	2662	1,184	0,4378
11	0	41	22	1	43	23	2,0	2662	1,184	0,4378
12	0	23	22	8	24	23	8,0	4674	1,184	0,1922
13	0	16	22	8	17	23	8,0	10041	1,184	0,4129
14	0	15	22	1	16	23	1,0	1255	1,184	0,4129

Az elszívási helyek vizualizálása azok megadása után az inicializáló modullal lehetséges. Az eredmény a 7.12. ábrán látható.



7.12. ábra: Az elszívási helyek a hangversenyteremben az inicializáló modullal vizualizálva. A színskála mértékegysége $[\text{kg/s}]$.

8. ÖSSZEFOGLALÁS

A nagyterű helyiségek megfelelő komfortjának fenntartása sok energiát igényel, ezért ezek méretezése kiemelt jelentőségű. A problémát az jelenti, hogy ezen helyiségek méretezése során nem engedhetők meg azok az egyszerűsítések, amelyeket a kis belmagasságú, kisebb alapterületű helyiségek esetében alkalmazunk, mert ezek az ilyen helyiségek esetében a méretezés pontosságát jelentősen torzíthatják. Elegendő példának okáért arra utalni, hogy egy kisebb helyiségben a hőmérséklet-eloszlás adott esetben joggal tekinthető homogénnek, míg egy nagyterű helyiségben ez biztosan nem igaz, és jelentős hőmérséklet-gradienssel számolhatunk. Dolgozatom célja bemutatni, mely méretezési módszerek alkalmazhatóak egy nagyterű helyiségben.

Részletesen ismertetem az úgynevezett zonális modelleket, összefoglalva a téma korábbi szakirodalmát. Foglalkozom az ún. áramlási elemekkel is. Áramlási elemeknek nevezhetjük a légsugarakat és a hőforrások, vagy hideg/meleg felületek hatására kialakuló konvektív áramlásokat. Leírom az áramlási elemek tömegáramának és egyéb fontos jellemzőiknek számítási összefüggéseit továbbá javaslatot teszek az áramlási elemek zonális modellbe történő beillesztésének lehetőségére.

A méretezés lehetséges menetét is bemutatom egy nagyterű helyiségen. A dolgozat készítése során a zonális modellekkel történő számításokhoz egy program készült, melynek kódja Matlabban íródott és szerepel a dolgozat mellékletei között. A zonális modellezés lehetséges geometria alkotási és peremfeltétel-megadási technikáját a Bartók Béla Nemzeti Hangversenytermen mutatom be.

A programmal még nem sikerült az említett nagy térre konvergens megoldást elérnem, ezért célom az algoritmus olyan irányú továbbfejlesztése, hogy a nagy terek méretezésére az hatékonyan felhasználható legyen. A modellezési technika hatékonyságát támasztja alá a tesztproblémán bemutatott eredmény sor. A technika mellett szól ezen kívül az is, hogy viszonylag kiterjedt nemzetközi szakirodalma van és validációja többek által is megtörtént már.

Újdonságot jelent az a tény, hogy a hangversenyteremhez mérhető nagyságú épületen ez a technika még tudomásom szerint nem került alkalmazásra, ezért egy sikeres számítás lefolytatása, mely mérési eredményekkel is alátámasztható, jelentős előrelépést jelentene a területen. További előrelépést jelentene az, ha az ismertetésre került illetve nem ismertetett [51] modellekből több is beépítésre kerülne a programba. Ezen kívül ki kell emelnem azt is, hogy a hazai épületgépészetben a modellezés elméleti alapjainak ilyen mélységű leírására legjobb tudomásom szerint nem került sor.

9. SUMMARY

To maintain desired comfort in large spaces of buildings a lot of energy is needed, so the accurate design of them is crucial. The main difficulty is that the simplifications obviously utilized for the design of small rooms cannot be used as the result may be imprecise or completely wrong. For example, the simplification that the temperature distribution in a small space is homogeneous (which is a quite practical and good assumption in many cases) is not true for a large space. The vertical temperature gradient is usually significantly big and therefore appropriate design methods are needed.

My paper is focusing on the models known as zonal models. A review is made about the literature on the flow elements, which are the jets, plumes or boundary layer flows next to cold or hot surfaces. It is shown in details how the air flow rate and the other important characteristics can be calculated in order to provide data for zonal modelling. With the theoretical background a calculation example with a large space is included as well.

In order to perform the calculations a program in Matlab R2012a was developed. The different stages of the modelling are demonstrated in details for the Béla Bartók National Concert Hall, which is one of the greatest concert halls in Hungary. This hall was chosen as it exists so measurement results may be available in the future.

The international literature is quite extensive in the field, but none of the presented papers have dealt with such big space as the Béla Bartók National Concert Hall, only with smaller problems, so this is the most important feature of this paper, although no convergent solution have been achieved yet. With all the models presented or not presented [51] in this thesis built in the program, the predictions may will be better.

It should be noted, that the zonal modelling technic -the theoretical background and the possible ways of giving the boundary and initial conditions- was never published before in the domestic HVAC literature, therefore this paper may be a cornerstone in the utilization of zonal modelling inland.

FORRÁSOK

- [1] C. Huang et al.: *Measurement of indoor thermal environment and energy analysis in a large space building in typical seasons*. Energy and Buildings, Vol. 42, pp. 1869-1877. 2007.
- [2] *Ventilation of Large Spaces in Buildings. Energy Conservation in Buildings and Community Systems, Annex 26: Energy Efficient Ventilation of Large Enclosures*. Szerkesztő: Per Heiselberg et al., Aalborg University, Aalborg, Dánia, ISSN 1395-7953 R9083, 1998.
- [3] S. Togari et al.: *A Simplified Model for Predicting Vertical Temperature Distribution in a Large Space*. ASHRAE Transactions, Vol. 99(1), pp. 84-99. 1993.
- [4] C. Inard et al.: *Prediction of air temperature distribution in buildings with a zonal model*. Energy and Buildings, Vol. 24, pp. 125-132. 1996.
- [5] M. Musy et al.: *Generation of a zonal model to simulate natural convection in a room with a radiative/convective heater*. Building and Environment, Vol. 36, pp. 589-596., 2001.
- [6] M.O. Abadie et al.: *Improving the prediction of zonal modeling for forced convection airflows in rooms*. Building and Environment, Vol. 48, pp. 173-182., 2012.
- [7] N. Guerfala et al.: *Air flow prediction and evaluation of ventilation effectiveness with different zonal configurations*. International Conference on Renewable Energies and Power Quality, Santiago de Compostela, Spanyolország, 2012.03.28-től 30-ig.
- [8] E. Wurtz et al.: *Two- and three-dimensional natural and mixed convection simulation using modular zonal models in buildings*. International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 42, pp. 923-940, 1999.
- [9] F. Haghighat et al.: *Development and validation of a zonal model - POMA*. Building and Environment, Vol. 36, pp. 1039-1047, 2001.
- [10] Yin Lin: *POMA – A Zonal Model for Airflow and Temperature Distribution Analysis*. Diplomamunka, Department of Building, Civil and Environmental Engineering, Concordia University, Kanada, 1999.
- [11] James W. Axley: *Surface-drag flow relations for zonal modeling*. Building and Environment, Vol. 36, pp. 843-850, 2001.
- [12] Q. Chen, W. Xu: *A zero-equation turbulence model for indoor airflow simulation*. Energy and Buildings, Vol. 28, pp. 137-144, 1998.
- [13] Ahmed Daoud, Nicolas Galanis: *Prediction of airflow patterns in a ventilated enclosure with zonal methods*. Applied Energy, Vol. 85, pp. 439-448, 2007.
- [14] Bonvini et al.: *Object-oriented quasi-3D sub-zonal airflow models for energy related system-level building simulation*. Simulation Modeling Practice and Theory, Vol. 22, pp. 1-12, 2012.
- [15] Hazim B.Awbi: *Ventilation of Buildings*. Second edition, Spon Press, London, ISBN 0-415-27056-1, 2003.
- [16] Dr. Magyar Tamás: *Előadás jegyzetek, Légtechnikai jegyzetek tárgyból*. BME, Budapest, 2013.
- [17] N. Rajaratnam: *Turbulent jets*. Elsevier, Amsterdam, ISBN 0-444-41372-3, 1976.
- [18] Q. Liu et al.: *Comparison of Three k-epsilon Turbulence Models for Predicting Ventilation Air Jets*. Transactions of the ASAE, Vol. 39(2), pp. 689-698, 1996.
- [19] Zhi-wei Li et al.: *Large eddy simulation of flow structure in the near region of a circular wall jet*. Procedia Engineering, Vol. 31, pp. 713-722, 2012.

-
- [20] Mérések Karlsson et al. által, Eroftac adatbázisból, 1999.11.06.
http://www.ercoftac.org/fileadmin/user_upload/bigfiles/sig15/database/5.1/index.html
- [21] W. K. George et al.: *A similarity theory for the turbulent plane wall jet without external stream*. Journal of Fluid Mechanics, Vol. 425, pp. 367-411., 2000.
- [22] B. E. Launder, W. Rodi: *The turbulent wall jet*. Prog. Aerospace Sci., Vol. 19, pp. 81-128., 1981.
- [23] G. Krishnan, K. Mohseni: *An experimental study of a radial wall jet formed by the normal impingement of a round synthetic jet*. European Journal of Mechanics B/Fluid, Vol. 29, pp. 269-277., 2010.
- [24] K. Knowles, M. Myszkowski: *Turbulence measurements in radial wall-jet*. Experimental Thermal and Fluid Science, Vol. 17, pp. 71-78., 1998.
- [25] J. B. R. Loureiro, A. P. Silva Freire: *Wall shear stress measurements and parametric analysis of impinging wall jets*. International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 55, pp. 6400-6409., 2012.
- [26] B. Venas, H. Abrahamsson et al.: *Pulsed hot-wire measurements in two- and three-dimensional wall jets*. Experiments in Fluids, Vol. 27, pp. 210-218., 1999.
- Mérési eredmények forrása:
http://www.ercoftac.org/fileadmin/user_upload/bigfiles/sig15/database/6.1/index.html
- [27] P. M. Sforza, G. Herbst: *A Study of Three-Dimensional, Incompressible Turbulent Wall Jets*. Report 1022. Department of Aerospace Engineering, Polytechnic Institute of Brooklyn, New York, 1967.
- [28] M. I. Grimitlyn and G. M. Pozin: *Fundamentals of Optimizing Air Distribution in Ventilated Spaces*. ASHRAE Transactions, Vol. 99 no. 1., pp. 1128-1138, 1993.
- [29] *Industrial Ventilation Design Guidebook*. Szerkesztő: Howard GoodFellow. Esko Tähti, Academic Press, London, ISBN 0-12-289676-9, 2001.
- [30] Z. H. Li, J. S. Zhang, A. M. Zhivov: *Characteristics of Diffuser Air Jets and Airflow in the Occupied Regions of Mechanically Ventilated Rooms – A Literature Review*. ASHRAE Transactions, Vol. 99 no. 1., pp. 1119-1127, 1993.
- [31] P. V. Nielsen, Ake T. A. Moller: *Measurement on Buoyant Wall Jet Flows in Air-conditioned Rooms*. International Conference on Air Distribution in Ventilated Spaces. Stockholm, 1987.
- [32] *Displacement Ventilation in Non-industrial Premises*. Rehva Guidebook No. 1., editor: Hakon Skistad, Rehva Secretariat, Brussels, Belgium, ISBN 978-825942369, 2002.
- [33] R. Kosonen et al.: *Thermal plumes of kitchen appliances: Idle mode*. Energy and Buildings, Vol. 38, pp. 1130-1139. 2006.
- [34] P. Kofoed, P. V. Nielsen: *Thermal Plumes in Ventilated Rooms – Vertical Volume Flux Influenced by Enclosing Walls*. 12th AIVC-Conference, Ottawa, 1991. ISSN 0902 7513 R9155
- [35] A. Voeltzel et al.: *Thermal and ventilation modelling of large highly-glazed spaces*. Energy and Buildings, Vol. 33, pp. 121-132, 2001.
- [36] *Note 14: Heat Transfer Modeling*. Előadás diák a CFD on Buildings című DTU-n oktatott tárgyból. Jianhua Fan, Technical University of Denmark, 2012.10.
- [37] William H. Press, Saul A. Teukolsky, William T. Vetterling, Brian P. Flannery: *Numerical Recipes in C, The Art of Scientific Computing*. Cambridge University Press, 1992, Second Edition; ISBN 0-521-43108-5

-
- [38] K. Jisheng, L. Yitian, W. Xiuhua: *Efficient continuation Newton-like method for solving systems of non-linear equations*. Applied Mathematics and Computation, Vol. 174, pp. 846–853, 2006.
- [39] Csöppenszky Gábor, vezető tervező, Duoplan Kft. Adatok szóbeli közlés formájában, e-mailben és telefonon.
- [40] P. V. Nielsen: *Velocity distribution in a room with displacement ventilation and low-level diffusers*. IEA: Annex 20: Air Flow Pattern within Buildings, 1994.
- [41] Dr. Garbai László: *Hidraulikai számítások az épületgépészetben és az energetikában*. Akadémiai Kiadó, Budapest, 2007, ISBN 978 963 05 8516 3
- [42] *ASHRAE Handbook-Fundamentals*. ASHRAE, 1791 Tullie Circle, Atlanta, 2001.
- [43] *ASHRAE Handbook-Fundamentals*. ASHRAE, 1791 Tullie Circle, Atlanta, 2009.
- [44] Bánhidi László, Kajtár László: *Komfortelmélet*. Műegyetemi Kiadó; 2000.
- [45] Yosr Boukhris et al.: *Modeling coupled heat transfer and air flow in a partitioned building with a zonal model: Application to the winter thermal comfort*. Building Simulation, Vol. 2., pp. 67-74, 2009.
- [46] C. Chantrasrisalai, D.E. Fisher: *Lighting heat gain parameters: Experimental method*. HVAC&R Research, Vol. 13., pp. 283-303, 2007.
- [47] C. Chantrasrisalai, D.E. Fisher: *Lighting heat gain parameters: Experimental results*. HVAC&R Research, Vol. 13., pp. 305-324, 2007.
- [48] Bihari Péter: *Műszaki hőtan - Hőközlés - Feladatgyűjtemény és segédlet*, BME, elektronikusan terjesztett tananyag, 2010.
- [49] T. L. Bergman et al.: *Introduction to Heat Transfer*. John Wiley & Sons, Inc., Sixth edition, ISBN 13: 978-0470-50196-2, 2011.
- [50] Stevensné Száday Edit: *Az elárasztásos légvezetési rendszer alkalmazásának korlátai*. Magyar Épületgépészet, Vol. 51., 8. szám, 2002.
- [51] T. E. Jiru, F. Haghighat: *A new generation of zonal models*. ASHRAE Transactions, Vol. 112-2, pp. 163-174, 2006.

MELLÉKLETEK JEGYZÉKE

4. AZ ÁRAMLÁSI ELEMÉKET LEÍRÓ ÖSSZEFÜGGÉSEK

- 4.1. Légsugarak leírása
 - 4.1.1. Szabad, izotermikus légsugarak leíró összefüggései
 - 4.1.1.1. Kör keresztmetszetű nyílásból kilépő szabadsugarak
 - 4.1.1.2. Résből kilépő sík szabadsugarak
 - 4.1.1.3. Radiális szabadsugarak
 - 4.1.1.4. 3 dimenziós szabadsugarak
 - 4.1.2. Korlátozott, izotermikus légsugarak leírása
 - 4.1.2.1. Résből kilépő korlátozott sík sugarak
 - 4.1.2.2. Radiális korlátozott légsugarak
 - 4.1.2.3. 3 dimenziós korlátozott légsugarak
 - 4.1.3. Anizotermikus légsugarak leírása
 - 4.1.3.1. Anizotermikus szabadsugarak
 - 4.1.3.2. Anizotermikus korlátozott légsugarak
 - 4.1.4. Vetési konstans megállapítása
 - 4.1.4.1. Korrekció korrekciós tényezőkkel
 - 4.1.4.2. Vetési konstans meghatározása katalógusadatokból
 - 4.1.4.3. Vetési konstans számítása korlátozott légsugárra
- 4.2. Hőforrások hatására kialakuló konvektív áramlások leírása
 - 4.2.1. Hőforrások által konvekció útján leadott teljesítmény
 - 4.2.2. Konvektív légsugarak leírása
 - 4.2.2.1. Egyszerű légsugarak semleges környezetben
 - 4.2.2.2. Kiterjedt hőforrások hatására keletkező légáramok számítása
 - 4.2.2.3. Egyszerű légsugarak állandó hőmérsékleti gradiens mellett
 - 4.2.2.4. Konvektív légsugarak interakciója
 - 4.2.2.5. Korlátozott konvektív légsugarak

5. ÁRAMLÁSI ELEMÉK BEÉPÍTÉSE ZONÁLIS MODELLEKBE

MELLÉKLETEK

- A melléklet – Hálózó modul kódja
- B melléklet – Áramlási elemek peremfeltételeit számító modul kódja
- C melléklet – Peremfeltétel és kezdeti érték megadó modul kódja
- D melléklet – Solver modul kódja
- E melléklet – Az egyszerűsített sugárzásos-hőcsere számító modul kódja
- F melléklet – A post-processing modul kódja
- G melléklet – A világítás hőterhelésének meghatározásához használt anyagok

RAJZMELLÉKLETEK

- A rajzmelléklet – BBNH - Földszint
- B rajzmelléklet – BBNH – 1. karzat
- C rajzmelléklet – BBNH – 2. karzat
- D rajzmelléklet – BBNH – 3. karzat
- E rajzmelléklet – BBNH – Elszívási helyek
- F rajzmelléklet – BBNH – Jegytérkép
- G rajzmelléklet – BBNH – Kapcsolási rajz