CSEMÁNY DÁVID BÉLA

TDK DOLGOZAT

BUDAPESTI MŰSZAKI ÉS GAZDASÁGTUDOMÁNYI EGYETEM

GÉPÉSZMÉRNÖKI KAR

ENERGETIKAI GÉPEK ÉS RENDSZEREK TANSZÉK

TDK DOLGOZATOK

BUDAPESTI MŰSZAKI ÉS GAZDASÁGTUDOMÁNYI EGYETEM
GÉPÉSZMÉRNÖKI KAR
ENERGETIKAI GÉPEK ÉS RENSZEREK TANSZÉK

CSEMÁNY DÁVID BÉLA

TDK DOLGOZAT

Tüzelőanyag cseppek előkeveréses égőben történő párolgásának modellezése konvektív hőátadás és hősugárzás figyelembevételével

Konzulens:
Józsa Viktor
tanársegéd

Budapest, 2016

Szerzői jog © Csemány Dávid Béla, 2016.
Szerzői jog © Józsa Viktor, 2016.

Nyilatkozat az önálló munkáról

Alulírott, *Csemány Dávid Béla* (OTZ6EC), a Budapesti Műszaki és Gazdaságtudományi Egyetem hallgatója, büntetőjogi és fegyelmi felelősségem tudatában kijelentem és sajátkezű aláírásommal igazolom, hogy ezt a TDK dolgozatot meg nem engedett segítség nélkül, saját magam készítettem, és dolgozatomban csak a megadott forrásokat használtam fel. Minden olyan részt, melyet szó szerint vagy azonos értelemben, de átfogalmazva más forrásból átvettem, egyértelműen, a hatályos előírásoknak megfelelően, a forrás megadásával megjelöltem.

Budapest, 2016. október 27.

Csemány Dávid Béla

TARTALOMJEGYZÉK

1. Előszó ix

2. Jelölések jegyzéke x

3. Absztrakt 1

3.1. Magyar nyelvű 1

3.2. Abstract 2

4. Célkitűzés 3

5. A témakör szakirodalmi áttekintése 4

5.1. A folyadékcsepp párolgásának elméleti áttekintése 4

5.2. A vizsgált égő geometriájának bemutatása 5

5.3. Besugárzott folyadékcsepp párolgása 6

5.4. A konvektív hőátadás hatása a folyadékcsepp párolgására 10

5.4.1. Elméleti háttér 10

5.4.2. A túllövés (Overshooting) jelensége 12

6. A számítási modell bemutatása 14

6.1. A sugárzásos hőátadás implementálása 14

6.1.1. Effektív hőmérséklet meghatározása 14

6.1.2. A csepp felé érkező sugárzásos hőáram modellezése 15

6.2. A konvektív hőátadás beépítése a modellbe 17

6.2.1. A porlasztóközeg és a csepp közötti relatív sebesség meghatározása 17

6.2.2. A párolgást jellemző további mennyiségek meghatározása 20

6.2.3. A teljes párolgási idő meghatározása 21

7. Eredmények értékelése 23

7.1. A modell eredményeinek összehasonlítása más modell eredményeivel 23

7.2. Időfüggetlenségi vizsgálat 25

7.3. A konvektív hőátadás hatásainak értékelése 25

7.4. A sugárzásos hőátadás hatásainak értékelése 27

8. Összefoglalás 32

9. Felhasznált források 34

10. Függelék 36
A.1 Csepp sebességét leíró differenciálegyenlet numerikus megoldásának MatLab forráskódja 36
B.1 Diesel tüzelőanyag hőmérsékletfüggő anyagjellemzői 40
B.2 Repceolaj hőmérsékletfüggő anyagjellemzői 41

1. ELŐSZÓ

„A szellem egyetlen mozdulatában benne van az élet összes törvénye. Egyetlen csepp vízben benne van a végtelen óceán rejtélye.”

Hermész Triszmegisztosz

A dolgozat megírásának legfőbb motivációja a korábbi munka folytatása, hiszen az folyékony tüzelőanyagok párolgását már kutattam, a lejátszódó folyamatokat elemeztem és egy számítási modellt dolgoztam ki. A korábbi modell azonban még nem volt teljes, ezért az volt a célom, hogy megfelelő kiegészítésekkel pontosítsak az eredményeken. Ismét bebizonyosodott, hogy minél több részletet megismer az ember az adott kutatási témáról, annál több kérdés merül fel benne és egyre több ötlete támad, hogy mivel tudná a korábbi munkáját javítani. Éppen ezért úgy vélem, hogy a jelenlegi állapot még közel sem végleges, rengeteg újabb elgondolás született, melyek a jövőben testet ölthetnek.

* * *

Szeretnék köszönetet mondani témavezetőmnek, Józsa Viktornak, akivel már hosszú ideje dolgozunk együtt ezen a területen. Úgy gondolom, hogy az itt elért eredményeket a további kutatásokban érdemes lesz felhasználni, ezekre építeni.

Budapest, 2016. október 27.

Csemány Dávid Béla

2. JELÖLÉSEK JEGYZÉKE

Latin betűk

Jelölés	Megnevezés, megjegyzés, érték	Mértékegység
A_{csepp}	Tüzelőanyag csepp felülete	m^2
B_M	Tömegátadásra jellemző származtatott mennyiség	1
B_T	Hőátadásra jellemző származtatott mennyiség	1
c_e	Ellenállás tényező	1
$c_{p.l}$	Tüzelőanyag hőmérsékletfüggő fajhője folyadék állapotban	J/(kg·K)
c_{pg}	Keverék hőmérsékletfüggő fajhője	J/(kg·K)
d	Fúvóka kilépő keresztmetszetének egyenértékű átmérője	mm
D_{hu}	Effektív cseppátmérő a felfűtési időszakban	m
D_{hu}'	Effektív cseppátmérő a felfűtési időszakban konvektív hatás figyelembevételével	m
$D_{hu,e}'$	Cseppátmérő a felfűtési időszak végén konvektív hatás figyelembevételével	m
D_{st}'	Effektív cseppátmérő a egyenletes párolgáskor konvektív hatás figyelembevételével	m
k_g	Keverék hőmérsékletfüggő hővezetési tényezője	W/(m·K)
L	Porlasztott tüzelőanyag korrigált látens hője	J/kg
$L_{cső}$	Keverőcső hossza	mm
m_{csepp}	Tüzelőanyag csepp tömege	kg
m_{lev}	Levegő tömegárama	kg/s
$m_{tüz}$	Tüzelőanyag tömegárama	kg/s
n	Tüzelőanyag refrakciós tényezője	1
Nu	Nuesselt szám (tüzelőanyag-levegő keverék anyagjellemzőre vonatkoztatva)	1
Pr_g	Prandtl szám (tüzelőanyag-levegő keverék anyagjellemzőre vonatkoztatva)	1
p_t	Porlasztási túlnyomás	bar
Q_L	A cseppet melegítő hőáram hősugárzás nélkül	W
$Q_{L,r}$	A cseppet melegítő teljes hőáram hősugárzással	W
$Q_{láng}$	A láng felől érkező sugárzásos hőáram	W
$Q_{palást}$	A keverőcső fala felől érkező sugárzásos hőáram	W

Q_r	Teljes sugárzásos hőáram	W
$r_{cső}$	Keverőcső sugár	mm
Re_D	Reynolds szám (tüzelőanyag-levegő keverék anyagjellemzőre vonatkoztatva)	1
Sc_g	Schmidt szám (tüzelőanyag-levegő keverék anyagjellemzőre vonatkoztatva)	1
SMD	Csepp térfogati-felületi közepes átmérője	m
t_e'	Csepp teljes élettartama konvektív hatás figyelembevételével	s
T_∞	Cseppet körülvevő közeg hőmérséklete	K
T_{av}	Csepp átlaghőmérséklete	K
$T_{cső}$	Keverőcső hőmérséklete	K
T_{eff}	Hősugárzás hatását figyelembevevő effektív hőmérséklet	K
t_{hu}	Csepp felfűtési ideje	s
$T_{láng}$	Láng hőmérséklete	K
T_s	Csepp felületi hőmérséklete	K
$T_{s,hu}$	Csepp effektív felületi hőmérséklete a felfűtés során	K
Tu	Turbulencia intenzitás	1
U	Porlasztóközeg és csepp közötti relatív sebesség átlagértéke	m/s
u'	Relatív sebesség ingadozó komponense	m/s
v_0	Porlasztóközeg sebessége a fúvóka kilépő keresztmetszetén	m/s
v_{csepp}	Csepp sebessége a keverőcsőben	m/s
v_g	Porlasztóközeg sebessége a keverőcsőben	m/s
$\dot{v}_{csepp}$	Csepp gyorsulása a keverőcsőben	m/s^2
x_{accel}	Relaxációs szakasz	m

Görög betűk

Jelölés	Megnevezés, megjegyzés, érték	Mértékegység
ε_{csepp}	Tüzelőanyag emissziós tényezője	1
$\varepsilon_{láng}$	Láng emissziós tényezője	1
Λ_0	Tüzelőanyag közelítő emissziós tényezője	1
λ_{hu}	Párolgási konstans a csepp felfűtése során	m^2/s
λ_{hu}'	Párolgási konstans a csepp felfűtése során konvektív hatás figyelembevételével	m^2/s
λ_{st}	Párolgási konstans egyenletes párolgás során	m^2/s
λ_{st}'	Párolgási konstans egyenletes párolgás során konvektív hatás figyelembevételével	m^2/s
μ_g	Keverék dinamikai viszkozitása	$Pa \cdot s$
ρ_g	Keverék sűrűsége	kg/m^3
ρ_L	Tüzelőanyag sűrűsége	kg/m^3
σ_0	Stefan-Boltzmann állandó ($5{,}6704 \cdot 10^{-8}$)	$W/(m^2 \cdot K^4)$
$\varphi_{csepp,láng}$	Sugárzási tényező	1

3. ABSZTRAKT

3.1. Magyar nyelvű

Korunk egyik igen jelentős kutatási területe a tüzeléstechnikában a hőerőgépeinkben alkalmazott különböző folyékony tüzelőanyagok párolgása, a lejátszódó folyamatok mélyebb megértése és leírása megfelelő matematikai eszközökkel. Ennek hatására számos modell került kidolgozásra, melyek CFD kódokba is implementálhatók. Azonban az említett modellek egy része gyakran rendkívül számításigényes és nem feltétlenül szolgáltatnak sokkal pontosabb eredményt, mint az egyszerűbb eljárások. A feladat megoldása során alkalmazott D2-törvény gyakorlati szempontból jól használható a folyadékcseppek párolgási idejének meghatározására, mely a tüzelési folyamatok fontos paramétere. A modell azonban számos egyszerűsítést tartalmaz, így bizonyos esetekben a megoldás túlságosan konzervatív. A dolgozatban ezt a meglévő, általam már korábban használt számítási módszert egészítettem ki.

A korábban felépített modell alapvetően elhanyagolja a láng és a cseppek közötti sugárzásos kölcsönhatást, valamint feltételezi, hogy az egyedi csepp nyugalomban van. A valóságban azonban egy előkeveréses égő esetében intenzív a cseppek besugárzása, valamint a cseppek és az azokkal kölcsönhatásba kerülő porlasztólevegő között sebességkülönbség lép fel, mivel a beporlasztott cseppek lassítják a levegő részecskéit, így a konvektív hatások is szerepet játszanak. Jelenleg a kidolgozás során a már meglévő egyenletek módosítására került a hangsúly. Törekedni kellett arra, hogy az újonnan beépített mechanizmusok hatására a meglévő eljárás alapvetően megőrizze a széles körű felhasználhatóságát, azonban a cseppek élettartamára minél pontosabb értéket szolgáltasson. A modellt MS Excel, valamint MatLab környezetben építettem fel analitikus számítási módszerek felhasználásával. Mivel a korábbi modellben a cseppek irányába a hő vezetéssel jut el, így az elsődleges feladat a vizsgált térrészben az érkező hőáram megfelelő leírása volt. Validációs célból a megfelelő peremfeltételek adaptálásával összehasonlítást végeztem a szakirodalomban található további modellek, valamint mérések eredményeivel, így a módosításokkal ellátott számítási eljárást értékeltem.

3.2. Abstract

The evaporation of liquid fuels in heat engines, the understanding and description of the occurring phenomena with mathematical models have become major a field in combustion technology recently. As a result, numerous methods have been developed, and many of them can be implemented in CFD codes. However, these models may have high computational demands, and they do not necessarily provide more accurate results than the simpler ones. The D2-law allows easy estimation of the evaporation time of droplets, which is an important parameter in combustion processes. Nevertheless, the model contains few assumptions that may lead to too conservative results in certain cases. The existing calculation method was supplemented with new considerations in this paper.

In the basic model, heat radiation between the flame and the droplets and the movement of droplets are neglected. However, irradiation of droplets is significant in a lean premixed prevaporized burner. Furthermore, the droplets interact with the atomizing air. As a result, the velocity of atomizing air decreases and a difference occurs between the velocity of droplets and the velocity of air. Thus convective effects need to be taken into consideration. The main focus was on the modification of the existing equations. It was important to preserve the universal nature of the original method despite of the implementation of the new mechanisms, but it had to provide a more accurate result for the lifetime of droplets. The analytical model was set up in MS Excel and MatLab environment. In the basic model only heat conduction was considered from the environment to the droplets, thus the proper description of the total incoming heat to the droplets was the primary object. With the adaptation of the proper boundary conditions, comparison with the results of other models and measurements in the literature was carried out for validation purpose, hence the modified model could be evaluated.

4. CÉLKITŰZÉS

A folyékony tüzelőanyagok párolgási mechanizmusainak leírása, a tüzelőberendezések megfelelő előkészítése azok eltüzelésére fontos terület napjainkban és egyre fontosabbá válik, hiszen a környezetvédelmi szabályok folyamatosan szigorodnak. Hőerőgépeink tervezésekor egyre több szempontot kell figyelembe venni, így elengedhetetlen, hogy tisztában legyünk a lejátszódó folyamatokkal.

Folyékony tüzelőanyagok párolgásával már korábban is foglalkoztam BSc szakdolgozatomban, akkor egy párolgási modellt építettem fel, melyben különböző megújuló és nem megújuló tüzelőanyagok porlasztási és párolgási jellemzőit vizsgáltam. A korábbi modell nem vette figyelembe a konvektív hőátadás és a hősugárzás hatásait a folyadékcseppek párolgására. Ezért fontosnak tartottam a modell továbbfejlesztését az említett mechanizmusok figyelembevételével. Ehhez meg kell határozni a folyadékcseppek sebességének alakulását, amihez numerikus módszerrel kell megoldani a cseppek mozgásegyenletét. A hősugárzás beépítését olyan módon kívánom végrehajtani, hogy az alapvető egyenleteken ne kelljen módosítani. A modell az értékelés után adaptálható kell, hogy legyen tetszőleges égő geometriához, illetve a szükséges anyagjellemzők ismeretével tetszőleges folyékony tüzelőanyaghoz.

5. A TÉMAKÖR SZAKIRODALMI ÁTTEKINTÉSE

5.1. A folyadékcsepp párolgásának elméleti áttekintése

Folyékony tüzelőanyagok égése csak gőzfázisban valósul meg. Annak érdekében, hogy az elgőzölgés minél hamarabb bekövetkezzen, a folyadék fajlagos felületét meg kell növelni, ehhez annak cseppekre bontására van szükség. Tulajdonképpen ezt a folyamatot nevezzük porlasztásnak. Minél kisebb cseppekre sikerül felbontani a tüzelőanyag sugarat, annál kevesebb idő szükséges az elpárolgáshoz. A jó porlasztáshoz az is fontos, hogy a közeg kis viszkozitású legyen, ez előmelegítéssel érhető el abban az esetben, ha a tüzelőanyag viszkozitása eredetileg magas (PENNINGER, 2014).

Gömbszimmetrikus geometriát, valamint egydimenziós folyamatot feltételezve egy oxidációs közeggel körülvett elemi olajcsepp párolgását két részre bonthatjuk. A felfűtési szakaszban a csepp a körülette lévő gázközegből hőt vesz fel, ezáltal hőmérséklete növekszik, majd a csepp határrétegében fázisegyensúly áll be és a csepp gőzölögni kezd. Az elgőzölgési szakaszban a gőzfázisú tüzelőanyag diffúzióval a gázkörnyezetbe kerül és kialakul az égőképes keverék. Az elgőzölgéshez szükséges hő származhat lángsugárzásból, valamint a forró füstgázból konvekció útján, de előfordulhat, hogy az égési levegő eleve elegendő hőt biztosít (PENNINGER, 2014).

Stacionárius elgőzölgést feltételezve a cseppátmérő négyzete lineárisan csökken az idő függvényében, ezt D^2-törvénynek nevezzük:

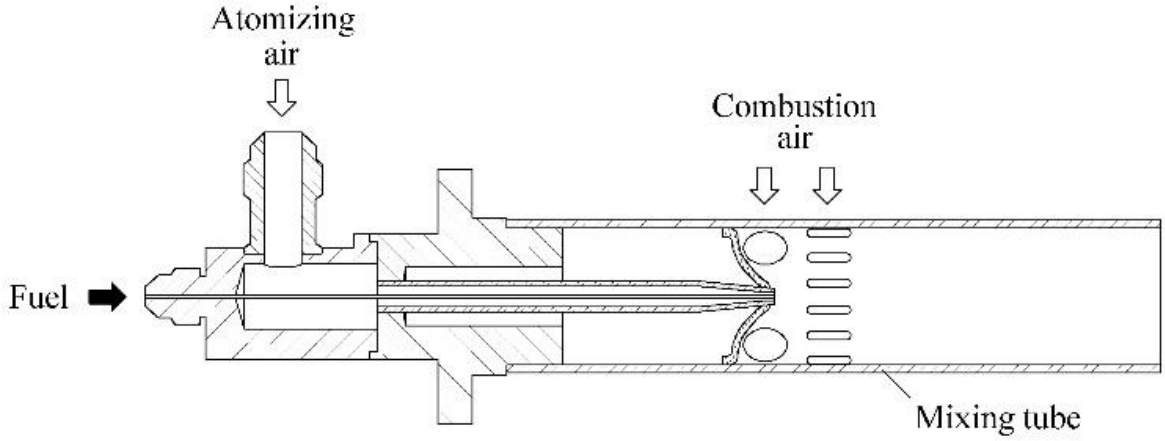
$$\frac{d(D^2)}{dt} = áll \tag{5.1}$$

$$D^2(t) = D_0^2 - \lambda \cdot t \tag{5.2}$$

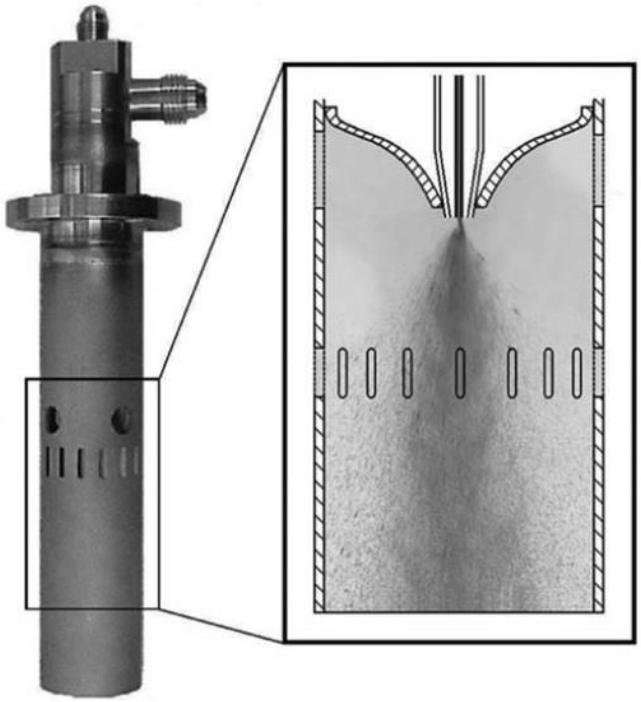
λ a párolgási konstans, mely jellemzi a tüzelőanyag csepp párolgásának sebességét. A számítások során ennek meghatározására törekszünk, hogy a párolgási időt, azaz a csepp élettartamát megkapjuk. A csepp párolgását befejezettnek tekintjük, amennyiben az átmérője zérussá válik.

5.2. A vizsgált égő geometriájának bemutatása

A vizsgálat tárgyát képező konkrét égő a következőkben kerül bemutatásra. Az *5-1. ábrán* látható a berendezés vázlata, az *5-2. ábrán* pedig a fényképe, kiemelve a képződő csepphalmazt a keverőcső metszetében.



5-1. ábra. A vizsgált égő konstrukció (JÓZSA, CSEMÁNY, 2015)



5-2. ábra. Csepphalmaz a keverőcsőben (BOLSZO, 2005)

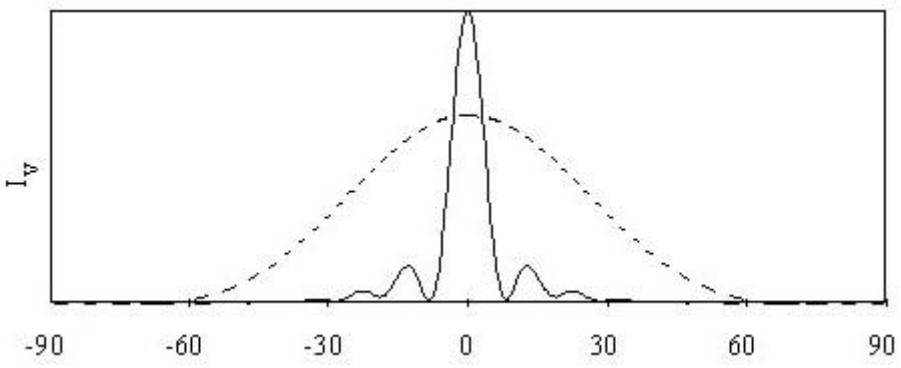
A keverőcső hossza a tüzelőanyag-fúvókától számítva 75,5 mm, belső átmérője 26,8 mm. Az égési levegő a keverőcső palástján elhelyezkedő négy furaton keresztül lép be, javítva a

keveredést. A kilépés felé haladva további tizenöt rés található a paláston, melyek feladata, hogy a rajtuk beáramló levegő perdületet adjon a cseppködnek, ezzel fokozva az éghető keverék képződését. A porlasztólevegő egy gyűrűs keresztmetszeten át lép be a keverőcsőbe, melynek külső átmérője 1,4 mm, belső átmérője 0,8 mm. A tüzelőanyag bejuttatása a belső kör keresztmetszetnél történik, a szabadsugár kezdeti átmérője 0,4 mm. A porlasztólevegő és a tüzelőanyag-sugár közötti sebességkülönbség hatására megtörténik a cseppképződés (JÓZSA, CSEMÁNY, 2015).

5.3. Besugárzott folyadékcsepp párolgása

A hősugárzás hatása az elemi folyadékcsepp párolgására a szakirodalomban meglehetősen jól átkutatott témának számít. Sok forrás található, melyben a Mie-elmélet alapján végeznek számításokat, mely Gustav Mie után kapta a nevét.

A Mie-elmélet egy adott átmérőjű, gömbszimmetrikus, homogén, izotróp, nem mágneses részecskéről történő szórt sugárzás intenzitását adja meg. Maga a matematikai megoldás igen bonyolult. A vízszintes, valamint a függőleges irányú szórt intenzitás végtelen sorként írható fel és függ a szóródás szögétől, a sugárzás hullámhosszától, a részecske méretétől, illetve a részecske és a körülötte lévő közeg visszaverődési tényezőjétől (BECKMAN).

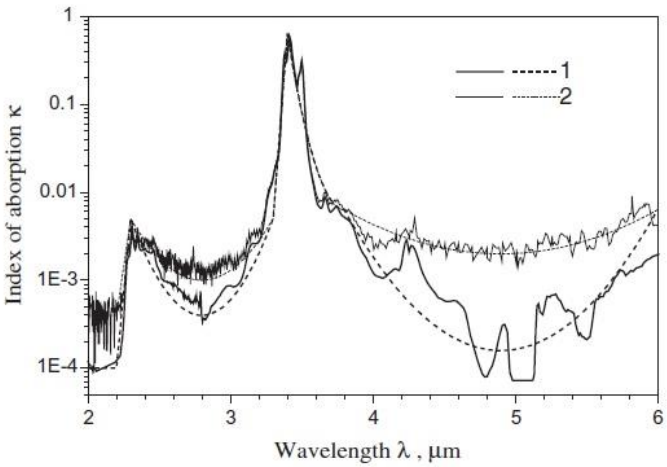


5-3. ábra. Szórt sugárzás intenzitása függőleges irányban (BECKMAN)

Az *5-3. ábra* a függőleges irányú szórt sugárzás intenzitását mutatja két eltérő átmérőjű gömbszimmetrikus részecske esetén. A szimmetria miatt azonosak az intenzitás értékek az ellentétes előjelű szóródási szögeknél. Az első intenzitásminimum alacsonyabb értékű, mint a következő, valamint az intenzitásmaximum nagyobb értékű a nagyobb átmérőnél (folytonos vonal), mint a kisebb átmérőnél (szaggatott vonal) (BECKMAN).

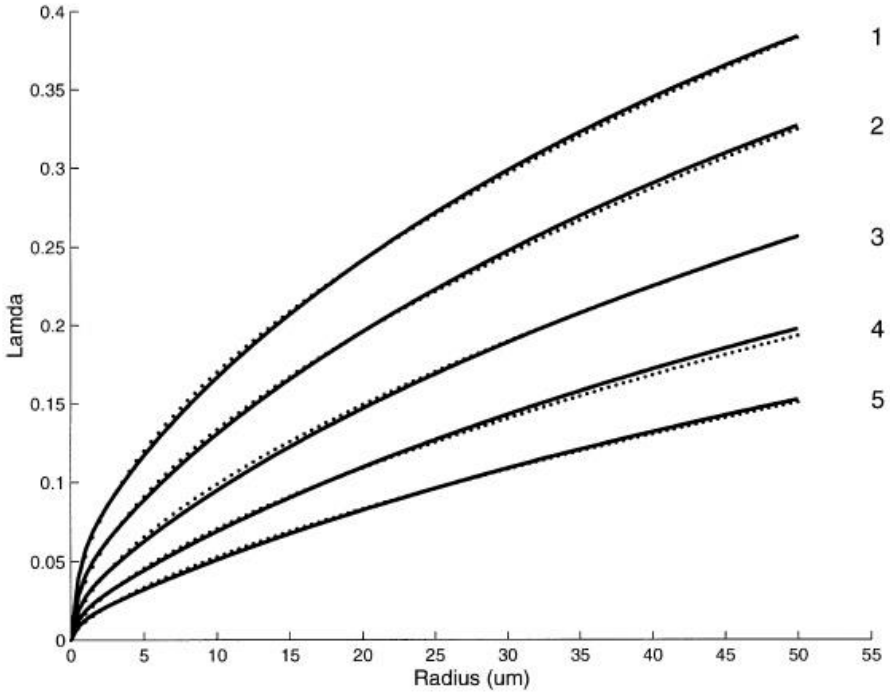
Habár a Mie-elmélet pontos eredményt szolgáltat, alkalmazása a gyakorlati esetek jelentős részében nehézkes a bonyolultsága miatt. Ennek következményeként CFD kódokban is más modellek alkalmazása mellett döntenek sok esetben, melyek matematikailag jobban kezelhetők, de kellően pontosak. Az irodalomban megtalálható modellek legtöbbször figyelembe veszik a cseppek által elnyelt hősugárzás eloszlását (ABRAMZON, SAZHIN, 2005). A kívánt pontosság mellett törekednek a számításigényesség megfelelően alacsony értéken tartására, ezzel lehetőség nyílik a gyakorlatban előforduló párolgási mechanizmusok számítására. Az általam vizsgált modellekről általánosságban kijelenthető, hogy figyelembe veszik a hőmérséklet függvényében változó hőfizikai anyagjellemzőket a folyadék, illetve gáz fázisban, közegellenállásokat, és a tranziens felfűtési időszakot a tüzelőanyagcsepp élettartama során. A cseppen belüli hőáramlásra jellemzően kétféle megközelítést használnak. Az egyik esetben közvetlenül a csepp belsejében oldják meg a konvektív energia egyenletet, míg a másik esetben azt feltételezik, hogy a cseppen belül a hő vezetéssel halad, melyet egy effektív hővezetési tényezővel jellemeznek (ABRAMZON, SAZHIN, 2005).

A vizsgált modellek azt a közelítést alkalmazzák, hogy a csepp gömbszimmetrikus és a besugárzása szintén minden irányból azonos. A számítások során ismerni kell a tüzelőanyag sugárzási paramétereit, mint például az elnyelési tényezőt és a refrakciós tényezőt a vizsgált spektrumon, azaz, hogy a beérkező sugárzás mekkora hányadát nyeli el, illetve veri vissza a csepp. Ezeket méréssel és bizonyos esetekben számítással lehet meghatározni (ABRAMZON, SAZHIN, 2005).



5-4. ábra. Diesel cseppek elnyelési tényezője a hullámhossz függvényében (DOMBROVSKY, SAZHIN, 2003)

Az *5-4. ábra* két különböző fajta Diesel tüzelőanyagból képzett cseppek elnyelési tényezőjét mutatja a vizsgált spektrumon. Szaggatott vonal jelöli a közelítésként alkalmazott illesztett görbét. Az illesztések polinomok, melyek adott hullámhossz értékek között érvényesek. Számítás során a spektrumot integrálni kell a teljes tartományon (DOMBROVSKY, SAZHIN, 2003). A gyakorlatban azonban nem mindig áll rendelkezésre hasonló mérési adat. Ilyenkor egy átlagos elnyelési tényezőt érdemes meghatározni. Ez látható az *5-5. ábrán.*



5-5. ábra. Átlagos elnyelési tényező a csepp sugár függvényében Diesel tüzelőanyagra (DOMBROVSKY ET AL, 2001)

Az átlagos elnyelési tényező a következő alakban írható fel:

$$\Lambda_0 = a \cdot r_{di}^{b} \tag{5.3}$$

Ahol a és b a cseppet körülvevő közeg hőmérsékletétől függő másodfokú polinomok, r_{di} pedig a csepp sugara. Az 5-5. ábrán az 1-től 5-ig terjedő számozás a közeg hőmérsékletére vonatkozik, mint görbeparaméter. Az 1-es görbe 1000 K, az 5-ös görbe 3000 K, a paraméterek 500 K-nel növekednek. Az átlagos értéket a szaggatott vonal jelzi, folytonos vonallal a vizsgált hullámhossztartományon való integrálással kapott értékek láthatók. A kettő jó egyezést mutat (DOMBROVSKY ET AL, 2001).

A refrakciós tényező számítható a mért elnyelési tényezőből Kramers-Krönig analízissel vagy közelíthető az alábbi analitikus formulával:

$$n = 1{,}46 + 0{,}02 \cdot \frac{\lambda - 3{,}4}{(\lambda - 3{,}4)^2 + 0{,}001} \tag{5.4}$$

λ hullámhossz értékét μm-ben kell behelyettesíteni. Sok esetben azonban eltekintenek a refrakciós tényező hullámhossz függésétől, így egyszerűen csak n=1,46-tal számolnak. Az összefüggés egyébként széleskörűen alkalmazható a különböző Diesel tüzelőanyagokra (DOMBROVSKY, SAZHIN, 2003).

A vizsgált modelleknél alkalmazott további közelítés, hogy a csepp felületi hőmérséklete egyenletes, de változik az időben. Ezzel a közelítéssel csökkenthetjük a számításigényt és továbbra is szeparálhatjuk a megoldást folyadék-, illetve gőzfázisra. A gőzfázisra vonatozó vizsgálatok lényegileg nem változnak, a hősugárzás definiálásával a folyadékfázis összefüggései módosulnak (ABRAMZON, SAZHIN, 2005). A csepp átlaghőmérsékletének változása az alábbi differenciálegyenlettel közelíthető:

$$m \cdot c_{p,l} \cdot \frac{dT_{av}}{dt} \approx Q_L + Q_r \tag{5.5}$$

Ahol Q_L a csepp belseje felé konvekcióval, illetve vezetéssel érkező, a csepp melegítésére fordítandó hőáram a környezetből (a teljes érkező hőáram és a párolgáshoz szükséges hőáram különbsége), Q_r pedig a csepp által elnyelt sugárzásos hőáram. (ABRAMZON, SAZHIN, 2005). A modellek tehát Q_r meghatározására törekednek.

Amennyiben nincs jelen sugárzásos hőáram, a csepp fokozatosan megközelíti az egyenletes párolgás hőmérsékletét. Ezen a ponton a csepphez érkező teljes hőáram a párolgásra fordítódik, így a folyadékfázisba menő, hőmérsékletnövekedést okozó hőáram (Q_L) zérus. Hősugárzás hatására azonban a csepp hőmérséklete tovább emelkedik, így a konvekcióval érkező teljes hőáram csökken, míg a párolgásra fordítandó hőáram növekszik. Ennek hatására a folyadékfázisba menő hőáram negatív lesz. A párolgási folyamat vége felé haladva, ahogy a csepp átmérője csökken, a sugárzásos hőáram szintén lecsökken, így a csepp számára rendelkezésre álló teljes hőáram negatív lesz, a csepp közöl hőt a környezetével. Azaz a csepp átlaghőmérséklete elér egy maximum értéket, majd lecsökken az egyenletes párolgás hőmérsékletére (ABRAMZON, SAZHIN, 2005).

5.4. A konvektív hőátadás hatása a folyadékcsepp párolgására

5.4.1. ELMÉLETI HÁTTÉR

Nyugalomban lévő folyadékcsepp párolgásakor a hő vezetéssel jut a csepphez. Abban az esetben, amikor a csepp és a körülötte lévő közeg között relatív mozgás jelentkezik, a párolgás fokozódik. A konvektív hőátadás hatására azonban az egyenletes párolgás hőmérséklete nem változik. Ennek oka, hogy a kényszerített áramlás ugyanolyan mértékben van hatással a csepp felé érkező teljes hőáramra, valamint a párolgásra fordítandó hőáramra, így stacionárius párolgásnál, amikor a két mennyiség egyenlő egymással, a két hatás kioltja egymást. A csepp felfűtéséhez szükséges idő szintén nem függ a konvektív hatásoktól. Mivel azonban a párolgási fok növekszik, a csepp teljes élettartama csökken. Ez a csökkenés a csepp egyenletes párolgási idejének csökkenésében mutatkozik meg (LEFEBVRE, 1989).

Konstans anyagjellemzőket feltételezve, a konvektív hatások figyelmen kívül hagyása mellett a Nusselt szám a következő alakban írható fel (LEFEBVRE, 1989):

$$Nu = 2 \cdot \left[\frac{L}{c_{pg} \cdot (T_\infty - T_s)}\right] \cdot \ln(1 + B_T) = 2 \cdot \frac{\ln(1 + B_T)}{B_T} \tag{5.6}$$

Amennyiben a hőközlés mértéke alacsony, az alábbi megfontolás tehető (LEFEBVRE, 1989):

$$\lim_{B_T \to 0} Nu = 2 \tag{5.7}$$

Ez a gömbszimmetrikus esetben megszokott érték.

Elméleti és tapasztalati megfontolások alapján belátható, hogy a konvekció hatása a hő-és anyagátadásra figyelembe vehető egy korrekciós tényezővel. Ez a korrekciós tényező függ a Reynolds számtól, valamint a Schmidt számtól vagy a Prandtl számtól. Amikor az anyagátadásra jellemző diffúziós folyamatok dominálnak a korrekciós tényező a következő alakban írható fel (LEFEBVRE, 1989):

$$1 + 0{,}276 \cdot Re_D^{0{,}5} \cdot Sc_g^{0{,}33} \tag{5.8}$$

Amennyiben a hőátadási folyamatok dominálnak, a korrekciós tényező az alábbi alakot ölti (LEFEBVRE, 1989):

$$1 + 0{,}276 \cdot Re_D^{0,5} \cdot Pr_g^{0,33} \tag{5.9}$$

A Reynolds számot a csepp és az azt körülvevő közeg közötti relatív sebességgel definiáljuk (LEFEBVRE, 1989):

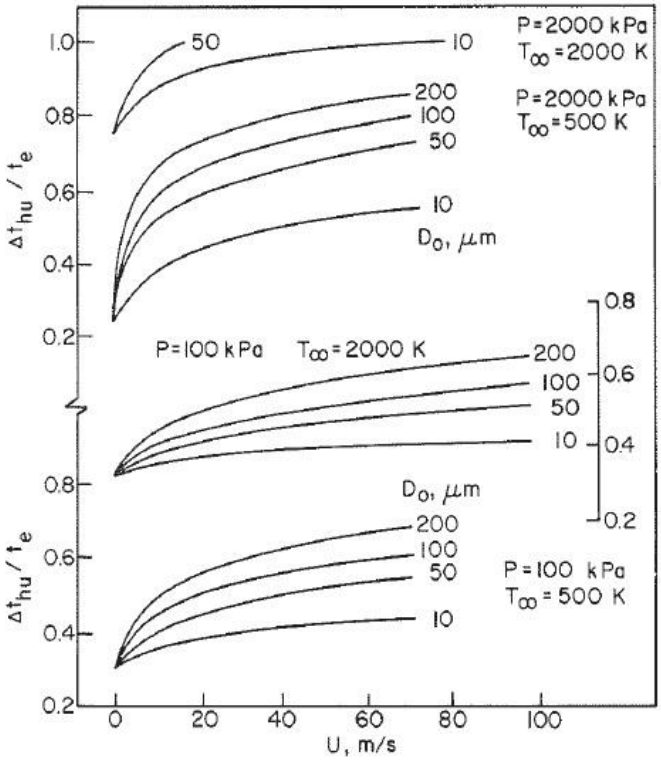
$$Re_D = \frac{U \cdot D \cdot \rho_g}{\mu_g} \tag{5.10}$$

A mérések és számítások eredményei azt mutatják, hogy a beporlasztott folyadékcseppek hamar felgyorsulnak a porlasztóközeg sebességére, így megfelelőbb, ha a sebesség ingadozó komponensével, *u'*-vel számolunk (LEFEBVRE, 1989).

A csepp élettartamát elsődlegesen meghatározó tényezők a következők (LEFEBVRE, 1989):

- A porlasztóközeg és égési levegő fizikai paraméterei (nyomás, hőmérséklet, hővezetési tényező, fajhő, dinamikai viszkozitás)
- A csepp és az azt körülvevő közeg közötti relatív sebesség
- A tüzelőanyag és gőzének fizikai paraméterei (sűrűség, gőznyomás, hővezetési tényező, fajhő)
- A csepp mérete, kezdeti hőmérséklete

Az *5-6. ábra* a felfűtési idő és a teljes párolgási idő arányát szemlélteti a párolgást befolyásoló paraméterek változtatása mellett a relatív sebesség függvényében. T_∞ a cseppet körülvevő közeg hőmérséklete, p a nyomása, D_0 pedig az átmérője. Látható, hogy a felfűtési idő jelentős hányadát képezi a csepp teljes élettartamának, különösen magas nyomás és hőmérséklet esetén, amikor is csak az apró cseppek érik el az egyenletes párolgást az élettartamuk során. A cseppek méretének növelésével, valamint a relatív sebesség emelkedésével a hányados növekszik. Nagyobb relatív sebességek esetén ugyanis az egyenletes párolgás időtartama csökken, míg a felfűtési idő közel állandó marad. A nyomás növelésével az arány szintén növekszik, ennek oka, hogy a felfűtési idő erősen függ a cseppet körülvevő közeg nyomásától. Alacsony nyomáson a hőmérséklet növelésével az felfűtési idő hányada csökken, míg magasabb nyomáson a hőmérséklet növelésével az arány növekszik (LEFEBVRE, 1989).



5-6. ábra. A felfűtési idő hányada a csepp élettartama során a relatív sebesség függvényében (LEFEBVRE, 1989)

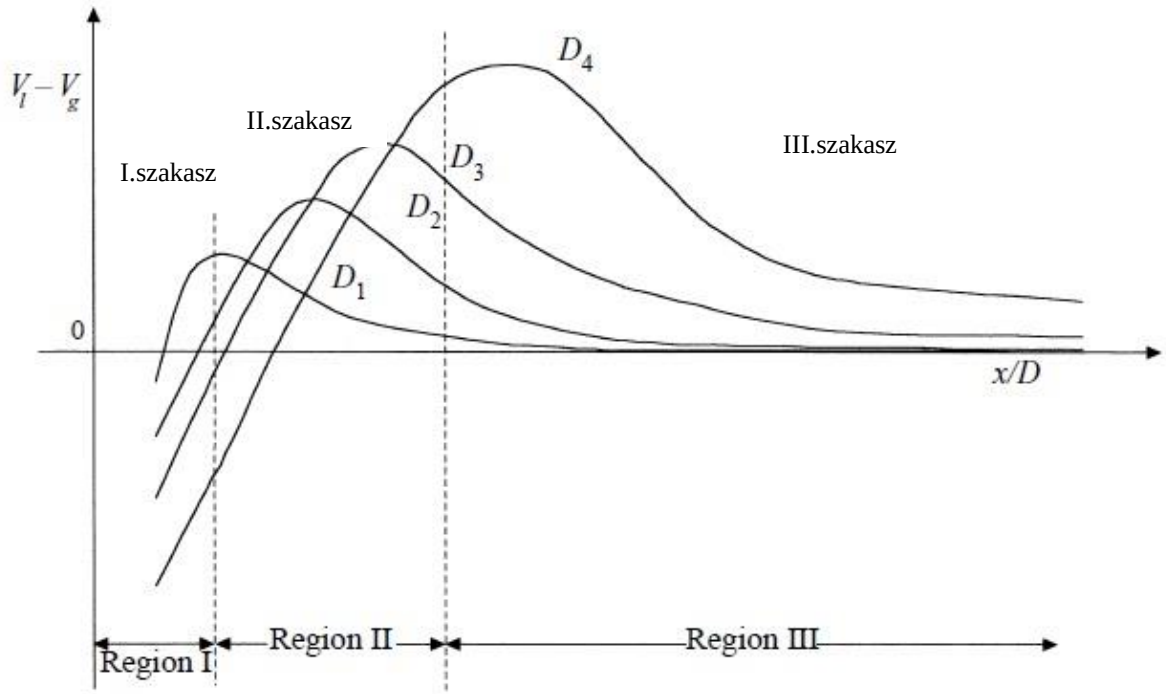
5.4.2. A TÚLLÖVÉS (OVERSHOOTING) JELENSÉGE

Ahogy az már korábban említésre került, a beporlasztott apró folyadékcseppek hamar felgyorsulnak az áramló közeg sebességére. Valós porlasztási folyamatoknál a cseppek méretbeli eloszlása inhomogén, a nagyobb cseppek gyorsulása kisebb. A cseppek mérete tehát meghatározó a kialakuló relatív sebesség tekintetében. Az áramló közeg gyűrű alapú szabadsugárként modellezhető, melyben az axiális sebesség a középvonalon a kezdeti állandó szakasz után hiperbolikus jelleggel csökken.

A csepp gyorsulása fordítottan arányos az átmérő négyzetével. Definiálható egy úgynevezett relaxációs szakasz, mely az a távolság, melyet a csepp megtesz, miközben felgyorsul az áramló közeg sebességére (LASHERAS ET AL, 1998):

$$x_{accel} \approx \frac{\rho_l \cdot v_g \cdot D^2}{\mu_g} \tag{5.11}$$

A folyadékcseppek áramló közegben történő mozgását tekintve három tartomány különböztethető meg, ez látható az *5-7. ábrán.* Az első tartomány közvetlenül a porlasztó fúvókája után található. A cseppek méretüktől függetlenül az áramló közeg sebességénél lassabban mozognak és gyorsulnak a nyomásból származó erő és a viszkózus erők hatására. Mivel a relaxációs szakasz az átmérő négyzetével arányos, a kisebb cseppek gyorsabban mozognak. Így ebben a tartományban az átlagos cseppméret növekszik. A második szakaszban a cseppek már felgyorsultak az áramló közeg sebességére. A nagyobb méretű cseppek azonban tehetetlenségükből fakadóan nem tudják követni a lassuló áramló közeg sebességét, így fellép a túllövés (overshooting) jelensége. A kisebb méretű cseppek követni tudják a lassuló áramlás sebességét. Ebben a tartományban így az átlagos cseppméret csökken. A harmadik szakaszban, miután a legnagyobb cseppek is elérték a maximális sebességüket, mérettől függetlenül minden csepp lassul, aminek következtében ebben a tartományban az átlagos cseppméret ismét növekszik (LASHERAS ET AL, 1998). Tehát a jelenség hatással van a csepp sebességének alakulására. Az ezzel kapcsolatos eredményeket a 7.3 alfejezet tartalmazza.



5-7. ábra. Overshooting jelenség szabadsugárban (LASHERAS ET AL, 1998)

6. A SZÁMÍTÁSI MODELL BEMUTATÁSA

6.1. A sugárzásos hőátadás implementálása

6.1.1. EFFEKTÍV HŐMÉRSÉKLET MEGHATÁROZÁSA

Mivel a korábbi modell nem tartalmazza a sugárzásos hőátadást, ezért annak beépítését olyan módon kellett végrehajtani, mely alapvetően nem változtatja meg az eredeti eljárás egyenleteit, a modell bonyolultsága nem lesz túlzott, így továbbra is széleskörűen alkalmazható marad.

Az ötlet alapvetően az 5.5 differenciálegyenlet továbbgondolásából származik. Tekintsük először a hősugárzás nélküli esetet. Ekkor a csepp irányába érkező teljes hő egy része a csepp melegítésére fordítódik, másik része a párolgásra. A felfűtési időszakban tehát a csepp melegítésére fordítandó hőáram a teljes hőáram és a párolgáshoz szükséges hőáram különbsége (LEFEBVRE, 1989):

$$Q_L = 2 \cdot \pi \cdot D_{hu} \cdot k_g \ln(1 + B_M) \cdot \left(\frac{T_\infty - T_{s,hu}}{B_M} - \frac{L}{c_{pg}} \right) \tag{6.1}$$

A csepp hőmérsékletét ekkor a felfűtésre jellemző átlagos csepphőmérséklettel definiáljuk. A hősugárzás figyelembevételével a csepp melegítéséhez egy további hőáram is hozzájárul. Képezzük a kettő összegét:

$$Q_{L,r} = Q_L + Q_R \tag{6.2}$$

Az így kapott hőáramot írjuk fel úgy, hogy alakilag megegyezzen a hősugárzás nélküli melegítésre fordítandó hőárammal:

$$Q_{L,r} = 2 \cdot \pi \cdot D_{hu} \cdot k_g \cdot \ln(1 + B_M) \cdot \left(\frac{T_{eff} - T_{s,hu}}{B_M} - \frac{L}{c_{pg}} \right) \tag{6.3}$$

Ezzel az elgondolással tehát meghatározható egy T_{eff} effektív hőmérséklet, mely figyelembe veszi a hősugárzás hatását. A kiszámított effektív hőmérséklettel a következő iterációs ciklusban korrigálni kell a hőmérsékletfüggő anyagjellemzőket, így a hőáramok eszerint módosulnak. A számítást addig kell ismételni, amíg az effektív hőmérséklet változása már kellően alacsony érték. Az eljárással tehát figyelembe tudjuk venni a hősugárzás hatását anélkül, hogy az egyenleteinket módosítanunk kellene. Ez a módszer azt a hatást éri el, mintha a sugárzás nélküli esetben növeltük volna az égéslevegő hőmérsékletét. A modell kritikus része a csepphez érkező sugárzásos hőáram megfelelő leírása. Ezzel a következő pont foglalkozik.

6.1.2. A CSEPP FELÉ ÉRKEZŐ SUGÁRZÁSOS HŐÁRAM MODELLEZÉSE

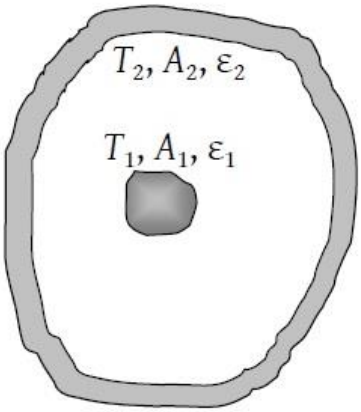
A sugárzásos hőáram leírásához ismernünk kell a konkrét geometriát és ehhez kell a legmegfelelőbb modellt megtalálni. Ez teljesen független a számítási eljárástól, így univerzálisan beépíthető tetszőleges elrendezés esetén. A következő modell az 5.2 alfejezetben ismertetett égő geometriára vonatkozik.

A csepp felé érkező sugárzásos hőáram jelen esetben alapvetően két részből áll. A cseppet körülvevő forró keverőcső felől érkező hőáram és a láng felől érkező hőáram összege. A forró keverőcsövet egy hengerpalástként modellezhetjük. Ekkor a csepp egy kisméretű testként fogható fel egy nagyméretű burkolófelületen belül a *6-1. ábra* alapján, így igaz a következő megfontolás (BIHARI, 2013):

$$\frac{A_{csepp}}{A_{palást}} \approx 0 \tag{6.4}$$

A sugárzásos hőáram a felületről az alábbi összefüggés szerint számolható (BIHARI, 2013):

$$Q_{palást} = \sigma_0 \cdot \varepsilon_{csepp} \cdot D_{hu}^2 \cdot \pi \cdot \left(T_{cső}^4 - T_{s,hu}^4\right) \tag{6.5}$$

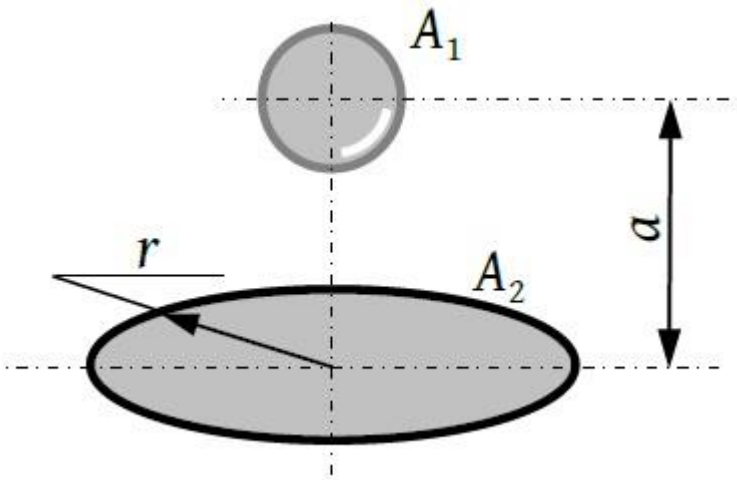


6-1. ábra. Kisméretű test nagyméretű burkolófelületen belül (BIHARI, 2013)

A lángsugárzás modellezéséhez összetett geometriai megfontolásokat kell tenni. Ilyen esetben a hőáram általánosságban a következő összefüggéssel adható meg (BIHARI, 2013):

$$Q_{láng} = \sigma_0 \cdot \varepsilon_{csepp} \cdot \varepsilon_{láng} \cdot \varphi_{csepp,láng} \cdot D_{hu}^2 \cdot \pi \cdot \left(T_{láng}^4 - T_{s,hu}^4\right) \tag{6.6}$$

Meg kell tehát határozni a sugárzási tényező, $\varphi_{csepp,láng}$ értékét, mely azt adja meg, hogy a láng felől érkező sugárzás mekkora része éri el a cseppet. Az alkalmazott modell a *6-2. ábrán* látható, egy körlap felett elhelyezkedő gömb.



6-2. ábra. Körlap felett elhelyezkedő gömb (BIHARI, 2013)

A körlappal a keverőcső kilépő keresztmetszete közelíthető, ezen keresztül látja a csepp a lángot. A sugárzási tényező a következő összefüggés szerint számítható (BIHARI, 2013):

$$\varphi_{csepp,láng} = \frac{1}{2} \cdot \left[1 - \frac{1}{\sqrt{1 + R^2}}\right] \tag{6.7}$$

$$R = \frac{r}{a} = \frac{r_{cső}}{L_{cső}} \tag{6.8}$$

Itt azt a közelítést alkalmaztam, hogy a csepp nem mozog a keverőcső mentén, a lángtól mért távolsága konstans és megegyezik a keverőcső hosszával. Így ennél a számításnál az időfüggés figyelmen kívül hagyható. Az egyszerűsítés konzervatív irányú eltérést okoz, hiszen ezzel a hősugárzást alulbecsüljük mivel:

$$\lim_{a \to \infty} \frac{1}{2} \cdot \left[1 - \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{r}{a}\right)^2}}\right] = 0 \tag{6.9}$$

A teljes sugárzásos hőáram tehát:

$$Q_r = Q_{palást} + Q_{láng} \tag{6.10}$$

Adott geometriai elrendezés esetén tehát a sugárzási tényező meghatározásával a hősugárzás meghatározható, az érkező hőáram beépíthető a modellbe. A sugárzás mértékét jelentősen befolyásolják az emissziós tényezők értékei, így azok megfelelő definiálása kulcsfontosságú a probléma megoldása szempontjából.

6.2. A konvektív hőátadás beépítése a modellbe

6.2.1. A porlasztóközeg és a csepp közötti relatív sebesség meghatározása

Ahhoz, hogy a tüzelőanyagcseppek párolgása során fellépő konvektív hatásokat figyelembe tudjuk venni, szükséges ismerünk a csepp és a csepp körül áramló közeg közötti relatív sebességet.

A csepp körül áramló közeg sebességét három különböző esetben vizsgáltam a valós jelenségek iránya felé haladva. Az első esetben azt feltételeztem, hogy az áramló levegő sebessége az időben nem változik, a csepp az élettartama során végig konstans. A második esetben már egy szabadsugár áramlás sebességlefutását vettem figyelembe. A fúvóka kilépő keresztmetszet utáni állandó sebességű kezdeti szakasz után a sebesség hiperbolikusan csökken. Ebben az esetben tehát a levegő sebessége az időben már változik. A modell úgy lett kialakítva, hogy a sebességlefutás akár egy analitikus összefüggéssel, akár mérési eredmény adatsorával megadható. Itt azonban még nem vettem figyelembe a beporlasztott tüzelőanyagcseppek lassító hatását. A harmadik leírási módban figyelembe vettem, hogy a cseppek lassítják az áramló levegőt. Itt korrigálni kellett az axiális sebesség értékeit a tüzelőanyag és a levegő plusz tüzelőanyag tömegáramok arányával. Ezzel a lassító hatás jól közelíthető.

A relatív sebesség meghatározásához szükséges a folyadékcsepp sebességének ismerete a párolgás időtartama alatt. A problémát itt két részre bontottam. Meghatároztam a csepp sebességét a felfűtési idő, valamint az egyenletes párolgás során. A megoldáshoz azzal az egyszerűsítéssel éltem, hogy a csepp átmérője állandó, így a párolgás két szakaszára jellemző effektív átmérőkkel számoltam. Az áramlásba helyezett testre ható erő a következőképpen számítható (VÁRADI, 2008):

$$F = c_e \cdot A_{csepp} \cdot \frac{\rho_g}{2} \cdot \left(v_g - v_{csepp}\right)^2 \tag{6.11}$$

Az összefüggés akkor érvényes, amennyiben a Reynolds szám nagyobb, mint 1000. Ezt Newton-féle formulának nevezzük. Ha a Reynolds szám kisebb, mint 1, akkor a Stokes-féle formulát kell használni (VÁRADI, 2008):

$$F = 3 \cdot \pi \cdot \mu_g \cdot D_{csepp} \cdot \left(v_g - v_{csepp}\right) \tag{6.12}$$

A megoldás során azt tapasztaltam, hogy a Reynolds szám az első iterációs ciklus után az egységnyi érték alá csökken mindkét esetben, így a Stokes-féle formula használata mellett döntöttem. Ez az előzetes várakozásnak megfelel, mivel a csepp átmérője és a relatív sebesség is alacsony értékű, mely alacsony Reynolds számot eredményez.

A csepp mozgását leíró differenciálegyenlet így a következő alakban írható fel:

$$m_{csepp} \cdot \frac{dv_{csepp}}{dt} = 3 \cdot \pi \cdot \mu_g \cdot D_{csepp} \cdot \left(v_g - v_{csepp}\right) \tag{6.13}$$

A csepp sebességének meghatározásához tehát meg kell oldani a differenciálegyenletet. Ehhez szükség van kezdeti feltételre. A tüzelőanyag cseppek a porlasztó kilépő keresztmetszeténél a porlasztóközeg sebességéhez viszonyítva alacsony sebességgel lépnek ki, így jó közelítés, ha a csepp sebességét kezdetben zérusnak vesszük. A megoldást numerikusan végeztem el. Az időlépték kellően alacsony értéke kritikusnak bizonyult a stabil megoldás szempontjából. A következőkben a megoldási módszert ismertetem (GRÄFF, 2016).

Minden egyes időlépésben az időn kívül meg kell határozni a csepp sebességét és a csepp gyorsulását. A csepp sebességét a következő módon határozzuk meg:

$$v_{csepp,i+1} = v_{csepp,i} + G_i \tag{6.14}$$

Tehát az i+1-edik időpillanatban a csepp sebességét megkapjuk, ha az előző időpillanatbeli sebességhez hozzáadjuk a közelítő integrál értékét. Ezzel az integrállal a függvény alatti területet közelítjük a két időpillanat között. Adott a kezdeti feltétel, így az első időpillanatban ismert a csepp sebessége. A differenciálegyenlet alapján a gyorsulás meghatározható. A következő időlépésben meg kell határoznunk a sebességet. Ehhez csak az előző gyorsulás áll rendelkezésre. Ezt nevezzük az önindítás jelenségének. Ilyenkor a közelítő integrál az alábbi módon számolható:

$$G_i = \dot{v}_{csepp,i} \cdot \Delta t \tag{6.15}$$

Ezt elsőrendű Adams-Bashfort vagy téglány módszernek nevezzük. Nevét onnan kapta, hogy a függvény alatti területet egy téglalappal közelíti. Nem túl pontos módszer, de mindig használható. Így már meghatározható a gyorsulás. A következő időpillanatban a sebesség meghatározásához már két korábbi gyorsulás is adott, így használható az alábbi formula:

$$G_i = \frac{3 \cdot \dot{v}_{csepp,i} - \dot{v}_{csepp,i-1}}{2} \cdot \Delta t \tag{6.16}$$

Ezt másodrendű Adams-Bashfort módszernek nevezzük, mely pontosabb, mint a téglány módszer, de szintén négyszöggel közelíti a függvény alatti területet. A hibatag az időlépték harmadik hatványával arányos. Így a gyorsulás ismét számítható. Innen már az összes hátralévő időpillanatban alkalmazható a másodrendű Adams-Bashfort összefüggés.

Az egyenletet célszerű megoldani a konvektív hatások nélkül számított párolgási idő tartományára. A párolgási idő csökkenése miatt így mindig lesz bemeneti adatunk. A relatív sebesség meghatározásához a közeg sebességéből levonjuk a csepp sebességét, és vesszük az eredmény abszolút értékét. A megoldás során az így kapott relatív sebesség lefutásának integrál középértékét vettem, így megkaptam a relatív sebesség átlagértékét. Egyes jellemzők számításához az ingadozó sebességkomponensre van szükség. Ennek meghatározásakor azt feltételeztem, hogy a turbulencia intenzitás állandó az áramlás tengelye mentén, valamint, hogy az egyes sebességkomponensek ingadozása izotróp. Ezzel a relatív sebesség ingadozó komponense (LAJOS, 2000):

$$u' = Tu \cdot U \tag{6.17}$$

A differenciálegyenlet egyik bemeneti paramétere a cseppátmérő. Felfűtés során az átlagos cseppátmérő azonban függ a relatív sebességtől. Ennek következtében az egyenletet egy iterációs ciklusban kell megoldani. A MatLab forráskód a Függelék A.1 alfejezetében található.

6.2.2. A PÁROLGÁST JELLEMZŐ TOVÁBBI MENNYISÉGEK MEGHATÁROZÁSA

A korábbi modell számítási összefüggéseit „Megújuló tüzelőanyagok porlasztásának és párolgásának vizsgálata előkeveréses égőben” című BSc szakdolgozatomban összefoglaltam, ennek részleteire most nem térek ki. A mostani dolgozatban a Diesel, valamint a repceolaj hőmérsékletfüggő anyagjellemzői a Függelék B.1, illetve B.2 alfejezetében szerepelnek. A következőkben a legfontosabb mennyiségek és jellemzők kiszámításának módját mutatom be. Az átlagos cseppátmérő a felfűtés során (LEFEBVRE, 1989):

$$D'_{hu} = 0{,}25 \cdot \left(SMD^{0{,}5} + \left\{ SMD^2 - \lambda_{hu} \cdot t_{hu} \cdot \left[1 + 0{,}3 \cdot \left(\frac{\rho_g \cdot D'_{hu} \cdot U}{\mu_g} \right)^{0{,}5} \cdot Pr_g^{0{,}33} \right] \right\}^{0{,}25} \right)^2 \tag{6.18}$$

Mivel az átmérő mindkét oldalon szerepel, ezért iterációs ciklust kell alkalmazni. Ezek után már számolható a felfűtésre jellemző párolgási konstans (LEFEBVRE, 1989):

$$\lambda'_{hu} = \lambda_{hu} \cdot \left[1 + 0{,}3 \cdot \left(\frac{\rho_g \cdot D'_{hu} \cdot u'}{\mu_g}\right)^{0{,}5} \cdot Pr_g^{0{,}33}\right] \tag{6.19}$$

Így már meghatározható az egyenletes párolgásra jellemző átlagos cseppátmérő (LEFEBVRE, 1989):

$$D'_{st} = 0{,}25 \cdot (SMD^2 - \lambda'_{hu} \cdot t_{hu})^{0{,}5} \tag{6.20}$$

Végül az egyenletes párolgást jellemző párolgási konstans (LEFEBVRE, 1989):

$$\lambda'_{st} = \lambda_{st} \cdot \left[1 + 0{,}3 \cdot \left(\frac{\rho_g \cdot D'_{st} \cdot u'}{\mu_g}\right)^{0{,}5} \cdot Pr_g^{0{,}33}\right] \tag{6.21}$$

6.2.3. A TELJES PÁROLGÁSI IDŐ MEGHATÁROZÁSA

A konvektív hatások a csepp felfűtési idejét nem befolyásolják, az egyenletes párolgás időtartama csökken. A felfűtési idő végén ismerjük a csepp átmérőjét:

$$D'_{hu,e} = (SMD^2 - \lambda'_{hu} \cdot t_{hu})^{0{,}5} \tag{6.22}$$

Az egyenletes párolgás időtartamát nem ismerjük, ezért nincs lehetőség a relatív sebesség integrál középértékének meghatározására. Ezért a folyamatot megfelelő finomságú időlépésekre kell bontani és meg kell határozni minden időlépésre a párolgási konstans értékét. Így kimenetként kiszámolható a csepp átmérője az időlépés végén:

$$D'_{st,i+1} = \left({D'_{st,i}}^2 - \lambda'_{st,i} \cdot \Delta t\right)^{0{,}5} \tag{6.23}$$

A ciklust addig kell futtatni, amíg az átmérő értéke pozitív. Amennyiben j a ciklusok száma, akkor a párolgási idő:

$$t_e' = t_{hu} + j \cdot \Delta t \tag{6.24}$$

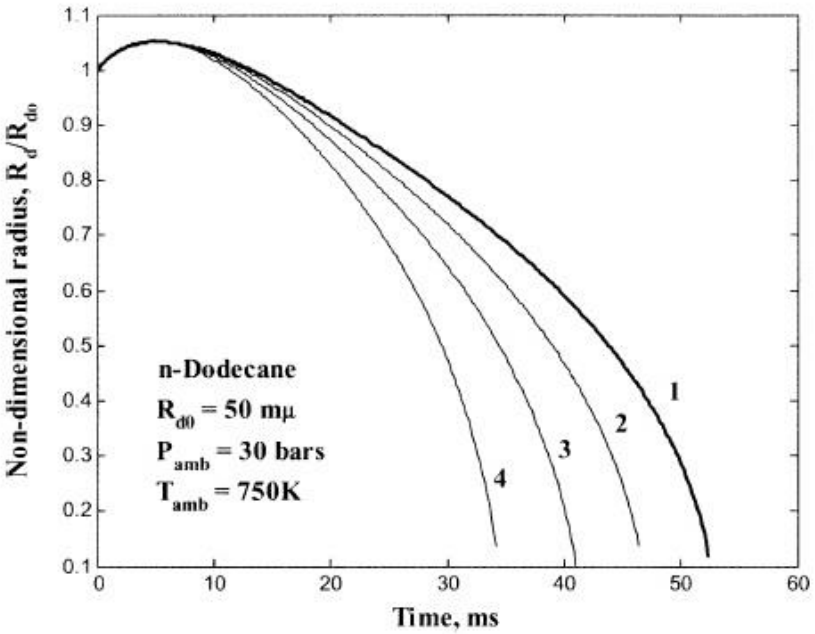
7. EREDMÉNYEK ÉRTÉKELÉSE

7.1. A modell eredményeinek összehasonlítása más modell eredményeivel

A kidolgozott számítási modell által szolgáltatott eredmények értékelésére a szakirodalomban fellelhető modell eredményeit használtam fel. Az összehasonlítás alapját a végeredményként kapott párolgási idő értékek szolgáltatták. A modell részletes leírása megtalálható az (ABRAMZON, SAZHIN, 2005) irodalmi hivatkozásban, itt most csak az adaptált peremfeltételeket közlöm, melyekkel saját modellemet paramétereztem fel, melyek a következők:

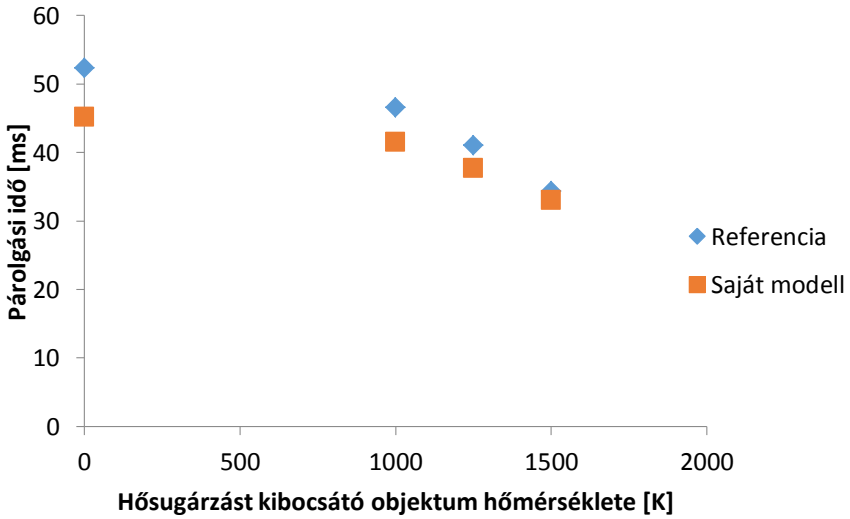
- 30 bar nyomás a csepp körüli környezetben
- 750 K égéslevegő hőmérséklet
- 100 μm kezdeti cseppátmérő
- 15 m/s konstans relatív sebesség a csepp és az áramló közeg között
- 300 K kezdeti csepphőmérséklet
- A hősugárzást kibocsátó objektum (láng, égőfal) hőmérséklete rendre 1000 K, 1250 K és 1500 K

A referencia modellben a Diesel tüzelőanyag termofizikai paramétereit az n-dodekán paramétereivel közelítették, mely jó egyezést mutat a Diesel paramétereivel. A dimenziótlan csepp-sugár alakulása az idő függvényében a referencia modell esetében a *7-1. ábrán* látható. Az 1-essel jelölt görbe mutatja a sugárzás nélküli esetet. A 2-es jelű görbe vonatkozik az 1000 K hőmérsékletű hőforrásra, a 3-as görbe az 1250 K hőmérsékletűre, a 4-es görbe pedig az 1500 K hőmérsékletűre.



7-1. ábra. Dimenziótlan cseppsugár az idő függvényében a referencia modell esetében (ABRAMZON, SAZHIN, 2005)

A két modell eredményeinek összehasonlítását a *7-2. ábra* mutatja. A vízszintes tengelyen a sugárzást kibocsátó objektum hőmérséklete szerepel. A 0 K érték a sugárzás nélküli esetet mutatja. Jól látható, hogy az eltérés nem számottevő a két modell között, az értékek jó egyezést mutatnak. A hőmérséklet növekedésével a relatív eltérés csökken, értékei rendre 13,75 %, 10,82 %, 8,15 % és 3,83 %.



7-2. ábra. A két modell eredményeinek összehasonlítása

7.2. Időfüggetlenségi vizsgálat

A *Δt* időlépték megválasztása döntően befolyásolja az eredmények pontosságát, illetve a megoldás stabilitását, éppen ezért fontos annak megfelelő definiálása. Túl durva felbontás esetén a csepp sebességét leíró differenciálegyenlet megoldása nem lesz konvergens, így nem kapunk eredményt a párolgási időre. Indokolatlanul finom felbontás pedig sokszorosára növeli a futási időt és a megoldás nem felétlenül lesz pontosabb. Éppen ezért vizsgáltam *Δt* hatását a megoldásra.

A modell tesztelése során azt tapasztaltam, hogy a differenciálegyenlet megoldása akkor lesz stabil, ha az időléptéket a szabadsugár magjában történő tartózkodási idő alapján definiálom. Így minden esetben konvergált a megoldás. Ezt az időtartamot osztottam 1000 lépésre. Nyilván ezzel *Δt* minden porlasztónyomás esetén más, hiszen a porlasztóközeg sebességlefutása változik a porlasztónyomás változtatásával. A következő összehasonlításban 1000, illetve 3000 lépésre osztottam fel az említett szakaszt. A modell eredményeit táblázatosan közlöm a *7-3. táblázatban* két különböző porlasztási túlnyomásra vonatkozóan:

Porlasztási túlnyomás [bar]	0,056		1	
N [db]	1000	3000	1000	3000
Időlépték [ms]	3,58E-05	1,19E-05	4,75E-06	1,58E-06
Párolgási idő [ms]	13,6968	13,6967	0,776625	0,776622
Relatív eltérés [%]	0,00017		0,00041	

7-3. táblázat. Időfüggetlenségi vizsgálat paraméterei

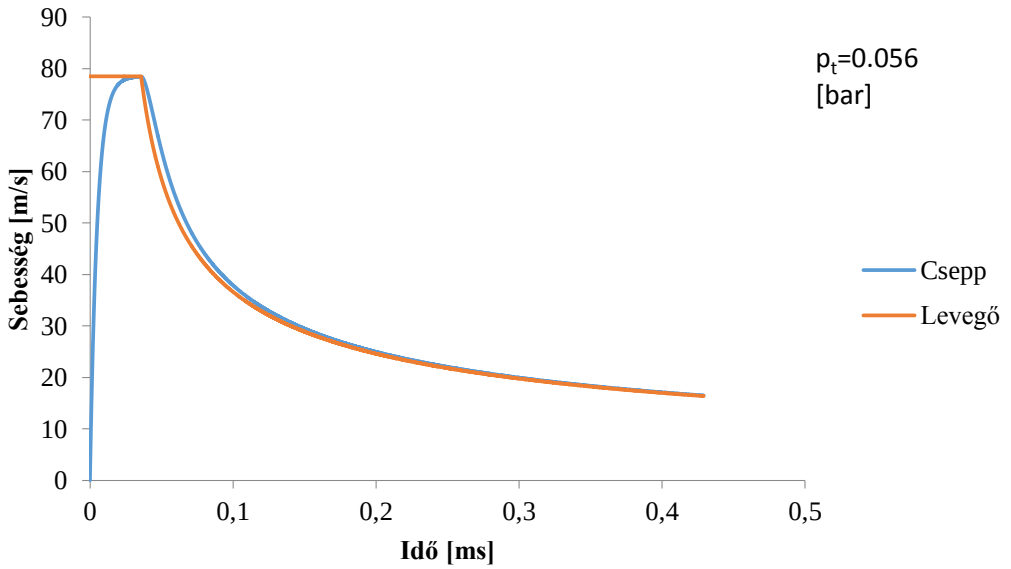
Látható, hogy a két felbontás eredményei között alig van eltérés, így kijelenthető, hogy a megoldás időfüggetlen.

7.3. A konvektív hőátadás hatásainak értékelése

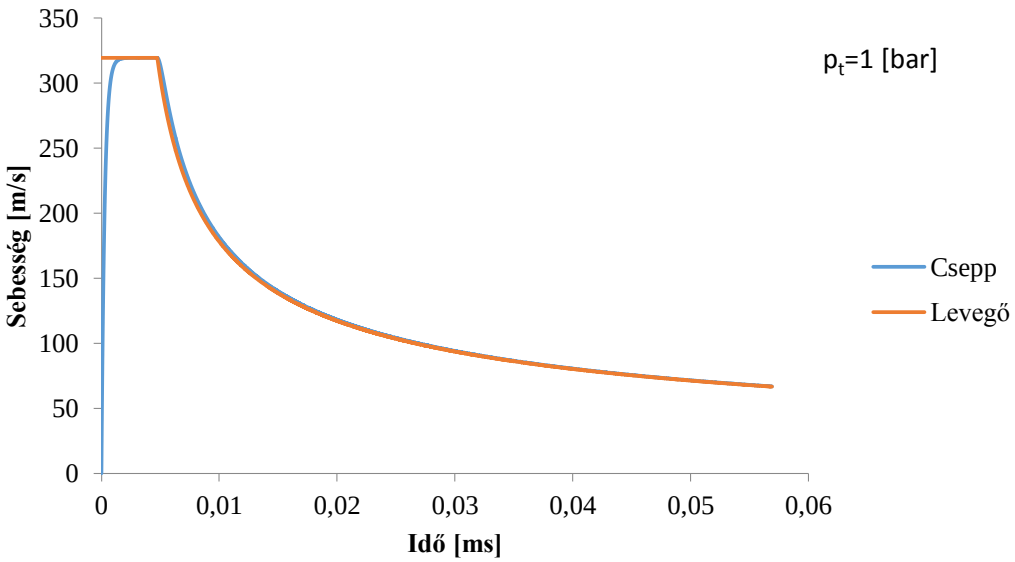
Ahogy azt már korábban említettem, a vizsgált égő geometria esetén a porlasztóközeg áramlása gyűrű alapú szabadsugárként modellezhető. Sebességlefutását az alábbi analitikus összefüggéssel számoltam a tömegáramokkal korrigálva (ZAWADZKI ET AL, 2010):

$$v(x) = \frac{\dot{m}_{tüz.a}}{\dot{m}_{tüz.a} + \dot{m}_{lev}} \cdot \frac{6 \cdot v_0 \cdot d}{x} \tag{7.1}$$

A *7-4. ábrán* és a *7-5. ábrán* a porlasztóközeg sebességlefutása és a csepp sebességlefutása látható az idő függvényében két különböző porlasztónyomásra. Mindkét esetben látható, hogy a cseppek hamar, még az áramlási magban való tartózkodáskor felgyorsulnak az áramló levegő sebességére. Az alacsonyabb porlasztónyomás esetében a cseppek nagyobb méretűek, így a túllövés jelensége szembetűnőbb a lassuló szakaszban.



7-4. ábra. Sebességviszonyok 0.056 bar porlasztási túlnyomás esetén (Diesel)



7-5. ábra. Sebességviszonyok 1 bar porlasztási túlnyomás esetén (Diesel)

Mivel a csepp hamar felgyorsul a porlasztóközeg sebességére, ezért a kialakuló relatív sebesség alacsony, a konvektív hatások gyakorlatilag nem játszanak szerepet. A bemutatott két esetben 0,056 bar, valamint 1 bar porlasztási túlnyomás esetén a konvektív hatások figyelembe vételével számított csepp élettartam 0,45 %, illetve 0,41 % relatív eltérést mutat a konvektív hatások elhanyagolásával számított párolgási időhöz képest, ez a számítás hibahatárán belül van, tehát a hatás ennek alapján elhanyagolható. Az is látszódik, hogy minél jobb a porlasztás, azaz minél apróbb cseppek képződnek összességében, annál inkább elhanyagolható a hatás. Ha egy inhomogén eloszlású csepphalmazt tekintünk, akkor abban nagyobb méretű cseppek is előfordulnak, így azoknál a konvektív hőátadás fokozottabban jelentkezik, párolgásuk valamivel intenzívebb lesz, mint a kisebbeké, a cseppek méretbeli eloszlása egyenletesebb lesz.

7.4. A sugárzásos hőátadás hatásainak értékelése

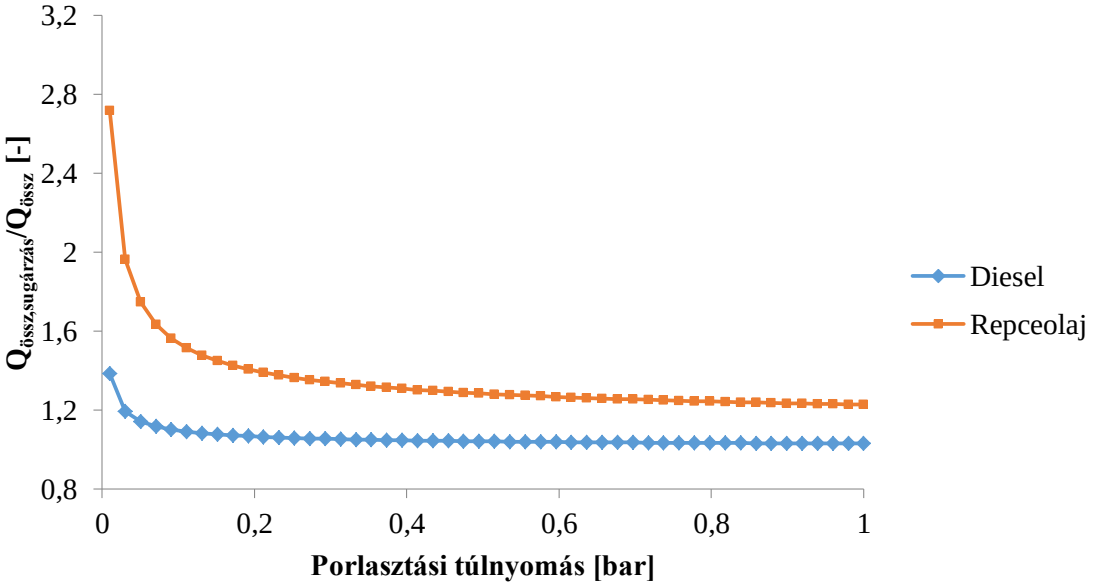
A sugárzásos hőátadás számításához a következő peremfeltételekkel paramétereztem fel a modellt:

- A csepp kezdeti hőmérséklete 293 K
- Az égéslevegő hőmérséklete 700 K
- A keverőcső falának hőmérséklete 1000 K
- A láng hőmérséklete 1600 K
- A keverőcsőben 1 bar nyomás uralkodik
- A keverőcső hossza 75,5 mm
- A keverőcső átmérője 26,8 mm

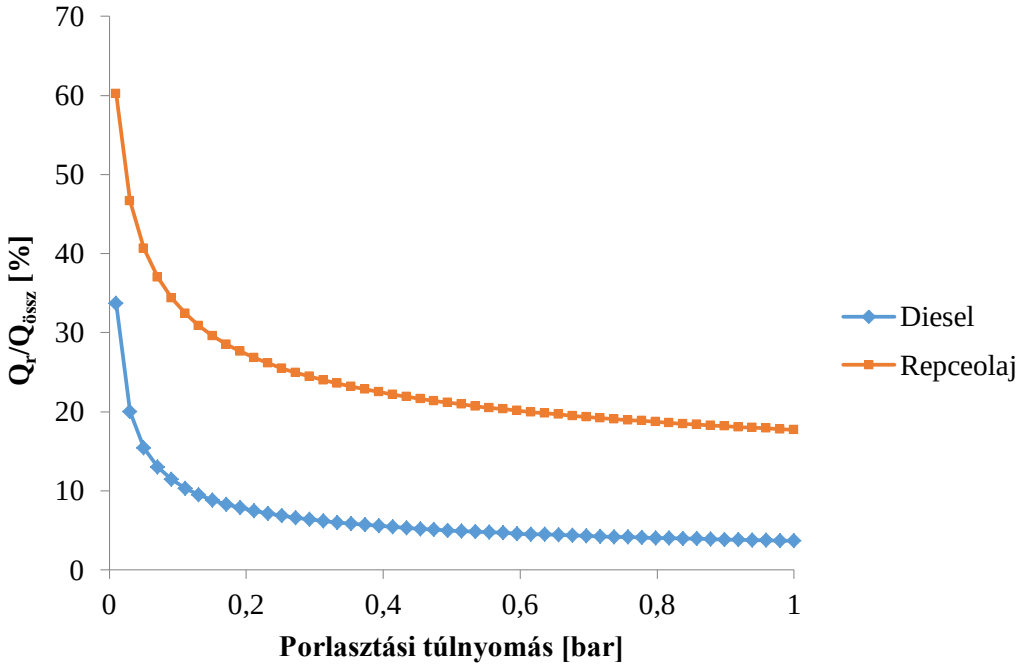
Továbbá feltételeztem, hogy a láng fekete testként sugároz, így emissziós tényezője egy. A számítást 0,01 bar és 1 bar közötti porlasztási túlnyomás tartományán végeztem el.

A hősugárzás figyelembevételének hatását leginkább szemléltetni képes jellemzőket a porlasztási túlnyomás függvényében ábrázoltam, mivel a porlasztónyomás arányos a képződő cseppek méretével. A *7-6. ábrán* látható arányszám a csepp melegítésére fordítandó teljes hőáram sugárzás esetében és sugárzás figyelmen kívül hagyásával Diesel és repceolaj cseppek esetén. Alacsony porlasztónyomáson a sugárzásos hatások jobban dominálnak, a csepp a nagyobb felület miatt több hőt vesz fel. Magasabb nyomásokon a hősugárzás már kevésbé jelen-

tős a kisebb cseppátmérő miatt. Azt is érdemes megjegyezni, hogy habár a csepp által felvett teljes hő növekedett, azonban a magasabb hőmérséklet miatt a környezetből vezetéssel érkező hőáram csökkent. A repceolaj porlasztása során nagyobb cseppek keletkeznek, mint diesel porlasztásakor és mivel a sugárzásos hőáram arányos a csepp felületével, ezért repceolajnál a hatás erőteljesebb.

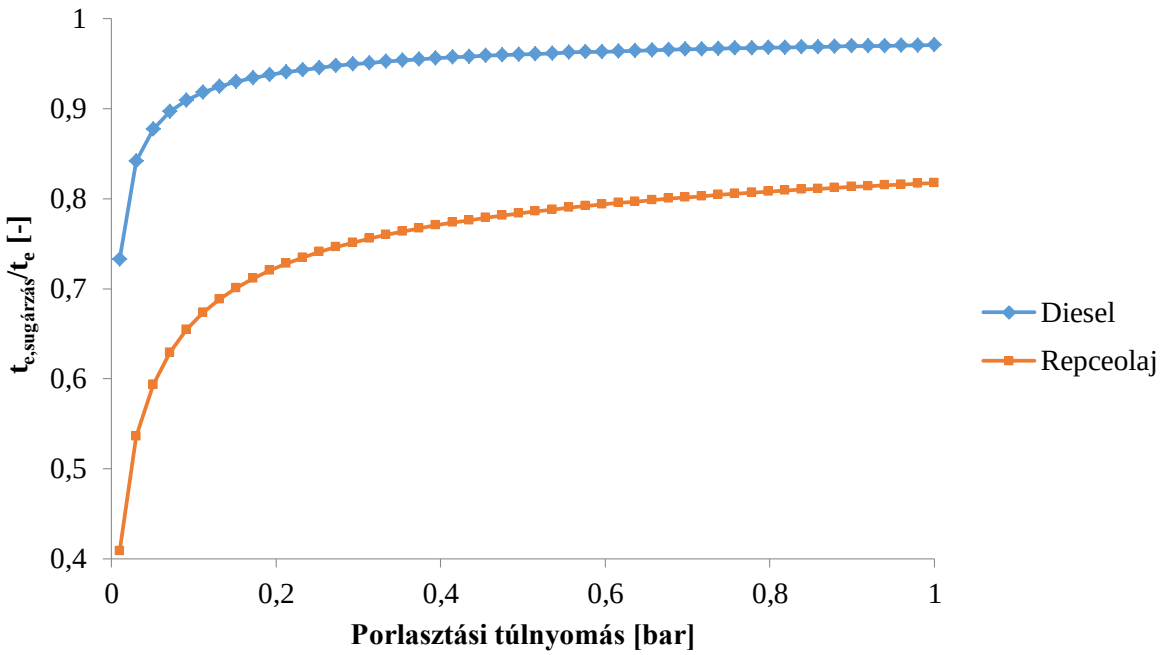


7-6. ábra. A cseppet melegítő teljes hőáramok aránya a nyomás függvényében



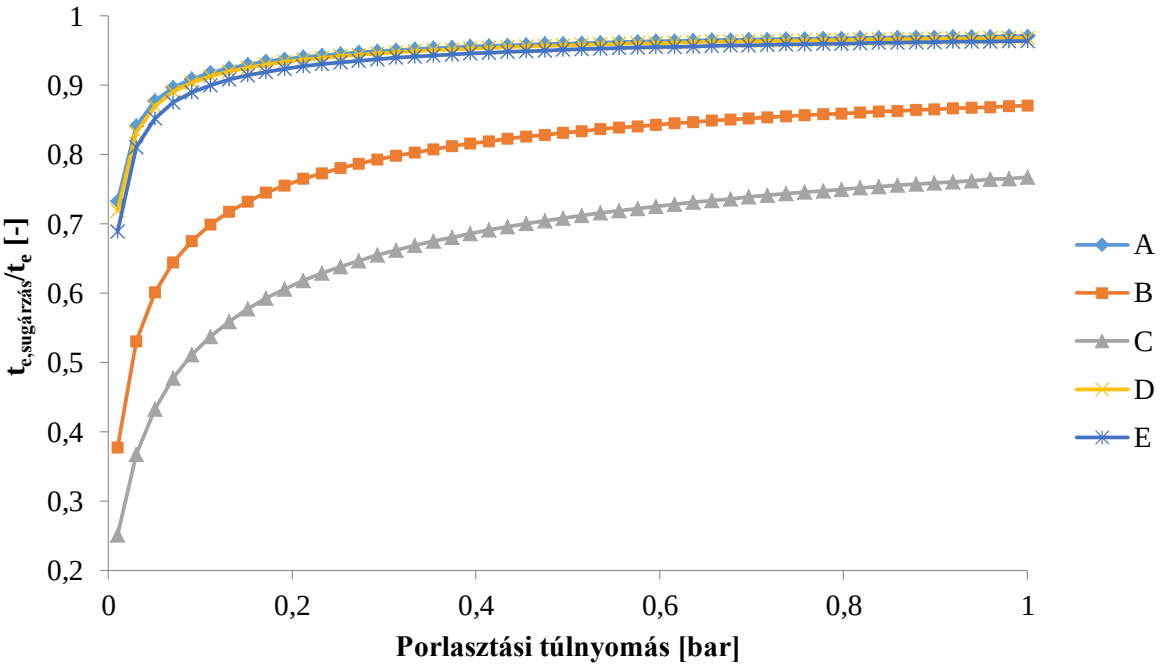
7-7. ábra. Hősugárzás aránya a teljes hőáramhoz képest

A *7-7. ábra* a hősugárzás arányát mutatja a teljes hőáramhoz viszonyítva a nyomás függvényében. Itt is jól megfigyelhető, hogy alacsony nyomásokon jelentősebb a hatás, 30 %, illetve 60 % feletti értéket is elér a hősugárzás aránya, míg a nyomás növelésével csökken a hányada, 5 %, valamint 20 % alatti értékre. A repceolajnál a sugárzásos hőáram összességében nagyobb hányadot jelent a teljes hőáramban, mint Diesel esetén a kevésbé finom cseppeloszlás következtében. A hősugárzás hatását a tüzelőanyagcsepp élettartamára a *7-8. ábra* szemlélteti. Alacsony nyomáson, amikor nagy cseppek képződnek, a besugárzott cseppek párolgási ideje több mint 25 %-kal csökken Dieselnél és 60 %-kal csökken repceolajnál. A nyomás növelésével a csepp élettartama egyre jobban megközelíti a sugárzás nélküli esetet. Elmondható tehát, hogy a csepp felé érkező hősugárzás hatása is az alacsony porlasztónyomású tartományban jelentősebb, mivel ekkor nagyobb cseppfelületeket lát a sugárzást kibocsátó objektum. Az is egyértelmű, hogy a hatás nem hanyagolható el alacsony porlasztónyomáson. Ebben az esetben is igaz, hogy a jelenség javítja a porlasztást azáltal, hogy a nagyobb méretű cseppek párolgása fokozódik, így egy homogénebb méretbeli eloszlás kapható. A repceolaj esetén a párolgási idő csökkenésének mértéke jóval jelentősebb a sugárzás hatására, mint Diesel tüzelőanyag esetén az alapvetően nagyobb cseppek miatt.



7-8. ábra. Hősugárzás hatása a csepp élettartamára a nyomás függvényében

Elemeztem, hogy a láng felől érkező sugárzás hatása a jelentősebb vagy a keverőcső fala felől érkezőé. Ennek eredményeit mutatja a *7-9. ábra.* Az egyes görbékhez tartozó esetek paramétereit a *7-10. táblázat* tartalmazza. Látható, hogy a csőfal hőmérsékletét növelve a csepp élettartama sokkal nagyobb mértékben csökken, mint a lánghőmérséklet növelése esetén. A lánghőmérséklet növelésével az „A" jelű viszonyítási görbéhez közeli eredményeket kaptam. Természetesen ezek a hőmérséklet értékek a valóságban nem feltétlenül így alakulnak, itt most az egyes részek hatását kívántam bemutatni.



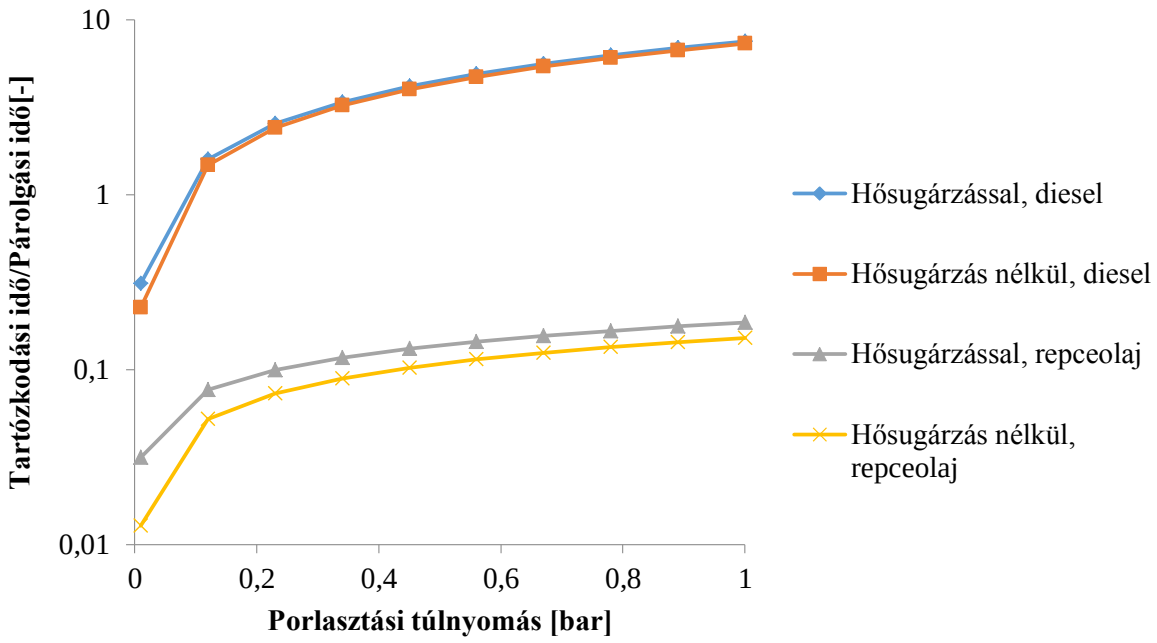
7-9. ábra. Lánghőmérséklet és falhőmérséklet növelésének hatása a párolgási időre Diesel esetén

Görbe	$T_{láng}$ [K]	$T_{csőfal}$ [K]
A	1600	1000
B	1600	1500
C	1600	1800
D	2000	1000
E	2500	1000

7-10. táblázat. A 7-9. ábra görbéinek paraméterei

Végül megvizsgáltam a keverőcsőben való tartózkodási idő és a párolgási idő viszonyát, mely a porlasztás és párolgás együttes megfelelőségét jellemzi, egy feletti érték esetén a teljes elpárolgás bekövetkezik a keverőcsőben. Mivel a cseppek hamar felveszik a porlasztóközeg

sebességét, ezért jó közelítés, hogy a tartózkodási időt a porlasztólevegő szabadsugár sebességlefutása alapján határozzuk meg. A *7-10. ábra* mutatja a tartózkodási idő és a párolgási idő viszonyát Diesel és repceolaj tüzelőanyagokra. A függőleges tengely logaritmikus beosztású. Látható, hogy a sugárzás hatására az arányszám javulása repceolajnál jelentősebb, mint Dieselnél, melynek oka szintén az, hogy a nagyobb cseppek esetén a párolgási idő csökkenése jelentősebb. A porlasztónyomás növelésével a növekedés mértéke csökken.



7-10 ábra. Tartózkodási idő és párolgási idő aránya

8. ÖSSZEFOGLALÁS

A dolgozat célja az általam korábban felépített párolgási modell kibővítése sugárzásos, valamint konvektív hőátadással. A feladat megoldása előtt a két jelenség alapvető mechanizmusainak tanulmányozása érdekében széleskörű irodalomkutatást végeztem a tématerület aktuális eredményeinek segítségével, mely kiindulási alapot szolgáltatott a modell kiegészítéséhez, valamint a megfelelő peremfeltételek adaptálásával a számítási eljárást összehasonlíthattam más módszerek által szolgáltatott eredményekkel. Az így kapott értékek jó egyezést mutattak, mely igazolja a modell használhatóságát. A számítások elvégzéséhez, valamint az eredmények feldolgozásához MatLab, illetve MS Excel programkörnyezetet használtam. A vizsgált tüzelőanyagok Diesel és repceolaj voltak.

A konvektív hőátadás hatásainak értékeléséhez meg kellett határoznom a képződő folyadékcseppek sebességének időbeli alakulását a bemutatott porlasztó utáni keverőcsőben. A porlasztólevegő áramlását gyűrűs szabadsugárként modelleztem, a sebességmező meghatározását analitikus összefüggés segítségével hajtottam végre. A csepp sebességének időbeli változását leíró differenciálegyenletet numerikusan oldottam meg. Az eredmények értékelése során azt tapasztaltam, hogy a cseppek igen hamar felveszik a porlasztólevegő sebességét, így a kialakuló relatív sebesség alacsony. A konvektív hőátadás ennek megfelelően jelen körülmények között nincs számottevő hatással a csepp élettartamára.

A hősugárzás hatásainak figyelembevételekor a cél az volt, hogy a meglévő egyenletek alapvetően ne változzanak. A hőáramok összegzésével egy effektív hőmérsékletet definiáltam. Ezzel a megnövelt környezeti hőmérséklettel figyelembe vehető a hősugárzás hatása. Az érkező sugárzásos hőáramot mindig az aktuális geometriához illeszkedően kell meghatározni, tehát univerzálisan használható tetszőleges elrendezés esetén. Az eredmények értékelésekor azt tapasztaltam, hogy a hősugárzás hatása a csepp élettartamára alacsonyabb porlasztónyomások esetén jelentős, mivel ekkor nagyobb cseppek képződnek. A hatás repceolaj esetén még intenzívebb, mint Diesel tüzelőanyagnál, mivel alapvetően a Diesel porlasztásakor finomabb cseppeloszlást kapunk. Ebből az a következtetés vonható le, hogy a hősugárzás hatására a beporlasztott cseppek egy homogénebb eloszlást mutatnak, mivel a nagyobb cseppeknél a párolgás fokozódik.

A modellt igyekeztem úgy kialakítani, hogy mérési adatsorokkal is paraméterezhető legyen. Terveim között szerepel a jelenleg vizsgált porlasztó konstrukció sebességi viszonyainak további vizsgálata méréssel és szimulációval egyaránt. A hősugárzással kiegészített párolgási folyamatot érdemesnek tartom CFD szimuláció keretei között is vizsgálni, ehhez a tématerület további kutatására lesz szükség. A modell további finomítására természetesen van lehetőség. A vizsgált tüzelőanyaghoz tartozó emissziós tényezők meghatározásával a sugárzásos hőáram számítása pontosítható. Továbbá távlati célként szerepel egy olyan modell kialakítása, mellyel figyelembe vehetők a többkomponensű tüzelőanyagok párolgása során lejátszódó további folyamatok is.

9. FELHASZNÁLT FORRÁSOK

1. ABRAMZON B., SAZHIN S. (2005): *Droplet vaporization model in the presence of thermal radiation*. International Journal of Heat and Mass Transfer 48 pp. 1868-1873.
2. BECKMAN COULTER LIFE SCIENCES: *The Mie Theory*. [online]
   Elérhetőség:
   http://www.beckman.com/particle/laser-diffraction
   [Megtekintve: 2016. október 15.]
3. BIHARI P. (2013): *Hőközlés – Gyakorlati feladatok gyűjteménye és Segédlet*. BME Energetikai Gépek és Rendszerek Tanszék, Budapest.
4. BOLSZO C. D. (2005): *Investigation of atomization, mixing and pollutant emissions for a microturbine engine* . The UCI Undergraduate Research Journal
5. DOMBROVSKY L. A., SAZHIN S. S. (2003): *Absorption of thermal radiation in a semi-transparent spherical droplet: a simplified model*. International Journal of Heat and Fluid Flow 24 pp. 919-927.
6. DOMBROVSKY L. A, SAZHIN S. S., SAZHINA E. M., FENG G., HEIKAL M. R., BARDSLEY M. E. A., MIKHALOVSKY S. V. (2001): *Heating and evaporation of semi-transparent diesel fuel droplets in the presence of thermal radiation*. Fuel 80 pp. 1535-1544.
7. ESTEBAN B., RIBA J-R., BAQUERO G., RIUS A., PUIG R. (2012): *Temperature dependence of density and viscosity of vegetable oils*. Biomass and Bioenergy, 42: 164–71, DOI:10.1016
8. FASINA O. O., COLLEY Z. (2008): *Viscosity and specific heat of vegetable oils as a function of temperature: 35 ^{o}C to 180 ^{o}C*. International Journal of Food Properties, 11: 738-746, DOI:10.1080/10942910701586273, Taylor & Francis Group.
9. GRÄFF J (2016): *Integrátorok alkalmazása a számítógépes szimulációban II.*. Számítógépes modellezés, szimuláció, BME Mechatronika, Optika és Gépészeti Informatika Tanszék előadásvázlat, Budapest.

10. JÓZSA V., CSEMÁNY D. (2015): *Evaporation of renewable fuels in a lean premixed prevaporized burner*. Periodica Polytechnica, Budapest.
11. LAJOS T. (2000): *Az áramlástan alapjai*. Műegyetemi Kiadó, Budapest.
12. LASHERAS J. C., VILLERMAUX E., HOPFINGER E. J. (1998): *Break-up and atomization of a round water jet by a high-speed annular air jet*. J. Fluid Mech., vol. 357, pp. 351-379. Cambridge University Press.
13. LEFEBVRE A. H. (1989): *Atomization and Sprays*. Hemisphere Publishing Corporation, New York.
14. PARRILLA J., CORTÉS C. (2006): *Modelling of droplet burning for rapeseed oil as liquid fuel*. University of Zaragoza, Department of Mechanical Engineering, pp. 3-6.
15. PENNINGER A. (2014): *Tüzeléstechnika*. BME Energetikai Gépek és Rendszerek Tanszék, Budapest.
16. VÁRADI S. (2008): *Keverékek áramlása*. Pneumatikus szállítás, BME Hidrodinamikai Rendszerek Tanszék előadásvázlat, Budapest.
17. ZAWADZKI L., CHICHON J., JARZEBOWSKI J., KAPUSTA H. (2010): *Determination of the air velocity in the free stream flowing out of a cylindrical and two-gap skewed jet (Dual slot die)*. 18: 39-43, Technical University of Lodz, Lodz.

10. FÜGGELÉK

A.1 Csepp sebességét leíró differenciálegyenlet numerikus megoldásának MatLab forráskódja

```
v_a_x(1)=v_a_0(c_ind);
x_v_a_x(1)=0;
t_v_a_x(1)=0;
for j=2:N+1
    t_v_a_x(j)=(j-1)*delta_t(c_ind);
    v_a_x(j)=v_a_0(c_ind);
    x_v_a_x(j)=(j-1)*v_a_0(c_ind)*delta_t(c_ind);
end
i=N+1;
while max(t_v_a_x)<t_e(c_ind)

x_v_a_x(i+1)=x_v_a_x(i)+A(c_ind)*v_a_0(c_ind)*delta_t(c_ind)/x
_v_a_x(i);
    v_a_x(i+1)=A(c_ind)*v_a_0(c_ind)/x_v_a_x(i+1);
    t_v_a_x(i+1)=t_v_a_x(i)+delta_t(c_ind);
    i=i+1;
end

%Anyagjellemzők, felfűtés

%Tüzelőanyag gőz sűrűség; kg/m3
rho_f_v_hu=2263*T_r_hu(c_ind)^(-0.9932);

%Tüzelőanyag gőz dinamikai viszkozitás; kg/ms
mu_f_v_hu=(2.264*10^(-8)*T_r_hu(c_ind)^2+ 5.899*10^(-
6)*T_r_hu(c_ind)-0.003331)/(T_r_hu(c_ind)+0.7983);

%Levegő sűrűség; kg/m3
rho_a_hu=350.6*T_r_hu(c_ind)^(-1.001);

%Levegő dinamikai viszkozitás; kg/ms
mu_a_hu=4.047*10^(-7)*T_r_hu(c_ind)^0.676;

%Keverék sűrűsége; kg/m3
rho_g_hu=(Y_a_r_hu(c_ind)/rho_a_hu+Y_f_r_hu(c_ind)/rho_f_v_hu)
^(-1);

%Keverék dinamikai viszkozitása
```

```
mu_g_hu=Y_a_r_hu(c_ind)*mu_a_hu+Y_f_r_hu(c_ind)*mu_f_v_hu;


%Anyagjellemzők, egyenletes párolgás

%Tüzelőanyag gőz sűrűség; kg/m3
rho_f_v_st=2263*T_r_st(c_ind)^(-0.9932);

%Tüzelőanyag gőz dinamikai viszkozitás; kg/ms
mu_f_v_st=(2.264*10^(-8)*T_r_st(c_ind)^2+ 5.899*10^(-
6)*T_r_st(c_ind)-0.003331)/(T_r_st(c_ind)+0.7983);

%Levegő sűrűség; kg/m3
rho_a_st=350.6*T_r_st(c_ind)^(-1.001);

%Levegő dinamikai viszkozitás; kg/ms
mu_a_st=4.047*10^(-7)*T_r_st(c_ind)^0.676;

%Keverék sűrűsége; kg/m3
rho_g_st=(Y_a_r_st(c_ind)/rho_a_st+Y_f_r_st(c_ind)/rho_f_v_st)
^(-1);

%Keverék dinamikai viszkozitása
mu_g_st=Y_a_r_st(c_ind)*mu_a_st+Y_f_r_st(c_ind)*mu_f_v_st;


d_hu_c(1)=SMD(c_ind);
U_hu=v_a_0(c_ind);
Pr_g_hu=c_p_g_hu(c_ind)*mu_g_hu/k_g_hu(c_ind);
d_hu_c(2)=0.25*(SMD(c_ind)^0.5+(SMD(c_ind)^2-
lambda_hu(c_ind)*t_hu(c_ind)*(1+0.3*(rho_g_hu*d_hu_c(1)*U_hu/m
u_g_hu)^0.5*Pr_g_hu^0.33))^0.25)^2;
i=2;
index_t_hu=find((abs(t_v_a_x-t_hu(c_ind)))==min(abs(t_v_a_x-
t_hu(c_ind))));
emp=isempty(index_t_hu);
if emp==1
    index_t_hu=find(abs(t_v_a_x-t_hu(c_ind))==0);
else
    index_t_hu=find((abs(t_v_a_x-
t_hu(c_ind)))==min(abs(t_v_a_x-t_hu(c_ind))));
end

t_hu_border=t_v_a_x(index_t_hu);%% integrálási határ
v_a_x_t_hu=v_a_x;
v_a_x_t_hu(index_t_hu+1:length(v_a_x))=[];
t_v_a_x_t_hu=t_v_a_x;
t_v_a_x_t_hu(index_t_hu+1:length(t_v_a_x))=[];
```

```
while abs(d_hu_c(i)-d_hu_c(i-1))/d_hu_c(i-1)>10^(-6)
    d_hu_c(i+1)=0.25*(SMD(c_ind)^0.5+(SMD(c_ind)^2-
lambda_hu(c_ind)*t_hu(c_ind)*(1+0.3*(rho_g_hu*d_hu_c(i)*U_hu/m
u_g_hu)^0.5*Pr_g_hu^0.33))^0.25)^2;
    Re_hu(i)=rho_g_hu*d_hu_c(i+1)*U_hu/mu_g_hu;
    m_d_hu=(d_hu_c(i+1))^3*pi/6*rho_g_hu;
    A_c_hu=3*pi*mu_g_hu*d_hu_c(i+1)/m_d_hu;

t_v_d_t_hu(1)=0;
v_d_t_hu(1)=0;
v_d_t_p_hu(1)=A_c_hu*(v_a_x_t_hu(1)-v_d_t_hu(1));
t_v_d_t_hu(2)=t_v_d_t_hu(1)+delta_t(c_ind);
v_d_t_hu(2)=v_d_t_hu(1)+v_d_t_p_hu(1)*delta_t(c_ind);
v_d_t_p_hu(2)=A_c_hu*(v_a_x_t_hu(2)-v_d_t_hu(2));
for j=3:index_t_hu
    t_v_d_t_hu(j)=t_v_d_t_hu(1)+(j-1)*delta_t(c_ind);
    v_d_t_hu(j)=v_d_t_hu(j-1)+(3*v_d_t_p_hu(j-1)-v_d_t_p_hu(j-
2))/2*delta_t(c_ind);
    v_d_t_p_hu(j)=A_c_hu*(v_a_x_t_hu(j)-v_d_t_hu(j));
end

    U_t_hu=abs(v_a_x_t_hu-v_d_t_hu);
    U_hu=trapz(t_v_d_t_hu,U_t_hu)/t_hu_border;

    d_hu_c(i+1)=0.25*(SMD(c_ind)^0.5+(SMD(c_ind)^2-
lambda_hu(c_ind)*t_hu(c_ind)*(1+0.3*(rho_g_hu*d_hu_c(i)*U_hu/m
u_g_hu)^0.5*Pr_g_hu^0.33))^0.25)^2;
    i=i+1;
end
index_d_hu_c=length(d_hu_c);
D_hu_c=d_hu_c(index_d_hu_c);
Re_hu_t=rho_g_hu*d_hu_c(index_d_hu_c)*U_t_hu/mu_g_hu;


D_st_c=0.25*(SMD(c_ind)^2-lambda_hu_c*t_hu(c_ind))^0.5;

Pr_g_st=c_p_g_st(c_ind)*mu_g_st/k_g_st(c_ind);

v_a_x_t_st=v_a_x;
t_v_a_x_t_st=t_v_a_x;

m_d_st=(D_st_c)^3*pi/6*rho_g_st;
A_c_st=3*pi*mu_g_st*D_st_c/m_d_st;

t_v_d_t_st(1)=0;
v_d_t_st(1)=0;
v_d_t_p_st(1)=A_c_st*(v_a_x_t_st(1)-v_d_t_st(1));
t_v_d_t_st(2)=t_v_d_t_st(1)+delta_t(c_ind);
v_d_t_st(2)=v_d_t_st(1)+v_d_t_p_st(1)*delta_t(c_ind);
```

```
v_d_t_p_st(2)=A_c_st*(v_a_x_t_st(2)-v_d_t_st(2));
for j=3:length(v_a_x_t_st)
    t_v_d_t_st(j)=t_v_d_t_st(1)+(j-1)*delta_t(c_ind);
    v_d_t_st(j)=v_d_t_st(j-1)+(3*v_d_t_p_st(j-1)-v_d_t_p_st(j-
2))/2*delta_t(c_ind);
    v_d_t_p_st(j)=A_c_st*(v_a_x_t_st(j)-v_d_t_st(j));
end


v_a_x_t_st(1:index_t_hu)=[];
t_v_a_x_t_st(1:index_t_hu)=[];
t_v_d_t_st(1:index_t_hu)=[];
v_d_t_st(1:index_t_hu)=[];
v_d_t_p_st(1:index_t_hu)=[];


U_t_st=abs(v_a_x_t_st-v_d_t_st);

d_st_c(1)=(SMD(c_ind)^2-lambda_hu_c*t_hu(c_ind))^0.5;
d_st_c_n(1)=d_st_c(1)^2;
i=1;
while d_st_c_n(i)>0
U_st=(U_t_st(i)+U_t_st(i+1))/2;
u_c_st=turb_int*U_st;
lambda_st_c=lambda_st(c_ind)*(1+0.3*(rho_g_st*d_st_c(i)*u_c_st
/mu_g_st)^0.5*Pr_g_st^0.33);
d_st_c_n(i+1)=d_st_c(i)^2-lambda_st_c*delta_t(c_ind);
d_st_c(i+1)=(d_st_c_n(i+1))^0.5;
i=i+1;
end
d_st_end=length(d_st_c_n);
d_st_c_n(d_st_end)=[];
d_st_c(d_st_end)=[];
d_st_c_n_min=min(d_st_c_n);
d_st_c_n_min_index=find(d_st_c_n==d_st_c_n_min);
t_st_c=(i-
1)*delta_t(c_ind)+d_st_c_n(d_st_c_n_min_index)/lambda_st_c;

for j=1:i-1
t_d_st_c_n(j)=j*delta_t(c_ind);
end

plot(t_d_st_c_n,d_st_c_n)

t_e_c=t_hu(c_ind)+t_st_c;
```

B.1 Diesel tüzelőanyag hőmérsékletfüggő anyagjellemzői

Dieselre vonatkozó gőznyomást leíró összefüggés (LEFEBVRE, 1989):

$$p_{Fs}(T) = \frac{e^{\left(A - \frac{B}{T-43}\right)}}{100} \tag{10.1}$$

Diesel		
Hőmérséklet	**A**	**B**
$T > T_{bn}$	15,527	5383,59
$T < T_{bn}$	15,527	5383,59

10-1. táblázat. Konstansok értéke diesel esetén (LEFEBVRE, 1989)

Diesel gőz fajhőjét leíró összefüggés (LEFEBVRE, 1989):

$$c_{pv}(T) = (363 + 0{,}467 \cdot T) \cdot (5 - 0{,}001 \cdot \rho_{288{,}6\mathrm{K}}) \tag{10.2}$$

Diesel folyadék fajhőjét leíró összefüggés (LEFEBVRE, 1989):

$$c_{pF}(T) = \frac{760 + 3{,}35 \cdot T}{(0{,}001 \cdot \rho_{\mathrm{F}})^{0{,}5}} \tag{10.3}$$

Diesel sűrűségét leíró összefüggés (LEFEBVRE, 1989):

$$\rho_{\mathrm{F}}(T) = \rho_{288{,}6\mathrm{K}} \cdot \left(1 - 1{,}8 \cdot C_{ex} \cdot (T - 288{,}6) - 0{,}09 \cdot \frac{(T - 288{,}6)^2}{(T_{cr} - 288{,}6)^2}\right) \tag{10.4}$$

A C_{ex} együtthatóra vonatkozó egyenlet (LEFEBVRE, 1989):

$$C_{ex} = 5{,}431 \cdot 10^{-12} \cdot {\rho_{288{,}6\mathrm{K}}}^3 - 1{,}113 \cdot 10^{-8} \cdot {\rho_{288{,}6\mathrm{K}}}^2 + 6{,}011 \cdot 10^{-6} \cdot \rho_{288{,}6\mathrm{K}} + 6{,}316 \cdot 10^{-5} \tag{10.5}$$

Ahol $\rho_{288,6K}$ a tüzelőanyag sűrűsége 288,6 K hőmérsékleten.

Diesel gőz hővezetési tényezője (LEFEBVRE, 1989):

$$k_v(T) = -2{,}441 \cdot 10^{-10} \cdot T^3 + 4{,}888 \cdot 10^{-7} \cdot T^2 - 1{,}884 \cdot 10^{-4} \cdot T + 0{,}029 \quad (10.6)$$

Diesel gőz sűrűsége (LEFEBVRE, 1989):

$$\rho_v(T) = 2263 \cdot T^{-0{,}9932} \quad (10.7)$$

Diesel gőz dinamikai viszkozitása (LEFEBVRE, 1989):

$$\mu_v(T) = \frac{2{,}264 \cdot 10^{-8} \cdot T^2 + 5{,}899 \cdot 10^{-6} \cdot T - 0{,}003331}{T + 0{,}7983} \quad (10.8)$$

B.2 Repceolaj hőmérsékletfüggő anyagjellemzői

Repceolajra vonatkozó gőznyomást leíró összefüggés (PARRILLA, CORTÉS, 2006):

$$p_{Fs}(T) = A \cdot e^{\frac{-B}{T}} \quad (10.9)$$

$$A = 1{,}013 \cdot e^{\left(\frac{L_{T_{bn}} \cdot M_F}{R_u \cdot T_{bn}}\right)} \quad (10.10)$$

$$B = \frac{L_{T_{bn}} \cdot M_F}{R_u} \quad (10.11)$$

Repceolaj fajhője (FASINA, COLLEY, 2008):

$$c_p(T) = 1000 \cdot [0{,}003003 \cdot (T - 273{,}15) + 2{,}086] \quad (10.12)$$

Repceolaj hővezetési tényezője (PARRILLA, CORTÉS, 2006):

$$k_v(T) = 0{,}15 \cdot \left(\frac{T}{373}\right)^{0{,}5} \tag{10.13}$$

Repceolaj sűrűsége (ESTEBAN ET AL, 2012):

$$\rho_{\mathrm{F}}(T) = 1000 \cdot [0{,}9273 - 0{,}00061837 \cdot (T - 273{,}15)] \tag{10.14}$$