

SVEUČILIŠTE U ZAGREBU
FAKULTET STROJARSTVA I BRODOGRADNJE

DIPLOMSKI RAD

Ante Buljac

Zagreb, 2014.

SVEUČILIŠTE U ZAGREBU
FAKULTET STROJARSTVA I BRODOGRADNJE

DIPLOMSKI RAD

Mentor:

doc. dr. sc. Darko Kozarac, dipl.ing.

Student:

Ante Buljac

Zagreb, 2014.

Izjavljujem da sam ovaj rad izradio samostalno koristeći stečena znanja tijekom studija i navedenu literaturu.

Htio bih posebno zahvaliti svom mentoru, doc. dr. sc. Darku Kozarcu, na ukazanom povjerenju i pomoći pri izradi ovog rada. Također, zahvaljujem se znanstvenim novcima Momiru Sjeriću i Luki Perkoviću na pruženim savjetima i pomoći. Posebno se zahvaljujem tvrtci AVL iz Graza koja mi je omogućila korištenje njihovog programskog paketa AVL Fire te kolegama iz FSB Powerlaba na pomoći pri upoznavanju s programskim paketom.

Ante Buljac



SVEUČILIŠTE U ZAGREBU
FAKULTET STROJARSTVA I BRODOGRADNJE



Središnje povjerenstvo za završne i diplomske ispite
Povjerenstvo za diplomske ispite studija strojarstva za smjerove:
procesno-energetski, konstrukcijski, brodostrojarški i inženjersko modeliranje i računalne simulacije

Sveučilište u Zagrebu Fakultet strojarstva i brodogradnje	
Datum	Prilog
Klasa:	
Ur.broj:	

DIPLOMSKI ZADATAK

Student:

Mat. br.:

Naslov rada na
hrvatskom jeziku:

Naslov rada na
engleskom jeziku:

Opis zadatka:

Zadatak zadan:

Rok predaje rada:

Predviđeni datumi obrane:

Zadatak zadao:

Predsjednik Povjerenstva:

Prof. dr. sc. Zvonimir Guzović

SADRŽAJ

SADRŽAJ	I
POPIS SLIKA	III
POPIS OZNAKA	VI
SAŽETAK.....	IX
SUMMARY	X
1. UVOD.....	1
2. METODA KONAČNIH VOLUMENA	6
2.1. Skalarnе transportne јednađbe u standardnoj formi	6
2.2. Gaussov teorem.....	6
2.3. Reynoldsov transportni teorem	6
2.4. Difuzivni transport	7
2.5. Opće transportne јednađbe	7
2.6. Јednađbe očuvanja fizikalnog svojstva	8
2.7. Metoda diskretizacije	8
2.8. Kontrolni volumen – proračunska ćelija.....	9
2.9. Volumenski i površinski integrali	10
2.10. Diskretizacija operatora	11
2.10.1. Vremenska derivacija.....	11
2.10.2. Evaluacija gradijenta.....	12
2.10.3. Metoda minimalnih kvadratnih odstupanja (engl. Least Squares Fit)	12
2.10.4. Konvektivni transport	12
2.10.5. Difuzijski član.....	13
2.10.6. Izvori i ponori	14
2.11. Vremenska integracija.....	14
2.12. Turbulencija	16
2.12.1. RANS.....	17
2.12.2. Eddy viscosity modeli.....	18
2.12.3. Modeliranje strujanja uz stijenku.....	21
3. MODELIRANJE IZGARANJA U OTTOVOM MOTORU.....	24
3.1. Laminarna i turbulentna brzina širenja plamena.....	24
3.2. Modeli izgaranja	25
3.2.1. Coherent Flame Modeli	26
3.2.1.1. CFM – 2A	26
3.2.1.2. MCFM.....	29
Prošireno modeliranje razvlaćenja plamene fronte	29
Korekcija kemijskih vremena.....	30
Laminarna debljina plamene fronte.....	30
3.2.1.3. ECFM.....	31
4. IZRADA I PODEŠAVANJE SIMULACIJSKOG MODELA.....	34
4.1. Izrada simulacijskog modela 3-D CFD proračuna.....	34
4.1.1. CFR motor	34

4.1.2.	Mreža kontrolnih volumena	36
4.1.2.1.	Izbor mreže kontrolnih volumena	36
4.1.2.2.	Izrada mreže kontrolnih volumena	37
4.1.3.	Rubni uvjeti	39
4.1.4.	Početni uvjeti	40
4.1.4.1.	Dostupni početni uvjeti	40
4.1.4.2.	Inicijalno strujanje u cilindru	40
4.1.5.	Postavke rješavača	43
4.2.	Parametri modela zapaljenja i izgaranja	44
4.2.1.	Modeli zapaljenja	44
4.2.1.1.	Spherical model	44
4.2.1.2.	AKTIM model zapaljenja	44
1)	Sekundarni strujni krug	44
2)	Model iskre	46
3)	Model jezgri zapaljenja	46
4.2.2.	Položaj svjećice u cilindru	50
4.2.3.	Model izgaranja	53
4.3.	Podešavanje modela	54
4.3.1.	Efektivni kompresijski omjer	54
4.3.2.	Provjera osjetljivosti rezultata na rezoluciju mreže	55
4.3.3.	Utjecaj bezdimenzijske varijable y^+ na rezultate	57
4.3.4.	Analiza faze dogorijevanja	61
5.	REZULTATI	63
5.1.	Podešavanje prema radnoj točki ST 20	64
5.2.	Podešavanje prema radnoj točki ST 10	67
5.3.	Usporedba <i>Spherical</i> modela zapaljenja i AKTIM-a	69
5.4.	Utjecaj mreže kontrolnih volumena	72
5.5.	Set simulacija s različitom inicijalnom brzinom vrtnje tumble-a	74
5.6.	Analiza izgorjele i neizgorjele zone	78
6.	ZAKLJUČAK	82
	LITERATURA	84
	PRILOZI	86

POPIS SLIKA

Slika 1.	Zastupljenost pojedinih metoda u procesu razvoja motora [7]	2
Slika 2.	Znanja važna za proces simulacije motora s unutrašnjim izgaranjem [10].....	4
Slika 3.	Usporedba vremena računanja različitih simulacijskih alata [7].....	5
Slika 4.	Poliedralna forma kontrolnog volumena [4]	9
Slika 5.	Korekcija vektora d_f [4].....	14
Slika 6.	Energijska kaskada turbulencija [4]	17
Slika 7.	Laminarna debljina plamene fronte [8]	30
Slika 8.	Presjek CFR motora [11].....	35
Slika 9.	Tipovi mreže kontrolnih volumena [10]	36
Slika 10.	Mreža kontrolnih volumena (705°KV)	37
Slika 11.	Rezone (ekspanzija – 750°KV); lijevo $h = 1.3 h_{nom}$, desno $h = 0.7 h_{nom}$	38
Slika 12.	Površinske selekcije na mreži.....	39
Slika 13.	Strujanje u cilindru – tumble [10]	41
Slika 14.	Razvoj turbulentne kinetičke energije [10]	41
Slika 15.	Strujanje u predmetnom CFR motoru	43
Slika 16.	Sekundarni strujni krug sustava za paljenje [8].....	45
Slika 17.	Model iskre; Langrangeove čestice [8]	46
Slika 18.	Jezgre zapaljenja [8].....	47
Slika 19.	Utjecaj parametara AKTIM-a na krivulju tlaka u cilindru, radna točka ST 5.....	50
Slika 20.	Utjecaj veličine jezgre zapaljenja na krivulju tlaka u cilindru, radna točka ST 5.	50
Slika 21.	Tlak u cilindru za različite položaje svječice u cilindru	51
Slika 22.	Temperatura u cilindru za različite položaje svječice u cilindru.....	52
Slika 23.	Utjecaj faktora razvlačenja na krivulju tlaka u cilindru, radna točka ST 5	53
Slika 24.	Utjecaj gustoće plamene površine na krivulju tlaka u cilindru, radna točka ST 5	54
Slika 25.	Tlak u cilindru za različite kompresijske omjere	54
Slika 26.	Tlak u cilindru; test rezolucije mreže	56
Slika 27.	Temperatura u cilindru; test rezolucije mreže.....	56
Slika 28.	Mreže (od 1_y+ do 6_y+) izrađene za potrebe analize utjecaja bezdimenzijske varijable y^+	57
Slika 29.	Tlak u cilindru, y^+ analiza kakvoće mreže	58
Slika 30.	Temperatura u cilindru, y^+ analiza kakvoće mreže	59
Slika 31.	Progres varijabla, y^+ analiza kakvoće mreže.....	59
Slika 32.	Brzina oslobađanja topline, y^+ analiza kakvoće mreže	59
Slika 33.	Srednje vrijednosti y^+ za cijelu domenu proračuna, y^+ analiza kakvoće mreže	60
Slika 34.	Utjecaj promjene ogrjevnosti vrijednosti na krivulju tlaka u fazi dogorijevanja	62
Slika 35.	Struktura izvođenja simulacija	63
Slika 36.	Turbulentna kinetička energija; radna točka ST 20, modeli podešeni na ST 20... 65	65
Slika 37.	Tlak u cilindru; radna točka ST 20, modeli podešeni na ST 20, <i>Spherical</i> zapaljenje.....	65
Slika 38.	Lijevo: temperatura u cilindru; desno: brzina oslobađanja topline; radna točka ST 20, modeli podešeni na ST 20, <i>Spherical</i> zapaljenje.....	66
Slika 39.	Tlak u cilindru; radne točke ST 5, ST 10 i ST 15, modeli podešeni na ST 20, <i>Spherical</i> zapaljenje	66
Slika 40.	Lijevo: temperatura u cilindru; desno: brzina oslobađanja topline; radne točke ST 5, ST 10 i ST 20, modeli podešeni na ST 20, <i>Spherical</i> zapaljenje	67

Slika 41.	Tlak u cilindru; radna točka ST 10, modeli podešeni na ST 10, <i>Spherical</i> zapaljenje.....	67
Slika 42.	Lijevo: temperatura u cilindru; desno: brzina oslobađanja topline; radna točka ST 10, modeli podešeni na ST 10, <i>Spherical</i> zapaljenje.....	68
Slika 43.	Tlak; radne točke ST 5, ST 15 i ST 20, modeli podešeni na ST 10, <i>Spherical</i> zapaljenje.....	68
Slika 44.	Lijevo: temperatura u cilindru; desno: brzina oslobađanja topline; radne točke ST 5, ST 15 i ST 20, modeli podešeni na ST 10, <i>Spherical</i> zapaljenje	68
Slika 45.	Tlak u cilindru; model podešen na ST 5, inicijalni tumble 350 1/min, <i>Spherical</i> zapaljenje, SF = 1.12	69
Slika 46.	Tlak u cilindru; temperatura u cilindru; brzina oslobađanja topline; količina oslobođene topline; radna točka ST 10, modeli podešeni na ST 10, in. tumble 600 1/min.....	70
Slika 47.	Tlak u cilindru; temperatura u cilindru; brzina oslobađanja topline; količina oslobođene topline; radna točka ST 20, modeli podešeni na ST 20, in. tumble 600 1/min.....	70
Slika 48.	Tlak u cilindru; modeli podešeni na ST 10 i ST 20, inicijalni tumble 600 1/min, AKTIM.....	71
Slika 49.	Tlak u cilindru; modeli podešeni na ST 10, inicijalni tumble 600 1/min.....	71
Slika 50.	Turbulentna kinetička energija; modeli podešeni na ST 10, inicijalni tumble 600 1/min, AKTIM.....	72
Slika 51	Tlak u cilindru; modeli podešeni na ST 10, inicijalni tumble 600 1/min, AKTIM	73
Slika 52	Brzina oslobađanja topline; modeli podešeni na ST 10, inicijalni tumble 600 1/min, AKTIM.....	73
Slika 53.	3D prikaz jezgri zapaljenja u AKTIM-u	74
Slika 54.	Tlak u cilindru; model podešen na ST 10, različit inicijalni tumble, AKTIM, SF 0.89	75
Slika 55.	Temperatura u cilindru; model podešen na ST 10, različit inicijalni tumble, AKTIM, SF = 0.89	75
Slika 56.	Brzina oslobađanja topline; model podešen na ST 10, različit inicijalni tumble, AKTIM, SF = 0.89	76
Slika 57.	Količina oslobođene topline; model podešen na ST 10, različit inicijalni tumble, AKTIM, SF = 0.89	76
Slika 58.	Turbulentna kinetička energija; lijevo: sve radne točke uz različit inicijalni tumble; desno: sve radne točke uz inicijalni tumble 600 1/min	77
Slika 59.	Temperatura u cilindru; radna točka ST 10, model podešen na ST 10, inicijalni tumble 600 1/min, AKTIM, SF = 0.89.....	78
Slika 60.	Progres varijabla – izoplohe; radna točka ST 10, model podešen na ST 10, inicijalni tumble 600 1/min, AKTIM, SF = 0.89.....	79
Slika 61.	Temperatura neizgorjele i izgorjele zone; radna točka ST 10, model podešen na ST 10, inicijalni tumble 600 1/min, AKTIM, SF = 0.89.....	79
Slika 62.	Maseni udio neizgorjele i izgorjele zone; radna točka ST 10, model podešen na ST 10, inicijalni tumble 600 1/min, AKTIM, SF = 0.89.....	80
Slika 63.	MDF dijagram; 741°KV, radna točka ST 10, model podešen na ST 10, inicijalni tumble 600 1/min, AKTIM, SF = 0.89.....	80
Slika 64.	MDF dijagram; radna točka ST 10, model podešen na ST 10, inicijalni tumble 600 1/min, AKTIM, SF = 0.89.....	81
Slika 65.	Turbulentna kinetička energija neizgorjele i izgorjele zone; radna točka ST 10, model podešen na ST 10, inicijalni tumble 600 1/min, AKTIM, SF = 0.89.....	81

POPIS TABLICA

Tablica 1. Podaci o motoru.....	34
Tablica 2. Podaci o <i>rezone</i> -u	38
Tablica 3. Početni uvjeti	40
Tablica 4. Vremenski korak simulacija.....	43
Tablica 5. Parametri AKTIM-a	49
Tablica 6. Razvoj plamene fronte.....	52
Tablica 7. Podaci za mreže (engl. mesh independence test)	55
Tablica 8. Podaci za mreže (y^+ analiza)	58
Tablica 9. Analiza faze dogorijevanja.....	61
Tablica 10. Parametri korištenih modela.....	64

POPIS OZNAKA

Oznaka	Jedinica	Opis
ρ	kg/m^3	Gustoća
φ	promjenjiva	Fizikalno svojstvo
V_M	m^3	Materijalni volumen
V_P	m^3	Volumen proračunske ćelije
S	m^2	Površina kontrolnog volumena
q_V	promjenjiva	Volumenski izvor fiziklnog svojstva
q_S	promjenjiva	Površinski izvor fizikalnog svojstva
\mathbf{u}	m/s	Vektor brzine strujanja
g	m/s^2	Akceleracija sile teže
$\boldsymbol{\sigma}$	N/m^2	Vektor naprezanja
e	J/kg	Specifična energija
q	J/kg	Specifični toplinski tok
c_k	-	Maseni udio kemijske vrste
t	s	Vrijeme
e_N	promjenjiva	Greška odstupanja fizikalnog svojstva
F	$\text{kg/m}^2\text{s}$	Protok kroz površinu
$\bar{\mathbf{u}}$	m/s	Srednja komponenta vektora brzine
\mathbf{u}'	m/s	Fluktuirajuća komponenta vektora brzine
\mathbf{R}	N/m^2	Tenzor Reynoldsovih naprezanja
p	Pa	Tlak
ν	m^2/s	Kinematička viskoznost
ν_t	m^2/s	Turbulentna viskoznost
k	m^2/s^2	Specifična kinetička energija
ε	m^2/s^3	Disipacija kinetičke energije
ν_{eff}	m^2/s	Efektivna viskoznost
μ	Pas	Dinamička viskoznost
y^+	-	Bezdimenzijska udaljenost od stijenke
τ_w	N/m^2	Smično naprezanje
Re		Reynoldsova značajka
S_1	m/s	Laminarna brzina plamena
S_t	m/s	Turbulentna brzina plamena
y_{egr}	-	Maseni udio zaostalih dimnih plinova
y_{fuel}	-	Maseni udio goriva
y_{O_2}	-	Maseni udio kisika
T	K	Temperatura

T_a	K	Aktivacijska temperatura
ω_{fuel}	kg/m ² s	Brzina reakcije goriva
Σ	1/m	Gustoća površine plamene fronte
S_Σ	1/ms	Izvorski član za gustoću površine plamene fronte
T_{fr}	K	Temperatura svježih plinova
ρ_{fr}	K	Gustoća svježih plinova
R_0	J/molK	Plinska konstanta
c	-	Progres varijabla
τ_C	s	Karakteristično vrijeme kemijske reakcije
δ_L	m	Laminarna debljina plamene fronte
T_b	K	Temperatura izgorjele smjese
Ze	-	Zeldovichev broj
Bl	-	Blintov broj
Q_h	J/kg	Količina otpuštene topline po jedinici mase
c_p	J/kgK	Specifični toplinski kapacitet za p =konst.
$C_nH_mO_k$		Ugljikovodik
Φ	-	Ekvivalentni omjer
$v_{i,r}$	-	Stehiometrijski koeficijent
h	J/kg	Entalpija
S	m	Hod klipa
T_{tdc}	K	Temperatura stijenke cilindra u GMT
T_{bdc}	K	Temperatura stijenke cilindra u DMT
α	°	Kut koljenastog vratila
h	m	Pomak klipa
h_{komp}	m	Kompresijska visina
h_{nom}	m	Nominalna visina kontrolnih volumena
r	m	Udaljenost od osi vrtloga
ω	-	Vrtložni broj
L	kgm ² /s	Kutni moment zakreta
θ	kgm ²	Moment inercije
E_{bd}	J	Energija proboja el. iskre
V_{bd}	V	Napon proboja el. iskre
d_{ie}	m	Razmak između elektroda na svjećici
E_s	J	Energija sekundarnog strujnog kruga
R_s	Ω	Otpor sekundarnog strujnog kruga
dis	-	Koeficijent pražnjenja
l_{spk}	m	Duljina iskre
i_s	A	Jakost el. struje u sekundarnom strujnom krugu
Ξ_{arc}	-	Faktor razvlačenja električnog luka
V_{gc}	V	Pad napona u stupcu plina između elektroda

R_{eff}	m	Efektivni radijus domene jezgri zapaljenja
E_{crit}	J	Kritični iznos el. energije
S_{eff}	m^2	Efektivna površina jezgre zapaljenja
U_{Leff}	m/s	Laminarna brzina plamena za jezgru
r^i	m	Polumjer jezgre zapaljenja
Q_e	J	Toplina dobivena sa iskre
Q_w	J	Gubitak topline kroz stijenku
SF		Faktor razvlačenja plamena
AKTIM		Arc and Kernel Tracking Ignition Model
EGR		Zaostali dimni plinovi
UVZ		Usisni ventil zatvoren
IVO		Ispušni ventil otvoren
GMT		Gornja mrtva točka
DMT		Donja mrtva točka
$^{\circ}\text{KV}$		Kut zakreta koljenastog vratila
O_2		Kisik
CO_2		Ugljikov dioksid
H_2O		Voda
CO		Ugljikov monoksid
H_2		Vodik
CFD		Computational Fluid Dynamics
CFR		Cooperative Fuel Research
ST 5		radna točka s kutom pretpaljenja od 5°KV
ST 10		radna točka s kutom pretpaljenja od 10°KV
ST 15		radna točka s kutom pretpaljenja od 15°KV
ST 20		radna točka s kutom pretpaljenja od 20°KV

SAŽETAK

U ovome radu je na temelju zadane geometrije eksperimentalnog Ottovog motora izrađen 3-D CFD simulacijski model te je proveden niz proračuna pri različitim uvjetima rada. Prikazan je način izrade i provedena je analiza kakvoće pomične mreže kontrolnih volumena. Proračun je izvršen za visokotlačni dio radnog ciklusa, tj. od trenutka zatvaranja usisnih ventila (UVZ) do trenutka otvaranja ispušnog ventila (IVO). Početni uvjeti definirani su na temelju eksperimentalnih rezultata i podataka iz AVL Boost modela motora, dok su rubni uvjeti određeni prema eksperimentalnim podacima i dostupnoj literaturi.

Prikazana je parametarska analiza utjecaja nepoznatih parametara modela izgaranja i zapaljenja na rezultate. Model je podešen na jednoj radnoj točki čime se postiže dobro poklapanje s eksperimentalnim rezultatima. S tako podešenim modelom provedeni su i proračuni pri promijenjenim uvjetima kuta pretpaljenja te su prikazani rezultati za tlak, temperaturu, brzinu oslobađanja topline, ukupno oslobođenu toplinu, turbulentnu kinetičku energiju, itd.. Na temelju rezultata izvedeni su zaključci vezani uz korištene mreže kontrolnih volumena, modele zapaljenja i model izgaranja.

Ključne riječi:

3D-CFD model motora, CFR motor, AVL Fire, ECFM model izgaranja, AKTIM model zapaljenja

SUMMARY

In this paper 3D-CFD engine model is designed based on defined geometry of experimental SI engine and series of calculations with various operating conditions are performed. Method of creation and quality analysis of moving control volume mesh are shown. Calculations are conducted for the period between intake valve closed (IVC) and exhaust valve open (EVO). Initial conditions are defined based on experimental results and data from the AVL Boost engine model, while the boundary conditions are determined by the experimental data and available literature.

Futhermore, analysis of unknown combustion and ignition model parameters are shown, as well as their impact on the results. Model parameters are tuned at specified operating point so that a good agreement with the experimental results is achieved. With tuned model the calculations at different spark timing angles are carried out. Finally, results for pressure, temperature, rate of heat release, acumulated heat release, turbulent kinetic energy, etc., are shown and certain conclusions are derived.

Key words:

3D-CFD engine model, CFR engine, AVL Fire, ECFM combustion model, AKTIM igniton model

1. UVOD

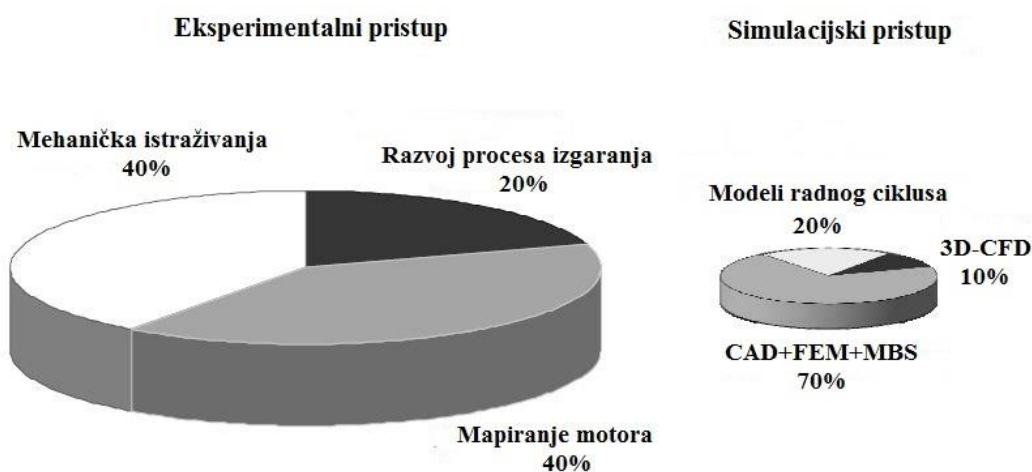
Jedan je od osnovnih inženjerskih zadataka najbolji mogući opis fizikalnih procesa s ciljem razumijevanja dinamike kompleksnih sustava, prepoznavanja zakonitosti, i gdje je to moguće, donošenja pouzdanih zaključaka o budućem ponašanju sustava u drugačijim, novim uvjetima. S obzirom na to da se motori s unutrašnjim izgaranjem koriste kao pogonski sustavi za vozila na kopnu, vodi i zraku, za stalne i pomoćne generatore, kao i za pogon klima sustava i hladnjaka, analiza cijelog procesa u njima zahtijeva i zaslužuje posebnu pažnju. Posljednjih godina motori s unutrašnjim izgaranjem na snažnom su udaru kritičara iz redova kako objektivnih tako i interesnih skupina. Sve strože regulacije dopuštenih emisija štetnih plinova (osobito za diesel motore), potreba za značajnim smanjenjem CO₂ emisija i tržišna konkurencija drugih koncepata pogonskih strojeva potaknuli su razvoj motora s unutrašnjim izgaranjem.

Suvremeni motor s unutrašnjim izgaranjem je motor malih dimenzija, male mase, s nabijanjem, vjerojatno s nekom nekonvencionalnom metodom izgaranja, tih, s ekstremno niskim emisijama štetnih plinova (i kod hladnog starta), vrlo niske potrošnje goriva, visoke specifične snage, s visokim zakretnim momentom dostupnim i pri niskim brzinama vrtnje, dugog vijeka trajanja i, možda najteže ostvarivo od navedenoga, dostupan cijenom. Postavlja se pitanje kako organizirati strategiju razvoja motora u budućnosti kako bi se suočilo sa rastućom kompleksnošću tehničko – tehnoloških izazova, a s druge strane i dalje zadržalo troškove razvoja i proizvodnje u okvirima prihvatljivog poslovnog plana. Proces koji omogućava razvoj obećavajućih rješenja do finalnog koncepta u konstruiranju motora je veoma kompliciran i skup. Ovaj proces sastoji se od sljedećih koraka:

- tehnička i ekonomska evaluacija potencijalnih ideja,
- realizacija prototipa,
- testiranje prototipa i poboljšanja,
- završna realizacija motora,
- završna testiranja motora i poboljšanja,
- završna kontrola motora.

Za ostvarenje ovih zadataka nekoliko različitih razvojnih alata je na raspolaganju. Ovi alati mogu biti podijeljeni u dvije glavne skupine: eksperimentalni (testni postav i rad u

laboratoriju) i teoretski (proračunske i simulacijske analize) pristup. Svaki od alata iz pojedine skupine razlikuje se po mogućnostima upotrebe, cijeni, razini detalja kojom se opisuje neka fizikalna pojava, točnosti rezultata, potrebnim računalnim resursima, itd., [Slika 1.]. Proces razvoja motora s unutrašnjim izgaranjem ne oslanja se samo na jedan razvojni alat, a u budućnosti će svaki zadatak zahtijevati njihovu još snažniju integraciju. U ovome radu bit će provedena numerička analiza eksperimentalnog motora sa stranim paljenjem, stoga su neke osnovne klasifikacije simulacijskog pristupa navedene u nastavku.



Slika 1. Zastupljenost pojedinih metoda u procesu razvoja motora [7]

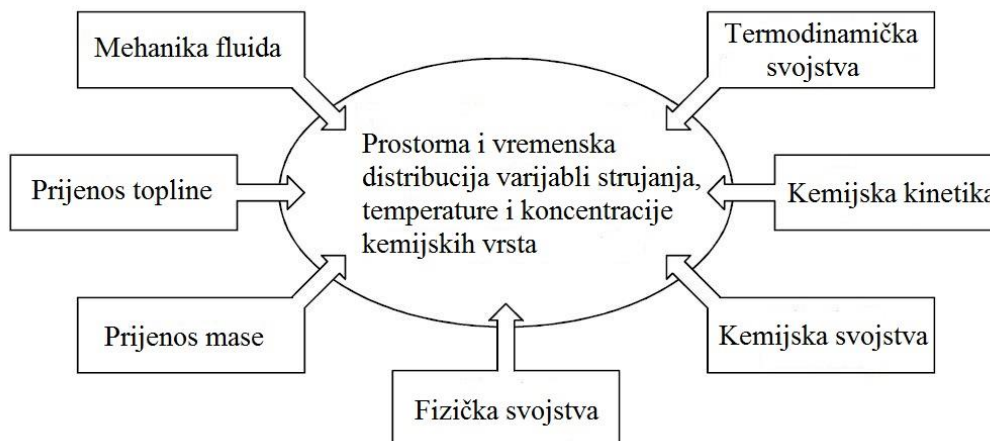
Tijekom godina računalne simulacije su se konstantno razvijale i povećavala se razina njihove kvalitete i pouzdanosti. Međutim, tek je nagli razvoj računalnih performansi kroz zadnja dva desetljeća omogućio inženjerima simulacije kompleksnih fizikalnih i kemijskih procesa u motorima s unutrašnjim izgaranjem. Na taj način omogućeno je dobivanje rješenja sofisticiranim simulacijskim programima. Primjena simulacijskih programa koji bi pružali pouzdan "virtualni razvoj motora" predstavlja jedan od najvećih izazova u razvoju motora s unutrašnjim izgaranjem. Usprkos navedenome, zanimljivo je da uloga simulacija u procesu razvoja motora i značenje "virtualnog razvoja motora" i dalje nisu eksplicitno definirani. Stoga pojedinačni proizvođači motora imaju različita očekivanja od ovih alata.

No, bez obzira na to, ono što je sigurno je da postoje višestruki motivi za uporabu simulacijskih alata u svim fazama razvoja određenog proizvoda. Tako je za razvojne inženjere naglasak na stjecanju novih znanja. Konstruktori žele iskoristiti mogućnosti računanja kako bi približno istražili granice njihovih konstrukcijskih rješenja već u konceptualnoj fazi razvoja. Inženjeri iz eksperimentalnih laboratorija žele pronaći objašnjenja za izmjerene pojave i biti inspirirani za daljnja poboljšanja u smislu kvalitete eksperimenta i točnosti mjerenja.

Menadžmentu s druge strane odgovara smanjenje tehničkog rizika uključenog u razvoj novog proizvoda te moguće smanjenje vremena i troškova razvoja i proizvodnje.

Prvi korak u numeričkim simulacijama sastoji se od izrade modela kojim se opisuje promatrani fizikalni proces. Proces stvaranja simulacijskog modela predstavlja ciljano pojednostavljenje realnog sustava, a stupanj pojednostavljenja ovisi o predmetu proučavanja pri čemu se zanemaruju oni dijelovi sustava koji nemaju utjecaja na parametre koji se analiziraju. Preduvjet za ovo je da se realni proces može podijeliti u više procesnih cjelina te da se na taj način originalni problem može rastaviti u više jednostavnijih parcijalnih problema. Ovakvi parcijalni problemi moraju se zatim fizikalno opisati i matematički (približno) formulirati. Simulacijski model treba opisivati stvarnu pojavu što je točnije moguće, ali mora biti i matematički rješiv. Treba uvijek biti svjestan činjenice da je svaki model samo aproksimacija stvarnosti i stoga nikada ne može savršeno opisati neku pojavu. Trošak proračunskog vremena simulacije mora biti opravdan i u skladu sa zahtijevanom točnošću zadatka. Što se tiče modeliranja detalja fizikalnih procesa ono treba biti što je jednostavnije moguće, ali opet dovoljno složeno da obuhvati promatrane fenomene. Kod procedure izrade modela neka univerzalna pravila postoje, ali ovaj posao otvara dosta prostora za kreativnost i imaginaciju pojedinca koji izrađuje model.

Znanja iz termodinamike, mehanike fluida i teorije izgaranja neophodan su preduvjet za izradu parametarskog matematičkog modela za simulaciju ponašanja fluida s vremenski i prostorno promjenljivim poljima strujanja, temperature i koncentracije kemijskih vrsta [Slika 2.]. Kod modeliranja procesa izgaranja u motorima treba istaknuti činjenicu da su radni ciklus motora s unutrašnjim izgaranjem i promjena opterećenja motora nestacionarne pojave. Čak i u slučaju da motor stalno radi u istoj radnoj točki (tj. opterećenje i brzina vrtnje su konstantni), termodinamički ciklički proces odvija se nestacionarno, odnosno varira od ciklusa do ciklusa. Numerička istraživanja radnog ciklusa motora mogu se provoditi sa tri osnovne skupine simulacijskih alata : *0D termodinamički proračun*, *0D/1D modeli radnog ciklusa* i *trodimenzionalne simulacije dinamike fluida (3D-CFD)*. *Modeli radnog ciklusa* opisuju rad motora u širem spektru radnih točaka dok *trodimenzionalne simulacije dinamike fluida (3D-CFD)* opisuju samo jedan, aktualni radni ciklus (modeli izgaranja).



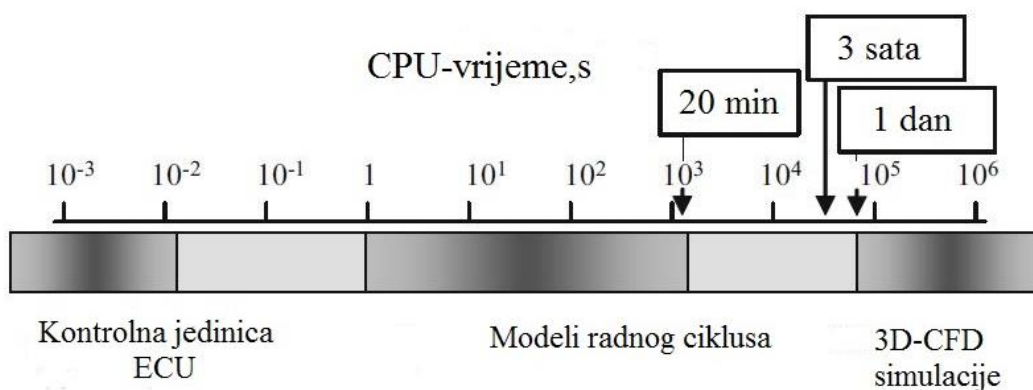
Slika 2. Znanja važna za proces simulacije motora s unutrašnjim izgaranjem [10]

Termodinamički pristup je ograničen u evaluaciji radnog ciklusa motora činjenicom da se komora izgaranja, odnosno cilindar predstavlja s termodinamičkim sustavom. To znači da se promjena termodinamičkog stanja unutar komore izgaranja opisuje samo pomoću jednadžbe očuvanja energije. Zbog toga jer im za cilj nije rješavanje gibanja fluida ovakvi modeli često se nazivaju "nula-dimenzionalni" modeli. Vremena računanja veoma su kratka, a pouzdanost rezultata nakon 40 godina razvoja povećana, čak i u slučajevima inovativnih procesa izmjene tvari i vrsta izgaranja. Stoga ovakva analiza predstavlja nezamjenjiv alat za evaluaciju radnog ciklusa motora kao svojevrzni postprocesor sustava za mjerenje tlaka na ispitnim postavima motora ili od nedavno čak i u *online* izvedbama.

3D-CFD simulacije u dinamiци fluida su, slično kao i Metoda konačnih elemenata, alat koji nije specijaliziran samo za simulacije procesa u motorima nego pružaju potpunu analizu gibanja fluida neovisno o složenosti geometrije. U ovom "multi-dimenzionalnom" pristupu domena koja se proučava diskretizirana je mrežom kontrolnih volumena. Rješavanje jednadžbi očuvanja (masa, kemijske vrste, količina gibanja i energija) u svakom kontrolnom volumenu pruža mogućnost detaljne i opsežne analize strujanja i izgaranja u motoru. S obzirom da je vrijeme računanja dugo, domena 3D-CFD simulacija je ograničena samo na one dijelove motora koji ili imaju kompleksnu geometriju ili se u njima zbivaju složeni fenomeni, npr. volumen na usisu ili prostor unutar cilindra motora gdje je potrebno numerički istražiti procese kao što su ubrizgavanje goriva, izgaranje, itd.. Činjenica da je domena ograničena samo na određena područja motora zahtijeva zadavanje točnih rubnih uvjeta jer će u protivnom pouzdanost rezultata simulacije biti nepopravljivo ugrožena. To je jedna od kritičnih točaka ovakvog alata. 3D-CFD simulacije i dalje predstavljaju relativno nov pristup

u razvoju motora i zbog složenosti pojava koje se modeliraju, unatoč svom potencijalu, nisu još postigli zadovoljavajući nivo zrelosti.

0D/1D modeli radnog ciklusa predstavljaju kombinaciju termodinamičkog pristupa za cilindar i pojednostavljene simulacije dinamike fluida za usisni i ispušni sustav. Pojednostavljena simulacija dinamike fluida pretpostavlja jednodimenzionalno rješavanje jednadžbi dinamike fluida u smjeru strujanja. Složeniji dijelovi motora kao što je npr. turbopuhalo implementirani su u obliku podsustava koji na temelju ulaznih podataka pomoću definiranih parametara generiraju rješenje. Ovakva pojednostavljena potpomognuta kalibracijom modela prema eksperimentalnim podacima dopuštaju analizu i predviđanje procesa izmjene tvari sa zadovoljavajućom točnošću i značajnim smanjenjem vremena računanja u usporedbi sa 3D-CFD simulacijama [Slika 3.].



Slika 3. Usporedba vremena računanja različitih simulacijskih alata [7]

Cilj ovog diplomskog rada je 3D CFD simulacija Ottovog motora u programskom paketu AVL Fire kako bi se dobio dublji uvid u dostupne eksperimentalne podatke za taj motor. To će služiti kao svojevrsna potpora izradi doktorskog rada na temu implementacije novih fizikalnih modela turbulencije, zapaljenja i izgaranja u 0D/1D modele radnog ciklusa, konkretno u programski paket AVL Boost.

2. METODA KONAČNIH VOLUMENA

U ovome su poglavlju iznesene osnove jednadžbe dinamike fluida, metoda kontrolnih volumena i principi diskretizacije na kojima se zasniva rad korištenog programskog paketa AVL Fire.

2.1. Skalarnе transportne jednadžbe u standardnoj formi

Važnost skalaranih jednadžbi u standardnom obliku leži u činjenici da sadrže tipične članove brzine promjene nekog svojstva te transportne i volumenske izvore/ponore prisutne u jednadžbama očuvanja. Ovo uključuje konvektivni transport baziran na konvektivnom polju brzina, difuzijski transport pokretan gradijentom neke veličine, članove brzine promjene nekog svojstva i lokalizirane volumenske izvore i ponore.

2.2. Gaussov teorem

Gaussov teorem je alat koji se koristi za rješavanje volumenskih integrala i operatora gradijenta. Divergentna forma glasi:

$$\int_{V_p} \nabla \cdot \mathbf{a} dV = \oint_{\partial V_p} ds \cdot \mathbf{a}, \quad (1)$$

a za formu gradijenta vrijedi:

$$\int_{V_p} \nabla \varphi dV = \oint_{V_p} ds \varphi. \quad (2)$$

2.3. Reynoldsov transportni teorem

Reynoldsov transportni teorem je matematički izvod odnosa između Lagrangian-ove i Euler-ove analize. Brzina promjene općenitog svojstva φ u sustavu je jednaka brzini promjene φ u kontrolnom volumenu plus promjena ukupnog protoka φ kroz površinu kontrolnog volumena. Matematički zapisano:

$$\frac{d}{dt} \int_{V_m} \varphi dV = \int_{V_m} \frac{\partial \varphi}{\partial t} dV + \oint_{S_m} \varphi (\mathbf{n} \cdot \mathbf{u}) dS, \quad (3)$$

$$\frac{d}{dt} \int_V \varphi dV = \int_V \left[\frac{\partial \varphi}{\partial t} + \nabla \cdot (\varphi \mathbf{u}) \right] dV. \quad (4)$$

Ovdje \mathbf{u} predstavlja konvektivnu brzinu a \mathbf{n} normalu na površinu pa je tok koji ulazi u domenu negativan ($\mathbf{u} \cdot \mathbf{n} < 0$). Konvektivna brzina se u generalnim terminima može smatrati koordinatnom transformacijom: \mathbf{u} je također funkcija prostora i vremena.

Osim konvekcije postoje i lokalni izvori i ponori svojstva φ . Volumenski izvori q_v su distribuirani kroz volumen, npr. gravitacija. Površinski izvori q_s djeluju na vanjske površine, npr. grijanje. Oni se modeliraju koristeći gradijente promatrane fizikalne veličine:

$$\frac{d}{dt} \int_V \varphi dV = \int_V q_v dV + \oint_S \varphi (\mathbf{n} \cdot \mathbf{q}_s) dS. \quad (5)$$

Uvrstivši (4) u (5) dobiva se:

$$\int_V \left[\frac{\partial \varphi}{\partial t} + \nabla \cdot (\varphi \mathbf{u}) \right] dV = \int_V (q_v - \nabla \cdot \mathbf{q}_s) dV, \quad (6)$$

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} + \nabla \cdot (\varphi \mathbf{u}) = q_v - \nabla \cdot \mathbf{q}_s. \quad (7)$$

2.4. Difuzivni transport

Transport neke veličine uzrokovan postojanjem gradijenta te veličine treba razlikovati od Reynoldsovog transportnog teorema. Treba imati na umu da je difuzija fizički model za ponašanje površinskih izvora, a ne rezultat direktne matematičke manipulacije. Ako je φ koncentracija neke skalarne varijable u zatvorenoj domeni, difuzivni transport kaže da će se φ transportirati iz područja više u područje niže koncentracije sve dok se koncentracije ne izjednače svugdje. Uzimajući u obzir da gradijent od φ pokazuje smjer povećanja koncentracije, transport će biti u suprotnom smjeru i time model difuzije može biti definiran:

$$\mathbf{q}_s = -\gamma \nabla \varphi, \quad (8)$$

gdje γ predstavlja difuzivnost.

2.5. Opće transportne jednačbe

Uzevši u obzir prethodno navedeno slijedi transportna jednačba u standardnoj formi:

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} + \nabla \cdot (\varphi \mathbf{u}) - \nabla \cdot (\gamma \nabla \varphi) = q_v. \quad (9)$$

Prvi član na lijevoj strani se naziva *vremenska derivacija* i predstavlja tromost sustava ka promjeni. Drugi član na lijevoj strani je *konvektivni član* i predstavlja konvektivni transport u postojećem polju brzina. Ovaj član je hiperbolične prirode jer informacije dolaze iz blizine, definirane smjerom konvektivne brzine. Treći član na lijevoj strani je *difuzijski član* i

predstavlja gradijentom pokretan transport fizikalnog svojstva. Ovo je eliptični član, svaka točka unutar domene osjeća utjecaj svake druge bez vremenskog kašnjenja. Na desnoj strani je izvorski član. Izvori i ponori obuhvaćaju efekte koji ne spadaju u transportne; to su lokalna volumenska proizvodnja ili ponor fizikalnog svojstva φ .

2.6. Jednadžbe očuvanja fizikalnog svojstva

Jednadžbe očuvanja u mehanici kontinuuma imaju gore navedenu formu (9):

- Jednadžba očuvanja mase (jednadžba kontinuiteta)

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0. \quad (10)$$

- Jednadžba očuvanja količine gibanja

$$\frac{\partial(\rho \mathbf{u})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \mathbf{u}) = \rho \mathbf{g} + \nabla \cdot \boldsymbol{\sigma}. \quad (11)$$

- Jednadžba očuvanja energije

$$\frac{\partial(\rho e)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho e \mathbf{u}) = \rho \mathbf{g} \cdot \mathbf{u} + \nabla \cdot (\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{u}) - \nabla \cdot \mathbf{q} + \rho Q. \quad (12)$$

Analogno Navier Stokesovim jednadžbama i jednadžbi očuvanja energije, transportna jednadžba za kemijske vrste može biti konstruirana. Na lijevoj strani su vremenska derivacija i konvektivni član, a desno se nalazi difuzijski i izvorski član. Izvorski član je jednak nuli ukoliko se ne zbivaju kemijske reakcije. U slučaju izgaranja transportna jednadžba za koncentraciju kemijske vrste k može biti formulirana kako slijedi:

- Očuvanje kemijske vrste k

$$\frac{\partial(\rho c_k)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho c_k \mathbf{u}) = \nabla \cdot \boldsymbol{\sigma}_k + Q_k, \quad (13)$$

$$\sum c_k = 1. \quad (14)$$

2.7. Metoda diskretizacije

Transportne jednadžbe u svom originalnom obliku vrlo se rijetko mogu riješiti analitički. Zbog toga se koriste numeričke metode. Diskretizacija je proces kojim se diferencijalne jednadžbe predstavljaju sustavom algebarskih jednadžbi, obično u formi matrica. Diskretizacija jednadžbi trebala bi konzistentno predstavljati originalnu jednadžbu u terminima:

1. Konvergencije: rješenje diskretiziranih jednadžbi trebalo bi težiti egzaktnom rješenju diferencijalnih jednadžbi kako udaljenosti unutar mreže teže k nuli,

2. Stabilnosti: rješenje metode je stabilno ako ne povećava greške koje se pojavljuju tijekom procesa numeričkog rješavanja,

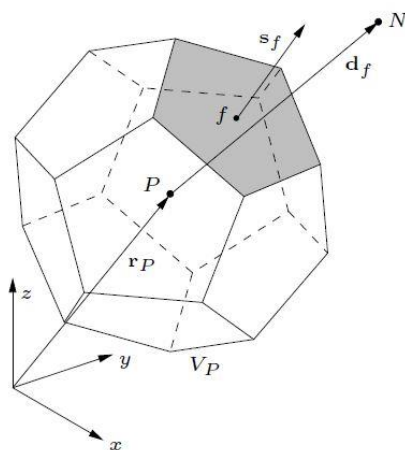
3. Očuvanja: u stacionarnom stanju u odsustvu izvora i ponora količina nekog svojstva koje ulazi u domenu u jedinici vremena jednaka je onoj koja iz njega izlazi,

5. Ograničenosti: za varijable koje posjeduju fizičke granice, ograničenost mora biti sačuvana i u diskretiziranoj formi,

6. Točnosti: polučiti najbolje moguće rješenje na danoj mreži.

Prije početka rješavanja potrebno je diskretizirano prezentirati polje veličine koja se prati na način da se vrijednosti varijable spremaju u središta kontrolnih volumena (čvorovi) kojima se diskretizira prostor. Granične informacije se spremaju u centrima površina kontrolnih volumena. Pojedine operacije zahtijevaju upotrebu različitih podataka, pa se tako npr. za površinski tok koristi polje veličina koje sačinjavaju vrijednosti u centrima svih površina kontrolnih volumena. Prostorna raspodjela može se iskoristiti i za interpolaciju rješenja, međutim općenito se postprocesirajući alati direktno oslanjaju na informacije u čvorovima kontrolnih volumena.

2.8. Kontrolni volumen – proračunska ćelija



Slika 4. Poliedralna forma kontrolnog volumena [4]

Slika 4. prikazuje kontrolni volumen poliedralnog oblika čije su stranice set konveksnih poligona. Ovakav oblik kontrolnog volumena koristi se zbog općenitosti izraza koji za njega vrijede. Volumen ćelije označava se sa V_P . Točka P je proračunska točka – čvor u kojem su zapisane informacije vezane za taj kontrolni volumen i smješten je u težište volumena X_P . Iz definicije težišta slijedi:

$$\int_{V_p} (x - x_p) dV = 0. \quad (15)$$

Za promatrani volumen, postoji po jedan susjedni kontrolni volumen na svakoj površini. Susjedni volumen i njegov centar označeni su sa N. Delta vektor za površinu f definira se kao

$$d_f = \overline{PN}. \quad (16)$$

Centar površine f definira se po istom principu, koristeći definiciju težišta:

$$\int_{S_f} (x - x_f) dS = 0. \quad (17)$$

Vektor površine s_f predstavlja vektor normale na površinu čiji je iznos jednak iznosu površine. Površina numerički nikad nije ravna, stoga su težište površine i iznosi površina izračunati iz integrala:

$$s_f = \int_{S_f} \mathbf{n} dS. \quad (18)$$

Koristeći diskretizaciju drugog reda u prostoru dobiva se linearna prostorna raspodjela fizikalnog svojstva φ :

$$\varphi(x) = \varphi(x_p) + (x - x_p) \cdot (\nabla \varphi)_p. \quad (19)$$

Slično tome, iskoristivši diskretizaciju drugog reda u vremenu dobiva se linearna ovisnost varijable φ o vremenu:

$$\varphi(t + \Delta t) = \varphi(t) + (\Delta t) \cdot \left(\frac{\partial \varphi}{\partial t}\right)^t. \quad (20)$$

Suprotno ovom pristupu gdje se dobiva linearna raspodjela promatrane varijable u prostoru, u metodi konačnih elemenata definiraju se različite funkcije oblika za pojedine tipove konačnog elementa koje omogućuju viši red točnosti.

2.9. Volumenski i površinski integrali

Diskretizacija se bazira na integralnoj formi transportnih jednažbi za svaki kontrolni volumen:

$$\int_V \frac{\partial \varphi}{\partial t} dV + \oint_S \varphi(\mathbf{n} \cdot \mathbf{u}) dS + \oint_S \gamma(\mathbf{n} \cdot \nabla \varphi) dS = \int_V q_V dV. \quad (21)$$

Svaki član sadrži ili volumenski ili površinski integral. Koristeći opisanu raspodjelu u prostoru i uz pomoć izraza (15) volumenski integral može se zapisati kao:

$$\begin{aligned} \int_V \varphi(x) dV &= \int_V [\varphi(x_p) + (x - x_p) \cdot (\nabla \varphi)_p] dV \\ &= \varphi(x_p) \int_V dV + (\nabla \varphi)_p \cdot \int_V (x - x_p) dV = \varphi_p V_p \end{aligned} \quad (22)$$

Površinski integral rastavlja se u sumu po svim površinama kontrolnog volumena i dalje se postupa kao u prethodnom slučaju:

$$\begin{aligned}\oint_S \mathbf{n} \varphi dS &= \sum_f \int_{S_f} \mathbf{n} \varphi_f dS_f \\ &= \sum_f \int_{S_f} \mathbf{n} [\varphi_f + (\mathbf{x} - \mathbf{x}_f) \cdot (\nabla \varphi)_f] dS_f. \\ &= \sum_f S_f \cdot \varphi_f\end{aligned}\quad (23)$$

Gornji integrali pokazuju kako pretpostavka linearne raspodjele φ i odabir P kao težišta eliminira drugi dio integrala prilikom izvoda izraza za volumenski i površinski integral.

2.10. Diskretizacija operatora

U sljedećim odjelcima bit će izveden diskretni prikaz različitih operatora.

2.10.1. Vremenska derivacija

Vremenska derivacija opisuje brzinu promjene veličine φ . Koristeći prije opisane vremenske varijacije u čvoru i definirajući vremenski korak kao Δt sljedeća nomenklatura može biti uvedena:

$$\begin{aligned}t_{\text{new}} &= t_{\text{old}} + \Delta t, \\ \varphi^o &= \varphi(t=t_{\text{old}}), \\ \varphi^n &= \varphi(t=t_{\text{new}}),\end{aligned}\quad (24)$$

i dalje za prvi i drugi red diskretizacije slijedi:

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} = \frac{\varphi^n - \varphi^o}{\Delta t}, \quad (25)$$

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} = \frac{\frac{3}{2} \varphi^n - \varphi^o + \frac{1}{2} \varphi^{oo}}{\Delta t}. \quad (26)$$

Ako se uvede volumenski integral:

$$\int_V \frac{\partial \varphi}{\partial t} dV = \frac{\varphi^n - \varphi^o}{\Delta t} V_P. \quad (27)$$

Slično kao i gore, druga derivacija u vremenu se izračuna koristeći vrijednosti φ za dva vremenska koraka unatrag:

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} = \frac{\varphi^n - 2\varphi^o + \varphi^{oo}}{\Delta t^2}. \quad (28)$$

gdje je $\varphi^n = \varphi(t+\Delta t)$, $\varphi^o = \varphi(t)$, $\varphi^{oo} = \varphi(t-\Delta t)$. Također se može izvesti druga derivacija u vremenu s drugim redom točnosti koristeći vrijednosti φ tri vremenska koraka unatrag $\varphi^{ooo} = \varphi(t-2\Delta t)$:

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} = \frac{2\varphi^n - 5\varphi^o + 4\varphi^{oo} - \varphi^{ooo}}{\Delta t^2}. \quad (29)$$

2.10.2. Evaluacija gradijenta

Evaluacija gradijenta predstavlja direktnu aplikaciju Gaussovog teorema:

$$\int_{V_P} \nabla \varphi dV = \oint_{\partial V_P} ds \varphi. \quad (30)$$

Diskretizirana forma može se dalje podijeliti u sumu površinskih integrala:

$$\oint_S \mathbf{n} \varphi dS = \sum_f s_f \varphi_f. \quad (31)$$

Međutim, i dalje treba odrediti vrijednost φ na površini. Koristeći diskretizaciju drugog reda točnosti može se pretpostaviti linearna promjena između P i N i vrijednosti φ na površini odrediti pomoću vrijednosti u čvorovima:

$$\varphi_f = f_x \varphi_P + (1 - f_x) \varphi_N. \quad (32)$$

2.10.3. Metoda minimalnih kvadratnih odstupanja (engl. Least Squares Fit)

Na visoko distordiranim mrežama, točnost Gaussovih gradijenata je narušena. *Least squares fit* koristi set susjednih točaka bez uzimanja u obzir geometrije kontrolnih volumena kako bi se formirao gradijent fizikalne veličine. Pretpostavivši linearnu promjenu općenite varijable φ , greška u N iznosi:

$$e_N = \varphi_N - (\varphi_P + d_N \cdot (\nabla \varphi)_P). \quad (33)$$

Minimizirajući grešku kvadratnih odstupanja:

$$e_P^2 = \sum_N (w_N e_N)^2, \quad (34)$$

sa težišnom funkcijom:

$$w_N = \frac{1}{|d_N|}, \quad (35)$$

dobiva se sljedeći izraz:

$$(\nabla \varphi)_P = \sum_N w_N^2 \mathbf{G}^{-1} \cdot \mathbf{d}_N (\varphi_N - \varphi_P), \quad (36)$$

gdje je \mathbf{G} 3×3 simetrična matrica:

$$\mathbf{G} = \sum_N w_N^2 \mathbf{d}_N \mathbf{d}_N. \quad (37)$$

2.10.4. Konvektivni transport

Konvektivni član opisiva transport fizikalne veličine ostvaren konvektivnom brzinom. Generalno govoreći, konvekcija se može shvatiti kao koordinatna transformacija jer je

informacija (varijabla) nošena poljem strujanja iz jedne regije u drugu. Koncept *uzvodnog* (engl. *upwind*) ili *nizvodnog* (engl. *downwind*) smjera je potreban za razumijevanje konvektivnog procesa. Integracija se provodi na isti način kao i prije:

$$\oint_S \varphi(\mathbf{n} \cdot \mathbf{u}) dS = \sum_f \varphi_f (\mathbf{s}_f \cdot \mathbf{u}_f) = \sum_f \varphi_f F, \quad (38)$$

gdje je φ_f vrijednost svojstva φ na površini kontrolnog volumena, dok

$$F = \mathbf{s}_f \cdot \mathbf{u}_f \quad (39)$$

predstavlja protok kroz površinu. Primarne nepoznanice i u ovom slučaju nisu vrijednosti na površinama kontrolnih volumena već vrijednosti varijabli u čvorovima kontrolnih volumena. Stoga, kako bi se zatvorio sustav jednačbi, potrebno je definirati φ_f pomoću vrijednosti φ_P i φ_N . Postoji nekoliko shema interpolacije kojima se to izvodi. *Shema centralnih razlika* (diferencija) je drugog reda točnosti ali uzrokuje nepostojeće oscilacije rješenja u nekim slučajevima:

$$\varphi_f = f_x \varphi_P + (1 - f_x) \varphi_N, \quad (40)$$

gdje je

$$f_x = \frac{\overline{fN}}{PN}. \quad (41)$$

Uzvodna shema uzima u obzir transportnu prirodu konvektivnog člana: informacija dolazi uzvodno od mjesta promatranja. U njoj ne postoje umjetne oscilacije ali zato unosi numeričku difuziju u rješenje problema:

$$\varphi_f = \max(F, 0) * \varphi_P + \min(F, 0) * \varphi_N. \quad (42)$$

Osim spomenute dvije, postoji čitav niz ostalih shema interpolacije koje pokušavaju postići visoki stupanj točnosti a pritom ne izazivajući značajnije oscilacije, npr. TVD i NVD familije: $\varphi_f = f(\varphi_P, \varphi_N, F, \dots)$.

2.10.5. Difuzijski član

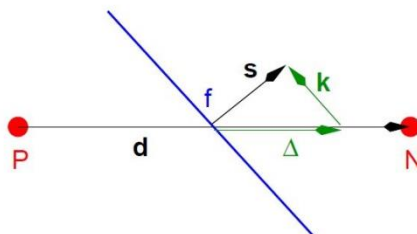
Difuzijskim članom opisuje se transport pokretan gradijentom neke veličine. Koristeći istu proceduru kao i prije slijedi:

$$\begin{aligned} \oint_S \gamma(\mathbf{n} \cdot \nabla \varphi) dS &= \sum_f \int_{S_f} \gamma(\mathbf{n} \cdot \nabla \varphi) dS \\ &= \sum_f \gamma_f \mathbf{s}_f \cdot (\nabla \varphi)_f \end{aligned} \quad (43)$$

γ_f se dobije iz vrijednosti zapisane u čvoru ćelije koristeći shemu centralnih razlika. Ako se s_f i $d_f = PN$ preklapaju, diskretizacija gradijenta u smjeru normale na površinu glasi:

$$\mathbf{s}_f \cdot (\nabla \varphi)_f = |\mathbf{s}_f| \frac{\varphi_N - \varphi_P}{|\mathbf{d}_f|} \quad (44)$$

Ovo je komponenta gradijenta u smjeru vektora \mathbf{d}_f . Za neokomite mreže, potrebno je uvesti korekcijski član.



Slika 5. Korekcija vektora \mathbf{d}_f [4]

U tom slučaju vektor \mathbf{s} se rastavlja na komponentu paralelnu sa \mathbf{d} i ostatak (vektor \mathbf{k} sa slike 5.). Za paralelnu komponentu sve ostaje isto kao i prije ali kako bi se postigao točan vektor \mathbf{s} mora se dodati i korekcija $\mathbf{k}(\nabla \varphi)_f$.

2.10.6. Izvori i ponori

Izvorski član i ponor se integriraju po volumenu:

$$\int_V q_v dV = q_v V_P \quad (45)$$

Općenito, q_v može biti funkcija prostora i vremena, samoga sebe, nekih drugih varijabli i može biti poprilično zahtjevan za opisivanje. Obično se provodi linearizacija s obzirom na promatrano svojstvo φ kako bi se povećala stabilnost modela i uvela ograničenja na iznose varijable:

$$q_v(\varphi) = q_u + q_d \varphi \quad (46)$$

gdje je $q_d = \frac{\partial q_v(\varphi)}{\partial \varphi}$ (ponor ako je $q_d < 0$).

2.11. Vremenska integracija

Kada su poznate diskretizacije svih operatora može se krenuti sa evaluacijom rješenja u vremenu. Postoje dvije osnovne sheme za to: eksplicitna i implicitna. Obje sheme su korisne pod određenim uvjetima. Točnost proračuna uvelike ovisi o izboru sheme i veličini vremenskog koraka.

Kod eksplicitne sheme u čvorovima su poznate vrijednosti iz prošlosti, a treba odrediti vrijednosti u čvorovima iz sadašnjeg trenutka. Vremenska derivacija zamjenjuje se formulom za diferenciranje unaprijed, a s obzirom na to da su sve vrijednosti u starom vremenskom

koraku poznate dobiva se eksplicitno rješenje za čvor P u sadašnjem vremenskom trenutku. Vrijednost Courantovog broja predstavlja veliko ograničenje ovoj metodi. Naime, informacija tijekom jednog vremenskog koraka može propagirati samo za veličinu jedne ćelije, inače algoritam postaje nestabilan. S druge strane, ova metoda je dosta brza i učinkovita te ne zahtijeva dodatnu radnu memoriju prilikom rješavanja, ali je vrlo loša za opisivanje eliptičnog ponašanja.

Algoritam implicitne metode koristi se diferenciranjem unazad što u konačnici, kada se postave analogni izrazi za sve čvorove, rezultira sustavom algebarskih jednadžbi koje treba rješavati. Implicitnost uklanja ograničenje Courantovog broja pa se mogu koristiti veći vremenski koraci. Ova shema idealna je za eliptične probleme, ali zahtijeva dodatnu radnu memoriju prilikom rješavanja.

Ukoliko se promotre diskretizirane forme operatora primjećuje se da vremenska derivacija od φ ovisi o staroj vrijednosti u tom čvoru. Kod konvekcije je \mathbf{u} zadan, a φ_f ovisi o φ_P i φ_N dok kod difuzije $s_f \cdot (\nabla\varphi)_f$ također ovisi o φ_P i φ_N . Odnosno, vrijednost rješenja u čvoru ovisi o vrijednostima u čvorovima koji ga okružuju. Stoga se za svaki kontrolni volumen može postaviti izraz:

$$a_p \varphi_P + \sum_N a_N \varphi_N = r, \quad (47)$$

gdje indeks N predstavlja sve susjedne čvorove promatranog čvora. Svaki put kad φ_P ovisi o samome sebi, dodaje se doprinos u obliku koeficijenta a_p . Svaki put kad φ_N ovisi o samome sebi dodaje se doprinos kroz koeficijent a_N . Ostali doprinosi bilježe se preko r . Kao što je spomenuto kod eksplicitne sheme φ_P^n ovisi samo o starim vrijednostima u susjednim čvorovima φ_N^o pa za eksplicitnu shemu vrijedi izraz:

$$\varphi_P^n = \frac{r - \sum_N a_N \varphi_N^o}{a_p}. \quad (48)$$

Iz ovog izraza uočava se kako za rješenje nisu potrebne nikakve dodatne informacije. Kod implicitne sheme φ_P^n ovisi o novim vrijednostima susjednih čvorova φ_N^n pa vrijedi:

$$\varphi_P^n = \frac{r - \sum_N a_N \varphi_N^n}{a_p}. \quad (49)$$

Iz izraza se primjećuje kako svaka vrijednost u novom vremenskom trenutku ovisi o ostalim vrijednostim iz novog vremenskog trenutka pa se ovaj sustav jednadžbi simultano rješava.

Kad se ove jednadžbe postavje za sve kontrolne volumene dobiva se linearni sustav u formi matrica:

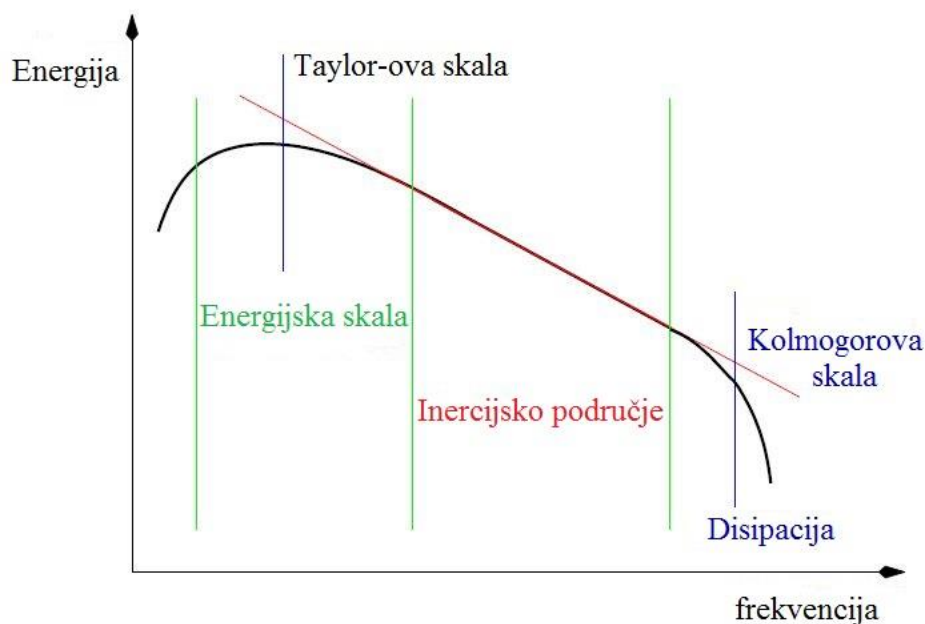
$$[A][\varphi] = [r], \quad (50)$$

gdje $[A]$ sadrži matrične koeficijente, $[\varphi]$ vrijednosti φ_P u čvorovima dok $[r]$ predstavlja desnu stranu. $[A]$ je potencijalno vrlo velika matrica: $N \times N$ gdje je N = broj ćelija, s tim da je mali broj koeficijenata različit od nule. Povezanost matrice uvijek je lokalna što potencijalno vodi k uštedi memorije ukoliko se odaberu pogodni formati i pametno numeriraju čvorovi. Ovo je kvadratna matrica gdje je broj nepoznanica jednak broju jednadžbi. Ukoliko se radi o stacionarnom stanju i linearnim jednadžbama ovaj sustav može biti riješen i u jednom prolazu. Za nelinearne jednadžbe ili posebne metode diskretizacije, koriste se relaksacijske metode koje pokazuju karakteristike integriranja u vremenu (smanjenje ili povećanje vremenskog koraka).

2.12. Turbulencija

Turbulencija je nepravilna, nestacionarna, trodimenzionalna, strogo nelinearna, ireverzibilna stohastička pojava gibanja fluida. Koristan način predočavanja turbulencije je pomoću dinamike vrtloga. Veliki se vrtlozi, kreirani strujanjem fluida, tijekom procesa razvlačenja vrtloga razbijaju u manje. Na taj se način energija kreće s većih područja na područja manjih dimenzija. Disipacija energije raste sa povećanjem gradijenta brzine, a on je najveći kod najmanjih vrtloga. Stoga je potrebno razlikovati nekoliko osnovnih dijelova energijske kaskade koja se pojavljuje [Slika 6.]:

- Veliki vrtlozi – nastaju pod utjecajem oblika domene i globalnog strujanja. Ovi su vrtlozi problematični jer ih je ponekad teško razlikovati od koherentih struktura strujanja,
- Taylorova skala – vrtlozi ove veličine sadrže najveći dio turbulentne kinetičke energije,
- Inercijsko područje – razvlačenje vrtloga ovih dimenzija može se opisati inercijskim efektima lomljenja vrtloga,
- Mali vrtlozi – koji sadrže mali udio ukupne energije ali najviše doprinose disipaciji energije. Ovdje spadaju vrtlozi koji imaju najmanje, još relevantne dimenzije u turbulentnim strujanjima okarakterizirane kao Kolmogorova mikro skala.



Slika 6. Energijska kaskada turbulencija [4]

Prilikom rješavanja problema turbulencije cilj je pojednostavljeno rješenje Navier-Stokesovih jednačbi korištenjem srednjih vrijednosti promatranih veličina ili ograničavanjem prostorne i vremenske rezolucije kod potpunog modela. U skladu s tim postoje tri osnovna načina rješavanja turbulencije:

- engl. Direct Numerical Simulations (DNS),
- engl. Reynolds-Averaged Navier-Stokes (RANS) model,
- engl. Large Eddy Simulations (LES).

U ovom je radu korišten RANS model za opisivanje turbulencije koji će biti pobliže opisan, dok se u detaljniju analizu ostala dva pristupa neće ulaziti.

2.12.1. RANS

RANS model temelji se na činjenici da inženjere ne zanima dio rješenja koji je opisan turbulentnim fluktuacijama, već srednje vrijednosti brzine, tlaka, gustoće, itd. Dakle, u ovom slučaju nije više potrebno izvoditi tranzijentne simulacije i naknadno osrednjavanje, već se direktno traže rješenja u formi srednjih vrijednosti fizikalne veličine. Na taj način uvelike se smanjuju računalni zahtjevi i vremena računanja u odnosu na npr. DNS. Rastavljanjem promatrane fizikalne veličine φ u srednji $\bar{\varphi}$ i oscilirajući dio φ' dobiva se:

$$\mathbf{u} = \bar{\mathbf{u}} + \mathbf{u}', \quad (51)$$

$$p = \bar{p} + p'. \quad (52)$$

Uvrste li se prethodni izrazi u originalne jednadžbe nestlačivog (radi jednostavnosti) strujanja i eliminiraju svi članovi koji sadrže umnožak srednje i oscilirajuće vrijednosti fizikalne veličine dobiva se:

$$\frac{\partial \bar{\mathbf{u}}}{\partial t} + \nabla \cdot (\bar{\mathbf{u}} \bar{\mathbf{u}}) - \nabla \cdot [\nu \nabla \bar{\mathbf{u}}] = -\nabla \bar{p} + \nabla \cdot (\overline{\mathbf{u}'\mathbf{u}'}), \quad (53)$$

$$\nabla \cdot \bar{\mathbf{u}} = 0.$$

S desne strane jednakosti pojavljuje se novi član, tenzor Reynoldsovih naprezanja:

$$\mathbf{R} = \overline{\mathbf{u}'\mathbf{u}'}. \quad (54)$$

Kako bi se zatvorio sustav jednadžbi potrebno je opisati nepoznanicu \mathbf{R} kao funkciju rješenja.

Postoje dva osnovna načina:

1. Definirati algebarsku funkciju koja rezultira u *eddy viscosity* modelima $\mathbf{R} = f(\bar{\mathbf{u}}, \bar{p})$;
2. Uvesti dodatne diferencijalne jednadžbe očuvanja fizikalnog svojstva, tj. transportnu jednadžbu za \mathbf{R} . Na taj način dobivaju se *Reynolds Stress Transport* modeli (RSM). Međutim, uvođenjem novih jednadžbi broj nepoznanica raste brže nego broj dodatnih jednadžbi pa se na određenom stupnju razvijanja ovog problema ipak mora upotrijebiti ideja navedena pod 1. U tom slučaju modelira se više nepoznanica, ali njihov je utjecaj na konačni rezultat manji nego u *eddy viscosity* modelima što je i osnovna prednost ovakvih modela. Nedostatak su povećani računalni zahtjevi i kompliciranost upotrebe za krajnjeg korisnika.

2.12.2. *Eddy viscosity modeli*

Tenzor \mathbf{R} u jednadžbi se nalazi pod operatorom divergencije i ponaša se kao difuzivni član. U skladu s time ovaj tenzor se može zamijeniti simetričnim tenzorom drugoga reda gradijenta brzine \mathbf{S} :

$$\mathbf{R} = f(\bar{\mathbf{S}}), \quad (55)$$

$$\bar{\mathbf{S}} = \frac{1}{2} [\nabla \bar{\mathbf{u}} + (\nabla \bar{\mathbf{u}})^T].$$

Dimenzijskom analizom uočava se da je potrebno dodati faktor dimenzije viskoznosti: za laminarne tokove to će biti $[m^2/s]$ i zbog svoje ekvivalentnosti sa laminarnom viskoznošću naziva se turbulentna viskoznost ν_t . Problem se svodi na traženje ν_t kao funkcije rješenja. Promotri li se dimenzije vidljivo je da je potrebno koristiti dimenziju duljine i vremena što se može postići korištenjem dimenzije brzine U i duljine Δ . Dimenzija brzine može se predstaviti kao fluktuacija brzine \mathbf{u}' , a dimenzija duljine kao veličina vrtloga koji sadrže energiju (Taylorova skala). Stoga se može zapisati:

$$\mathbf{R} = \nu_t \frac{1}{2} \left[\nabla \bar{\mathbf{u}} + (\nabla \bar{\mathbf{u}})^T \right],$$

$$\nu_t = A \frac{U}{\Delta},$$
(56)

gdje je A bezdimenzijska konstanta koja omogućava podešavanje modela. Dakle, dimenzija brzine predstavlja snagu turbulentnih fluktuacija ($U \approx |\mathbf{u}'|$) pa je jednostavno definirati kinetičku energiju:

$$k = \frac{3}{2} \mathbf{u}'^2,$$
(57)

direktno iz jednadžbe količine gibanja u sljedećem obliku (jednadžba turbulentne kinetičke energije):

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \nabla \cdot (\bar{\mathbf{u}} k) - \nabla \cdot (\nu_{eff} \nabla k) = \nu_t \left[\frac{1}{2} (\nabla \bar{\mathbf{u}} + \nabla \bar{\mathbf{u}}^T) \right]^2 - \varepsilon,$$
(58)

gdje je ν_{eff} efektivna viskoznost koja predstavlja zbroj molekularne i turbulentne viskoznosti, a ε turbulentna disipacija koja sadrži dimenziju duljine:

$$\varepsilon = C_\varepsilon \frac{k^{\frac{3}{2}}}{\Delta}.$$
(59)

Nula-dimenzionalni modeli pretpostavljaju stanje lokalne ravnoteže bez transporta: $k = \varepsilon$. Problem se u tom slučaju svodi na specificiranje karakteristične dimenzije duljine. Primjer je Smagorinsky model:

$$\nu_t = (C_s \Delta)^2 |\bar{\mathbf{S}}|,$$
(60)

gdje je C_s Smagorinskova konstanta. **Modeli s jednom jednažbom** rješavaju jednadžbu turbulentne kinetičke energije i koriste algebarsku jednadžbu za dimenziju duljine. **Modeli s dvije jednažbe** također koriste jednadžbu turbulentne kinetičke energije, a sustav zatvaraju formiranjem jednažbe očuvanja i za turbulentnu disipaciju ε (ili *eddy turnover time* ω , Wilcox model) što podrazumijeva i modeliranje izvorskih i ponorskih članova za novu jednadžbu. Najpopularniji model s dvije jednažbe je zasigurno $k - \varepsilon$ model. Jednadžba za turbulentnu kinetičku energiju već je navedena (58), a za disipaciju glasi:

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \nabla \cdot (\bar{\mathbf{u}} \varepsilon) - \nabla \cdot (\nu_{eff} \nabla \varepsilon) = C_1 G \frac{\varepsilon}{k} - C_2 \frac{\varepsilon^2}{k}.$$
(61)

Gdje G predstavlja:

$$G = \nu_t \left[\frac{1}{2} (\nabla \bar{\mathbf{u}} + \nabla \bar{\mathbf{u}}^T) \right]^2, \quad (62)$$

a turbulentna viskoznost iznosi:

$$\nu_t = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon}. \quad (63)$$

$\nu^2 - f$ model turbulencije predstavlja alternativu između *eddy viscosity* i RSM modela. Sličan je standardnom $k - \varepsilon$ modelu, ali uključuje i turbulentnu anizotropiju u blizini zida i globalne utjecaje tlaka i naprežanja. Sastoji se od četiri transportne jednačbe i to za turbulentnu kinetičku energiju (k), disipaciju (ε), varijaciju brzine ($\bar{\nu}^2$) i eliptičnu relaksacijsku funkciju (f). Stavka koja ga bitno razlikuje od $k - \varepsilon$ modela upotreba je varijacije brzine ($\bar{\nu}^2$) umjesto turbulentne kinetičke energije k za evaluaciju turbulentne viskoznosti. $\bar{\nu}^2$ može se predočiti kao fluktuacija brzine u smjeru normale na strujnice. Ovakav pristup pokazao se kao vrlo praktičan kod opisivanja prigušenja turbulencija uz sami zid, što veličina k ne omogućuje.

U ovome radu korišten je $k - \zeta - f$ model turbulencije. Ovaj model razvila je skupina autora (Hanjalic, Popovac, i Hadziabdic) 2004. godine i predstavlja nadogradnju postojećeg $\nu^2 - f$ modela u smislu povećanja numeričke stabilnosti. Kao što je prije spomenuto, $\nu^2 - f$ model je postao popularan jer su empirijske funkcije prigušenja zamijenjene uvođenjem varijacije brzine $\bar{\nu}^2$ koja se dobiva iz koncepta eliptične relaksacije. Međutim, ovakav model uvodi rubne uvjete za eliptičnu funkciju koji su proporcionalni sa $1/y^4$ (y je bezdimenzijska udaljenost od zida) čineći proračune dosta osjetljivim u poračunskim ćelijama koje se nalaze neposredno uz sami zid. Spomenuta skupina autora predložila je *eddy viscosity* model koji bi rješavao transportnu jednačbu za omjer $\bar{\nu}^2 / k$ umjesto $\bar{\nu}^2$. Na taj način uveden je robustniji rubni uvjet za funkciju f , pa je u ovom slučaju f_{wall} proporcionalan sa $1/y^2$. Jednačbe za ovaj model glase:

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \nabla \cdot (\bar{\mathbf{u}} k) - \nabla \cdot (\nu_{\text{eff}} \nabla k) = G - \varepsilon, \quad (64)$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \nabla \cdot (\bar{\mathbf{u}} \varepsilon) - \nabla \cdot (\nu_{\text{eff}} \nabla \varepsilon) = C_{\varepsilon 1}^* G \frac{1}{T} - C_{\varepsilon 2} \frac{\varepsilon}{T}, \quad (65)$$

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + \nabla \cdot (\bar{\mathbf{u}} \zeta) - \nabla \cdot (\nu_{\text{eff},2} \nabla \zeta) = f - \frac{\zeta}{k} G, \quad (66)$$

a eliptična funkcija ima oblik:

$$f - L^2 \nabla^2 f = \left(C_1 + C_2 \frac{G}{\zeta} \right) \left(\frac{2/3 - \zeta}{T} \right). \quad (67)$$

Karakteristično turbulento vrijeme T i duljina L definirani su kao:

$$T = \max \left(\min \left(\frac{k}{\varepsilon}, \frac{a}{\sqrt{6} C_\mu^v |S| \zeta} \right), C_T \left(\frac{v^3}{\varepsilon} \right)^{\frac{1}{2}} \right), \quad (68)$$

$$L = C_L \max \left(\min \left(\frac{k^{\frac{3}{2}}}{\varepsilon}, C_\eta \left(\frac{v^{\frac{3}{4}}}{\varepsilon^{\frac{1}{4}}} \right) \right) \right). \quad (69)$$

Također, dodatna modifikacija ovog modela u ε jednadžbi je prigušenje veličine $C_{\varepsilon 1}$ u blizini stijenke te vrijedi:

$$C_{\varepsilon 1}^* = C_{\varepsilon 1} \left(1 + 0.045 \sqrt{1/\zeta} \right). \quad (70)$$

U gore navedenim jednadžbama a , C_1 , C_2 , $C_{\varepsilon 1}$, $C_{\varepsilon 1}^*$, $C_{\varepsilon 2}$, C_η , C_T , C_μ^v predstavljaju konstante modela.

$k - \zeta - f$ model sa četiri jednadžbe je dosta robustan i točniji od jednostavnijih *eddy viscosity* modela sa dvije jednadžbe. Međutim, u prosjeku se vrijeme računanja povećava za 15 % u odnosu na vrijeme potrebno za računanje s $k - \varepsilon$ modelom.

2.12.3. Modeliranje strujanja uz stijenku

Prisutnost čvrste stijenke kao granice domene usmjerava vrtloge što utječe na karakteristične dimenzije turbulencije. Mali vrtlozi bivaju zarolani u veće i odbijeni od zida te se na neki način događa invertirani prijenos energije što nije obuhvaćeno standardnim pristupom modeliranja ovakvih pojava. Dakle, pretpostavka o razvijenom turbulentnom strujanju i energijskoj kaskadi nije ispunjena u blizini nepropusne stijenke. Poznato je da se viskozni fluid lijepi uz stijenku tako da je brzina fluida (dakle i pulsirajuća brzina) na stijenci jednaka nuli. Udaljavanjem od stijenke turbulentne pulsacije jačaju, ali uz samu stijenku su one male, što znači da je mala i turbulentna viskoznost pa u tom području neće vrijediti niti definirani model turbulencije, o čemu treba voditi računa pri njegovoj primjeni. Postoje dvije mogućnosti za rješenje ovog problema:

1. U neposrednoj blizini stijenke formulirati „specijalni“ model turbulencije koji vrijedi za niske vrijednosti Re .
2. Premostiti područje u kojem ne vrijedi model turbulencije za visoke vrijednosti Re definiranjem rubnih uvjeta na rubu do kojeg još uvijek vrijedi model (definiranjem „unutarnjih“ rubnih uvjeta).

Za realizaciju drugog načina ostaje problem određivanja raspodjele varijabli u neposrednoj blizini zida, na temelju koje bi se definirali unutarnji rubni uvjeti. Danas se najčešće koriste teorijska rješenja primjenjiva na područje uz zid, takozvane zidne funkcije (engl. wall function). U neposrednoj blizini stijenke strujanje je paralelno sa stijenkom, a komponenta brzine okomito na stijenku je zanemarivo mala. Ako komponentu brzine glavnog strujanja paralelno sa stijenkom označimo sa u , a koordinatu okomito na stijenku sa y , onda zanemarivanjem malih članova u jednadžbi količine gibanja (za smjer strujanja) slijedi

$$\frac{\partial}{\partial y} \left[(\mu + \mu_t) \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \right] = \frac{\partial \tau}{\partial y} = 0, \quad (71)$$

iz čega je jasno da je ukupno tangencijalno naprezanje konstantno gledajući u smjeru okomito na stijenku i jednako naprezanju na stijenci $\tau_w = \tau = \text{konst.}$ U neposrednoj blizini stijenke gdje su turbulentne pulsacije prigušene (i posljedično turbulentna viskoznost mala), molekularna viskoznost dominira (područje viskoznog podsloja), pa se turbulentna viskoznost može zanemariti, te se iz jednadžbe (71) dobije da je u tom području profil brzine linearan:

$$\bar{u} = \frac{\tau}{\mu} y \text{ ili bezdimenzijski } u^+ = y^+, \quad (72)$$

gdje je $u^+ = \frac{\bar{u}}{u_\tau}$, $y^+ = \rho u_\tau y / \mu$, a $u_\tau = \sqrt{\tau_w / \rho}$.

U tom području Re poprima niske vrijednosti i u njemu ne vrijedi definirani model turbulencije, te ga treba premostiti. Nakon viskoznog podsloja slijedi prijelazni podsloj unutar kojega je utjecaj molekularne i turbulentne viskoznosti ravnopravan (istog reda veličine), u kojem Re također ima niske vrijednosti, a nakon prijelaznog podsloja dolazi inercijski podsloj u kojem dominira turbulentna viskoznost i u kojem vrijedi model turbulencije za visoke vrijednosti Re . Zanemarivanjem molekularne viskoznosti i modeliranjem turbulentne

viskoznosti uz pomoć Prandtlove hipoteze puta miješanja po kojoj je $\mu_t = \rho \kappa^2 y^2 \left| \frac{d\bar{u}}{dy} \right|$ iz

izraza (71) slijedi

$$\bar{u} = \frac{1}{\kappa} \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} \ln y + C \text{ ili bezdimenzijski } u^+ = \frac{1}{\kappa} \ln y^+ + B = \frac{1}{\kappa} \ln(Ey^+), \quad (73)$$

gdje je κ von Karmanova konstanta, a B , odnosno E konstanta integracije. Područje inercijalnog podsloja u kojem se mjerenja dobro poklapaju s logaritmičkim profilom brzine (izvedenim pod pretpostavkom $\mu \ll \mu_t$) proteže se za sve Reynoldsove brojeve od y^+ približno 30 do 100 i više, zavisno od Reynoldsova broja. Stoga će se pri numeričkom

proračunu turbulentnog strujanja u kojem će se za zadavanje rubnih uvjeta koristiti zidne funkcije tražiti da prvi čvor do stijenke bude u tom području y^+ .

U ovome radu korišten je *Hybrid Wall Treatment* (Popovac, Hanjalic, 2005.). Ovaj model osigurava stupnjevitou promjenu između formulacija za viskozni podsloj i zidnih funkcija. Autori su proširili Kaderov prijedlog (1991.) za opisivanje temperaturnog profila u rubnom sloju također i na svojstva turbulencije pa vrijedi:

$$U^+ = y^+ e^{-\Gamma} + \frac{1}{\kappa} \ln(Ey^+) e^{-1/\Gamma},$$

$$\mu_w = \mu \frac{y_p^+}{U_p^+},$$
(74)

gdje je

$$\Gamma = \frac{0.01(P_r y^+)^4}{1 + 5P_r^3 y^+}.$$
(75)

Ovakav pristup osigurava korištenje standardnih zidnih funkcija za visoke vrijednosti y^+ kao i integraciju jednadžbi sve do stijenke za vrlo niske vrijednosti y^+ . Slično se izvode i odnosi za disipaciju i turbulentnu viskoznost neposredno uz čvrstu stijenku. Produkcija turbulentne kinetičke energije također je modificirana kako bi se osiguralo da se dobivaju jednaki rezultati kao i u *low Reynolds* modelima za niski y^+ , i kao kod korištenja zidnih funkcija za visoki y^+ . Iako je upotrebljiv i s ostalim modelima turbulencije, ovakav pristup modeliranja zidnih funkcija se pokazao posebno dobrim u kombinaciji sa $k - \zeta - f$ modelom turbulencije.

3. MODELIRANJE IZGARANJA U OTTOVOM MOTORU

3.1. Laminarna i turbulentna brzina širenja plamena

U Ottovom motoru plamen je iniciran pomoću energije električne iskre koja se dobiva iz sekundarnog strujnog kruga sustava za paljenje. Nakon toga, tzv. predmiješana plamena fronta se počinje širiti od položaja svjećice kroz komoru izgaranja. Za brzinu oslobađanja energije i porast tlaka u cilindru od posebne važnosti je brzina propagacije predmiješane plamene fronte, ili skraćeno brzina širenja plamena. Potrebno je razlikovati laminarnu brzinu širenja plamena S_l od turbulentne brzine širenja plamena S_t . Laminarna brzina širenja plamena označava brzinu širenja tanke predmiješane plamene fronte u statičkoj (laminarnoj) mješavini goriva i zraka. Osim o kinetici kemijskih reakcija, laminarna brzina ovisi o provođenju topline i difuzijskim procesima unutar plamena, i može se definirati kao funkcija korištenog goriva, omjera goriva i zraka, udjela zaostalih dimnih plinova, tlaka i temperature sastojaka. Često se koristi Metghalchi i Keck-ova relacija:

$$S_l = S_{l,0} \left(\frac{T_{fr}}{T_{ref}} \right)^\alpha \left(\frac{p}{p_{ref}} \right)^\beta (1 - 2.1y_{egr}), \quad (76)$$

gdje y_{egr} označava maseni udio zaostalih plinova, a T_{ref} i p_{ref} referentno stanje na 298 K i 101.3 kPa. Eksponenti α i β , kao i brzina širenja plamena u atmosferskim uvjetima $S_{l,0}$ su vrijednosti karakteristične za pojedino gorivo. Očito je da ovaj izraz ne vrijedi za vrijednosti udjela zaostalih dimnih plinova $y_{egr} > 0.5$ jer u tom slučaju laminarna brzina postaje negativna.

Međutim, u komori izgaranja nekog realnog motora polje strujanja nije laminarno nego izrazito turbulentno. Stoga se mora dodatno promatrati utjecaj turbulencije na brzinu širenja plamene fronte. Kroz interakciju sa turbulentnim vrtlozima, plamena fronta koja je glatka u laminarnom slučaju, postaje naborana, tako da se njezina površina A_l značajno povećava. Međutim, plamen lokalno i dalje izgara sa laminarnom brzinom. Upravo iz tog razloga povećanje aktivne površine vtloženjem plamene fronte doprinosi povećanju brzine izgaranja zbog čega se uvodi turbulentna brzina širenja plamena S_t , koja se računa iz S_l i lokalnog nivoa turbulencije:

$$u' = \sqrt{\frac{2k}{3}}, \quad (77)$$

gdje je u' prosječna lokalna komponenta brzine turbulentnih fluktuacija. Damköhler-ova relacija (Damköhler, 1940) predstavlja osnovni pristup ovom problemu:

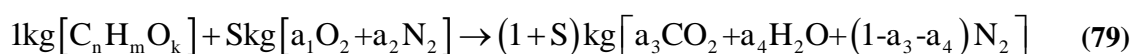
$$S_t = \left(1 + C \frac{u'}{S_l}\right) S_l. \quad (78)$$

Iz ovog izraza jasno je da se turbulentna (stvarna) brzina plamena povećava sa razinom turbulencije. To je razlog zašto Ottovi motori mogu raditi na puno većim brzinama vrtnje nego, na primjer, diesel motori. Naime, razina turbulencije u komori izgaranja uzrokovana procesom izmjene radne tvari raste sa povećanjem brzine vrtnje motora. Na taj način povećava se i turbulentna brzina širenja plamena pa smjesa i dalje stigne potpuno izgorjeti bez obzira na vrlo kratko vrijeme dostupno za izgaranje smjese na visokim brzinama vrtnje motora.

3.2. Modeli izgaranja

Određivanje srednje brzine odvijanja kemijske reakcije predstavlja centralni problem numeričkih simulacija procesa kemijske kinetike. Razlog tome je što su spomenute brzine izrazito nelinearne funkcije lokalnih vrijednosti temperature i koncentracije kemijskih vrsta. Iako je poželjno koristiti detaljne mehanizme kemijskih reakcija (engl. General Species Transport Model), dostupni računalni resursi ne mogu obraditi na tisuće elementarnih reakcija sa stotinama kemijskih vrsta koje se u njima pojavljuju. Naime, za svaku kemijsku vrstu koja se pojavljuje u reakcijskom mehanizmu potrebno je rješavati dodatnu jednadžbu očuvanja kemijske vrste.

Složeni proces oksidacije ugljikohidrata sa zrakom koji se događa prilikom turbulentnog procesa izgaranja u većini slučajeva se izražava samo jednom jednostupanjskom nepovratnom kemijskom reakcijom (engl. Standard Species Transport Model) koja glasi:



Neki od modela (npr. ECFM) bazirani su na složenijim shemama oksidacije koji koriste višestupanjsku reakciju i neke dodatne reakcijske jednažbe.

Uz poznatu srednju brzinu reakcije izgaranja goriva $\overline{\rho r_{fu}}$ pomoću stehiometrijskih odnosa definira se izvorski član u jednadžbi očuvanja kemijske vrste (13), a uz poznatu donju ogrjevnu vrijednost i izvorski član u energijskoj jednadžbi (12). Kod većine modela koja se koristila prije *Coherent Flame Model* (CFM) jezgru modela karakterizira određivanje brzine reakcije na temelju pripadajućih parametara turbulencije, tj. intezivnosti turbulencije i karakterističnih turbulentnih duljina te strukture plamena kao što su debljina plamene fronte i

brzina širenja plamena. Tako se npr. u *Turbulent Flame Speed Closure Combustion Modelu* brzina reakcije može odrediti koristeći dva različita mehanizma:

- Shema samozapaljenja, ili
- Shema propagacije plamena.

Shema samozapaljenja opisana je pomoću Arrheniusova pristupa dok shema propagacije plamena uglavnom ovisi o turbulentnoj brzini plamena. Veća od ove dvije brzine se uzima kao relevantna u danom trenutku. Stoga se brzina reakcije goriva ω_{fuel} može opisati koristeći operator *max* kao što je prikazano:

$$\overline{\rho r_{\text{fu}}} = \max \{ \text{samozapaljenje } \omega_{\text{AI}}, \text{ propagacija plamena } \omega_{\text{FP}} \}. \quad (80)$$

Brzina reakcije kod samozapaljenja ω_{AI} može se zapisati kao:

$$\omega_{\text{AI}} = a_1 \rho^{a_2} y_{\text{fuel}}^{a_3} y_{\text{O}_2}^{a_4} T^{a_5} \exp\left(-\frac{T_a}{T}\right), \quad (81)$$

gdje su a_1 do a_5 empirijski određeni koeficijenti, a T_a aktivacijska temperatura. Brzina reakcije kod mehanizma propagacije plamena ω_{FP} može se zapisati kao umnožak gustoće plina, turbulentne brzine plamena S_t i gradijenta masenog udjela goriva ∇y_{fu} kao:

$$\omega_{\text{FP}} = \rho S_t \nabla y_{\text{fuel}}, \quad (82)$$

gdje se S_t dalje razrađuje po određenim veličinama iz pripadajućeg modela turbulencije. U te detalje neće se ulaziti u ovome radu s obzirom da se koristi *Enhanced Coherent Flame Model*, a ovaj kratki opis služi kako bi se što bolje uočila razlika između *Coherent Flame Model* i njegovih prethodnika.

3.2.1. *Coherent Flame Modeli*

Zbog pretpostavke da su u većini uređaja za izgaranje (npr. motori s unutrašnjim izgaranjem) karakteristična vremena odvijanja kemijskih reakcija mnogo manja u usporedbi sa turbulentnim, dodatni koncept izgaranja može se iskoristiti za bolje opisivanje ove pojave - engl. *Coherent Flame Model* ili CFM. CFM je primjenjiv na predmiješane i nepredmiješane uvjete i temelji se na principu laminarnih plamećaka (naborani dijelovi plamene fronte). Brzina plamećaka S_1 i debljina δ_1 predstavljaju srednje vrijednosti integrirane duž plamene fronte a ovise o tlaku, temperaturi i bogatstvu svježe smjese.

3.2.1.1. *CFM – 2A*

Unutar programskog paketa AVL Fire trenutno su na raspolaganju tri različita CFM modela koji su opisani prema rastućoj složenosti. U nastavku je opisan standardni CFM

model (CFM-2A), zatim MCFM za upotrebu kod izrazito bogate ili siromašne smjese i na kraju ECFM koji je podešen za upotrebu sprej modula kako bi se opisali fenomeni izgaranja u Ottovim motorima s direktnim ubrizgavanjem goriva. Kod svih modela ovog tipa pretpostavljeno je da se kemijska reakcija oksidacije zbiva unutar tankog sloja koji razdvaja svježu neizgorjelu smjesu od potpuno izgorjele. Ovaj model je atraktivan i zanimljiv jer se kemijski i turbulentni dio proučavaju i modeliraju odvojeno. Za razliku od prethodno opisanog modela srednja brzina turbulentne reakcije izgaranja goriva u ovom slučaju može se zapisati kao umnožak gustoće površine plamena Σ i laminarne brzine izgaranja S_L :

$$\overline{\rho r_{fu}} = -\omega_L \Sigma, \quad (83)$$

sa ω_L kao srednjom laminarnom brzinom izgaranja po jedinici površine duž plamene fronte. Za siromašne smjese vrijedi:

$$\omega_L = \rho_{fu,fr} S_L, \quad (84)$$

sa:

$$\rho_{fu,fr} = \rho_{fr} y_{fu,fr}. \quad (85)$$

U ovom izrazu $\rho_{fu,fr}$ je parcijalna gustoća goriva u svježoj smjesi, ρ_{fr} gustoća svježe smjese a $y_{fu,fr}$ predstavlja maseni udio goriva u svježoj smjesi. Povezivanjem prethodnih relacija može se zapisati:

$$\overline{\rho r_{fu}} = -\rho_{fr} y_{fu,fr} S_L \Sigma. \quad (86)$$

Gustoća površine plamena Σ je površina plamene fronte po jedinici volumena [1/m] i računa se zasebno. Sljedeći izraz predstavlja jednadžbu očuvanja gustoće površine plamene fronte Σ :

$$\frac{\partial(\Sigma)}{\partial t} + \nabla \cdot (\Sigma \bar{\mathbf{u}}) - \nabla \cdot \left(\frac{\nu_t}{\sigma_\Sigma} \nabla \Sigma \right) = S_\Sigma = S_g - S_a + S_{LAM}, \quad (87)$$

σ_Σ je turbulentni Schmidtov broj, ν_t je turbulentna kinematička viskoznost, S_g predstavlja produkciju površine plamena zbog turbulentnog razvlačenja plamene fronte a S_a gubitak plamene površine zbog smanjivanja količine reaktanata tijekom izgaranja.

$$S_g = \alpha K_{eff} \Sigma, \quad (88)$$

$$S_a = \beta \frac{\rho_{fu,fr} S_L}{\rho_{fu}} \Sigma^2, \quad (89)$$

gdje je K_{eff} srednja brzina razvlačenja plamene fronte. S_a je zapisan za slučaj izgaranja siromašne smjese, a ekvivalentni izraz se dobiva i za bogatu smjesu ako se maseni udio goriva

zamijeni masenim udjelom kisika. S_{LAM} je doprinos laminarnog izgaranja stvaranju gustoće površine plamene fronte. Ovaj član sastoji se od tri različita efekta:

$$S_{LAM} = S_{PROP} + S_{CURV} + S_{STR} \quad (90)$$

prikazujući doprinos propagacije, savijanja i rastezanja fronte kao što je opisano prije. Spomenuti izvorski i ponorski članovi sadržani u članu S_{Σ} modeliraju se kroz *Intermittent Turbulence Net Flame Stretch* ili ITNFS-model koji opisuje interakciju između jednog vrtloga i plamene fronte kroz direktnu numeričku simulaciju. Pod pretpostavkom da se ukupni efekt turbulentnih fluktuacija može odrediti iz ponašanja vrtloga određene skale, zabilježene vrijednosti se zatim primjenjuju na ukupno turbulentno strujanje.

Produkcija gustoće površine plamene fronte dolazi esencijalno od člana koji opisuje turbulentno razvlačenje plamene fronte S_g . Unutar njega član K_{eff} modelira se pomoću karakteristika razvlačenja plamena velikih vrtloga ε/k uz korekcijsku funkciju C_t koja ovisi o integralnoj duljini vrtloga te viskoznim i tranzijentnim pojavama. C_t je funkcija parametara turbulencije i karakteristika laminarnog plamena. Stoga se faktor turbulentnog razvlačenja plamena K_{eff} može zapisati kao funkcija omjera turbulentne i laminarne brzine plamena i duljinskih omjera: $C_t = f(u'/S_l, l_t/\delta_l)$, gdje je u' turbulentna brzina iz RMS modela, l_t integralna duljina turbulencije, a δ_l laminarna debljina plamene fronte:

$$K_{eff} = \frac{\varepsilon}{k} C_t \quad (91)$$

K_{eff} je veoma važno svojstvo jer snažno utječe na izvorski član produkcije gustoće plamene površine, a s tim i na srednju brzinu turbulentne reakcije. α i β su proizvoljne kalibracijske konstante korištene u CFM-u.

Za laminarnu brzinu S_L vrijedi izraz (76). Međutim, mogu se koristiti i tabelirani eksperimentalni podaci koji su točniji od spomenute empirijske relacije. Tablice su kreirane određivanjem laminarne brzine plamena iz detaljne kemijske kinetike. One su dostupne za sljedeća goriva: CH_4 , C_2H_6 , C_3H_8 , CNG, C_7H_{16} i H_2 . Za goriva koja nisu na ovoj listi, automatski se izabire najrelevantnija tablica.

Unutar CFM-a potrebno je evaluirati svojstva (gustoća i maseni udio goriva) svježe smjese. Ako (p_0, T_0) predstavlja inicijalno stanje tlaka i temperature prije početka izgaranja a p trenutni tlak, temperatura T_{fr} i gustoća ρ_{fr} svježih plinova računaju se preko izentropske transformacije pa slijedi:

$$T_{fr} = T_0 \left(\frac{p_0}{p} \right)^{\frac{1-\kappa}{\kappa}}, \quad \rho_{fr} = \frac{p}{R_0 T_{fr}}, \quad (92)$$

gdje je R_0 inicijalna plinska konstanta i $\kappa = c_p/c_v$ u lokalnim uvjetima. S obzirom da specifični toplinski kapaciteti u stvarnosti nisu konstantni, ova relacija zapravo predstavlja dobru aproksimaciju izentropske transformacije.

3.2.1.2. MCFM

Nakon CFM-2A s vremenom se razvio MCFM, a zatim i ECFM koji zadržavaju sva svojstva prethodnika uz implementaciju novih ideja, odnosno predstavljaju nadogradnju postojećih modela. Razlika između standardnog CFM-2A modela i MCFM-a je u proširenju modela laminarne brzine plamena i dodatnom razmatranju stupnja razvlačenja plamena ispravljenog pomoću kemijskih vremena. Kod CFM-2A modela određivanje laminarne brzine i debljine plamena ograničeno je na ekvivalentne omjere goriva i zraka između ~ 0.6 i ~ 1.7 (ovisno o vrsti goriva). Kako bi se postojeći izrazi mogli koristiti i za veoma siromašne i bogate smjese uvedene su svojevrsne ekstenzije za ekvivalentne omjere ispod 0.5 i iznad 2.0. Naime, za ta područja izrazi se modificiraju sa ciljem linearnog smanjenja laminarne brzine plamena. Na taj način omogućava se određena (smanjena) brzina izgaranja i u gorivom veoma bogatim i siromašnim dijelovima komore izgaranja što bolje odgovara realnom stanju. Ovo se posebno odnosi na motore s direktnim ubrizgavanjem s izrazito heterogenom distribucijom smjese.

Prošireno modeliranje razvlačenja plamene fronte

Dva glavna doprinosa obuhvaćena faktorom razvlačenja K kojim se modelira generiranje gustoće površine plamene fronte su turbulencija i kombinirani efekt savijanja i termalne ekspanzije. U MCFM modelu faktor K modelira se koristeći pretpostavku lokalno izotropne raspodjele gustoće površine plamena:

$$K = \alpha K_t + K_{\text{lam}}, \quad (93)$$

$$K_{\text{lam}} = a_3 S_L \frac{1-c}{c} \Sigma, \quad (94)$$

gdje K_{lam} predstavlja laminarno razvlačenje, K_t je srednje turbulentno razvlačenje plamena poznato iz CFM-2A modela dobiveno pomoću ITNFS podmodela, a_3 je konstanta, a c varijabla koja pokazuje koliki udio goriva je izgorio do promatranog trenutka (*progres* varijabla).

$$c = 1 - \frac{\rho_{\text{fu}} y_{\text{fu}}}{\rho_{\text{fr}} y_{\text{fu,fr}}}. \quad (95)$$

Korekcija kemijskih vremena

Karakteristična vremena povećanja gustoće površine plamene fronte su istog reda veličine kao i vremena odvijanja kemijskih reakcija, posebno u slučaju brzog gibanja klipa u motorima. U suprotnom bi ova korekcija bila zanemariva. Dakle, za uvjete koji vladaju u motorima nužna je korekcija i izvodi se na sljedeći način: ako K predstavlja brzinu linearnog povećanja gustoće površine plamena (= suma laminarnog i turbulentnog doprinosa), efektivna brzina linearnog povećanja K_{eff} može se zapisati kao:

$$K_{\text{eff}} = \frac{K}{1 + K\tau_c}, \quad (96)$$

sa τ_c kao karakterističnim vremenom kemijske reakcije u laminarnom plamenu koji se dobiva pomoću Zeldovichovog broja Ze :

$$\tau_c = a_4 \frac{\delta_L}{S_L Ze}, \quad (97)$$

gdje je S_L laminarna brzina širenja plamena, δ_L laminarna debljina plamene fronte, a a_4 je konstanta. Zeldovichov broj Ze računa se koristeći aktivacijsku temperaturu oksidacije goriva T_a . Stoga vrijedi:

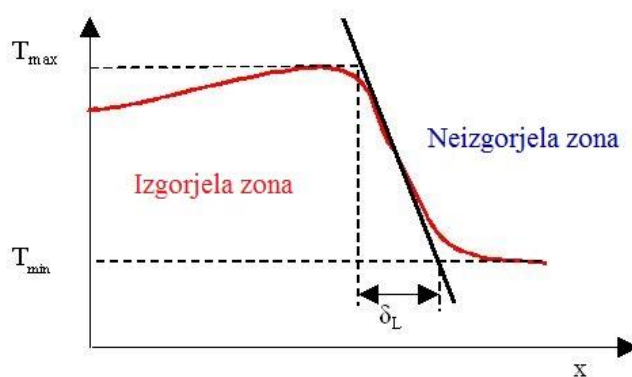
$$Ze = \frac{T_a (T_b - T_{fr})}{T_b^2}, \quad (98)$$

gdje T_b i T_{fr} predstavljaju temperature izgorjele zone i svježije smjese.

Laminarna debljina plamene fronte

Laminarna debljina plamene fronte definira se iz temperaturnog profila u smjeru normale na plamenu frontu [Slika 7.]:

$$\delta_L = (T_{\text{max}} - T_{\text{min}}) / (dT / dx)_{\text{max}}. \quad (99)$$



Slika 7. Laminarna debljina plamene fronte [8]

Blint predlaže i korelaciju koja je neovisna o plamenu koji se proučava. Ova korelacija poprima formu Blintovog broja:

$$Bl = \frac{\delta_L}{\delta_b} \approx 2 \text{ gdje je } \delta_b = (\mu_b / Pr) / (\rho_{fr} S_L), \quad (100)$$

a μ_b je laminarna dinamička viskoznost dobivena iz izgorjele zone i računa se s temperaturom T_b . Ova temperatura dobiva se na sljedeći način:

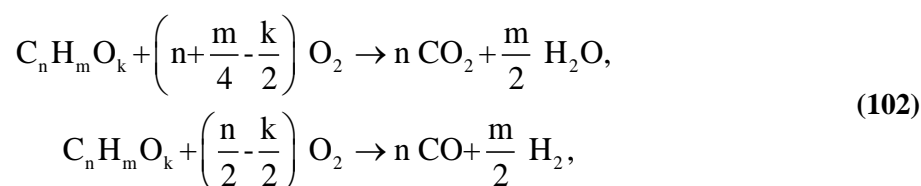
$$T_b = T_{fr} + (Q_h / c_p) y_{fu,fr}. \quad (101)$$

Stoga je laminarna debljina plamene fronte δ_L iz Blintove korelacije ovisna o T_{fr} , S_L , količini otpuštene topline po jedinici mase Q_h (definira se iz entalpije formacije), c_p i viskoznosti zraka. Konačno, također je ovisna i o masenom udjelu goriva u svježoj smjesi, odnosno neizgorjeloj zoni $y_{fu,fr}$. Temperatura svježe smjese T_{fr} računa se pomoću izentropske transformacije.

3.2.1.3. ECFM

Enhanced Coherent Flame Model - ECFM uglavnom je razvijen kako bi se opisalo izgaranje u Ottovim motorima s direktnim ubrizgavanjem. Ovaj model kompletno je prilagođen upotrebi sa modulima za sprej, odnosno ubrizgavanje goriva te omogućava modeliranje izgaranja heterogene smjese uključujući efekte povrata ispušnih plinova (EGR) i formaciju NO. Model se zasniva na opisivanju termodinamičkih svojstava smjese koristeći dva osnovna stanja: izgorjelu i neizgorjelu zonu. ECFM sadrži sva svojstva CFM-a i poboljšanja MCFM-a. Razlike u odnosu na prethodne koherentne modele su opisane u nastavku.

Prethodnik ECFM-u je ECFM-3Z model izgaranja koji je bio primjenjiv jedino za izgaranje sa samozapaljenjem iako je algoritam prvotno pripremljen za oba načina izgaranja, samozapaljenje i zapaljenje svjećicom. Implementacijom ECFM-a sve se standardne aplikacije vezane za motore sada mogu obavljati jedinstvenim modelom izgaranja koristeći atraktivne značajke kao što je npr. odvojeni CO/CO₂ oksidacijski mehanizam. Za razliku od prethodnih modela, ECFM koristi dvostupanjski model kemijskog mehanizma za oksidaciju goriva:



kako bi se pratilo formiranje CO i H₂ u stehiometrijskim i bogatim smjesama, dok se kod siromašnih ovo zanemaruje. U navedenim jednadžbama n, m i l predstavljaju broj atoma ugljika, vodika i kisika promatranog goriva. Brzina odvijanja kemijske reakcije izgaranja se računa kao:

$$\omega_{\text{fu},1} = \omega_L \gamma, \quad (103)$$

sa γ kao funkcijom ovisnom o ekvivalentnom omjeru Φ i broju ugljikovih i vodikovih atoma. Za drugu reakciju vrijedi:

$$\omega_{\text{fu},2} = \omega_L (1 - \gamma), \quad (104)$$

gdje ω_L predstavlja prije opisanu laminarnu brzinu izgaranja. Individualna brzina reakcije kemijske vrste i koja sudjeluju u ovim jednadžbama može se izraziti kao:

$$\omega_i = \sum_{r=1}^2 \nu_{i,r} \omega_{\text{fu},r}, \quad (105)$$

gdje je $\nu_{i,r}$ stehiometrijski koeficijent kemijske vrste i u reakciji r . Za reaktante su ovi koeficijenti negativni dok su za produkte pozitivni. Analogno CFM-u srednja brzina turbulentnog izgaranja računa se kao produkt gustoće površine plamene fronte Σ i laminarne brzine S_L :

$$\overline{\rho r_{\text{fu}}} = -\Sigma \sum_{r=1}^2 \nu_{i,r} \omega_{\text{fu},r} = -\Sigma \omega_L \left\{ \begin{array}{l} \gamma \\ 1 - \gamma \end{array} \right\}, \quad (106)$$

Iz prethodno navedenoga jasno je da ECFM može biti rješiv samo ako su poznata lokalna svojstva izgorjele i neizgorjele zone. Stoga u svakom kontrolnom volumenu moraju biti izračunate koncentracije neizgorjelih i izgorjelih plinova. Ovo zahtijeva uvođenje dviju dodatnih transportnih jednadžbi, jednu za maseni udio neizgorjelog goriva, a drugu za maseni udio kiska. U slučaju ubrizgavanja goriva izvorski član S_{evap} mora se dodati u jednadžbu za maseni udio neizgorjelog goriva. Koristeći ove dvije dodatne transportne jednadžbe može biti uvedena pretpostavka lokalne homogenosti i izotropnosti. Dodatne transportne jednadžbe su:

$$\frac{\partial(\rho y_{\text{fu},\text{fr}})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} y_{\text{fu},\text{fr}}) - \nabla \cdot \left(\frac{\mu_{\text{eff}}}{\sigma} \nabla y_{\text{fu},\text{fr}} \right) = S_{\text{evap}}, \quad (107)$$

$$\frac{\partial(\rho y_{\text{O}_2,\text{fr}})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} y_{\text{O}_2,\text{fr}}) - \nabla \cdot \left(\frac{\mu_{\text{eff}}}{\sigma} \nabla y_{\text{O}_2,\text{fr}} \right) = 0. \quad (108)$$

Dodatno se uvodi i jednadžba očuvanja entalpije za neizgorjele plinove kao što slijedi:

$$\frac{\partial(\rho h_{\text{fr}})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} h_{\text{fr}}) - \nabla \cdot \left(\frac{\mu_{\text{eff}}}{\sigma} \nabla h_{\text{fr}} \right) = \rho \varepsilon + \frac{\rho}{\rho_{\text{fr}}} \frac{\partial p}{\partial t} + h_{\text{evap}}, \quad (109)$$

sa izvorskim članom h_{evap} u slučaju isparavanja tekućeg goriva. Koristeći entalpiju i sastav neizgorjelih plinova može se izračunati lokalna temperatura neizgorjelih plinova. Pretpostavlja se da se neizgorjela zona sastoji od pet glavnih kemijskih vrsta: goriva, kisika, molekularnog dušika, ugljikovog dioksida i vode. Također se pretpostavlja da u izgorjeloj zoni ne preostaje ništa neizgorjelog goriva jer se zbog visokih temperatura preostale molekule goriva raspadaju na svoje sastavne jedinice. Izgorjela zona sastoji se od 11 kemijskih vrsta: atomarni i molekularni kisik, dušik i vodik (O, O₂, N, N₂, H, H₂), ugljikov monoksid i dioksid, voda, OH i NO. Koristeći masene udjele goriva i kisika u svježoj smjesi $y_{\text{fu,fr}}$ i $y_{\text{O}_2,\text{fr}}$, bogatstvo smjese može se izračunati kao što slijedi:

$$\phi_{\text{fr}} = \alpha_{\text{fu}} \frac{y_{\text{fu,fr}}}{y_{\text{O}_2,\text{fr}}}, \quad (110)$$

gdje je α_{fu} konstanta stehiometrijske funkcije promatranog goriva. Maseni udio dušika u svježoj smjesi dobije se kao suma svih sastojaka koji sadrže dušik. U slučaju zaostalih dimnih plinova, preostali plinovi u svježoj smjesi se promatraju kao CO₂ i H₂O. Maseni udio CO₂ u neizgorjelim plinovima dobije se kao funkcija svih spojeva koji sadrže ugljik, dok maseni udio H₂O u svježim plinovima ovisi o svim sastojcima koji sadrže vodik i masenom udjelu goriva. Preostaje odrediti sastav izgorjele zone. Zbog pretpostavke da u izgorjeloj zoni ne preostaje goriva, poznavanje masenih udjela u neizgorjeloj zoni vodi direktno do masenog udjela pojedinog sastojka u izgorjelim plinovima. Stoga se sastav izgorjele zone može rekonstruirati koristeći osrednjenu (engl. Favre-averaged) vrijednost varijable c čije je značenje prije opisano. Ako je $y_{i,\text{fr}}$ srednja vrijednost osrednjenog masenog udjela kemijske vrste i u svježim plinovima, maseni udio u izgorjeloj zoni (indeks b) računa se kao:

$$y_{i,b} = \frac{y_i - (1-c)y_{i,\text{fr}}}{c}. \quad (111)$$

4. IZRADA I PODEŠAVANJE SIMULACIJSKOG MODELA

Numeričke simulacije 3D-CFD proračuna provedene su pomoću programskog paketa AVL FIRE. Mreža kontrolnih volumena i priprema modela izrađena je u preprocesoru AVL FAME. Proračun je proveden pomoću rješavača AVL FIRE, a obrada rezultata izvršena je pomoću AVL IMPRESS-a. U nastavku su prikazane osnovne karakteristike modeliranog CFR (engl. Cooperative Fuel Research) motora, početni i rubni uvjeti, opis modela zapaljenja, kvalitativni utjecaj pojedinih parametara na rezultate i proces podešavanja modela.

4.1. Izrada simulacijskog modela 3-D CFD proračuna

4.1.1. CFR motor

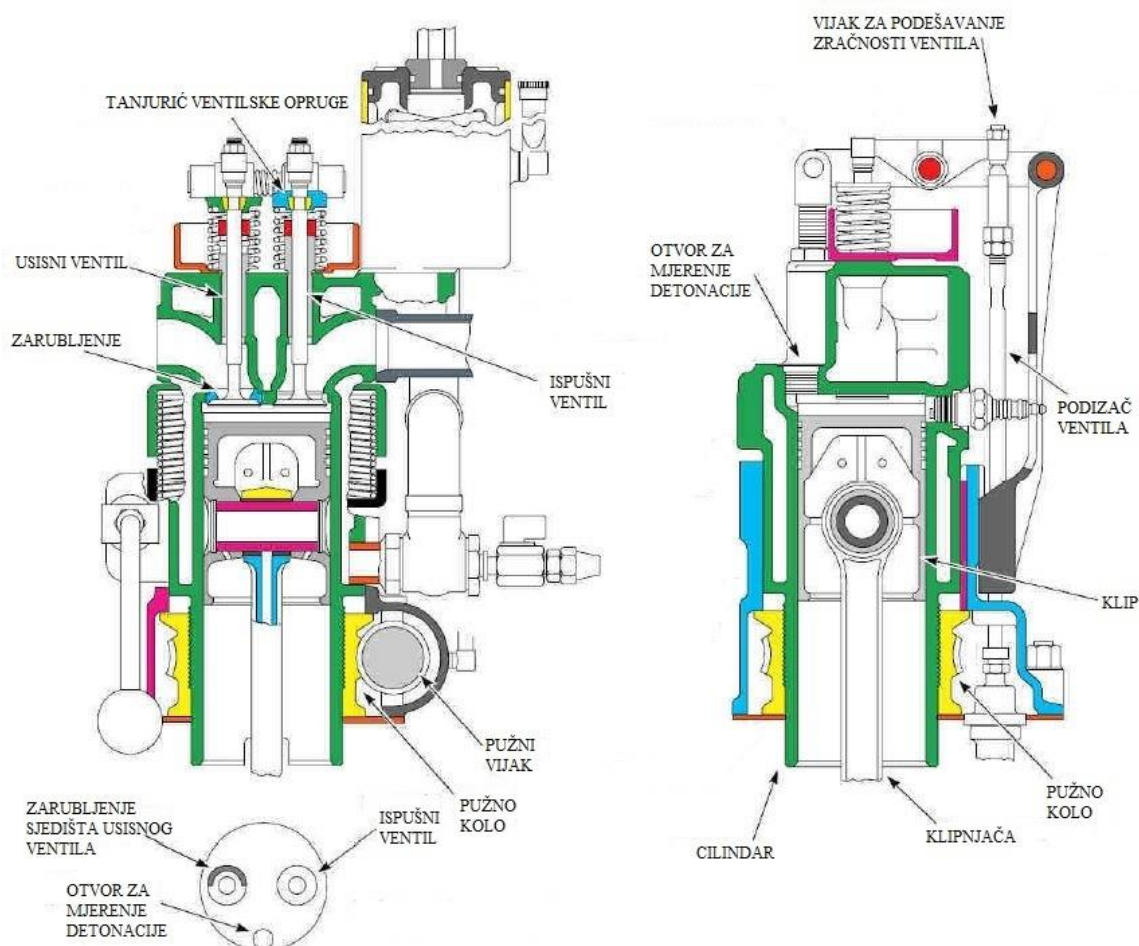
U ovome radu kao referentni korišteni su eksperimentalni podaci dobiveni mjerenjem na *Cooperative Fuel Research* (CFR) motoru. Radi se o eksperimentalnom, jednocilindarskom, četverotaktnom motoru sa svjećicom i varijabilnim kompresijskim omjerom. Karakteristični podaci za motor navedeni su u Tablici 1.

Tablica 1. Podaci o motoru

Karakteristike motora	
tip	vodom hlađeni četverotaktni
promjer cilindra	82.65 mm
hod klipa	114.3 mm
radni volumen	613.252 cm ³
kompresijski omjer	4 do 17.5
kompresijski volumen (u GMT)	176.7 – 40.8 cm ³
duljina klipnjače	254 mm
ventili	1 usisni i 1 ispušni

Kompresijski omjer može se mijenjati i tijekom rada motora pomičući cilindar vertikalno okretanjem pužnog vretena pomoću ručice. Posebna klackalica osigurava da ventili ostaju u istom relativnom položaju prema cilindru kao i prije mijenjanja kompresijskog

omjera. Svjećica je smještena bočno u vodoravnom (ležećem) položaju. Priključak za detekciju i mjerenje razine detonacije iskorišten je za mjerenje tlaka u cilindru. Rashladna tekućina ulazi u košuljicu cilindra neposredno iznad pužnog vretena i izlazi kroz glavu motora [Slika 8.].



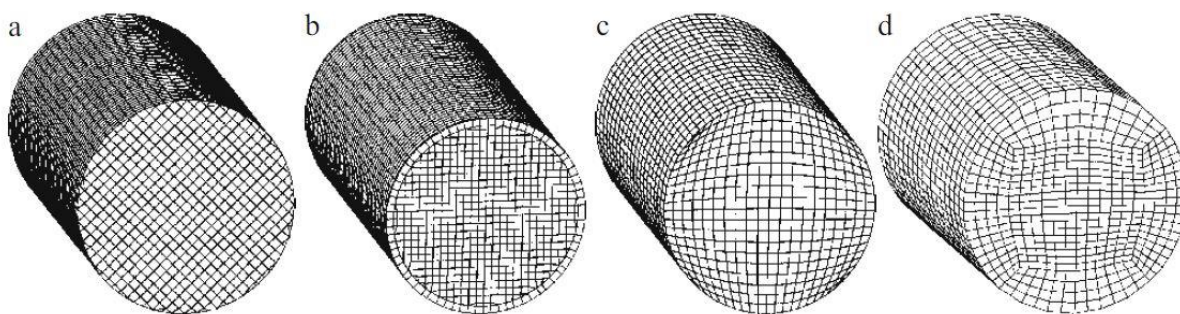
Slika 8. Presjek CFR motora [11]

U ovome radu modelira se volumen cilindra, odnosno prostor definiran čelom klipa, glavom motora i oplošjem cilindra. Sa slike 8. vidi se kako je čelo klipa ravna ploha što pojednostavljuje proces izrade mreže kontrolnih volumena. Promatra se visokotlačni dio radnog ciklusa, odnosno period između zatvaranja usisnog ventila (UVZ) do trenutka otvaranja ispušnog ventila (IVO), što je u ovom slučaju period od 130° prije GMT do 130° poslije GMT ($590^\circ\text{KV} - 850^\circ\text{KV}$). Kako su ventili tada zatvoreni ne zahtijevaju zasebno geometrijsko modeliranje pa je glava motora također zamijenjena ravnom plohom.

4.1.2. Mreža kontrolnih volumena

4.1.2.1. Izbor mreže kontrolnih volumena

Izrada mreže kontrolnih volumena često je presudan faktor u CFD proračunima. Pažljivo izrađena mreža kontrolnih volumena ključ je uspjeha, puno je bitnija stavka nego npr. uvođenje modificiranih modela turbulencije. Poželjno je da se mreža kontrolnih volumena sastoji od heksahedrona, da je pravilno strukturirana na granicama sustava (tj. držati se y^+ pravila) i značajno prilagođena problemu koji se promatra tako da se gradijenti pojedinih fizikalnih veličina (slobodni mlazovi, plamen, itd.) mogu što bolje opisati. U praksi ovakvi zahtjevi često ne mogu biti u potpunosti zadovoljeni. Drugi problem je izrada pomične mreže kontrolnih volumena koji različiti komercijalno dostupni CFD programi rješavaju na sebi svojstven način te se prilikom izrade ovakvog tipa mreže potrebno tome prilagoditi. Postoji samo nekoliko CFD programa (primarno FIRE, STAR CD i KIVA) koji omogućuju funkcionalnu izradu pomične mreže što je veoma bitno kod rješavanja strujanja i izgaranja unutar cilindra motora (gibanje klipa i ventila). Postoje i automatski generatori mreža kontrolnih volumena, ali izrada kvalitetne mreže kontrolnih volumena i dalje zahtijeva dosta uloženog truda i iskustva.



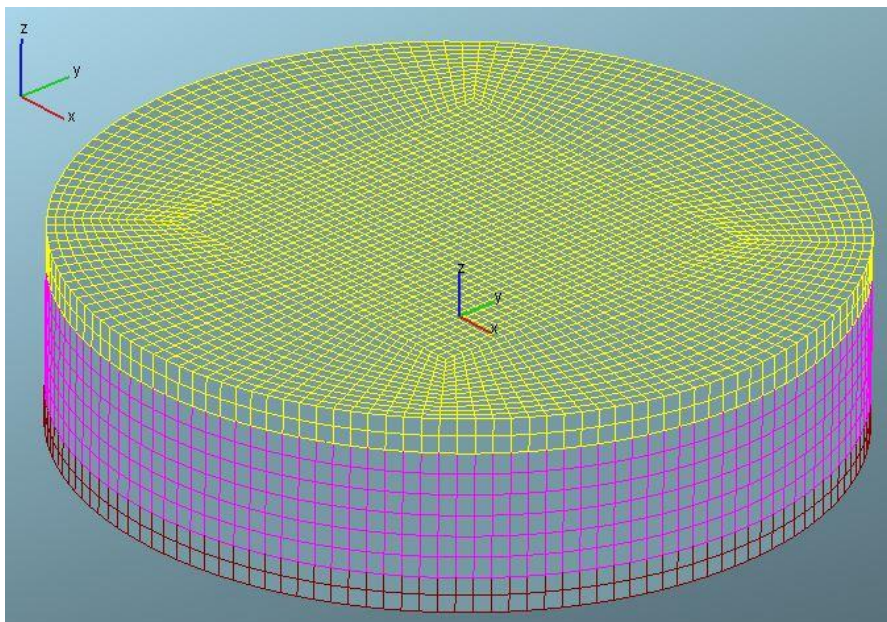
Slika 9 Tipovi mreže kontrolnih volumena [10]

Osnovna podjela mogućih tipova mreže za opisivanje domene cilindra razmatranog CFR motora prikazana je na Slici 9. Skroz lijevo nalazi se 'zarubljena' kartezijska mreža koja ima vrlo lošu strukturu. Kartezijska mreža sa rubnim slojem 'zarubljenim' iznutra (druga s lijeva) je već dosta bolja opcija. Druga s desna je mreža koja je prilagođena zidu, heksahedralne strukture, ali i dalje sa nepravilnim oblicima uz rubove. Mreža skroz desno predstavlja optimalnu, rubovima prilagođenu strukturu mreže kakva je i korištena u ovome radu.

U zadnje vrijeme brze izrade mreža obrubljivanjem kartezijeve mreže, kako bi se dobio željeni oblik domene, postaju sve popularnije. To je još i prihvatljivo kod slučaja ekstremno složenih geometrija kao npr. modeliranje toka rashladne tekućine. Međutim, neprikladno je za modeliranje pojava unutar cilindra zbog velikog udjela složenih struktura strujanja (separacije, zone stagnacije) koje su pod utjecajem čvrste stijenske, a rubni sloj ne može se dobro opisati odsječenim rubnim elementima.

4.1.2.2. Izrada mreže kontrolnih volumena

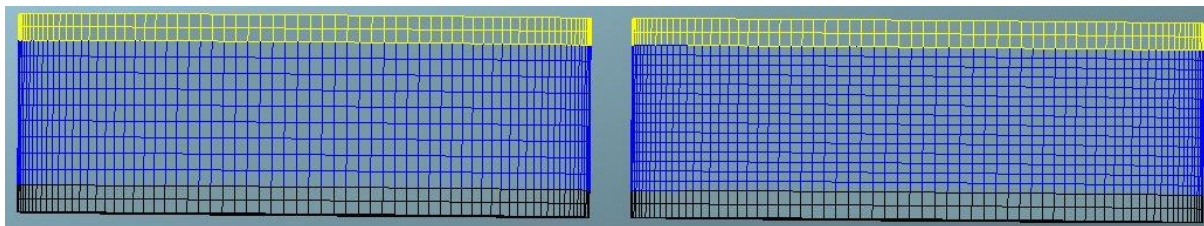
Domena ima geometrijski oblik cilindra. Za početak je potrebno definirati točne dimenzije cilindra za određeni proizvoljni položaj koljenastog vratila. Tako je npr. u položaju gornje mrtve točke visina domene jednaka kompresijskoj visini h_k , a za 15° zakreta koljenastog vratila poslije GMT toj visini mora se dodati i put koji klip prevale u tom razdoblju $s(15^\circ)$, itd. Za odabrani položaj koljenastog vratila pomoću FAME Hexa modula izrađuje se početna mreža koja ima strukturu prikazanu na Slici 10.



Slika 10. Mreža kontrolnih volumena (705°KV)

Na takvoj mreži definiraju se tri osnovne selekcije kontrolnih volumena kako bi se mogla izraditi pokretna mreža. *No move* selekcija (žuto) predstavlja skupinu elemenata koja je nepomična tijekom cijelog radnog ciklusa. U *buffer* selekciju (ljubičasto) ulaze oni elementi koji se deformiraju tijekom gibanja klipa dok se elementi iz *move* selekcije (crveno) translatorno gibaju brzinom čela klipa i pritom se ne deformiraju. Ovako pripremljena mreža koristi se u FAME Engine modulu koji služi za izradu pokretnih mreža. Definiranjem pripadnog položaja koljenastog vratila za izrađenu mrežu i osnovnih geometrijskih

karakteristika klipnog mehanizma, FAME Engine ima sve potrebne podatke za stvaranje pomične mreže. Koristi se metoda interpolacije, a korak interpolacije definira se od strane korisnika i to u stupnjevima zakreta koljenastog vratila.



Slika 11. Rezone (ekspanzija – 750°KV); lijevo $h = 1.3 h_{nom}$, desno $h = 0.7 h_{nom}$

U trenutku kada elementi iz *buffer zone* dosegnu dopušteni stupanj deformacije vrši se tzv. *rezone*, odnosno pogušćuje/prorjeđuje se *buffer zona* dodavanjem/oduzimanjem kontrolnih volumena ovisno radi li se o ekspanziji ili kompresiji [Slika 11.]. Pri tome *no move* i *move* selekcija ostaju nepromijenjene. U ovome slučaju za dopušteni stupanj deformacije odabrana je 30 %-tna promjena nominalne visine (h_{nom}) kontrolnih volumena. Nominalna visina odabrana je na način da se postigne što ujednačeniji omjer duljine, širine i visine kontrolnih volumena. Nakon *rezone*-a u fazi kompresije oduzima se toliki broj kontrolnih volumena da se postigne visina kontrolnih volumena $1.3 h_{nom}$, a u fazi ekspanzije dodaje toliki broj elemenata da se postigne $0.7 h_{nom}$. Tako se tijekom radnog ciklusa visina kontrolnih volumena u *buffer zoni* kreće od 70% do 130% nominalne visine. U Tablici 2. prikazani su trenuci pojedinih izmjena u *buffer zoni* i ukupan broj kontrolnih volumena nakon izmjene:

Tablica 2. Podaci o rezone-u

<i>rezone</i> , položaj koljenastog vratila	broj kontrolnih volumena nakon izmjene
80° prije GMT	103680
50° prije GMT	65664
30° prije GMT	44928
15° prije GMT	34560
15° poslije GMT	44928
30° poslije GMT	65664
50° poslije GMT	103680
80° poslije GMT	172800

Nakon svakog *rezone*-a snimaju se nove mreže koje se naknadno preko FAME Engine-a sve povežu u jednu cjelinu koja u ovom slučaju predstavlja dio ciklusa od 130° zakreta koljenastog vratila prije GMT do 130° zakreta koljenastog vratila poslije GMT. Nakon te akcije dobiva se glatko gibanje mreže uz automatsko prorjeđivanje u kompresiji i pogušćivanje u ekspanziji.

4.1.3. Rubni uvjeti

Rubni uvjeti dodjeljuju se unaprijed definiranim selekcijama površina kontrolnih volumena. Korištene su tri osnovne selekcije: *Head* – glava motora (crveno, Slika 12.), *Piston* – čelo klipa (žuto) i *Liner* – oplošje cilindra (plavo). *Head* predstavlja nepomični zid (engl. *Wall*) kao tip rubnih uvjeta s temperaturom od 130 °C, *Liner* nepomični zid sa promjenjivom temperaturom prema formuli:

$$T(\alpha) = T_{tdc} \cdot \frac{1 - e^{-k \cdot x}}{k \cdot x}, \quad (112)$$

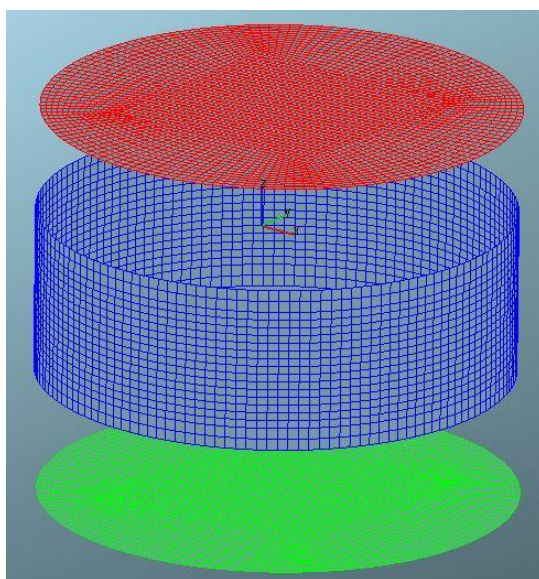
pri čemu je x pomak klipa sveden na ukupnu duljinu pomaka od GMT do DMT - S (stroke):

$$x = \frac{h(\alpha)}{S}, \quad (113)$$

a k predstavlja konstantu koja se dobiva kao:

$$k = \log \left(\frac{T_{tdc}}{T_{bdc}} \right). \quad (114)$$

gdje su T_{bdc} i T_{tdc} temperature *Liner*-a u donjoj i gornjoj mrtvoj točki, a u ovom slučaju iznose $T_{bdc}=100$ °C, i $T_{tdc}=130$ °C. *Piston* se definira kao pomični zid (engl. *Mesh movement*) čija brzina odgovara brzini *Move* selekcije, a temperatura je konstantna i iznosi 180 °C.



Slika 12. Površinske selekcije na mreži

4.1.4. Početni uvjeti

4.1.4.1. Dostupni početni uvjeti

Početne vrijednosti temperature i tlaka na početku visokotlačnog procesa određene su iz dostupnih eksperimentalnih podataka. Početna turbulentna kinetička energija, disipacija turbulentne kinetičke energije i maseni udio zaostalih dimnih plinova specificirani su prema dostupnim rezultatima iz AVL Boost modela ovog motora. Za promatrane radne točke brzina vrtnje iznosi 900 o/min, a kut pretpaljenja 5°, 10°, 15° i 20° KV, shodno čemu slijede i nazivi radnih točaka ST 5, ST 10, ST 15 i ST 20. Spomenute vrijednosti za pojedine radne točke navedene su u Tablici 3.

Tablica 3. Početni uvjeti

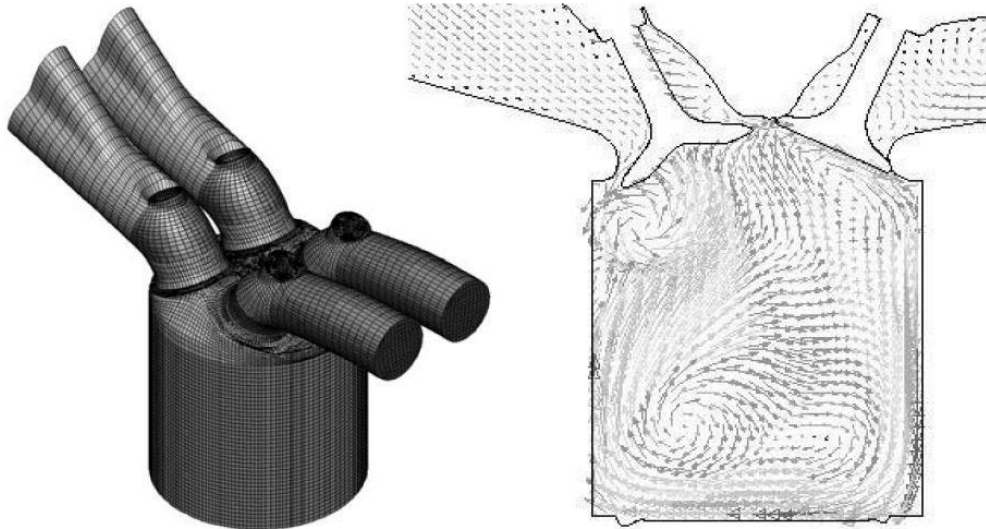
	tlak (bar)	temperatura (K)	tur. kin. energ. (m ² /s ²)	dis. kin. energ. (m ² /s ³)	EGR (%)
ST 5	1.168	359.2	2.50	100	5.605
ST 10	1.166	368.9	2.67	100.5	5.758
ST 15	1.164	380.5	2.73	101.8	5.900
ST 20	1.161	389.1	2.80	103.1	6.005

Za sve radne točke vrijedi da se u cilindru nalazi homogena smjesa benzina i zraka u stehiometrijskom omjeru (engl. equivalence ratio = 1), dok u zaostalim dimnim plinovima nema kisika (engl. EGR composition = 1).

4.1.4.2. Inicijalno strujanje u cilindru

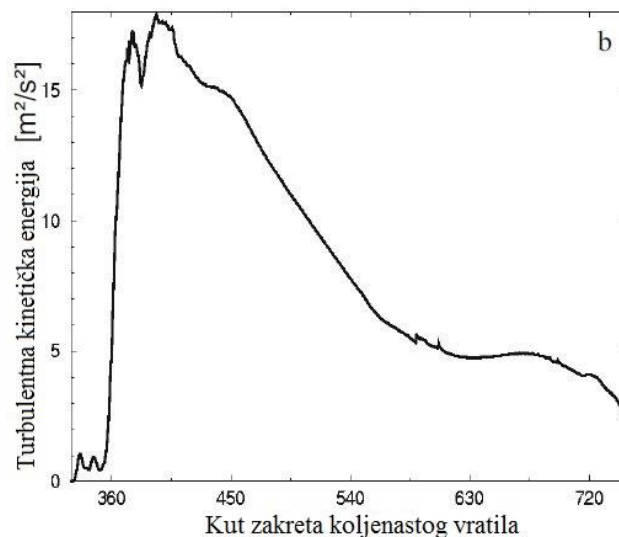
U cilindru motora s unutarnjim izgaranjem postoje dvije osnovne strukture koherentnog strujanja: vrtloženje oko uzdužne osi cilindra (engl. swirl) i vrtloženje oko poprečne osi cilindra (engl. tumble). U realnom motoru nikada ne postoji samo jedna struktura već se formira kombinacija spomenutih. Pretpostavlja se da u modeliranom motoru prevladava tumble. Uzrok tome je okomita konstrukcija usisnog kanala kroz koji svježa smjesa prodire prema čelu klipa gdje biva zarotirana čime se formira vrtloženje oko poprečne osi cilindra.

Na Slici 13. uočava se karakteristično strujanje za tumble. Na desnoj slici, gore lijevo, ispod usisnih ventila, primjećuje se i tzv. *counter tumble* (ima smjer suprotan kretanju kazaljke na satu).



Slika 13. Strujanje u cilindru – tumble [10]

Uobičajeno se ovaj vrtlog prvi formira, odmah nakon otvaranja usisnih ventila, dok se glavni tumble razvija tek kasnije, kod većeg podizaja ventila. U taktu kompresije glavni tumble prevladava i uništava *counter tumble*. Kako se klip giba prema GMT, dostupan prostor unutar cilindra postaje sve manji i klip narušava strukturu tumble-a što rezultira raspadanjem u male vrtloge. Ovo se jasno vidi na dijagramu razvoja turbulentne kinetičke energije za vrijeme usisa i kompresije[Slika 14.].



Slika 14. Razvoj turbulentne kinetičke energije [10]

Tijekom faze usisa strujanje nema jasnu strukturu i uglavnom je bez definiranog smjera. Zbog toga nastaju područja visokih tangencijalnih naprezanja koja su izvor turbulencija što se uočava u visokim vrijednostima turbulentne kinetičke energije između 350° i 450° KV. U donjoj mrtvoj točki (540 °KV) strujanje postaje mirnije i preostaje jedino struktura tumble-a i

moгуće counter tumble-a, odnosno glavnih vrtložnih struktura. Sve manje strukture su već dispirale. Prije gornje mrtve točke, od otprilike 630 °KV pa nadalje, tumble također počinje dispirirati u turbulenciju što se na krivulji turbulentne kinetičke energije uočava kao lokalni maksimum ili zaravnanje. Povećavanjem brzine vrtnje motora povećava se tumble, a također i turbulentna kinetička energija na zaravnanju. Vrijednosti turbulencije u GMT (tj. u zaravnanju) značajno utječu na brzinu izgaranja. Ovo je glavni razlog što su SI motori do određene mjere neovisni o brzini vrtnje motora jer se povećanjem brzine povećava i brzina izgaranja. Iz ovoga se uočava da se povećavanjem tumble-a prilikom usisa radne smjese može utjecati na brzinu izgaranja.

Tumble je jedina forma preko koje energija strujanja može biti sačuvana dovoljno dugo, tj. do blizine GMT i tek onda dezintegrirati u turbulenciju. Turbulencije koje nastaju direktno prilikom takta usisa već dispiraju do trenutka zapaljenja. Ovakav proces može se poboljšati i konstrukcijom povoljnih oblika komore izgaranja, npr. klinasti oblik komore izgaranja (engl. pentroof). U slučaju približno ravnog oblika glave i ravnog čela klipa (engl. flat combustion space), kakav je u predmetnom CFR motoru, tumble će ranije dezintegrirati. Vrtložni broj ω se definira kao

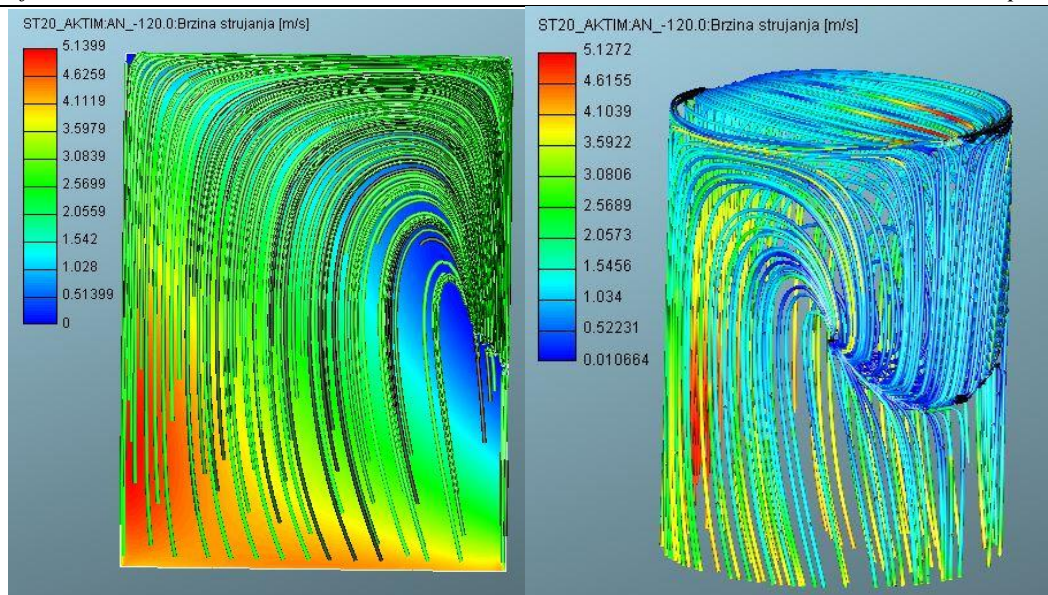
$$\omega = \frac{L}{2\pi n\theta}, \quad (115)$$

pri čemu L predstavlja kutni moment zakreta a θ moment inercije:

$$L = \int r v_{\tan} dm, \quad (116)$$

$$\theta = \int r^2 dm, \quad (117)$$

gdje je r udaljenost od osi vrtloga, a v_{\tan} tangencijalna komponenta brzine strujanja. U AVL Fire-u se kao inicijalna vrijednost za tumble definira brzina vrtnje vrtloga (1/min). Kako taj podatak nije poznat iz eksperimentalnih podataka, interval u kojem bi se mogao nalaziti je približno određen na način da su se postepeno povećavale početne vrijednosti frekventencije tumble-a i promatrala krivulje turbulentne kinetičke energije. Kao relevantnim odabran je onaj interval brzine vrtnje tumble-a kod kojeg se uočava spomenuto zaravnanje na krivulji turbulentne kinetičke energije. Dakle, na početku simulacije (590 °KV) inicira se tumble čiju os rotacije predstavlja poprečna os cilindra na polovici njegove visine. Slika 15. prikazuje strukturu tumble-a 10° KV nakon početka simulacije (600° KV) za promatrani motor. U ovome primjeru brzina rotacije iznosi 600 1/min. S obzirom da oblik komore izgaranja ima nepovoljan oblik, izvorna struktura tumble-a ubrzo biva narušena, os rotacije premješta se udesno, pojedine zone tumble-a se ubrzavaju, a u nekima dolazi do stagnacije.



Slika 15. Strujanje u predmetnom CFR motoru

4.1.5. Postavke rješavača

Početni kut simulacije iznosi 590°KV , a simulacija završava na 850°KV . Vremenski korak postavljen je kako je navedeno u Tablici 4.:

Tablica 4. Vremenski korak simulacija

položaj koljenastog vratila	vremenski korak
590°KV - kut paljenja	1°
kut paljenja - 740°KV	0.2°
740°KV - 850°KV	0.5°

Tijekom i nakon zapaljenja dolazi do porasta gradijenta svih veličina pa je vremenski korak smanjen kako bi se gradijenti relevantnih fizikalnih veličina što bolje opisali, a Courantov broj zadržao u okvirima dopuštenih vrijednosti. Unutar AVL Fire-a aktivirani su moduli za transport kemijskih vrsta (engl. species transport) i izgaranje. Kod diskretizacije, rubne vrijednosti se računaju ekstrapolacijom, a gradijenti veličina metodom najmanjih kvadratnih odstupanja (engl. least squares fit). AVL Fire koristi SIMPLE rješavač temeljen na tlaku (engl. Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equations), u ovome slučaju s određenom nadogradnjom za stlačivi medij. Za jednadžbu kontinuiteta i količine gibanja koristi se shema centralnih razlika, dok se za jednadžbe turbulencije, energije i skalara (koncentracija kemijskih vrsta) koriste uzvodne (engl. upwind) sheme diferencije. Odabran je GSTB linearni rješavač (engl. Conjugate Gradient with Incomplete Cholesky factorisation as preconditioner

for symmetric systems). Za kriterij konvergencije odabran je kriterij redukcije reziduala umjesto često korištenih normaliziranih reziduala, jer se ova opcija u [9] preporučuje kod tranzijentnih simulacija (motor). Uvjet konvergencije zadovoljen je ako je redukcija reziduala manja od 0.01, i to: za tri komponente brzine, tlak, entalpiju, turbulentnu kinetičku energiju i skalarne vrijednosti. S druge strane minimalni i maksimalni broj iteracija po vremenskom koraku iznose 10 i 150.

4.2. Parametri modela zapaljenja i izgaranja

4.2.1. Modeli zapaljenja

U AVL Fire-u je dostupno pet različitih modela zapaljenja za CFM model izgaranja. Za inicijalizaciju izgaranja u Ottovom motoru kod korištenja ECFM modela izgaranja dostupna su dva modela zapaljenja: engl. Spherical model i AKTIM model.

4.2.1.1. Spherical model

Ovaj model zapaljenja može se koristiti kod svih CFM modela. U njemu se formira jezgra zapaljenja u obliku sfere koristeći podatke o položaju svjeće, trenutku preskakanja iskre, polumjeru jezgre zapaljenja i trajanju el. iskre zajedno sa gustoćom površine plamene fronte definirane u FIRE Workflow Manager-u. Gustoća površine plamene fronte drži se konstantnom u svim kontrolnim volumenima od kojih se sastoji jezgra zapaljenja tijekom trajanja preskakanja iskre. Nakon kraja faze zapaljenja gustoća površine plamene fronte mora biti samoodrživa kako bi se nastavilo izgaranje.

4.2.1.2. AKTIM model zapaljenja

AKTIM (engl. Arc and Kernel Tracking Ignition Model) se sastoji od 3 podmodela koji realistično opisuju ranu fazu razvoja jezgre plamena u Ottovom motoru:

- 1) sekundarni strujni krug induktivnog sustava,
- 2) podmodel el. iskre koja je predstavljena pomoću seta Lagrangeovih čestica,
- 3) jezgre zapaljenja, opisane pomoću Lagrangeovih markera, koje se mogu promatrati i kao početni razvoj plamena u različitim radnim ciklusima motora.

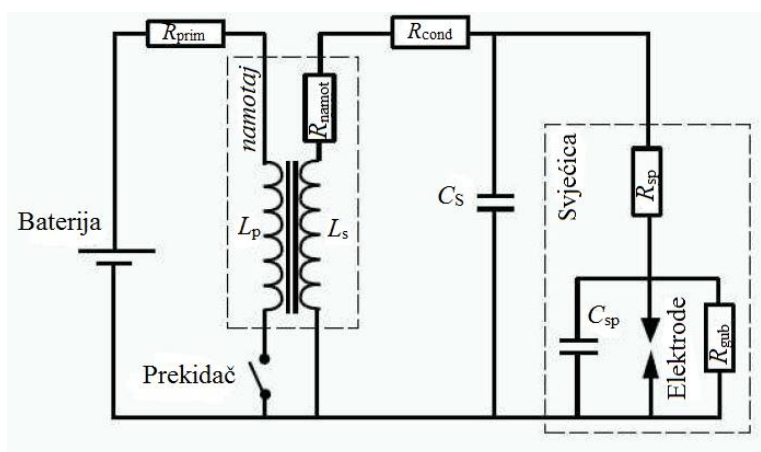
1) Sekundarni strujni krug

Slika 16. prikazuje shemu uobičajenog induktivnog sustava paljenja. Kada se prekidač otvori (vrijeme paljenja) električna energija se nalazi u zavojnici primarnog kruga i samo 60 % te energije je dostupno sekundarnom strujnom krugu. Kako AKTIM sadrži samo model

sekundarnog strujnog kruga, električna energija dostupna u početnom trenutku $E_s(t = 0)$, otpor R_s i induktivitet L_s se unose od strane korisnika. Nakon nekoliko μs napon dosegne napon pražnjenja (probojni napon) V_{bd} i formira se el. iskra. Probojni napon ovisi o gustoći smjese u okolici svječiće i razmaku između elektroda na svječići d_{ie} . Kroz sljedećih nekoliko μs iznos električne energije E_{bd} predaje se smjesi prema izrazu:

$$E_{bd} = G \cdot \frac{V_{bd}^2}{C_{bd}^2 \cdot d_{ie}}. \quad (118)$$

gdje G i C_{bd} predstavljaju konstante.



Slika 16. Sekundarni strujni krug sustava za paljenje [8]

Nakon toga slijedi glavna faza iskre (vidljiva faza) koja traje nekoliko ms što odgovara vremenu uočavanja iskre tijekom eksperimenta. Dostupna energija E_s i intenzitet otpuštanja struje iz sekundarnog strujnog kruga i_s mogu se zapisati kao:

$$\frac{dE_s}{dt}(t) = -R_s i_s^2(t) - V_{ie}(t) i_s(t), \quad (119)$$

$$i_s(t) = \sqrt{\frac{2E_s(t)}{L_s}}. \quad (120)$$

Napon između elektroda V_{ie} može se zapisati kao:

$$V_{ie}(t) = V_{cf} + V_{af} + V_{gc}, \quad (121)$$

$$V_{gc} = C_{gc} l_{spk} \sqrt{p} i_s^{dis}, \quad (122)$$

gdje su V_{cf} i V_{af} padovi napona na katodi i anodi (konstantne vrijednosti), V_{gc} pad napona u stupcu plina duž duljine iskre l_{spk} , p je tlak plina u blizini svječiće, C konstanta i dis predstavlja koeficijent pražnjenja. Tijekom vidljive faze napon među elektrodama V_{ie} može ponovno dosegnuti vrijednost probojnog napona. U tom slučaju slijedi novi proboj, odnosno

prethodna iskra nestaje i stvara se nova. Vidljiva faza el. iskre traje toliko dugo dok električna energija sekundarnog strujnog kruga ne padne na nulu.

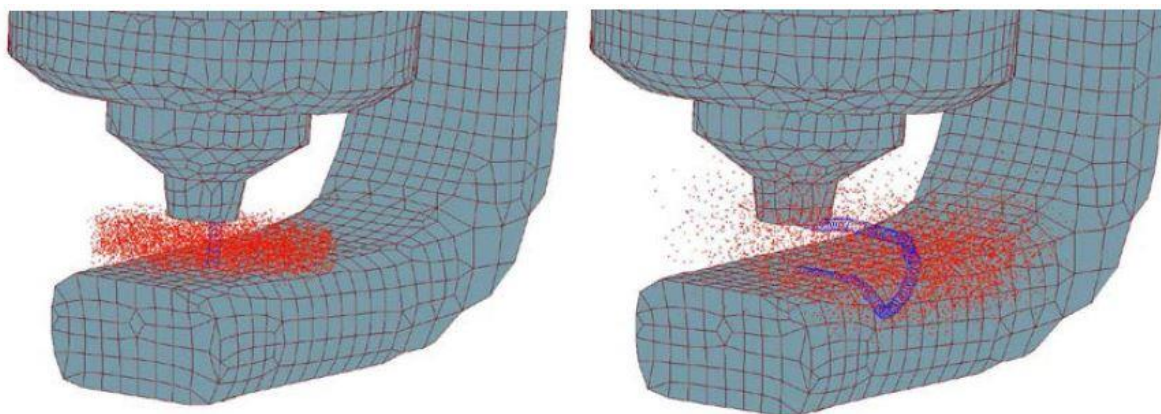
2) Model iskre

U trenutku proboja iskra se inicira između elektroda. U AKTIM-u je ta pojava predstavljena pomoću seta Lagrangian-ovih čestica izvorno jednoliko raspoređenih između elektroda (Slika 17.; lijevo). Ove čestice se premještaju pod utjecajem glavnog strujanja osim onih koje se nalaze neposredno uz anodu i katodu. Efekt krivljenja električnog luka je također uključen, a ovisi o dinamičkoj viskoznosti plina. Udaljenost između susjednih čestica iskre održava se unutar definiranih vrijednosti tako da se čestice trajno dodaju ili oduzimaju iz iskre. Duljina iskre l_{spk} koja se pojavljuje u stupcu plina između vrhova elektroda jednaka je sumi udaljenosti između susjednih čestica iskre l_{mean} uvećanoj za turbulentni faktor Ξ_{arc} . Proizvodnja turbulentnog faktora može se podijeliti u srednju i fluktuirajuću komponentu:

$$l_{spk} = \Xi_{arc} l_{mean}. \quad (123)$$

$$\frac{1}{\Xi_{arc}} \frac{d\Xi_{arc}}{dt} = \frac{1}{2}(a_T + A_T). \quad (124)$$

U slučaju jake konvekcije u blizini vrha svjećice, duljina iskre može biti i do nekoliko puta veća od udaljenosti između elektroda d_{ie} (Slika 17., desno) što znači i direktno povećanje napona u stupcu plina V_{gc} koji može dovesti do novog proboja. U ovom slučaju čestice iskre su potisnute i inicira se novi skup čestica kojim se definira izbijanje nove iskre.



Slika 17. Model iskre; Langrangeove čestice [8]

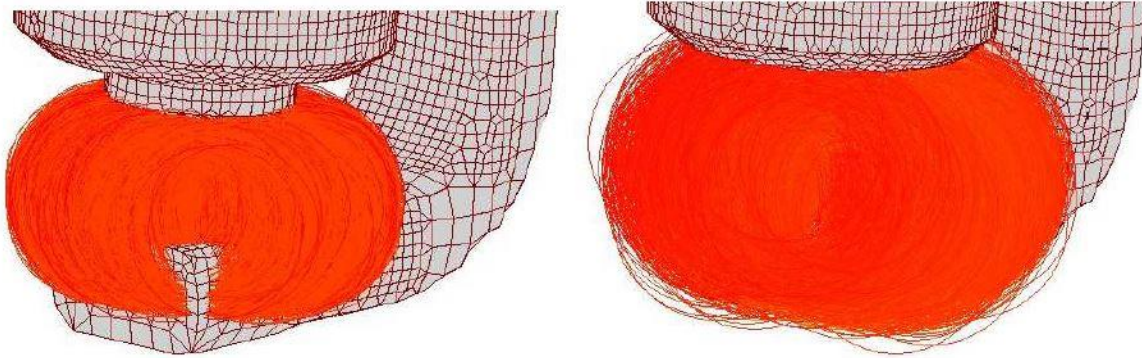
3) Model jezgri zapaljenja

U trenutku proboja, skup od $N_k = 4000$ Lagrangeovih jezgri zapaljenja inicira se u blizini vrha svjećice. Svaka od njih predstavlja moguću jezgru zapaljenja imajući statističku

težinu od $1/N_k$. Svaka jezgra zapaljenja je inicijalno kugla promjera 0.005 mm koja sadrži svježu smjesu mase m_{fr} , koja će izgorjeti tijekom faze inicijacije izgaranja:

$$m_{fr} = \rho_{fr} \pi R_{eff}^2 d_{ie}, \quad (125)$$

gdje je $R_{eff} = 2\text{mm}$.



Slika 18. Jezgre zapaljenja [8]

Jezgre zapaljenja [Slika 18.] su zatim transportirane srednjim strujanjem smjese u cilindru, a dodaje se i efekt turbulentne disperzije sličan O'Rourkovom za sprej ubrizganog goriva. Tijekom vidljive faze jezgre primaju električnu energiju sa iskre iznosa:

$$Q_e = \exp\left(-0.5 \frac{d_{ie}}{l_{spk}}\right) V_{gc} i_s. \quad (126)$$

Kada se dosegne iznos kritične energije E_{crit} dolazi do zapaljenja jezgri i dijelovi svježe smjese mase m_{fr} koriste se za inicijaciju jezgri izgorjele smjese mase m_b^i . Kritična energija se dobiva iz izraza:

$$E_{crit} = \frac{\gamma}{\gamma-1} l_{spk} p 4\pi \delta_L^2, \quad (127)$$

gdje je p lokalni tlak i δ_L lokalna debljina plamena. Kod današnjih Ottovih motora kritična energija se postiže trenutno. Nakon zapaljenja, razvoj jezgre i određen je kretanjem viška energije E^i i mase izgorjelog plina m_b^i u njoj:

$$\frac{dm_b^i}{dt} = \rho_{fr} S_{eff}^i U_{Leff}^i, \quad (128)$$

$$\frac{dE^i}{dt} = Q_e - Q_w^i, \quad (129)$$

gdje je ρ_{fr} gustoća svježe smjese izračunata pomoću ECFM modela, S_{eff}^i efektivna površina jezgre i , U_{Leff}^i njezina laminarna brzina plamena i Q_w^i gubitak topline kroz stijenku. Izgaranje

u jezgrama zapaljenja prati i potrošnja goriva u plinovitoj fazi u onim kontrolnim volumenima koji su uključeni u volumen jezgre. Efektivna površina jezgre iznosi:

$$S_{eff}^i = f_w \Xi^i 4\pi (r^i)^2, \quad (130)$$

$$r^i = \left(\frac{3m_b^i}{4\pi\rho_b^i} \right)^{1/3}, \quad (131)$$

gdje je r^i polumjer jezgre i koji se povećava u vremenu proporcionalno s masom izgorjelog plina, ρ_b^i gustoća izgorjele smjese unutar jezgre zapaljenja, Ξ^i turbulentni faktor savijanja površine i f_w faktor čvrste stijenske. Turbulentni faktor savijanja Ξ^i modelira razvlačenje i uvlačenje (naboravanje) površine jezgre. Njegov razvoj prati ITNFS model. Faktor čvrste stijenske f_w mjeri dio površine jezgre koji je u kontaktu sa površinom svjećeice i stoga neaktivan dok se promatra izgaranje. Ako nema preklapanja sa površinom svjećeice ovaj faktor poprima jediničnu vrijednost. Efektivna laminarna brzina plamena iz izraza (128) dalje se može prikazati kao:

$$U_{Leff}^i = 0.5U_L \left(1 - \zeta^i + \sqrt{(\zeta^i - 1)^2 + 2\zeta^i \left(1 + \frac{T_b^i - T_b}{400} \right)} \right), \quad (132)$$

$$\zeta^i = \frac{2\delta_L}{r^i},$$

gdje je T_b^i temperatura izgorjelih plinova unutar i -te jezgre. Temperatura izgorjelih plinova i gustoća povezani su preko izraza:

$$T_b^i = T_b + \frac{E^i}{m_b^i C_{p_b}}. \quad (133)$$

$$\rho_b^i = \rho_b \frac{T_b}{T_b^i}. \quad (134)$$

Konačno, toplina izgubljena kroz stijenkku Q_W^i računa se kao:

$$Q_W^i = hS_W^i (T_b^i - T_{SP}), \quad (135)$$

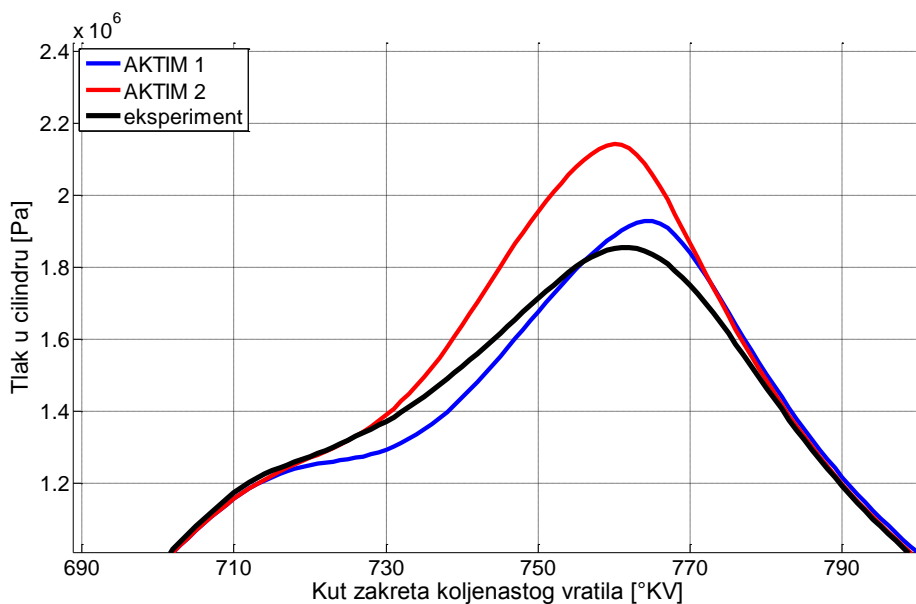
gdje je h koeficijent prijenosa topline jednak $2000 \text{ W/m}^2\text{K}$, S_W^i kontaktna površina između jezgre zapaljenja i svjećeice, a T_{SP} temperatura svjećeice. Ukoliko se svjećica modelira i uključi u mrežu kontrolnih volumena točno se računa kontaktna površina između jezgre zapaljenja i svjećeice te temperatura svjećeice. U suprotnom, relacija za gubitak topline kroz stijenkku i dalje se koristi uz pretpostavku da je $T_{spk} = 600 \text{ K}$ i grublju procjenu kontaktne površine temeljene na udaljenosti između centra pojedine jezgre i lokacije katode/anode.

Kada završi izgaranje jezgri zapaljenja, njihova površina se pohranjuje kao vrijednost gustoće površine plamene fronte u onim kontrolnim volumenima koji čine volumen jezgre zapaljenja. Na taj način inicira se ECFM model. Od strane korisnika u AVL Fire-u se definiraju vrijednosti za AKTIM navedene u Tablici 5. sa pripadajućim iznosima korištenim u ovome modelu.

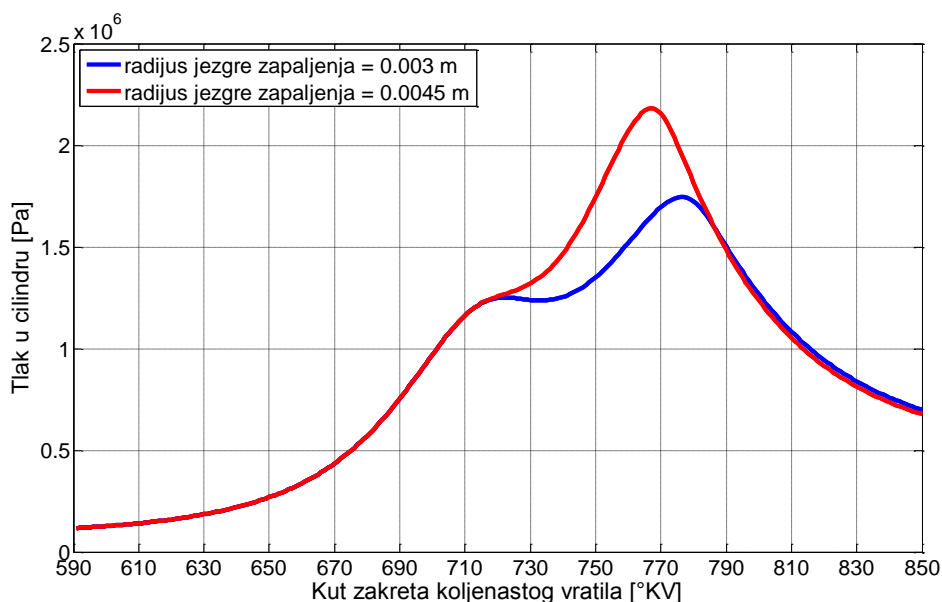
Tablica 5. Parametri AKTIM-a

koeficijent pražnjenja	-0.32	-0.9
promjer u kojem su sadržane jezgre zapaljenja	0.001m	0.0005 m
maks. broj jezgri zapaljenja po pražnjenju	10000	10000
faktor uklanjanja entalpije jezgre zapaljenja	0.5	0.5
promjer anode	0.002 m	0.002 m
pad napona katode	252 V	252 V
pad napon anode	18.75 V	18.75 V
el. otpor sek. strujnog kruga	20000 Ω	10000 Ω
induktivitet sek. strujnog kruga	20 H	20 H
početna energija sek. strujnog kruga	0.06 J	0.08 J
koordinate anode	(0,0.036825,0)	(0,0.036925,0)
koordinate katode	(0,0.037825,0)	(0,0.037725,0)

U lijevome stupcu Tablice 5. navedene su početne vrijednosti preuzete iz AVL Boost modela ovog motora. Međutim, prilikom korištenja tih parametara uočeno je zakašnjanje zapaljenja u odnosu na eksperimentalne podatke. Zbog toga je uvedeno nekoliko promjena parametara (desni stupac) s ciljem bržeg postizanja većih iznosa početne energije jezgri zapaljenja. Usporedba ova dva slučaja prikazana je na Slici 19.. Krivulja AKTIM 1 odnosi se na model sa parametrima AKTIM-a iz AVL Boost modela, a krivulja AKTIM 2 na spomenute naknadno podešene parametre. Sa dijagrama se uočava kako je kod krivulje AKTIM 2 eliminirano početno zaostajanje krivulje tlaka za eksperimentalnim podacima. Ovakva promjena u Spherical model-u zapaljenja postiže se povećanjem inicijalne jezgre zapaljenja (prikazano na Slici 20.) i početne gustoće plamene površine što je prikazano u nastavku.



Slika 19. Utjecaj parametara AKTIM-a na krivulju tlaka u cilindru, radna točka ST 5



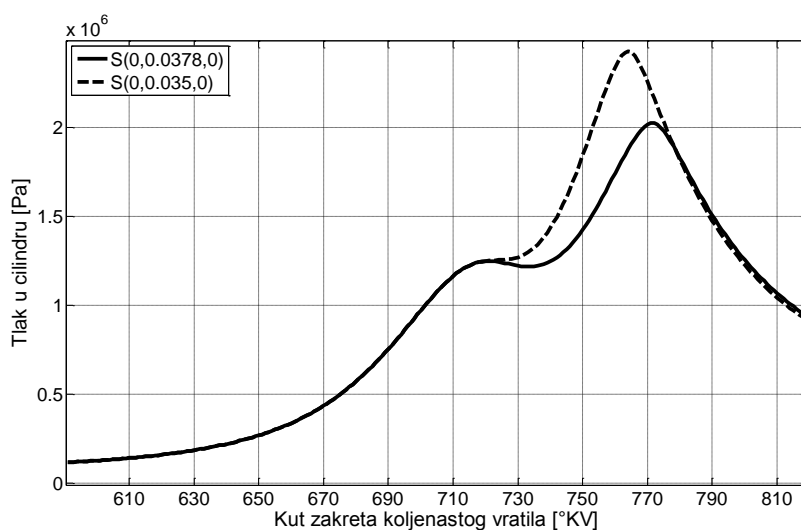
Slika 20. Utjecaj veličine jezgre zapaljenja na krivulju tlaka u cilindru, radna točka ST 5

4.2.2. Položaj svjeće u cilindru

Položaj svjeće u cilindru direktno određuje utjecaj glavnog strujanja na razvoj jezgre zapaljenja i širenje plamene fronte čime se definira porast tlaka, temperature, brzina oslobađanja topline i ostalih bitnih veličina koje se prate. U predmetnom motoru vrh svjeće smješten je bočno u cilindru, na polovici kompresijske visine, dok se tijelo svjeće nalazi u vodoravnom (ležećem) položaju. U *Spherical ignition* modelu definiraju se koordinate položaja svjeće kao koordinate točke na polovici udaljenosti između vrhova katode i anode gdje dolazi do izbijanja iskre. U AKTIM modelu se pak posebno definiraju koordinate vrhova

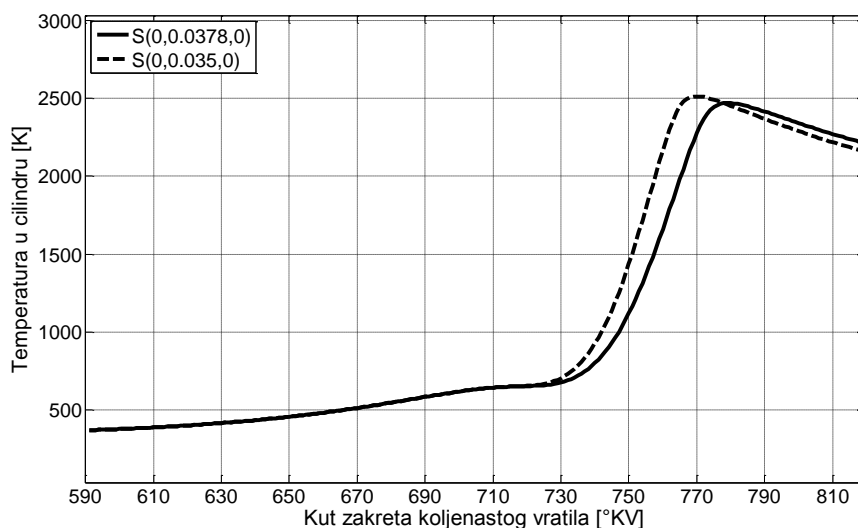
anode i katode. Iako je iz teorije poznato da je vrh svjećeice 3 do 4 mm uvučen od ruba, točne koordinate nisu dostupne. Zbog toga je provedena analiza utjecaja položaja svjećeice na krivulje tlaka i temperature.

Kako je ishodište koordinatnog sustava definirano na polovici kompresijske visine, a svjećica se nalazi na pravcu osi y, vrh svjećeice u *Spherical modelu* ima koordinate S (0, y, 0). Polumjer cilindra iznosi 41.325 mm pa npr. položaj S (0,0.035,0) znači da je vrh svjećeice uvučen od ruba cilindra za 6.325 mm. Na Slici 21. i 22. prikazani su dijagrami tlaka i temperature za položaj svjećeice S(0, 0.035, 0) i S(0, 0.0378, 0) uz zajedničke ostale parametre modela. Uočava se kako pomak svjećeice od samo 2.78 mm uzrokuje značajna odstupanja u kretanju tlaka i temperature u cilindru. Iako krivulje u kasnijim fazama izgaranja, otprilike nakon 745 °KV, imaju približno jednak porast tlaka i temperature u jedinici vremena (nagib krivulja), ono što čini razliku je početno zaostajanje u razvoju plamena. Razlog tome je veća izloženost jezgre zapaljenja konvekciji, strujanju unutar cilindra i turbulentnom razvlačenju kod slučaja S(0,0.035,0).



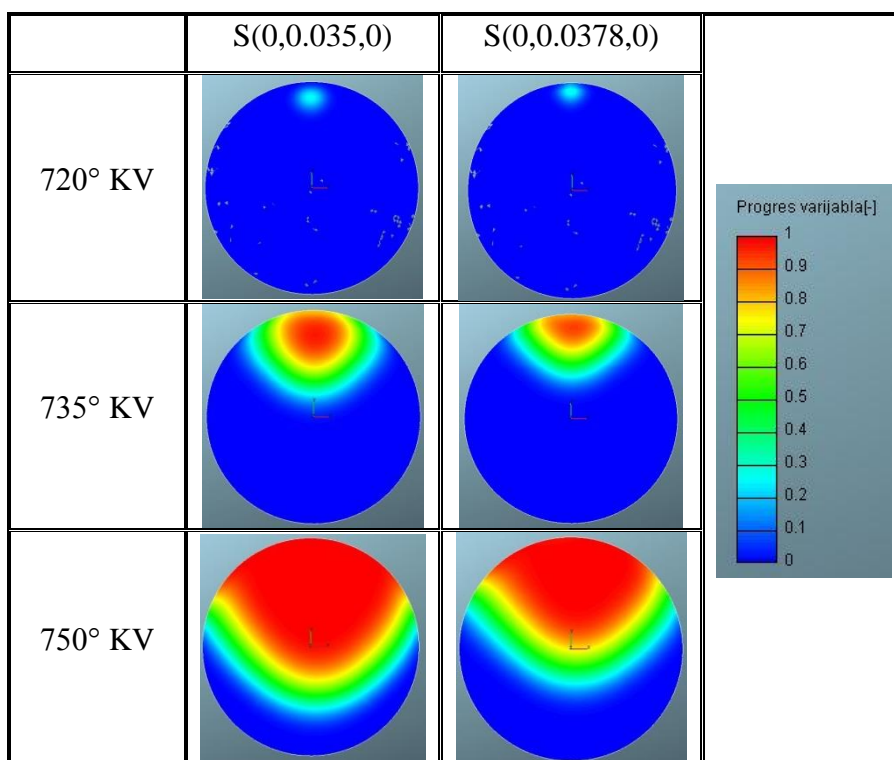
Slika 21. Tlak u cilindru za različite položaje svjećeice u cilindru

Na taj način dolazi do stvaranja veće efektivne površine plamene fronte i bržeg širenja plamena u početnoj fazi izgaranja. U kasnijim fazama izgaranja plamena fronta i za slučaj S(0,0.0378,0) stiže do središnjeg dijela cilindra u kojem više nema značajnijih promjena u pogledu strujanja pa sada za oba slučaja vladaju približno jednaki uvjeti za širenje plamene fronte što se očituje i na krivuljama tlaka i temperature. U Tablici 6. Prikazano je kretanje plamene fronte pomoću Progres varijable za oba navedena slučaja za presjek u ravnini položaja svjećeice.



Slika 22. Temperatura u cilindru za različite položaje svjeće u cilindru

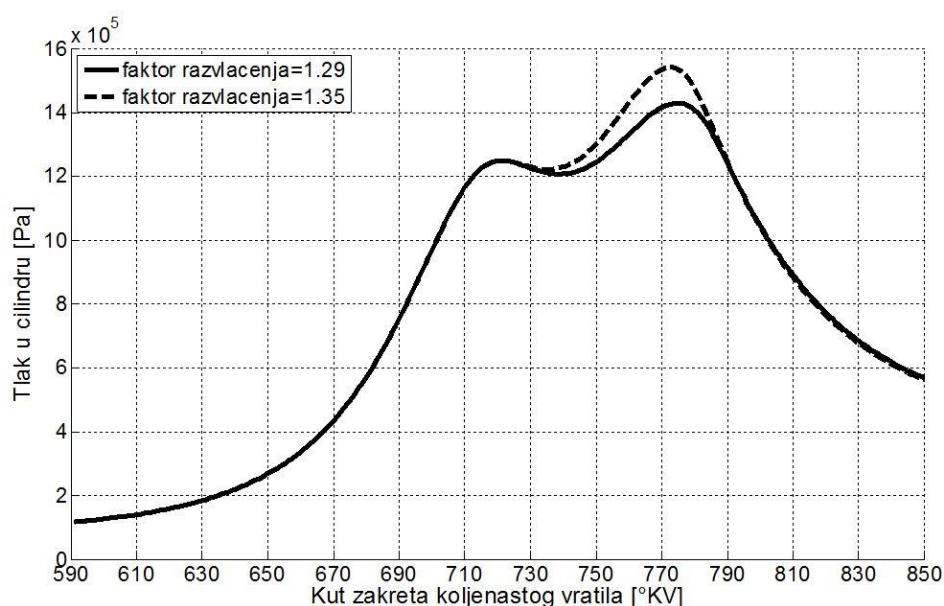
Tablica 6. Razvoj plamene fronte



Da bi se dobio zadovoljavajući trend krivulje tlaka u cilindru potrebno je pronaći odgovarajući položaj svjeće u cilindru. Za položaj S(0,0.037325,0) uočen je zadovoljavajući trend krivulje tlaka i dobro poklapanje s eksperimentalnim krivuljom. U tom slučaju vrh svjeće je uvučen 4 mm od ruba što odgovara i teorijskoj pretpostavci te su ove koordinate usvojene kao koordinate svjeće u modelu.

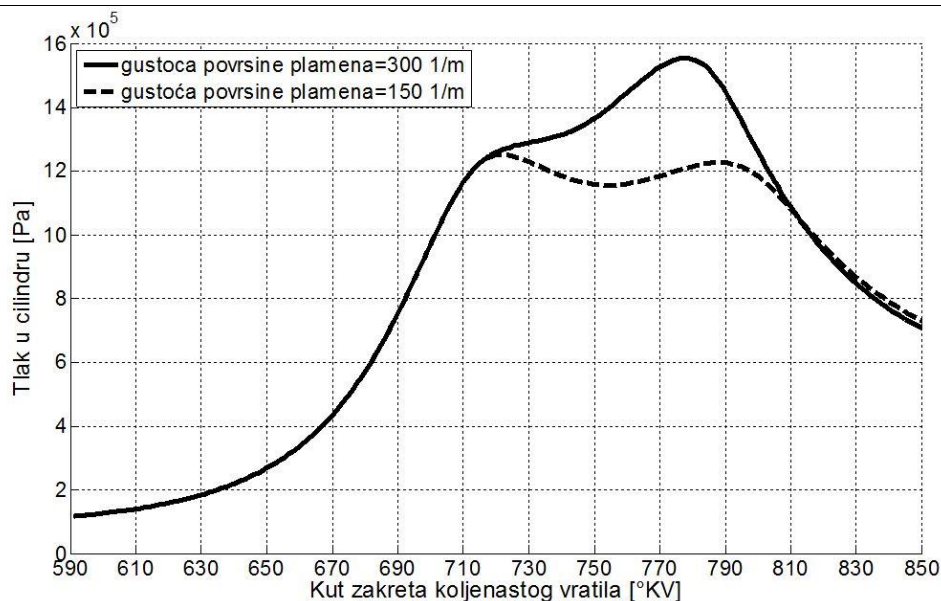
4.2.3. Model izgaranja

Kad završi faza zapaljenja AVL Fire proračun izgaranja prebacuje se u ECFM model izgaranja. Za izračun laminarne brzine izgaranja korištena je spomenuta Metghalchi and Keck formula (76). Faktor razvlačenja (engl. Stretch Factor – SF) predstavlja najutjecajniji parametar kojim se podešava brzina izgaranja. Njime se utječe na nagib krivulje tlaka u razdoblju nakon ≈ 15 °KV od preskanja iskre na svjećici. Prije toga glavni utjecaj na kretanje krivulje tlaka ima duljina zakašnjenja paljenja i početna gustoća površine plamene fronte (uz pretpostavku da je položaj svjećice već definiran).



Slika 23. Utjecaj faktora razvlačenja na krivulju tlaka u cilindru, radna točka ST 5

Na Slici 23. prikazane su krivulje tlaka za dva slučaja dobivena prilikom podešavanja modela za radnu točku ST5. Jedina razlika u postavkama ova dva modela bio je faktor razvlačenja plamena. Faktorom razvlačenja može se korigirati pogrešno odabrana početna vrijednost brzine vrtnje tumble-a jer efektivno imaju isti učinak na iznos gustoće površine plamene fronte što se vidi iz izraza (87). U tom izrazu faktorom razvlačenja se utječe na izvorske članove s desne strane jednakosti. Međutim, ukoliko je jedna od ove dvije veličine značajno kompenzirana drugom u radnoj točki na kojoj je model podešen, upitno je hoće li neispravnosti isplivati na površinu kod testiranja ostalih radnih točaka. Na Slici 24. prikazane su dvije krivulje tlaka, također za radnu točku ST5, sa različitim početnim gustoćama površine plamene fronte dok su sve ostale postavke identične. Primjećuje se kako sada razlika nastaje odmah nakon zapaljenja kao što je spomenuto ranije.

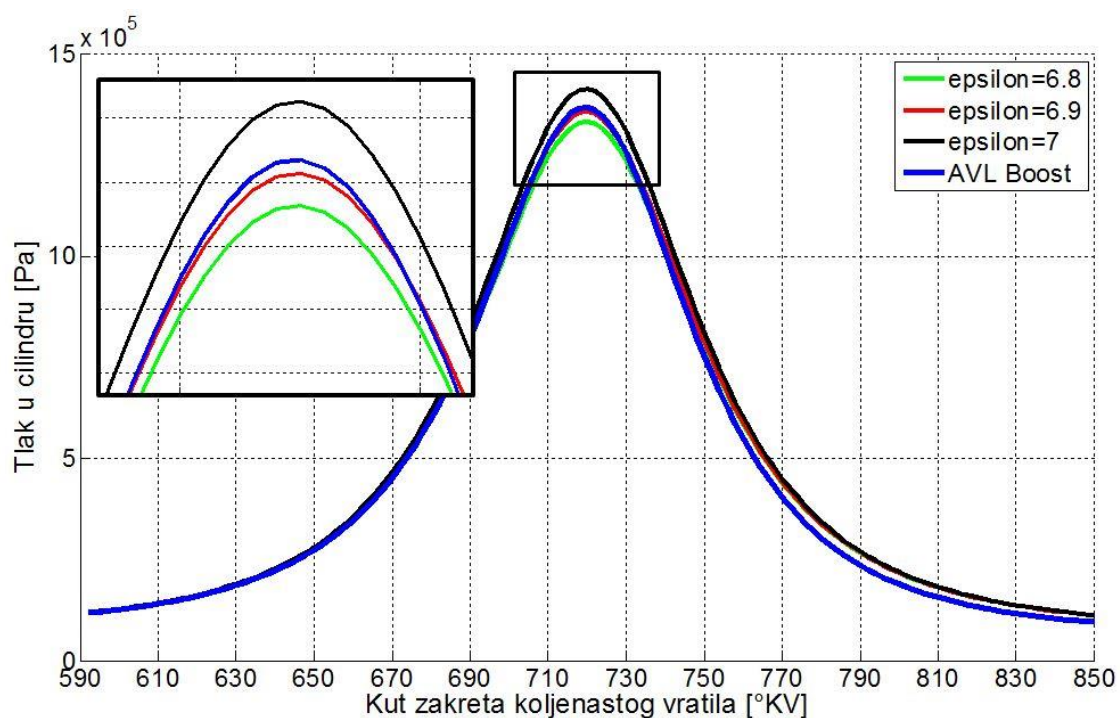


Slika 24. Utjecaj gustoće plamene površine na krivulju tlaka u cilindru, radna točka ST 5

4.3. Podešavanje modela

4.3.1. Efektivni kompresijski omjer

Kompresijski omjer koji je korišten u eksperimentalnom postavu CFR motora iznosi $\varepsilon = 8$. Međutim, kod ovog motora uočeno je značajno propuhivanje (engl. *blow by*), odnosno loše brtvljenje klipnih prstenova i prema tome povećani protok smjese iz cilindra u blok motora kroz prostor između klipa i cilindra.



Slika 25. Tlak u cilindru za različite kompresijske omjere

Ovo, a i ostale nesavršenosti klipnog mehanizma (poput konače krutosti materijala) uzrok su potrebe za definiranjem efektivnog kompresijskog omjera. Izrađene su mreže sa različitim kompresijskim omjerima sa ciljem što boljeg poklapanja sa traženom krivuljom iz AVL Boost-a (koja odgovara eksperimentalnim podacima) u području takta kompresije. S obzirom da se prati profil tlaka gonjenog motora (engl. *motored pressure*), odnosno tlak za ciklus bez izgaranja, rubni uvjeti temperature smanjeni su za 15 % u odnosu na one koji vrijede za radni ciklus, a korišteni su i različiti početni uvjeti tlaka i temperature dobiveni iz ekperimentalnih podataka: $p = 117591$ Pa i $\vartheta = 355.75$ K. Sa Slike 25. uočava se da se najbolje poklapanje sa traženom krivuljom tlaka postiglo s efektivnim kompresijskim omjerom $\varepsilon = 6.9$.

4.3.2. *Provjera osjetljivosti rezultata na rezoluciju mreže*

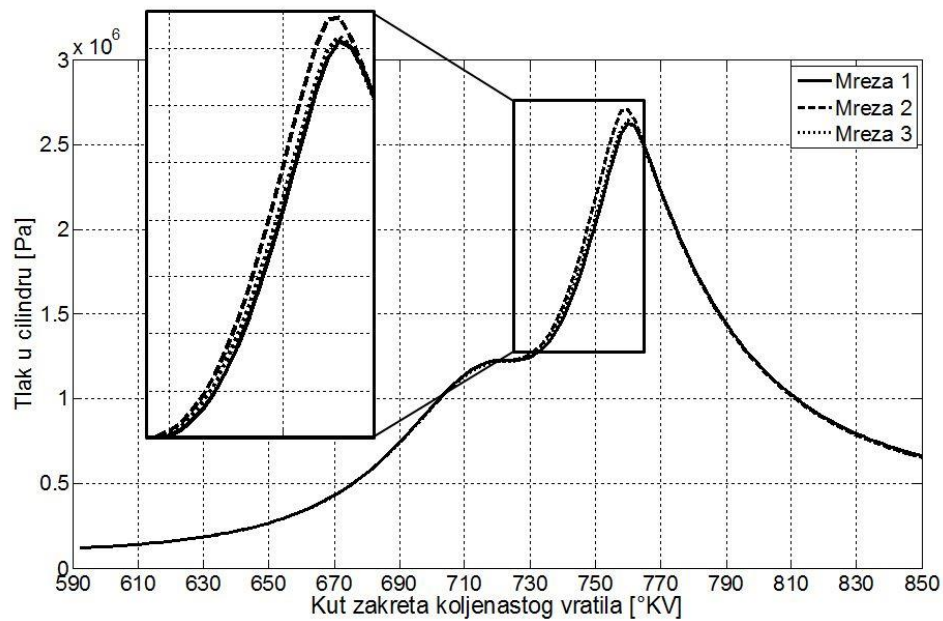
Sljedeći korak je provjera da li odabrana rezolucija osnovne mreže kontrolnih volumena zadovoljava u pogledu konvergencije rezultata s obzirom na broj kontrolnih volumena (engl. Mesh independence test). Za potrebe ove analize osim osnovne mreže (Mreža 1) odabrane u prethodnom testu geometrije izrađene su još dvije mreže sa većim brojem kontrolnih volumena, Mreža 2 i Mreža 3. Na sve tri mreže postavljen je isti set početnih i rubnih uvjeta, jednake postavke rješavača i parametri modela zapaljenja i izgaranja.

U ovoj fazi rada točni parametri izgaranja i zapaljenja još nisu poznati, ali je bitno da su oni jednaki za sve tri mreže. Osnovni podaci za ove tri mreže navedeni su u Tablici 7., a rezultati tlaka i temperature prikazani su na Slikama 26. i 27..

Tablica 7. Podaci za mreže (engl. mesh independence test)

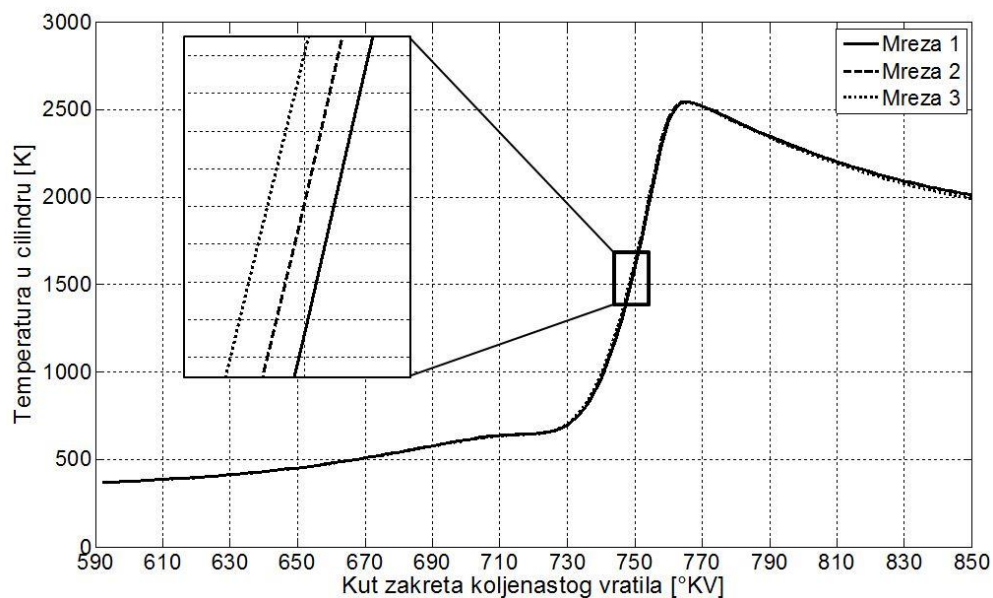
	broj elemenata-GMT	broj elemenata-590°KV	vrijeme računanja
Mreža 1	34560	172800	10.35 h
Mreža 2	46080	288000	18.6 h
Mreža 3	86016	430080	43.3 h

Sa dijagrama tlaka uočava se kako, bez obzira na odmak u rezultatima ostvarenim prvim počinjenjem osnovne mreže (Mreža 2), najgušća mreža ponovno ima tendenciju približavanja osnovnoj Mreži 1, odnosno pokazuje se određena konvergencija rezultata. Krivulje temperature se za sva tri slučaja vrlo dobro podudaraju i tek se znatnijim povećanjem uočavaju zanemarive razlike u temperaturi.



Slika 26. Tlak u cilindru; test rezolucije mreže

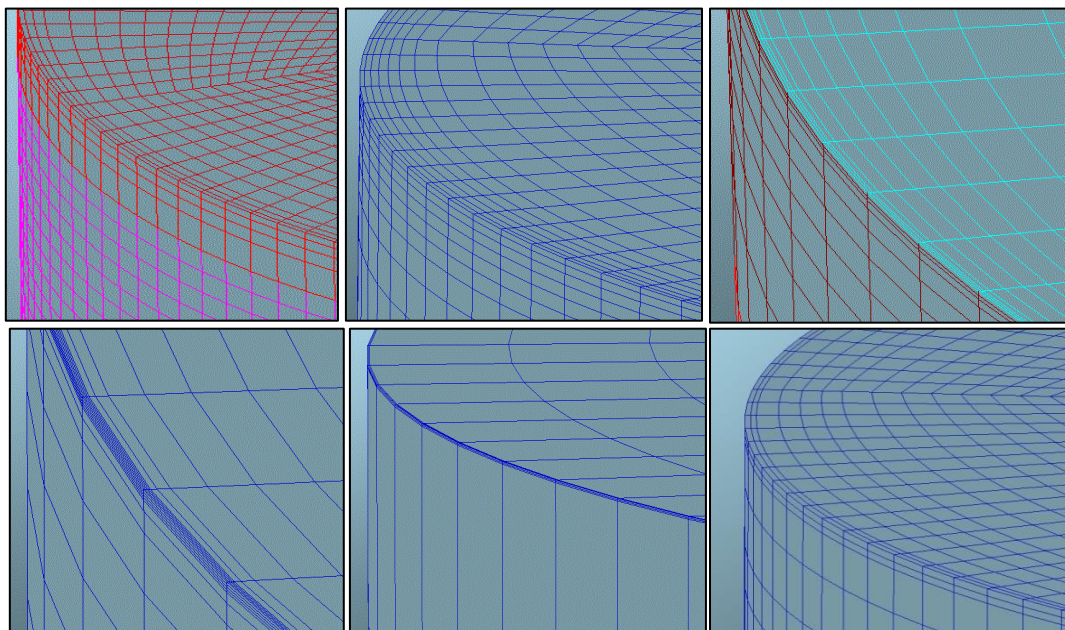
Uzevši u obzir omjer točnosti i vremena potrebnog za izvođenje simulacije za Mreže 1 i 3 zaključeno je kako se može nastaviti raditi s osnovnom Mrežom 1, koja će se dalje u tekstu nazivati Osnovna mreža.



Slika 27. Temperatura u cilindru; test rezolucije mreže

4.3.3. Utjecaj bezdimenzijske varijable y^+ na rezultate

Osim cjelokupnog pogušćenja kroz cijelu domenu ispitan je i utjecaj pogušćenja uz sami rub mreže, odnosno kako promjena bezdimenzijske varijable y^+ utječe na rezultate. U tu svrhu izrađeno je još 6 mreža različite strukture i dimenzija kontrolnih volumena uz rub domene [Slika 28.].



Slika 28. Mreže (od 1_y+ do 6_y+) izrađene za potrebe analize utjecaja bezdimenzijske varijable y^+

Mreže od 1_y+ do 4_y+ imaju stupnjeviti porast dimenzija kontrolnih volumena u smjeru normale na rubne plohe. Poželjan stupanj gradacije 1.25 u većini slučajeva nije bilo moguće postići zbog vrlo malih dimenzija krajnjih kontrolnih volumena. Također je uočeno kako se na dostupnoj profesionalnoj mreži slične namjene iz AVL-a koristi nagliji prijelaz s rubnih dimenzija na standardne dimenzije kontrolnih volumena vjerojatno upravo zbog spomenutog nedostatka prostora za stupnjevitu gradaciju.

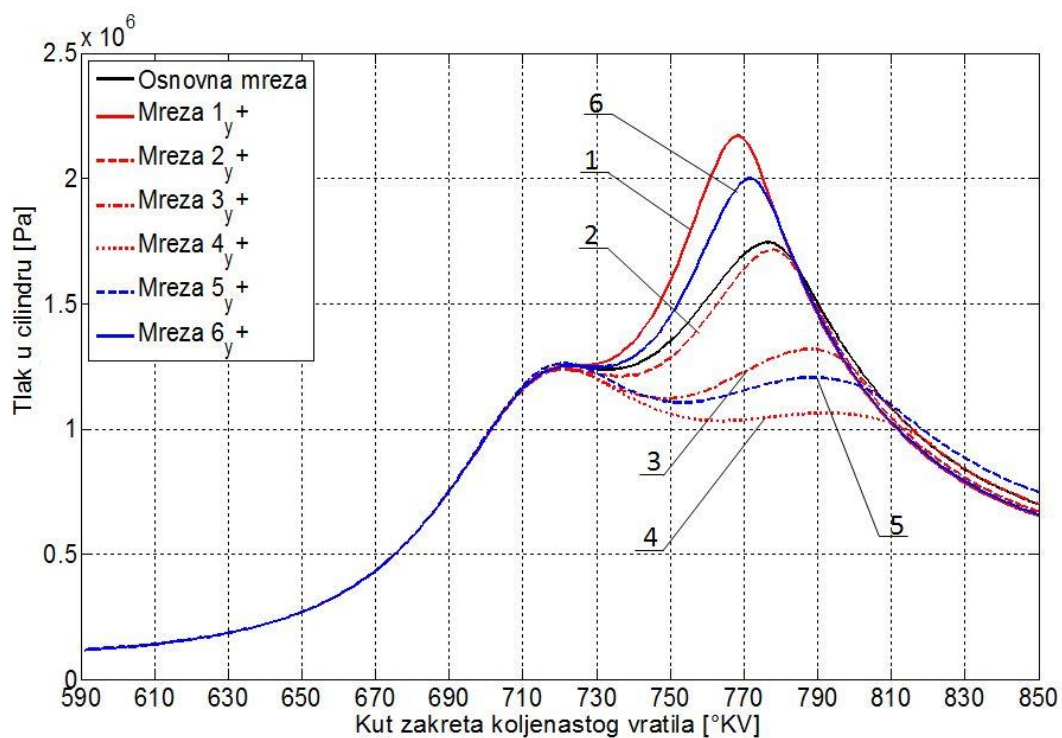
Po uzoru na tu mrežu izrađene su mreže 5_y+ i 6_y+ bez stupnjevite gradacije. Mreža 6_y+ ima približno jednake omjere dimenzija rubnih i središnjih kontrolnih volumena kao i spomenuta profesionalna mreža iz AVL-a dok mreža 5_y+ ima dimenzije rubnih ćelija kao mreža 4_y+. Podaci o mrežama navedeni su u Tablici 8.

Kako iznos bezdimenzijske varijable y^+ ovisi i o stanju strujanja u domeni, za razliku od prošlog testa, ovdje je prvotno trebalo pronaći približno točne parametre izgaranja na osnovnoj mreži kako bi se dobilo poklapanje sa eksperimentalnim podacima.

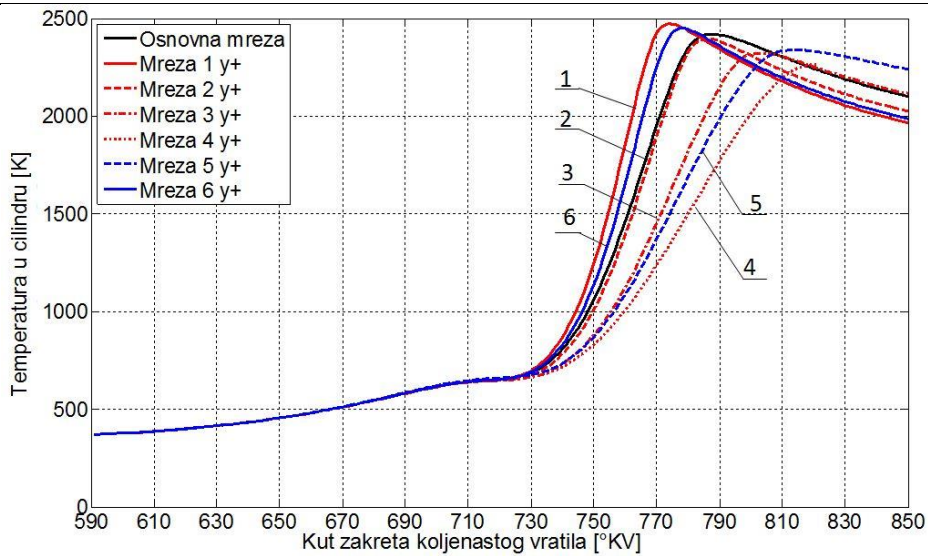
Tako definiran .ssf file zatim je korišten kod simulacije na svakoj od mreža. Rezultati za tlak, temperaturu, progres varijablu, brzinu oslobađanja topline i srednje vrijednosti za y^+ prikazani su u nastavku [Slika 29. – Slika 33.].

Tablica 8. Podaci za mreže (y^+ analiza)

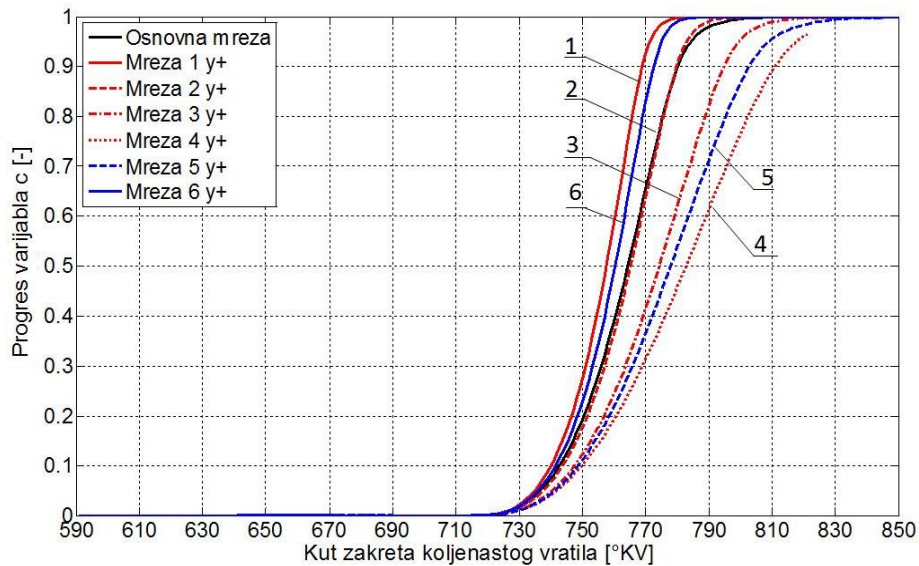
	broj kon. volumena u GMT; 590° KV	debljina rubnog sloja: čelo klipa; glava cilindra (mm)	debljina rubnog sloja: stijenka cilindra (mm)
Osnovna mreža	34560/172800	1.937	1.117
Mreža 1 $_y^+$	52416/202176	0.431	0.283
Mreža 2 $_y^+$	95040/258912	0.161	0.152
Mreža 3 $_y^+$	119808/304128	0.04	0.026
Mreža 4 $_y^+$	161280/362880	0.01	0.009
Mreža 5 $_y^+$	52416/202176	0.01	0.009
Mreža 6 $_y^+$	54432/209952	0.242	0.206



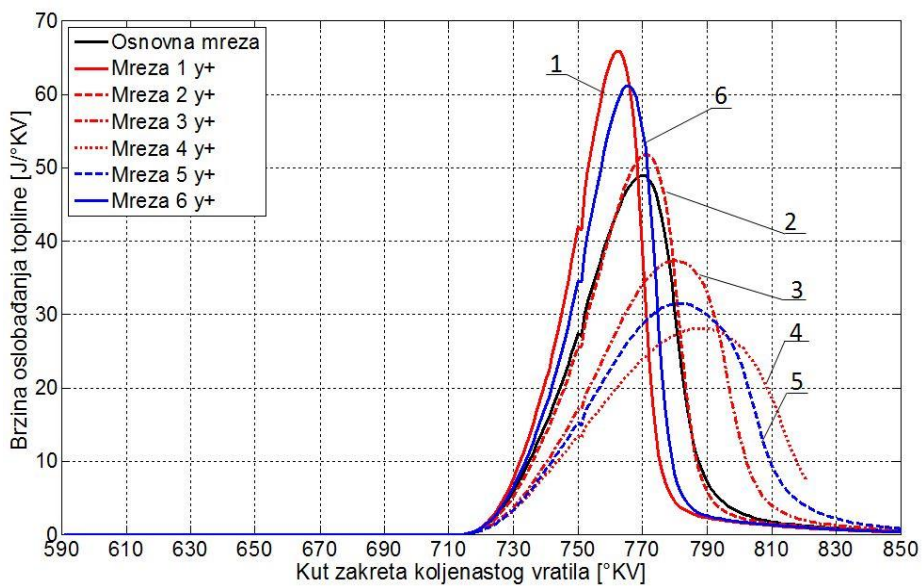
Slika 29. Tlak u cilindru, y^+ analiza kakvoće mreže



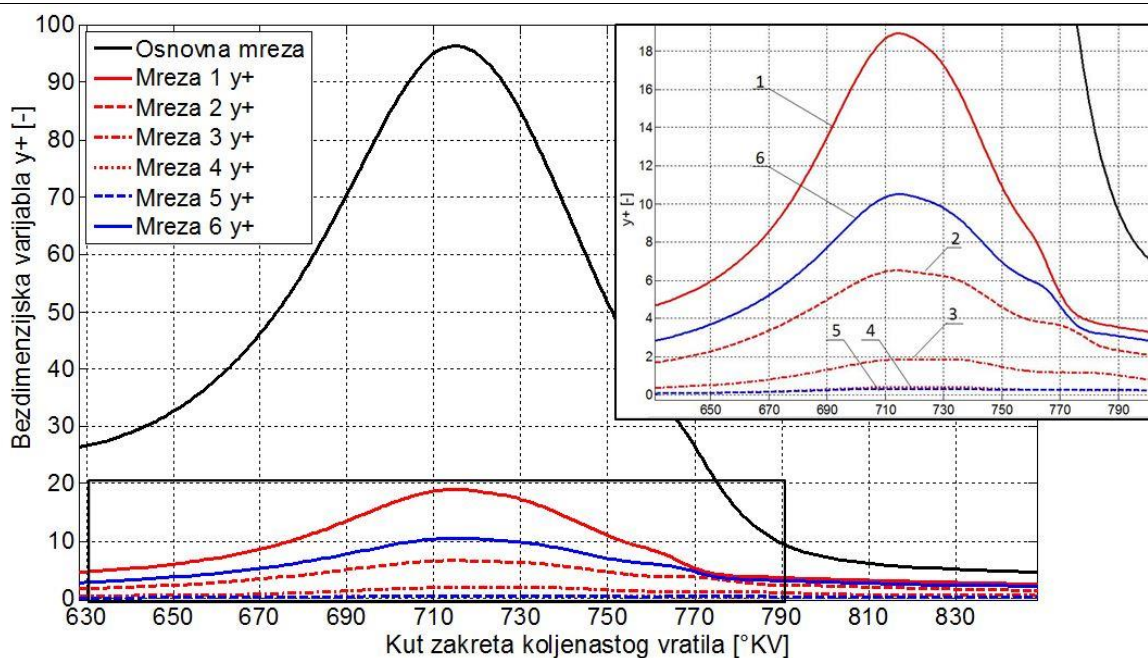
Slika 30. Temperatura u cilindru, y^+ analiza kakvoće mreže



Slika 31. Progres varijabla, y^+ analiza kakvoće mreže



Slika 32. Brzina oslobađanja topline, y^+ analiza kakvoće mreže



Slika 33. Srednje vrijednosti y^+ za cijelu domenu proračuna, y^+ analiza kakvoće mreže

Sa prethodnih dijagrama uočava se kako rezultati na mreži 2_y+ najbolje prate Osnovnu mrežu. Ako se promotri kretanje vrijednosti bezdimenzijske varijable y^+ uočava se kako upravo Osnovna mreža ima najpovoljnije vrijednosti za y^+ , odnosno između 30 i 100, i logično je postaviti rezultate s tom mrežom kao referentne. S druge strane, mreže 1_y+ i 6_y+ se nalaze u nepovoljnom području između 5 i 30, odnosno u prijelaznom sloju (engl. buffer zone) između viskoznog i inercijalnog podsloja. S obzirom da je to područje najnezgodnije za opisivanje zidnim funkcijama (čak i kod Hybrid Wall Treatment-a) odstupanje u rezultatima za ove dvije mreže nije neočekivano.

Mreža 2_y+ se nalazi uglavnom izvan prijelaznog sloja, odnosno u viskoznom podsloju, ali opet iznad praga za izravnu integraciju do zida jer u Hybrid Wall Treatment uvjet za izravnu integraciju glasi $y^+ < 1$. Zbog toga vremena računanja s ovom mrežom nisu toliko velika i rezultati su zadovoljavajući. Mreža 5_y+ ima veliki skok u dimenzijama pri prijelazu s rubnih na osnovne kontrolne volumene što unosi značajniju numeričku grešku diskretizacije i odstupanje u rezultatima. Kao neočekivani ostaju jedino rezultati za mreže 3_y+ i 4_y+ kod kojih je ispunjen uvjet za izravnu integraciju pa su vremena izvođenja simulacija iznosila i do tjedan dana, a rezultati odstupaju od referentnih. Upravo zbog spomenute duljine proračuna nije se moglo ulaziti u dublju analizu ovog problema. Bez obzira na ishod te analize i eventualni pronalazak uzroka odstupanja u rezultatima, nastavilo se raditi sa Osnovnom mrežom zbog kratkih vremena izvođenja simulacija i povoljne zone u kojoj se

kreću vrijednosti y^+ za ovu mrežu, zone za koju se sigurno zna da daje prihvatljive rezultate kod upotrebe zidnih funkcija.

4.3.4. Analiza faze dogorijevanja

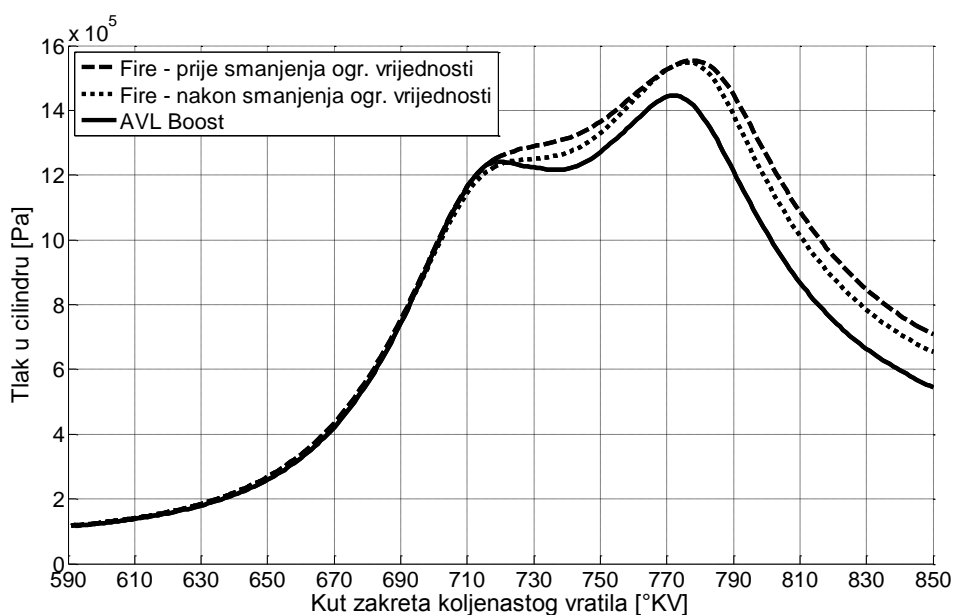
Prilikom podešavanja modela uočeno je da se u fazi dogorijevanja pojavljuje viši tlak u 3D-CFD proračunu nego li kod eksperimentalnih podataka. Iznos tlaka u tom području ne ovisi o parametrima modela zapaljenja i izgaranja (uvjetima i brzini izgaranja) jer je većina goriva dotad već izgorjela, već o dostupnoj količini energije goriva na početku procesa izgaranja. Kako se radi o homogenoj smjesi stehiometrijskog sastava, inicijalno dostupna masa odnosno energija goriva direktno ovisi o masi svježeg punjenja. U modelu iz AVL Boost-a ova razlika tlaka u odnosu na eksperimentalne podatke se ne primjećuje. Poznato je da su rezultati u AVL Boost-u u određenoj mjeri bolji zbog mogućnosti modeliranja propuhivanja pored klipa. Međutim, postavlja se pitanje u kojoj mjeri i je li posrijedi nešto drugo osim nemodeliranja propuhivanja između klipa i cilindra u AVL Fire-u što uzrokuje ovakvo značajno odstupanje.

Tablica 9. Analiza faze dogorijevanja

položaj koljenastog vratila	590° KV	715° KV	850° KV
AVL Fire			
volumen (m ³)	$6.243 \cdot 10^{-4}$	$1.053 \cdot 10^{-4}$	$6.278 \cdot 10^{-4}$
tlak (bar)	1.175	12.23	6.99
temperatura (K)	368.7	648.5	2100.4
masa u cilindru (kg)	$7.22065 \cdot 10^{-4}$	$7.21003 \cdot 10^{-4}$	$7.20984 \cdot 10^{-4}$
maseni udio goriva (-)	0.0594	0.0594	$3.028 \cdot 10^{-7}$
masa goriva (kg)	$0.42926 \cdot 10^{-4}$	$0.42862 \cdot 10^{-4}$	0
oslobodena toplina (J)	0	0	1836
maseni udio EGR (-)	0.0568	0.0568	0.0568
AVL Boost			
volumen (m ³)	$6.179 \cdot 10^{-4}$	$9.876 \cdot 10^{-5}$	$6.214 \cdot 10^{-4}$
tlak (bar)	1.165	12.12	5.31
temperatura (K)	368.6	644.7	1876.4
masa u cilindru (kg)	$7.1221 \cdot 10^{-4}$	$6.76756 \cdot 10^{-4}$	$6.16436 \cdot 10^{-4}$
maseni udio goriva (-)	0.0604	0.0604	$2.6862 \cdot 10^{-5}$
masa goriva (kg)	$0.43026 \cdot 10^{-4}$	$0.40884 \cdot 10^{-4}$	0
oslobodena toplina (J)	0	0	1667.12
maseni udio EGR (-)	0.05605		

Najjednostavniji način za provjeru je usporedba podataka za količinu goriva u cilindru za modele iz AVL Fire-a i AVL Boost-a za nekoliko različitih položaja koljenastog vratila. Pomoću dostupnih podataka iz modela izrađena je Tablica 9. za radnu točku ST5 koja uz ostale veličine prikazuje stanje ukupe mase u cilindru, mase goriva i oslobođene topline za tri položaja koljenastog vratila: na početku simulacije, u trenutku paljenja i na kraju simulacije.

Iz tablice se uočava kako modeli iz AVL Fire-a i AVL Boost-a na početku simulacije imaju približno jednaku količinu goriva na raspolaganju. Kompresijom do 715 °KV u modelu iz AVL Boost-a već se izgubi 5% početne mase goriva dok je u AVL Fire-u promjena mase goriva neznatna. Tijekom izgaranja model iz AVL Boost-a i dalje gubi masu propuhivanjem pored klipa i na kraju izgubi 13.4 % ukupne početne mase. Ovo pokazuje da je glavni uzrok povišenog tlaka u AVL Fire-u u fazi dogorijevanja nemogućnost modeliranja propuhivanja. Potencijalno rješenje je smanjenje ogrjevnosti goriva ili promjena termodinamičkih uvjeta na početku simulacije kako bi se smanjila početna masa goriva u cilindru. Pokazalo se da ovo posljednje iziskuje i promjenu kompresijskog omjera, odnosno izradu novih mreža kontrolnih volumena pa je poduzeta prva mjera, tj. smanjena je ogrjevnost goriva. Rezultati tlaka u cilindru motora prikazani su na Slici 34.

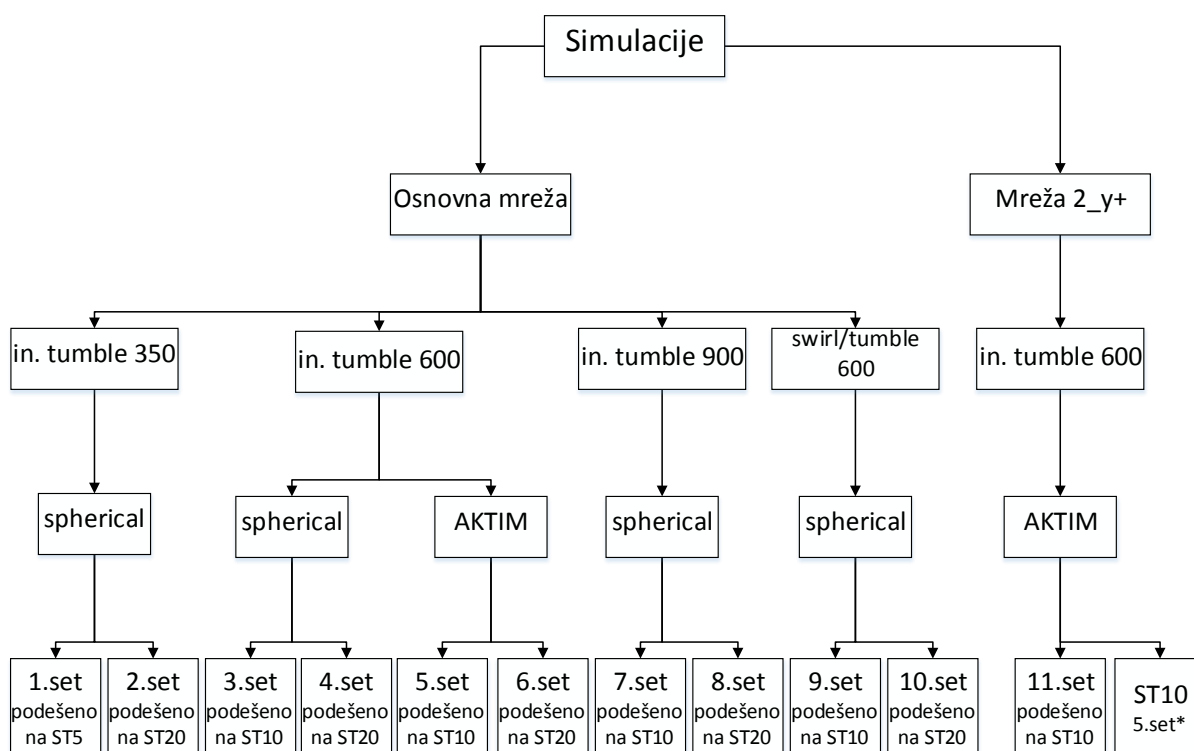


Slika 34. Utjecaj promjene ogrjevnosti na krivulju tlaka u fazi dogorijevanja

Ovdje je potrebno napomenuti da razlika u brzini izgaranja nije posljedica promjene ogrjevnosti goriva jer ova dva modela iz AVL Fire-a imaju različite postavke parametara izgaranja. Ono što jest posljedica smanjene ogrjevnosti je reduciranje razlike tlakova u fazi dogorijevanja između Boost-a i Fire-a, a to je i bila namjera ovakvog postupka.

5. REZULTATI

Simulacije su izvršene na način da je model prilagođen na jednoj od radnih točaka, npr. ST 10, a zatim su sa tako dobivenim parametrima simulirane i ostale radne točke. To čini jedan set simulacija. Osnovni problem koji se provlači kroz ovaj proces je nepoznavanje egzaktno slike strujanja na početku simulacije, odnosno nepoznata je brzina vrtnje i položaj osi rotacije koherentne vrtložne strukture u cilindru na početku simulacije visokotlačnog procesa. Zbog toga su upotrebljene četiri opcije kojima se definira različita struktura strujanja u cilindru motora. Kako je navedeno u prethodnom poglavlju struktura usisnih cijevi ovog motora upućuje na tumble, pa prve tri opcije imaju vodoravno položenu os rotacije, a brzine vrtnje iznose redom 350, 600 i 900 1/min. Četvrta opcija predstavlja kombinaciju tumble-a i swirl-a, pa je os rotacije položena pod kutom od 45°, a brzina vrtnje iznosi 600 1/min.



*postavke modela identične 5. setu kako bi se pratio utjecaj mreže

Slika 35. Struktura izvođenja simulacija

Paralelno s ovim prati se i utjecaj modela zapaljenja pa je u nekim slučajevima korišten *Spherical model*, a u drugima AKTIM. Naposljetku, jedan set simulacija izvršen je i na Mreži 2_y+ čije su karakteristike opisane u prethodnom poglavlju. Na ovoj mreži također je izvršena i simulacija radne točke ST10 sa parametrima modela iz 5. seta kako bi se

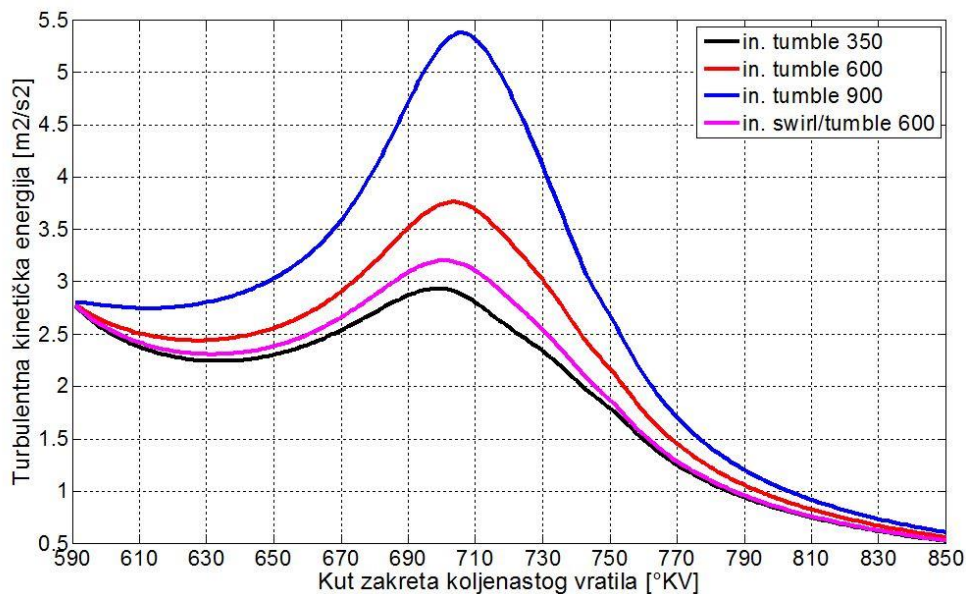
analizirao utjecaj mreže na konačne rezultate. Struktura provednih simulacija prikazana je na Slici 35., a ključni parametri pojedinih modela navedeni su u Tablici 10.

Tablica 10. Parametri korištenih modela

SET simulacija	početno strujanje [1/min]	faktor razvlačenja (-)	gustoća plamene površine [1/m]
1.set	tumble - 350	1.12	160
2.set	tumble - 350	1.02	175
3.set	tumble - 600	0.86	175
4.set	tumble - 600	0.77	190
5.set	tumble - 600	0.89	-
6.set	tumble - 600	0.79	-
7.set	tumble - 900	0.7	140
8.set	tumble - 900	0.62	175
9.set	swirl/tumble 600	0.9	310
10.set	swirl/tumble 600	0.8	310
11.set	tumble 600	0.81	-

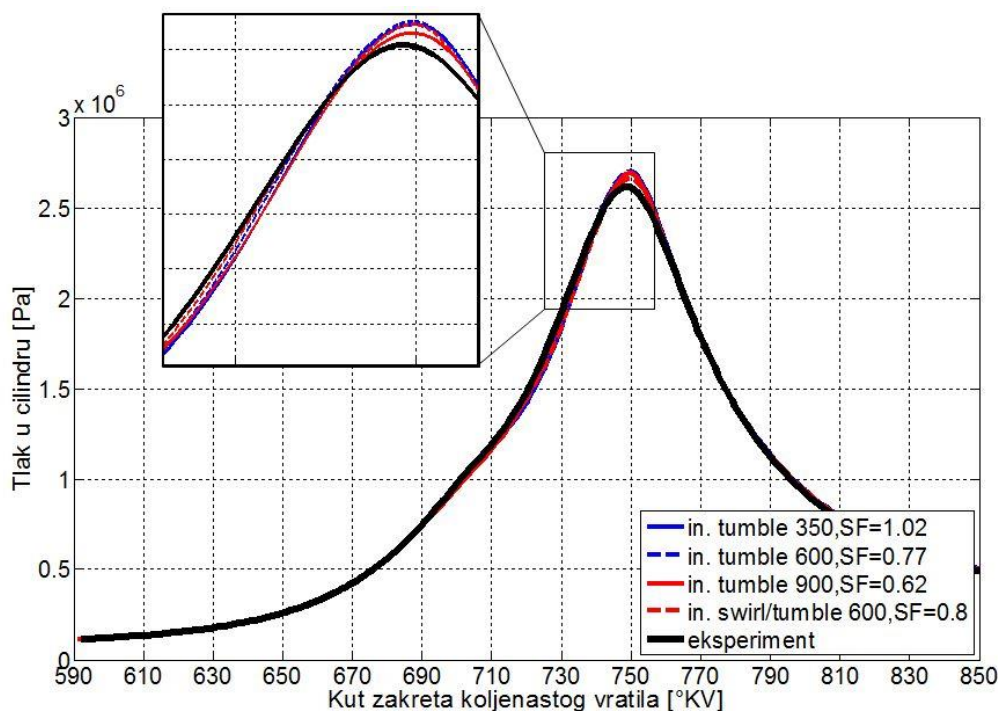
5.1. Podešavanje prema radnoj točki ST 20

Ako se promotre 2., 4., 8. i 10. set simulacija sa Slike 35., uočava se da svi setovi imaju *Spherical ignition* model zapaljenja i podešeni su na radnoj točki ST 20. Osnovna razlika među njima je u početnoj strukturi strujanja. Za očekivati je da će to rezultirati različitom turbulentnom kinetičkom energijom što je dobiveno i prikazano na Slici 36. Međutim, unatoč tome prilikom podešavanja na radnoj točki ST 20 kod svih modela uspjeva se postići zadovoljavajuće poklapanje sa eksperimentalnom krivuljom tlaka [Slika 37.].

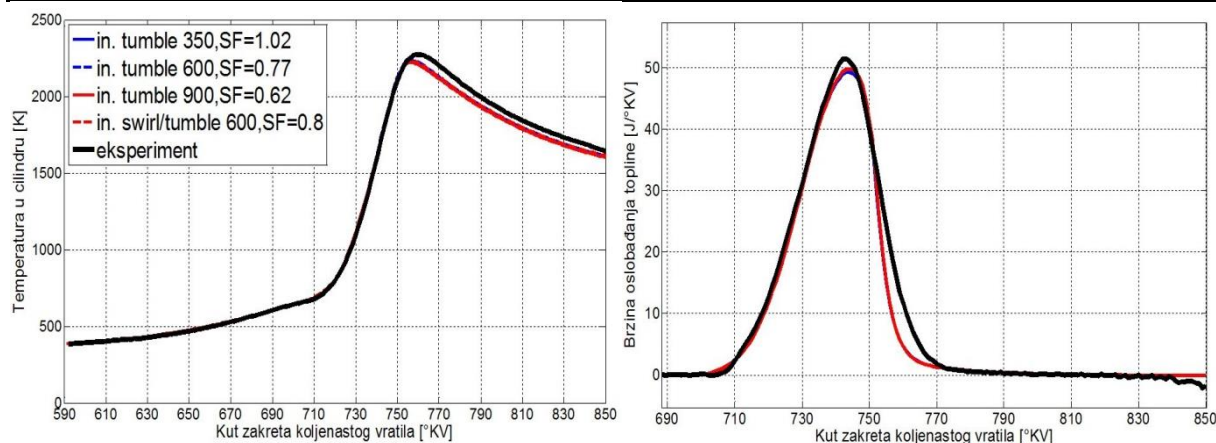


Slika 36. Turbulentna kinetička energija; radna točka ST 20, modeli podešeni na ST 20

Čimbenik koji to omogućava je faktor razvlačenja za koji je već ranije spomenuto da svojim djelovanjem na izvorske članove u jednadžbi očuvanja gustoće plamene površine postiže sličan učinak na brzinu izgaranja kao i razina turbulentnog strujanja u cilindru. Iz Tablice 10. vidi se kako se povećanjem brzine vrtnje početnog tumble-a mora smanjiti faktor razvlačenja kako bi se dovoljno usporio razvoj plamene površine, a time se dobiva brzina oslobađanja topline slična onoj iz eksperimenta. Na Slici 38. dodatno su prikazane temperatura i brzina oslobađanja topline za spomenuti slučaj.

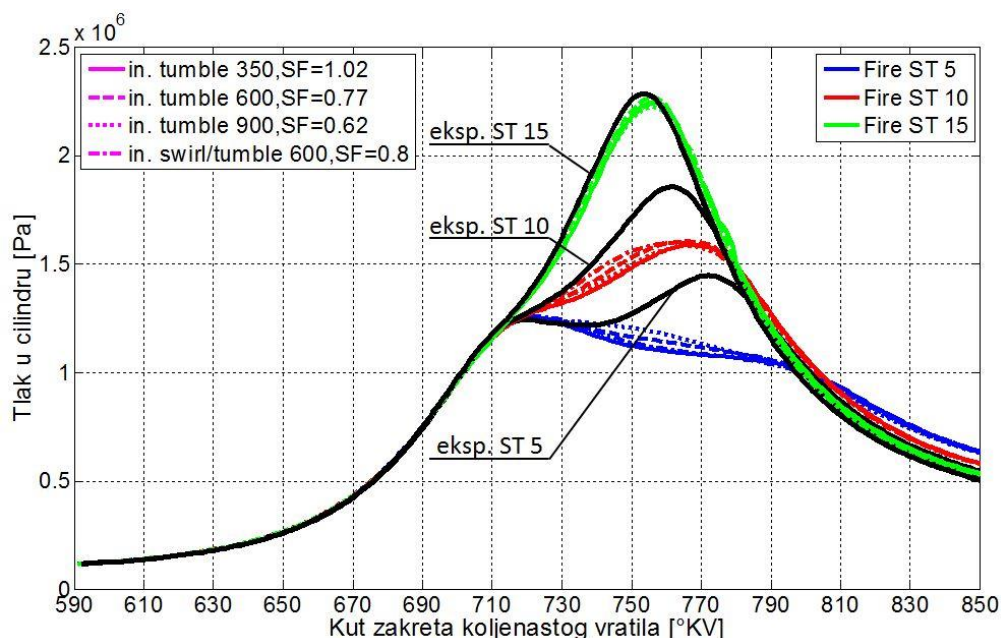


Slika 37. Tlak u cilindru; radna točka ST 20, modeli podešeni na ST 20, Spherical zapaljenje



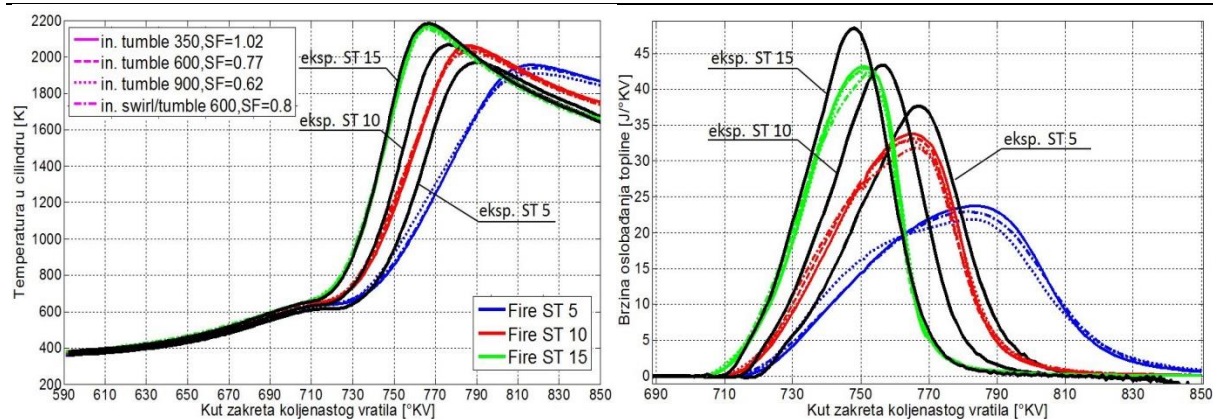
Slika 38. Lijevo: temperatura u cilindru; desno: brzina oslobađanja topline; radna točka ST 20, modeli podešeni na ST 20, *Spherical zapaljenje*

Dakle, sva četiri modela daju dobre rezultate, ali samo jedan od njih ima (približno) točno definiranu inicijalnu sliku strujanja i time fizikalno dobro opisuje promatranu pojavu. Postavlja se pitanje da li je i ako da, u kojoj mjeri unešena netočnost u model kompenzacijom inicijalnog tumble-a sa faktorom razvlačenja i na koji način detektirati spomenute nefizikalnosti ukoliko postoje. U nastavku je prikazan pristup ovome problemu. Za početak, ukoliko se s ovako podešenim modelima simuliraju radne točke ST5, ST10 i ST15 dobiva se dijagram tlaka sa Slike 39. U susjednoj radnoj točki modeli još pokazuju zadovoljavajuće ponašanje, ali kod ST 10 i ST 5 uočava se značajnije odstupanje.



Slika 39. Tlak u cilindru; radne točke ST 5, ST 10 i ST 15, modeli podešeni na ST 20, *Spherical zapaljenje*

To se potvrđuje i kod dijagrama temperature i brzine oslobađanja topline [Slika 40]. Međutim, zanimljivo je da se sva tri modela slično ponašaju - stvaraju se familije krivulja i

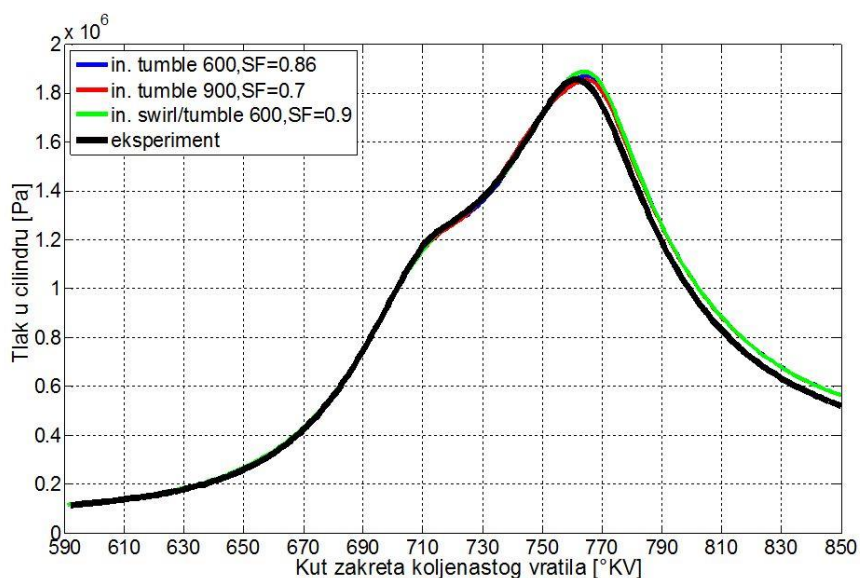


Slika 40. Lijevo: temperatura u cilindru; desno: brzina oslobađanja topline; radne točke ST 5, ST 10 i ST 20, modeli podešeni na ST 20, *Spherical* zapaljenje

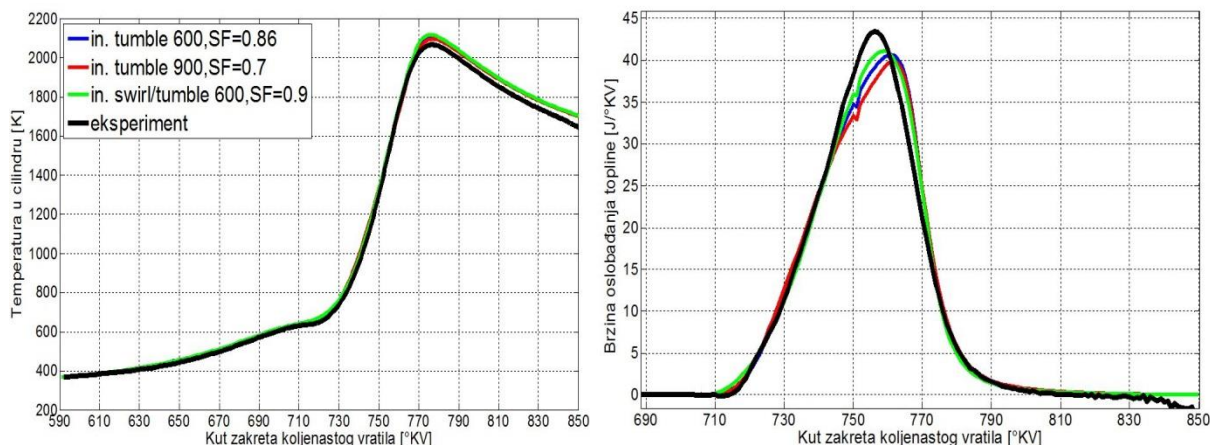
zbog toga onemogućuju donešenje nekih pouzdanih zaključaka vezano uz prethodno postavljena pitanja.

5.2. Podešavanje prema radnoj točki ST 10

Problem može biti i u specifičnim zahtjevima radne točke ST20 u smislu faktora razvlačenja i početne gustoće plamene površine ispunivši koje unosimo veliku grešku u postavke modela koji se onda ne ponaša dobro kod ostalih radnih točaka. Kako bi se takva teza provjerila slična procedura je ponovljena, ali su modeli podešeni na radnoj točki ST 10. U nastavku su prikazani dijagrami tlaka, temperature i brzine oslobađanja topline za modele podešene na ST 10 uz različita početna strujanja u cilindru (3.,7. i 9. set). Rezultati modela u radnoj točki na kojoj su podešeni su zadovoljavajući bez obzira na različitu strukturu strujanja koja vlada u cilindru u pojedinim slučajevima [Slika 41. i 42.]

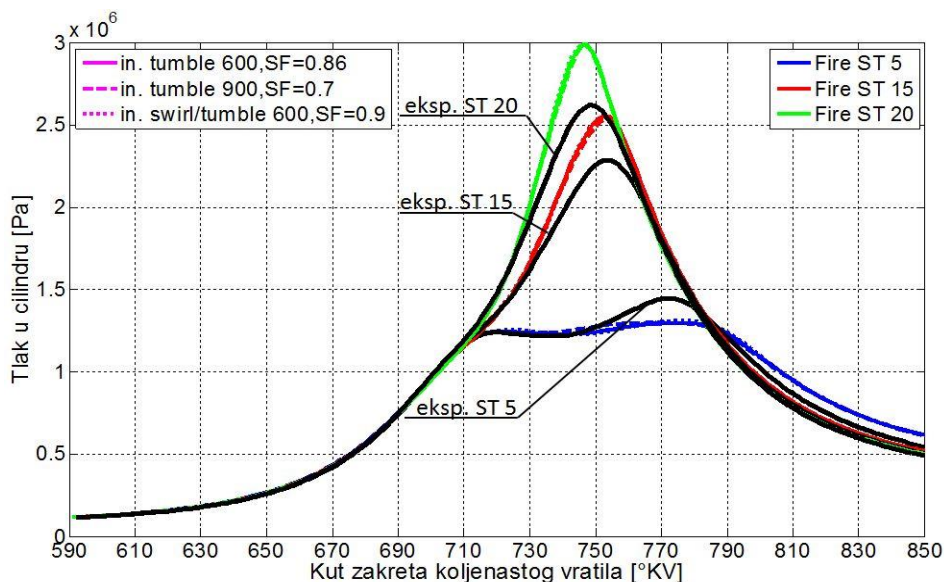


Slika 41. Tlak u cilindru; radna točka ST 10, modeli podešeni na ST 10, *Spherical* zapaljenje

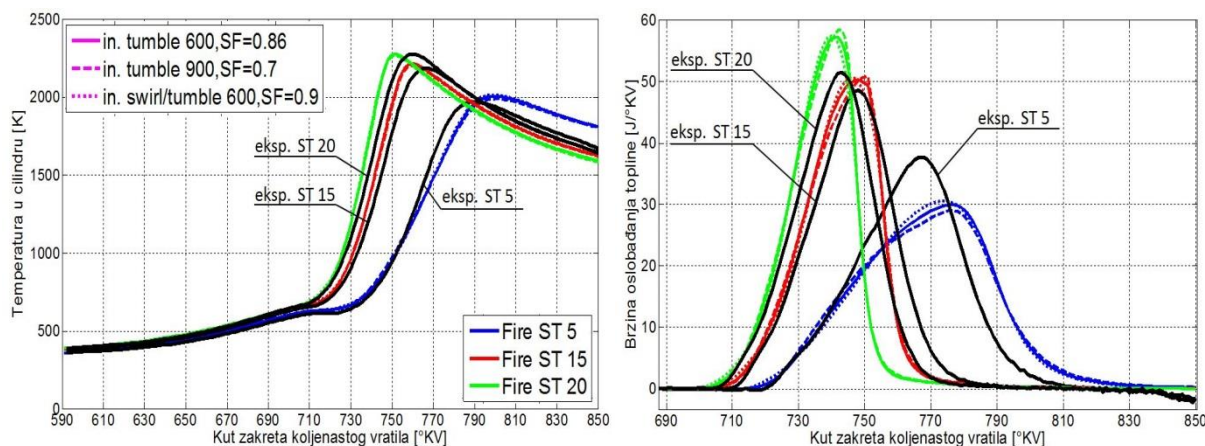


Slika 42. Lijevo: temperatura u cilindru; desno: brzina oslobađanja topline; radna točka ST 10, modeli podešeni na ST 10, Spherical zapaljenje

Međutim, kod ostalih radnih točaka modeli se kvalitativno ponašaju kao i u prošlom slučaju [Slika 43 i 44]. U susjednoj radnoj točki ST 15 odstupanja su još prihvatljiva (krivulja brzine oslobađanja topline, Slika 44.) dok se na ST 20 i ST 5 ta razlika povećava.

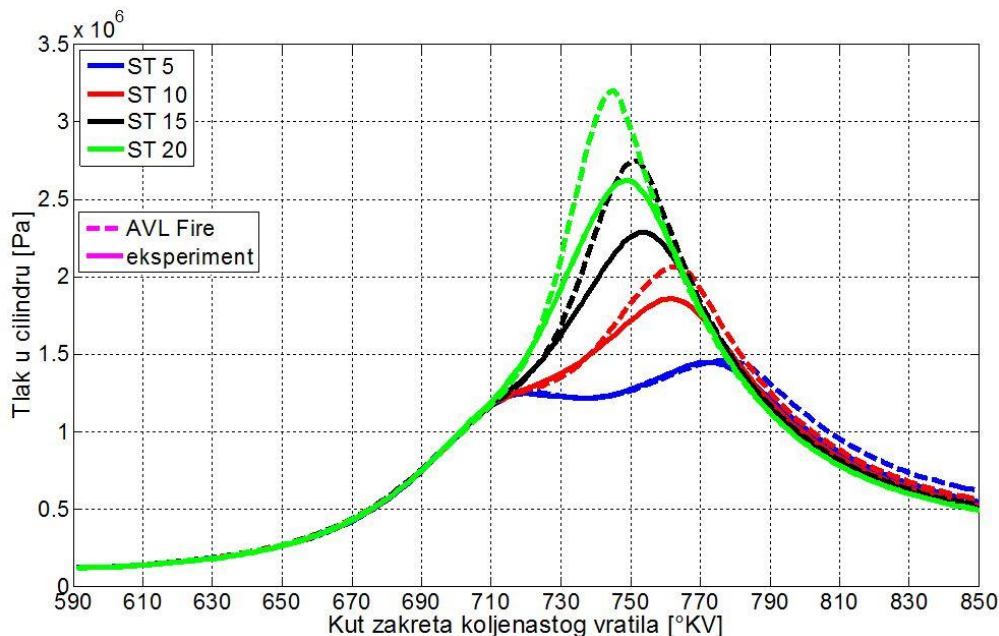


Slika 43. Tlak; radne točke ST 5, ST 15 i ST 20, modeli podešeni na ST 10, Spherical zapaljenje



Slika 44. Lijevo: temperatura u cilindru; desno: brzina oslobađanja topline; radne točke ST 5, ST 15 i ST 20, modeli podešeni na ST 10, Spherical zapaljenje

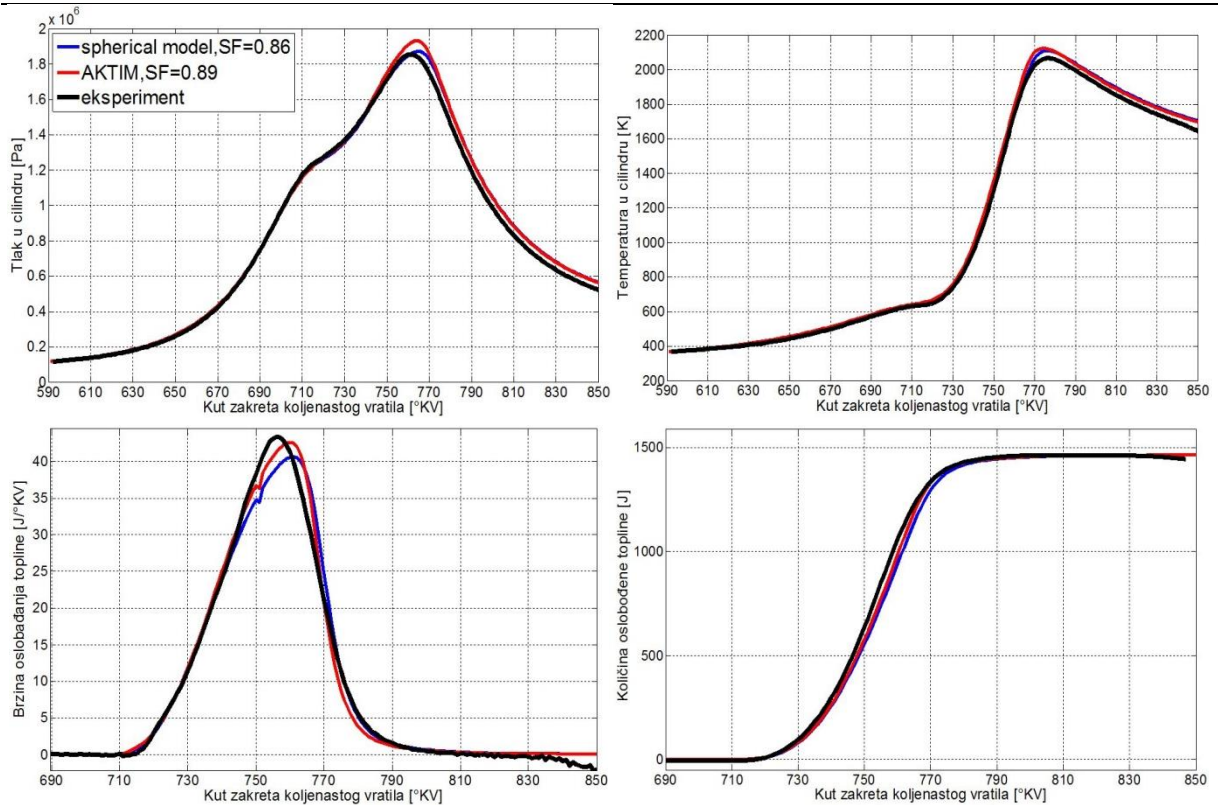
Potvrda ovakvom ponašanju su i rezultati modela podešenog na ST 5 [Slika 45., 1 set]. Na taj način utjecaj odabira radne točke na kojoj se model podešava je isključen kao eventualni uzrok netočnosti. U sljedećoj fazi proučen je utjecaj modela zapaljenja kao mogućeg uzroka ovakvih odstupanja.



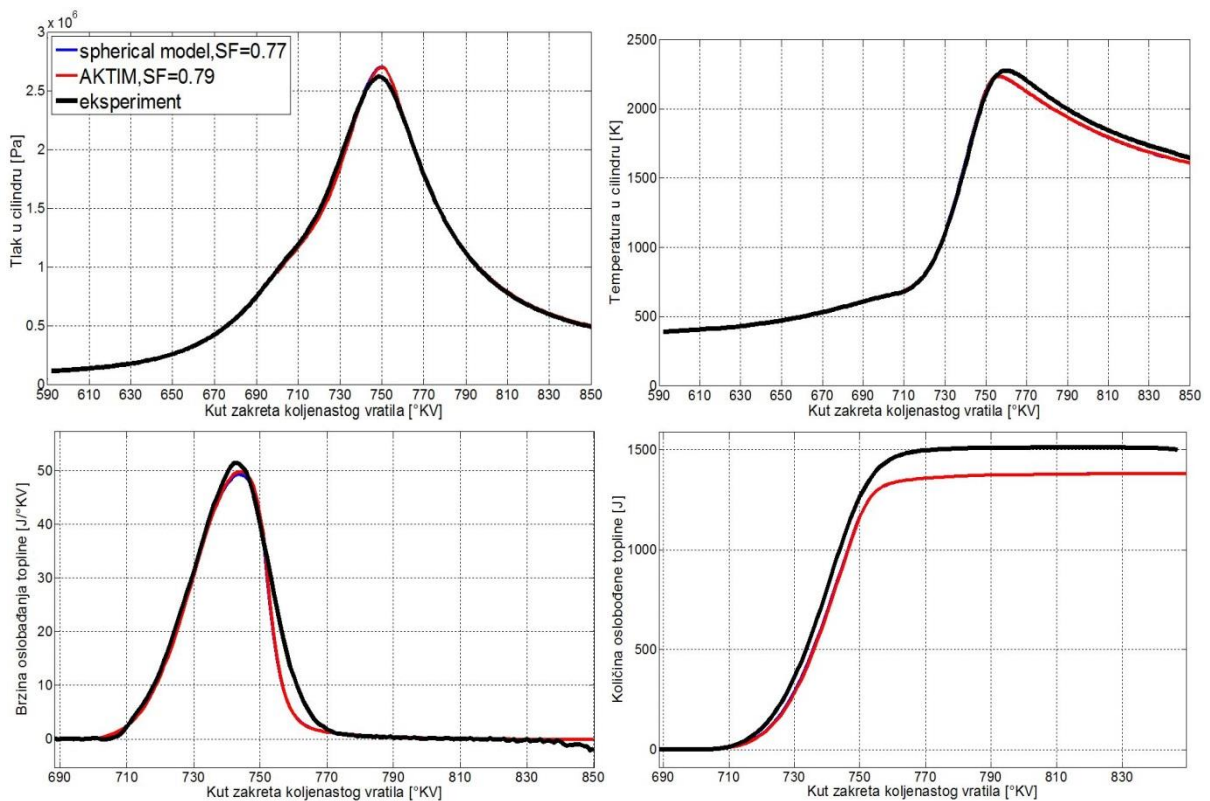
Slika 45. Tlak u cilindru; model podešen na ST 5, inicijalni tumble 350 1/min, *Spherical* zapaljenje, SF = 1.12

5.3. Usporedba *Spherical* modela zapaljenja i AKTIM-a

U AKTIM modelu zapaljenja zakašnjenje paljenja i početna gustoća plamene površine egzaktano se računaju za razliku od *Spherical* modela gdje se ove vrijednosti unose u program od strane korisnika. Cilj je promotriti hoće li i koliko AKTIM koji uzima u obzir aktualna strujanja i temperaturu u blizini svjećice odstupati od unaprijed definiranih vrijednosti u *Spherical* modelu za pojedinu radnu točku. Model AKTIM-a podešen je na radnoj točki ST10 uz početni tumble 600 1/min (5. set). Postignuto je dobro poklapanje sa *Spherical* modelom i eksperimentalnom krivuljom. Na Slici 46. prikazana je usporedba modela podešenog na ST 10 uz *Spherical* i AKTIM model zapaljenja. Usklađenost modela je zadovoljavajuća. Prilikom podešavanja za radnu točku ST 20 parametri AKTIM-a više nisu mijenjani. Podešava se jedino faktor razvlačenja plamena. Kod *Spherical* modela se pak mijenjaju i početni parametri vezani uz zapaljenje. Slika 47. pokazuje kako se i za radnu točku ST 20 postiže vrlo dobro preklapanje krivulja iz AKTIM-a sa *Spherical* modelom i eksperimentom. AKTIM podmodel zapaljenja podešen na ST 10 odlično se ponaša i na ST 20, odnosno nema zakašnjenja paljenja i početna razina gustoće plamene površine je dobra što se očituje u preklapanju sa eksperimentalnom krivuljom tlaka i brzine oslobađanja topline u prvoj fazi izgaranja.

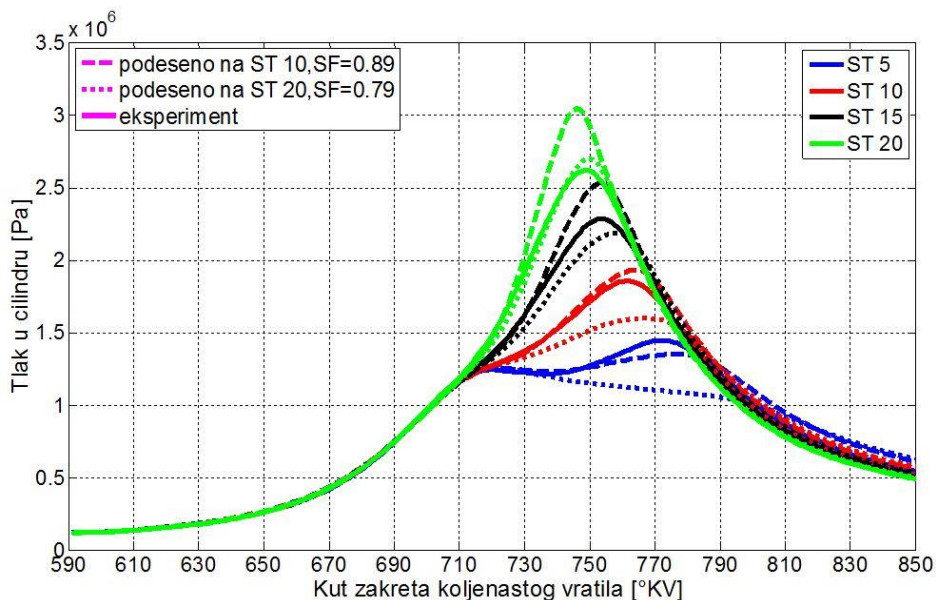


Slika 46. Tlak u cilindru; temperatura u cilindru; brzina oslobađanja topline; količina oslobođene topline; radna točka ST 10, modeli podešeni na ST 10, in. tumble 600 1/min



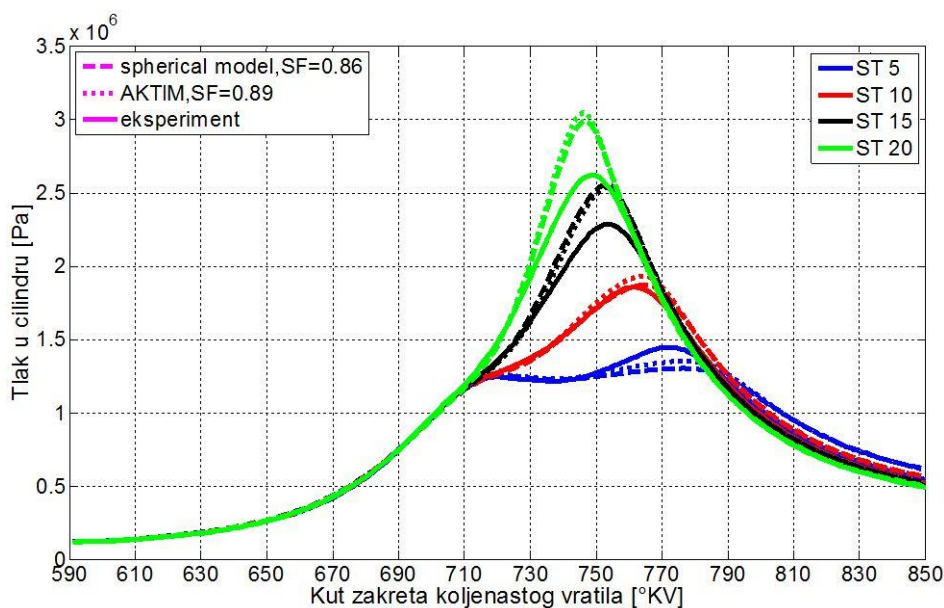
Slika 47. Tlak u cilindru; temperatura u cilindru; brzina oslobađanja topline; količina oslobođene topline; radna točka ST 20, modeli podešeni na ST 20, in. tumble 600 1/min

Međutim, ovako podešeni modeli s AKTIM-om pokazuju ponovno problematično ponašanje na ostalim radnim točkama za koje nisu posebno podešeni. Na Slici 48. prikazane su četiri eksperimentalne krivulje zajedno s pripadajućim krivuljama iz AVL Fire-a, i to za modele gdje se koristi AKTIM podešene na ST10 i ST20 koji su ranije opisani (5. i 6. set simulacija).



Slika 48. Tlak u cilindru; modeli podešeni na ST 10 i ST 20, inicijalni tumble 600 1/min, AKTIM

Odstupanja su kvantitativno približno jednaka kao i u setu sa *Spherical* modelom. To je prikazano na Slici 49. gdje su krivulje podešene na ST 10 s gornjeg dijagrama uspoređene sa *Spherical* modelom podešenim na ST 10 (3.set).



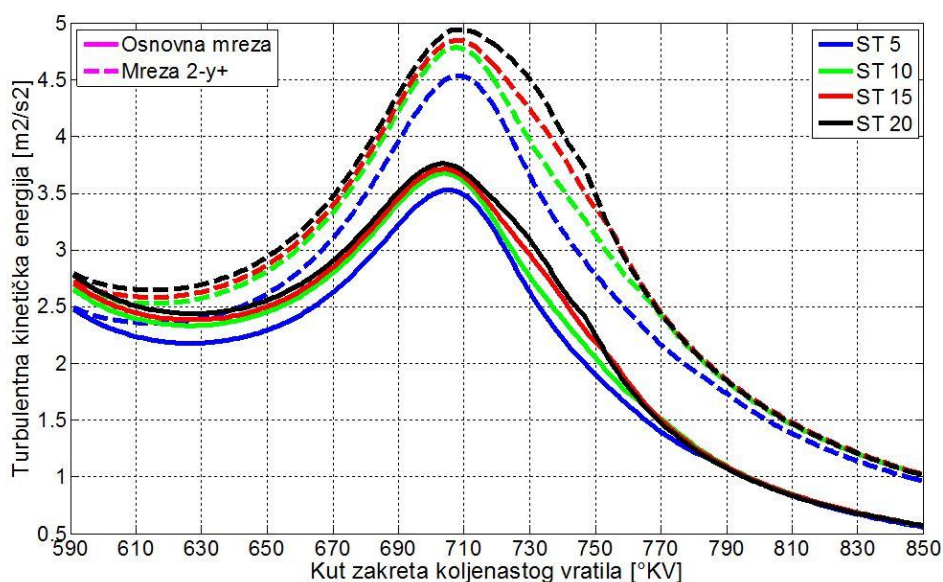
Slika 49. Tlak u cilindru; modeli podešeni na ST 10, inicijalni tumble 600 1/min

To nam s jedne strane pokazuje kako AKTIM model zapaljenja podešen na nekoj radnoj točki pokazuje dobro ponašanje u pogledu zakašnjenja paljenja i inicijalizacije gustoće plamene

površine i na ostalim radnim točkama, a s druge strane kako ni *Spherical* model zapaljenja nije uzrok odstupanja za ostale radne točke koji je detektiran na početku procesa simulacija jer se ono pojavljuje i kod AKTIM-a. Preostaje provjeriti kako će se ponašati model sa drugom mrežom kontrolnih volumena.

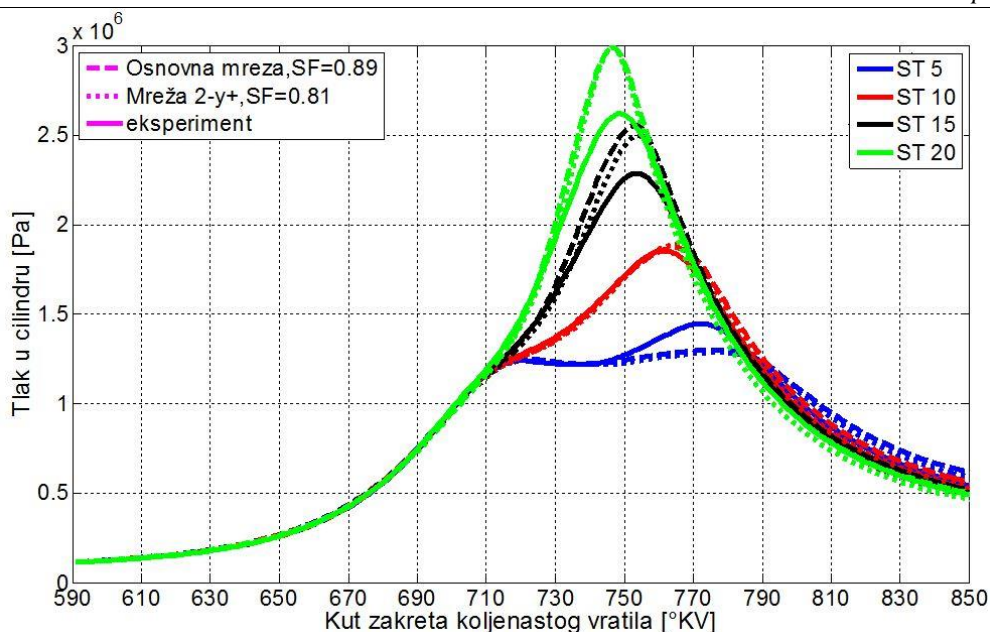
5.4. Utjecaj mreže kontrolnih volumena

Za usporedbu je odabrana Mreža 2_y+ koja je u y+ analizi iz prošlog poglavlja pokazala najbolje rezultate. Model je podešen na radnoj točki ST 10, korišten je AKTIM model zapaljenja uz inicijalni tumble 600 1/min pa su i rezultati prikazani u usporedbi sa srodnim modelom s Osnovnom mrežom (5. set). Na Slici 50. prikazan je dijagram turbulentne kinetičke energije za ova dva modela za sve radne točke.

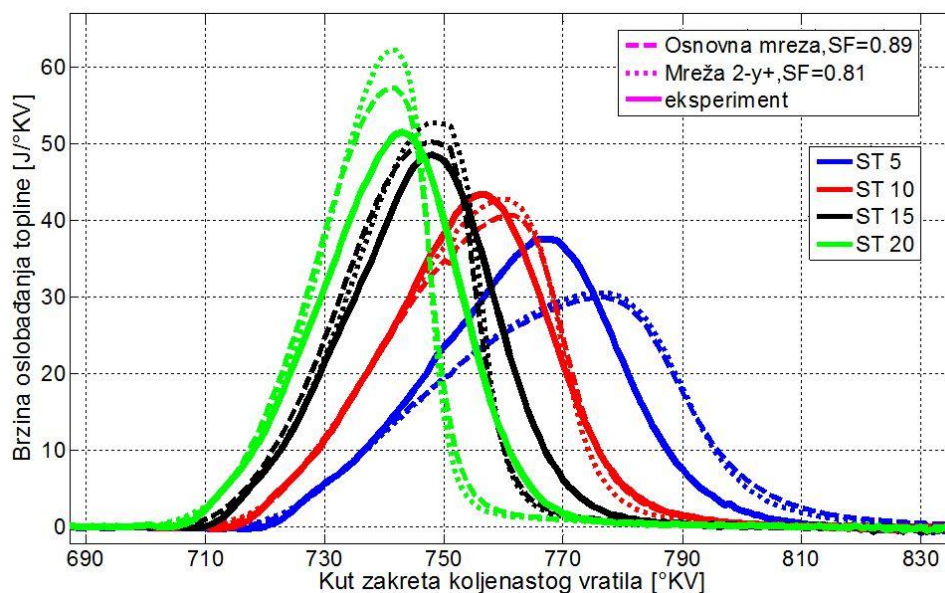


Slika 50. Turbulentna kinetička energija; modeli podešeni na ST 10, inicijalni tumble 600 1/min, AKTIM

Uz iste početne uvjete na Mreži 2_y+ postiže se izraženije raspadanje tumble-a prije GMT i posljedično veći iznosi turbulentne kinetičke energije što se kompenzira određenim smanjenjem faktora razvlačenja [Tablica 10.]. Jednom podešen, model na finijoj mreži uz rub pokazuje odstupanja u radnim točkama za koje nije podešen slična onima kod modela s Osnovnom mrežom. Na Slici 51. prikazan je dijagram tlaka, a na Slici 52. brzina oslobađanja topline za ova dva modela s različitim mrežama i njihova usporedba s eksperimentalnim podacima.

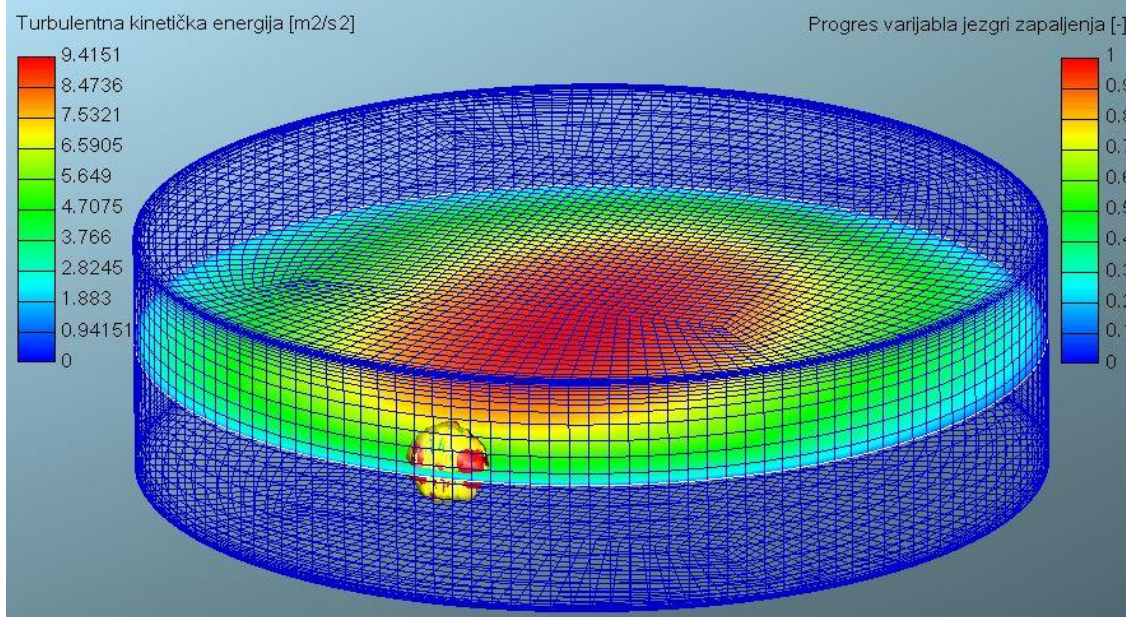


Slika 51 Tlak u cilindru; modeli podešeni na ST 10, inicijalni tumble 600 1/min, AKTIM



Slika 52 Brzina oslobađanja topline; modeli podešeni na ST 10, inicijalni tumble 600 1/min, AKTIM

Na Slici 53. prikazana je domena proračuna Mreže 2_y+ s poprečnim presjekom na kojem je prikazana turbulentna kinetička energija i jezgre zapaljenja na položaju svećice. Dimenzije jezgri su prikazane 2x uvećane, a njihova boja predstavlja stanje progres varijable u pojedinoj jezgri. Slika se odnosi na položaj 715°KV što je u ovom slučaju 5 stupnjeva zakreta koljenastog vratila nakon trenutka paljenja. Izražene turbulencije vladaju središtem domene, dok su uz rub one snižene. Ova slika dobar je primjer mogućnosti trodimenzionalnog prikaza u AVL Impress-u.



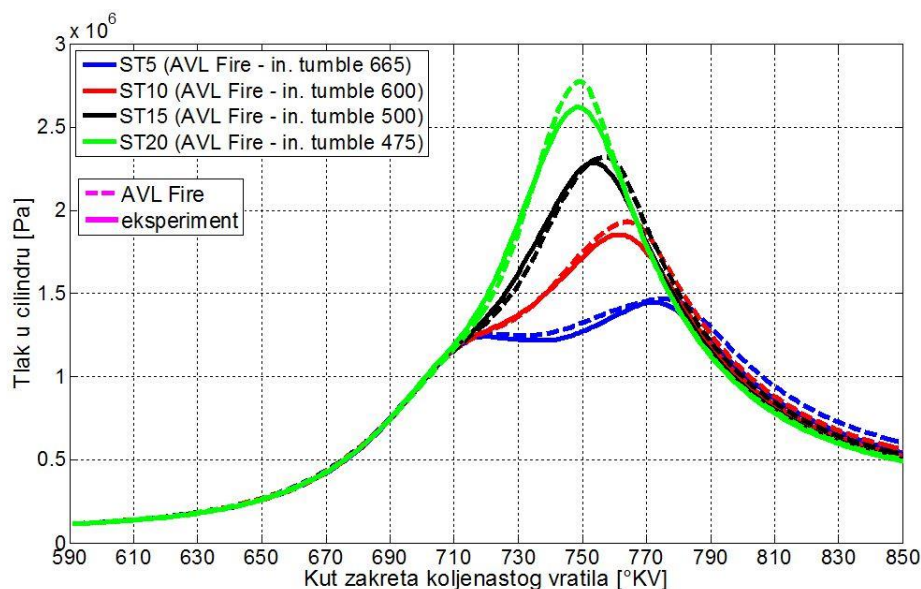
Slika 53. 3D prikaz jezgri zapaljenja u AKTIM-u

5.5. Set simulacija s različitom inicijalnom brzinom vrtnje tumble-a

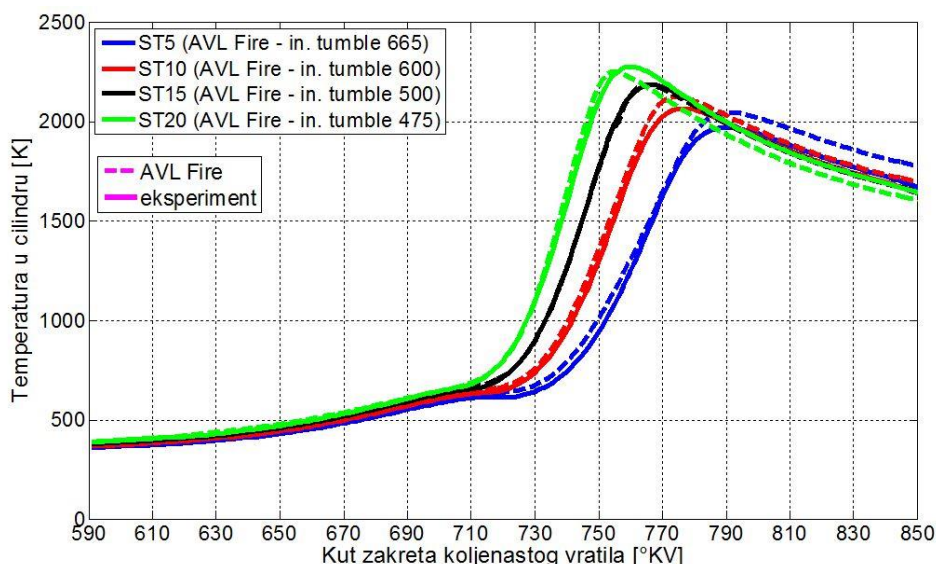
Bez obzira na radnu točku podešavanja modela, korišteni model zapaljenja i mrežu kontrolnih volumena, pojavljuju se redovita približno jednaka odstupanja na ostalim radnim točkama. Približno jednaka odstupanja upućuju na to da se kompenzacijom inicijalnog tumble-a sa faktorom razvlačenja ne unosi veća netočnost u model. Drugim riječima, model koji je podešen uz točnu sliku strujanja i model podešen uz značajniju kompenzaciju sa faktorom razvlačenja će se podjednako ponašati u novim uvjetima. Tako su se svi modeli podešeni na ST 20 približno jednako ponašali na ST 5 bez obzira što je samo jedan od njih podešen uz početnu strukturu strujanja koja najviše odgovara stvarnoj.

Isto tako može se zaključiti da u ovome motoru očito dolazi do promjene inicijalne slike strujanja u cilindru za radne točke ST 5, ST 10, ST 15 i ST 20. Na većim brzinama vrtnje glavni čimbenik formiranja koherentne strukture strujanja je takt usisa pa bi ovakav zaključak teško bio opravdan. Međutim, na niskim brzinama vrtnje kao u ovome slučaju, na postojećim rezultatima s drugih motora mogu se uočiti promjene koje upućuju na utjecaj kuta pretpaljenja na inicijalna strujanja u cilindru u sljedećem radnom ciklusu. Teško je odrediti u kojoj mjeri je to uzrok promjene kuta pretpaljenja ali određeni stupanj ovisnosti postoji. Potaknuti takvim opažanjima, s osnovnim modelom iz 5.seta, podešenim na ST10 uz AKTIM model zapaljenja napravljen je novi set simulacija, ali s različitim početnim brzinama vrtnje tumble-a za pojedine radne točke.

Analizom je utvrđeno da se najbolji rezultati postižu uz sljedeće vrijednosti brzine vrtnje tumble-a: radna točka ST 5 – tumble 665 1/min, radna točka ST 10 – tumble 600 1/min, radna točka ST 15 – tumble 500 1/min, radna točka ST 20 – tumble 475 1/min. Rezultati su prikazani u nastavku.



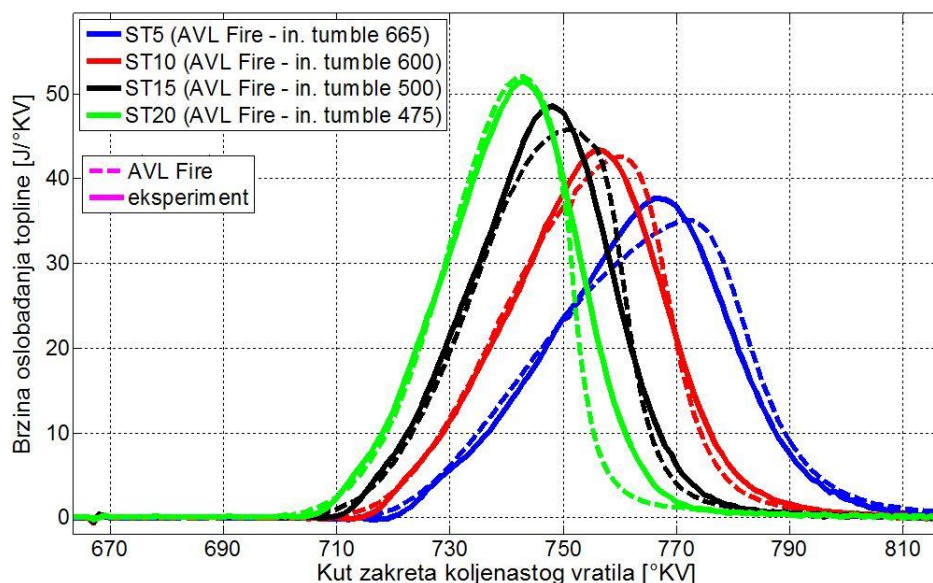
Slika 54. Tlak u cilindru; model podešen na ST 10, različit inicijalni tumble, AKTIM, SF 0.89
Dijagrami tlaka [Slika 54.] i temperature [Slika 55.] pokazuju da sada osim na radnoj točki ST 10 na kojoj je podešen, model pokazuje dobre rezultate i na ostalim radnim točkama.



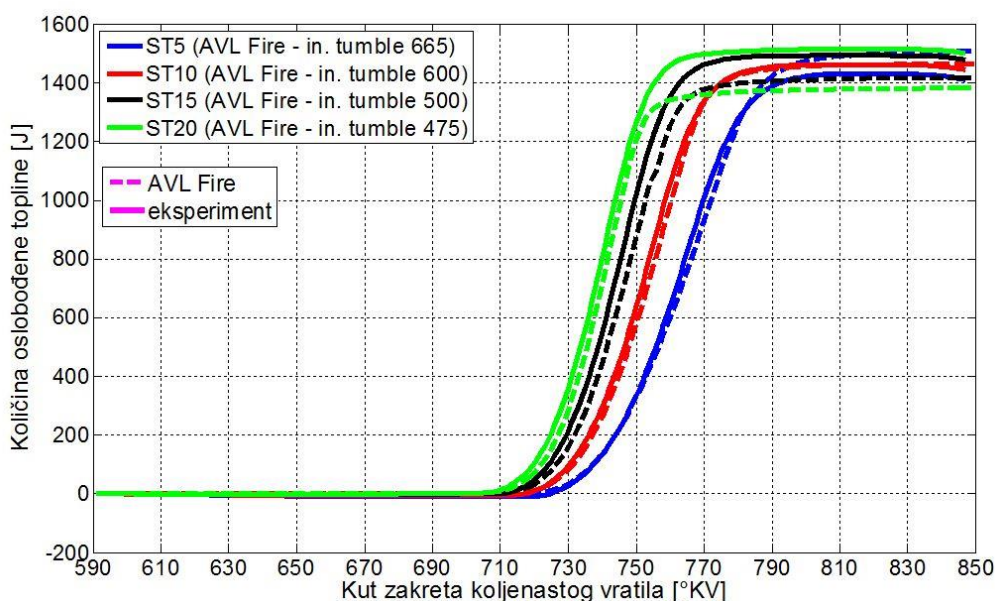
Slika 55. Temperatura u cilindru; model podešen na ST 10, različit inicijalni tumble, AKTIM, SF = 0.89

Krivulja brzine oslobađanja topline [Slika 56.] također pokazuje dobro poklapanje s eksperimentalnim podacima. Najbolje poklapanje postiže se na radnoj točki ST 20. S druge strane na toj radnoj točki krivulja tlaka najviše nadvisuje eksperimentalnu. Takvo ponašanje

najvjerojatnije je povezano s propuhivanjem pored klipa, gdje je spomenuta razlika tlaka posljedica gubitka smjese iz cilindra kod eksperimentalnog motora.



Slika 56. Brzina oslobađanja topline; model podešen na ST 10, različiti inicijalni tumble, AKTIM, SF = 0.89

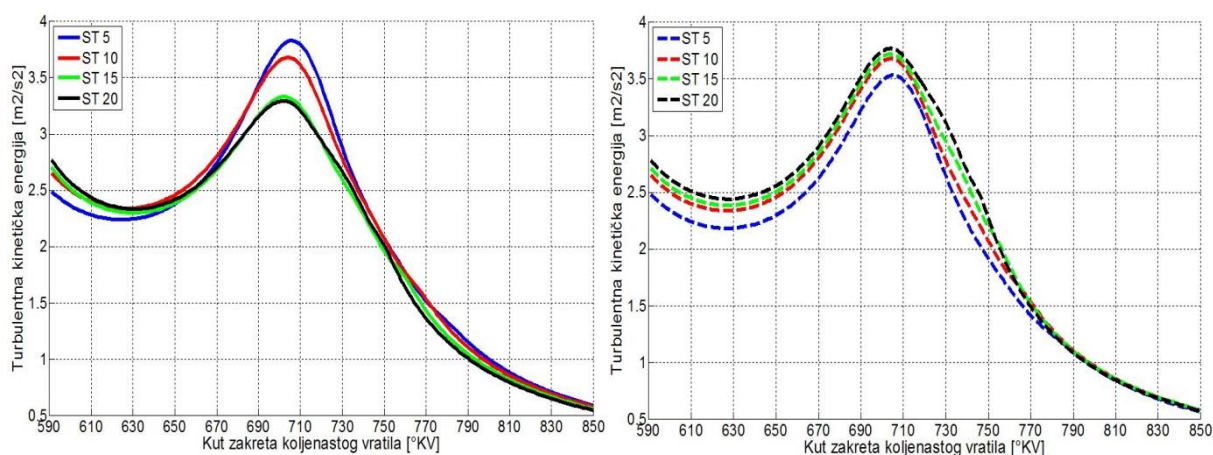


Slika 57. Količina oslobođene topline; model podešen na ST 10, različiti inicijalni tumble, AKTIM, SF = 0.89

Dijagram ukupno oslobođene topline izgaranjem pokazuje u svom prvom dijelu dobro poklapanje s eksperimentalnim podacima za sve radne točke. Međutim konačni iznosi oslobođene topline dosta se razlikuju. Primjećuje se kako povećanjem kuta pretpaljenja ukupna oslobođena toplina u AVL Fire-u postaje sve manja dok se u eksperimentu povećava. Kako je navedeno u prošlom poglavlju, početni uvjeti tlaka i temperature u AVL Fire-u preuzimaju se iz eksperimentalnih podataka.

Povećanjem kuta prepaljenja početna temperatura iz eksperimentalnih podataka se povećava, što znači i smanjenje ukupne mase smjese u cilindru modela iz AVL Fire-a. Kako se gorivo nalazi u stehiometrijskom odnosu, na taj način smanjuje se i inicijalno dostupna količina goriva za izgaranje i posljedično konačno oslobođena toplina izgaranjem. Time je objašnjeno ponašanje krivulja iz AVL Fire-a. Inicijalno dostupne količine goriva iz AVL Fire-a i eksperimenta se poklapaju i za očekivati je da će i eksperimentalne krivulje pokazivati slično ponašanje.

Međutim, ono što intezivnije utječe na ukupnu količinu oslobođene topline kod eksperimentalnih podataka je činjenica da se uranjenim paljenjem kod predmetnog motora veći dio svježe smjese iskoristi za izgaranje umjesto da se izgubi propuhivanjem već prije početka izgaranja kao što je to slučaj za npr. ST 5. Odstupanja ukupno oslobođene topline za pojedine radne točke kod eksperimentalnih podataka su značajnija jer je upravo područje u blizini GMT područje intezivnog istrujavanja svježe smjese iz cilindra propuhivanjem, te svaki stupanj ranijeg paljenja znači i bolje iskorištenje inicijalno dostupne svježe smjese goriva i zraka.

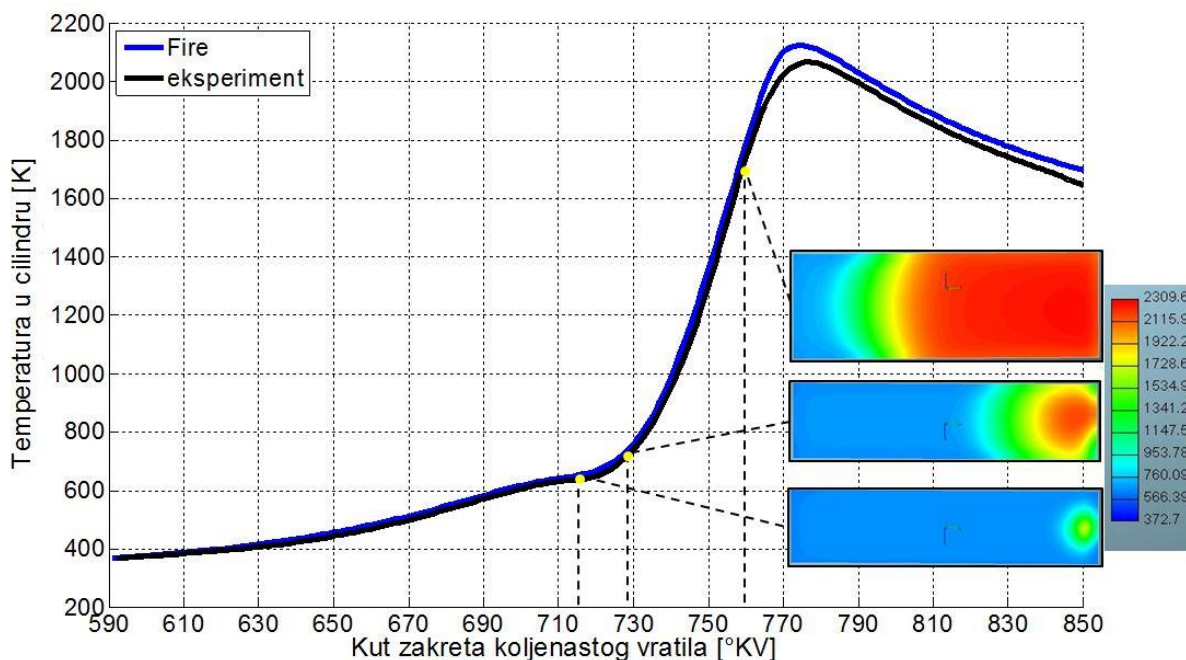


Slika 58. Turbulentna kinetička energija; lijevo: sve radne točke uz različit inicijalni tumble; desno: sve radne točke uz inicijalni tumble 600 1/min

Na Slici 58., lijevo prikazana je turbulentna kinetička energija za različite početne iznose brzine vrtnje tumble-a, a desno za konstantni početni tumble = 600 1/min za sve radne točke. Za razliku od slučaja s jednakim početnim iznosima brzine vrtnje tumble-a, njegovim podešavanjem očekivano dolazi do preklapanja krivulja jer se početnim iznosima turbulentne kinetičke energije preuzetim iz AVL Boost modela sada pridodaju različiti iznosi turbulentne kinetičke energije definirani raspadanjem koherentne strukture pripadajućeg tumble-a.

5.6. Analiza izgorjele i neizgorjele zone

Svi dosad prikazani dijagrami odnose se na prosječne vrijednosti varijabli u cilindru za pojedine vremenske korake. Međutim, za dublji uvid i kvalitetnije praćenje određene fizikalne pojave potrebna je i analiza prostorne distribucije varijabli za pojedine vremenske korake. U nastavku je prikazana navedena analiza modela iz prethodnog poglavlja za slučaj radne točke ST10.

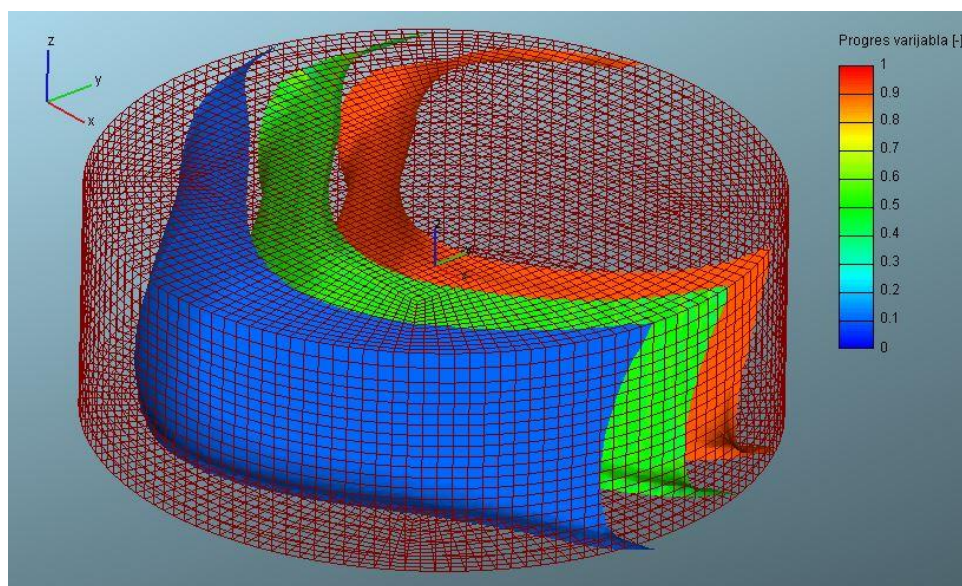


Slika 59. Temperatura u cilindru; radna točka ST 10, model podešen na ST 10, inicijalni tumble 600 1/min, AKTIM, SF = 0.89

Na Slici 59. uz 2D dijagram temperature prikazana je i raspodjela temperature po uzdužnom presjeku cilindra za tri položaja koljenastog vratila. Jasno se uočava područje izgorjele i neizgorjele zone te kretanje plamene fronte. Zanimljivo je i korisno sa stajališta implementacije i razvoja OD/1D modela radnog ciklusa promotriti prosječne iznose varijabli za izgorjelu i neizgorjelu zonu. Pomoću funkcije CFD Derive iz .fl3 file-a (3D rezultati) preuzeti su iznosi varijabli za sve kontrolne volumene u formatu matrice podataka i naknadno obrađeni.

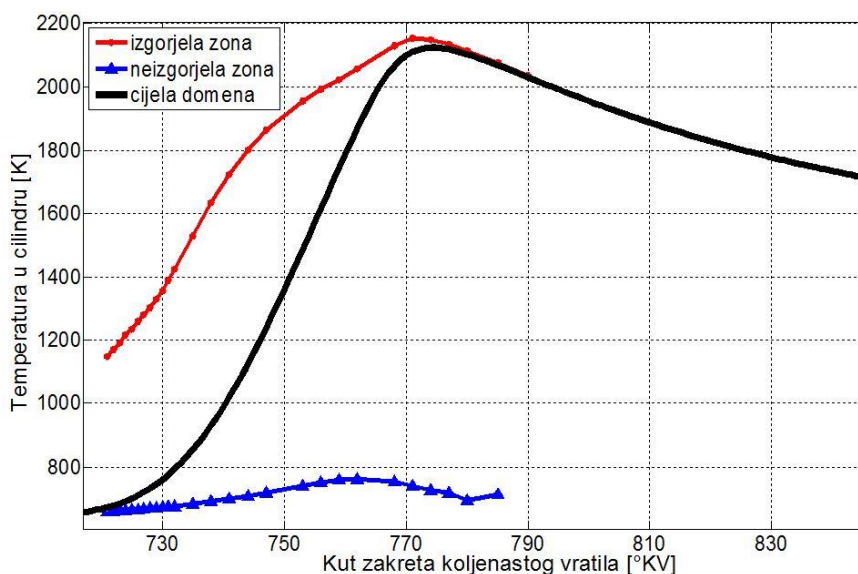
Kao kriterij razmještaja pojedine ćelije u izgorjelu ili neizgorjelu zonu korišten je određeni iznos progres varijable "c" u ćeliji. Na Slici 60. prikazane su tri izoplohe na kojima iznosi progres varijabli iznose redom $c = 0.1$ (plavo), $c = 0.5$ (žuto) i $c = 0.9$ (narančasto). Ova slika pokazuje kolika je zapravo zona reakcije i postavlja se pitanje koji iznos progres varijable koristiti za separaciju zona. U ovome radu je prilikom izrade dijagrama temperature

neizgorjele i izgorjele zone za prag korištena vrijednost $c = 0.1$, dok je kod izrade dijagrama turbulentne kinetičke energije usvojeno $c = 0.5$. Spomenuti dijagrami prikazani su u nastavku na Slici 61. i 65.

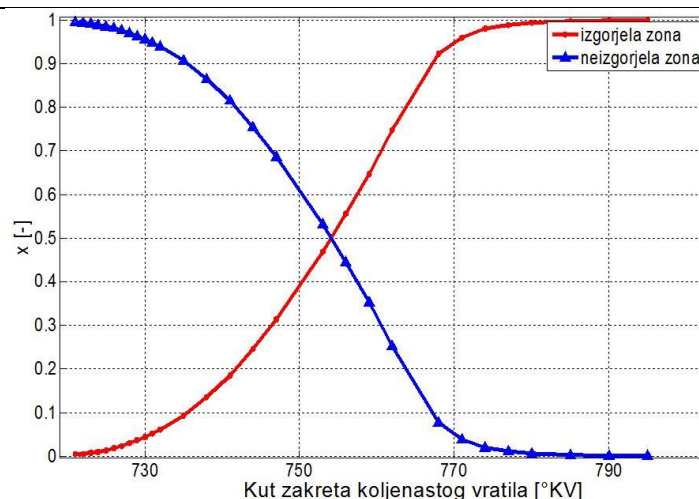


Slika 60. Progres varijabla – izoplohe; radna točka ST 10, model podešen na ST 10, inicijalni tumble 600 1/min, AKTIM, SF = 0.89

Napredovanjem izgaranja povećava se maseni udio izgorjele zone [Slika 62.] pa se temperatura izgorjele zone približava ukupnoj temperaturi u cilindru, a utjecaj temperature neizgorjele zone postaje zanemariv. Prilikom dostizanja maksimalnih vrijednosti temperature u cilindru (oko 770°KV), približno 95 % mase u cilindru već spada u izgorjelu zonu pa crvena krivulja temperature izgorjele zone ne prelazi značajno krivulju prosječne temperature za cijelu domenu.

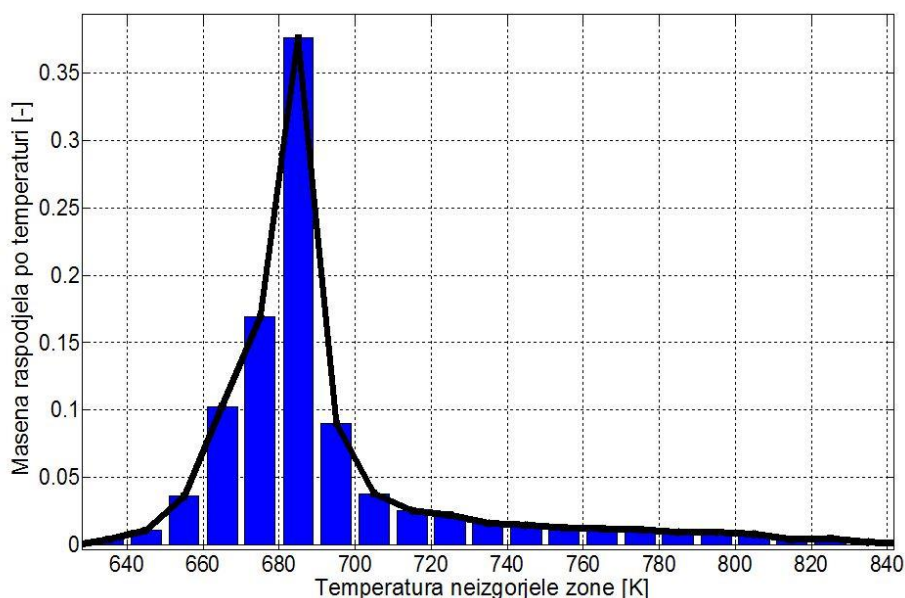


Slika 61. Temperatura neizgorjele i izgorjele zone; radna točka ST 10, model podešen na ST 10, inicijalni tumble 600 1/min, AKTIM, SF = 0.89



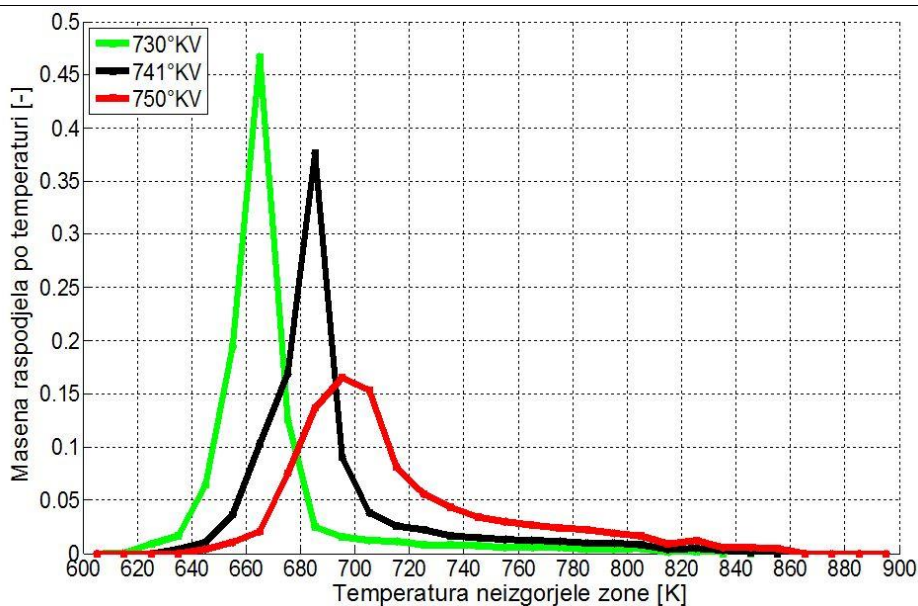
Slika 62. Maseni udio neizgorjele i izgorjele zone; radna točka ST 10, model podešen na ST 10, inicijalni tumble 600 1/min, AKTIM, SF = 0.89

Međutim, ono što je zanimljivije sa stajališta razvoja modela detonacije je opširnija analiza temperature neizgorjele zone. MDF (engl. mass density function) dijagram prikazuje statističku razdiobu temperature neizgorjele zone po masi, odnosno koliki se udio mase neizgorjele zone nalazi u pojedinim temperaturnim intervalima. Jedan takav dijagram prikazan je na Slici 63. Najveći udio mase neizgorjele zone nalazi se u temperaturnom intervalu između 680K i 690K i time te temperature dobivaju najveći težinski faktor u procesu modeliranja eventualne pojave detonacije.



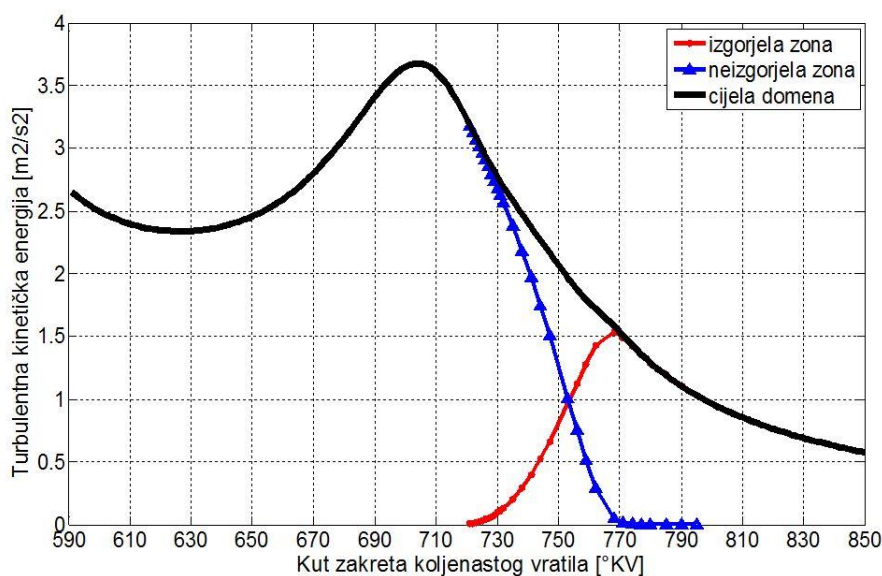
Slika 63. MDF dijagram; 741°KV, radna točka ST 10, model podešen na ST 10, inicijalni tumble 600 1/min, AKTIM, SF = 0.89

U ovome primjeru korišten je temperaturni interval od 10 K. Smanjivanjem temperaturnog intervala mijenja se i MDF distribucija, vršne vrijednosti krivulje su manje, ali integral površine ispod krivulje ostaje jednak jedinici. Napredovanjem izgaranja dobiva se šira



Slika 64. MDF dijagram; radna točka ST 10, model podešen na ST 10, inicijalni tumble 600 1/min, AKTIM, SF = 0.89

distribucija MDF-a, odnosno zastupljen je veći raspon temperatura sa značajnijim masenim udjelom [Slika 64.]. Vrijednosti turbulentne kinetičke energija za neizgorjelu i izgorjelu zonu normalizirane su ukupnom masom u cilindru pa se, za razliku od dijagrama temperatura, na dijagramu sa Slike 65. jasno uočava kako njihov zbroj odgovara ukupnoj turbulentnoj kinetičkoj energiji.



Slika 65. Turbulentna kinetička energija neizgorjele i izgorjele zone; radna točka ST 10, model podešen na ST 10, inicijalni tumble 600 1/min, AKTIM, SF = 0.89

6. ZAKLJUČAK

U ovome radu provedeni su proračuni izgaranja pomoću 3D-CFD modela eksperimentalnog CFR motora. Izrada modela i proračun provedeni su u programskom paketu AVL Fire. Rezultati su validirani s rezultatima eksperimentalnih ispitivanja ovog motora.

Da bi se simulacija mogla provesti za visokotlačni dio radnog ciklusa izrađena je pomična mreža kontrolnih volumena. Potencijalno visoki udjeli zona stagnacije i separacije u strujanjima unutar cilindra čine direktnu integraciju do čvrste stijenke bez korištenja zidnih funkcija optimalnom opcijom proračuna. Direktna integracija do čvrste stijenke iziskuje visoku rezoluciju mreže kontrolnih volumena što zbog ograničenih računalnih resursa u ovome radu nije bilo moguće provesti pa su korištene zidne funkcije. Analizom više mreža kontrolnih volumena koje se razlikuju strukturom i brojem ćelija utvrđeno je kako i uz upotrebu hibridnih zidnih funkcija nije dobro koristiti dimenzije rubnih slojeva kontrolnih volumena koje ih svrstavaju u prijelazni sloj, odnosno bezdimenzijska varijabla y^+ im je između 5 i 30. Drugim riječima, najfinija mreža uz rub domene nije nužno i najbolja jer je uz korištenje zidnih funkcija bitno da se y^+ vrijednosti zadrže u poželjnom intervalu između 30 i 100.

Za model izgaranja korišten je ECFM model (engl. Enhanced Coherent Flame Model). Prednost ovog modela je odvojeno proučavanje i modeliranje kemijskih i turbulentnih značajki koje određuju brzinu izgaranja. Turbulentni utjecaj je dominantan, a definiran je fizikalnim svojstvom gustoće plamene površine. U transportnoj jednažbi za gustoću plamene površine, osim članova kojima je definiran utjecaj postojećeg turbulentnog strujanja unutar cilindra, postoje i izvorski članovi čiji se utjecaj može korigirati od strane korisnika programa pomoću parametra *faktora razvlačenja plamena*. Na ovaj način, bez obzira na nepoznavanje točne strukture strujanja u cilindru na početku visokotlačnog dijela radnog ciklusa, podešavanjem faktora razvlačenja uspješno se dobiti dobro poklapanje s eksperimentalnim podacima za radne točke na kojima su modeli podešeni. Kod korištenih modela definirane su različite početne strukture strujanja unutar cilindra. Iako je točna početna struktura strujanja nepoznata, sigurno je da joj jedna od iskorištenih opcija strukture strujanja odgovara bolje od ostalih pa je korekcija uvedena faktorom razvlačenja plamena u tom modelu minimalna. Međutim, bez obzira na to svi su modeli na ostalim radnim točkama pokazali približno

jednake rezultate pa se može zaključiti da se ovakvom kompenzacijom ne unosi veća netočnost u model.

U ovome radu korištena su dva modela zapaljenja: Spherical Model i AKTIM (engl. Arc and Kernel Tracking Ignition Model). Oba modela su pokazala dobre rezultate u smislu poklapanja s eksperimentalnim podacima, s tim da se kod AKTIM-a jednom podešen model više ne treba prilagođavati, dok je kod jednostavnijeg Spherical modela potrebno za svaku radnu ročku definirati trajanje zapaljenja i početnu gustoću plamene površine.

Kod predmetnog motora postoji značajnije propuhivanje smjese pored klipa što je uočeno već kod definiranja efektivnog kompresijskog omjera, a kasnije i kod proračuna izgaranja. Za razliku od AVL Boost-a, u AVL Fire-u modeliranje propuhivanja je dosta kompleksno pa su se odstupanja uzrokovana propuhivanjem ublažila određenom korekcijom ogrjevnosti goriva.

Rezultati na radnim točkama za koje modeli nisu posebno podešeni pokazali su značajnija odstupanja. Provedenom analizom utvrđeno je da je najvjerojatniji uzrok odstupanja različita početna struktura strujanja u cilindru za pojedine radne točke, odnosno kutove prepaljenja. Takva teza je i potvrđena blagom korekcijom inicijalne brzine vrtnje tumble-a za pojedine radne točke nakon čega su dobiveni značajno bolji rezultati.

Upravo zbog spomenutih nedoumica u pogledu inicijalne strukture strujanja prijedlog za nadogradnju postojećeg modela je modeliranje geometrije usisnih i ispušnih ventila i povezivanje s AVL Boost modelom ovog motora. Na taj način, uz pomoć krivulje podizanja ventila i rubnih uvjeta za usisnu cijev iz AVL Boost modela, omogućila bi se simulacija kompletnog radnog ciklusa i točniji proračun struktura strujanja unutar cilindra.

LITERATURA

- [1] Mahalec, I.; Lulić, Z.; Kozarac, D.: Motori s unutarnjim izgaranjem, Fakultet strojarstva i brodogradnje, Zagreb, 2010.
- [2] Ferziger, J. H.; Perić, M.: Computational Methods for Fluid Dynamics, Springer, Berlin, 2002.
- [3] Zikanov, O.: Essential computational fluid dynamics, John Wiley and Sons, Inc., Hoboken, New Jersey, 2010.
- [4] Jasak, H.: Numerical Solution Algorithms for Compressible Flows - Lecture Notes, Zagreb, 2007.
- [5] Džijan, I.: Računalna dinamika fluida, Fakultet strojarstva i brodogradnje, Zagreb, 2010.
- [6] Versteeg, H.K.; Malalasekera, W.: An Introduction to Computational Fluid Dynamics, Pearson Prentice Hall, London, 2007.
- [7] Chiodi, M.: An Innovative 3D-CFD Approach towards Virtual Development of Internal Combustion Engines, Springer Fachmedien Wiesbaden GmbH, Stuttgart, 2011.
- [8] AVL Fire v2011 User Manual - Combustion/Emission Module, AVL LIST GmbH, Graz, 2011.
- [9] AVL Fire v2011 User Manual - Main Program, AVL LIST GmbH, Graz, 2011.
- [10] Merker, G.P.; Schwarz, C.; Stiesch, G.; Otto, F.: Simulating Combustion, Springer – Verlag Berlin Heidelberg, New York, 2005.
- [11] Hable, W.: Combustion Performance of mixed Alcohol Fuel in a CFR Engine, Diploma Thesis, Vienna University of Technology, Vienna, 2009.
- [12] Heywood, J.B.: Internal Combustion Engine Fundamentals, McGraw – Hill, 1988.
- [13] Glassman, I.: Combustion, Academic Press, Orlando, 1987.
- [14] Stone, R.: Introduction to Internal Combustion Engines, University of Oxford, London, 1999.
- [15] Mahalec, I.; Lulić, Z.; Kozarac, D.: Konstrukcije motora, Fakultet strojarstva i brodogradnje, Zagreb, 2010.
- [16] Turns, S.R.: An introduction to combustion: concepts and applications, McGraw Hill, Singapore, 2000.

-
- [17] Gundmalm, S.: CFD Modeling of a four stroke S.I. engine for motorcycle application, Master of Science Thesis, KTH Industrial Engineering and Management Machine Design, Stockholm, 2009.
- [18] Bogensperger, M.; Ban, M.; Priesching, P.; Tatschl, R.: Modeling of Premixed SI-Engine Combustion Using AVL Fire – A Validation Study, AVL List GmbH, Graz, 2008.
- [19] Tatschl, R.; Basara, B.; Schneider, J.; Hanjalic, K.; Popovac, M.; Brohmer, A.; Mehring, J.: Advanced Turbulent Heat Transfer Modeling for IC – Engine Applications Using AVL Fire, International Multidimensional Engine Modeling Users's Group Meeting, Detroit, 2006.
- [20] Keshmiri, A.; Cotton, M.A.; Addad, Y.; Laurence, D.: Turbulence Models and Large Eddy Simulations Applied to Ascending Mixed Convection Flows, Springer, 2012.
- [21] AVL Fire Turbulence Modeling, Doc. No. 04-01-05020, AVL List GmbH, Graz, 2009.
- [22] Salim, S.M.; Cheah, S.C.: Wall y^+ Strategy for Dealing with Wall – bounded Turbulent Flows, IMECS, Hong Kong, 2009.
- [23] Lumley, J.L.: Engines – an introduction, Cambridge University Press, 1999.
- [24] Merker, G.P. et al.: Combustion Engines Development, Springer – Verlag Berlin Heidelberg, 2012.
- [25] Cao, Y.; Thomas, L.; Boree, J.; Guilain, S.: Estimation of cycle – to – cycle variations for in – cylinder tumbling flows, 16th Int Symp on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics, Lisbon, 2012.

PRILOZI

I. CD-R disc