



ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ

Σχολή Μηχανολόγων Μηχανικών

Τομέας Θερμότητας

Εργαστήριο Μηχανών Εσωτερικής Καύσης

**ΑΝΑΠΤΥΞΗ ΡΕΥΣΤΟΜΗΧΑΝΙΚΟΥ ΜΟΝΤΕΛΟΥ
ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΣΗΣ ΦΑΙΝΟΜΕΝΩΝ ΜΕΤΑΦΟΡΑΣ ΚΑΙ ΤΗΣ
ΕΠΙΔΡΑΣΗΣ ΤΟΥΣ ΣΤΗ ΛΕΙΤΟΥΡΓΙΑ ΚΑΙ ΣΤΟ
ΣΧΗΜΑΤΙΣΜΟ ΡΥΠΩΝ ΣΕ ΕΜΒΟΛΟΦΟΡΕΣ ΜΕΚ ΜΕ
ΚΑΥΣΙΜΟ ΤΟ ΥΔΡΟΓΟΝΟ**

Διδακτορική Διατριβή

Κοσμαδάκης Μ. Γεώργιος
Διπλ. Μηχανολόγος Μηχανικός ΕΜΠ

Επιβλέπων Καθηγητής: Κ.Δ. Ρακόπουλος

Αθήνα, 2011

Επιβλέπων Καθηγητής

Δρ. Κ.Δ. Ρακόπουλος, Καθηγητής Ε.Μ.Π.

Συμβουλευτική Επιτροπή

Δρ. Δ.Θ. Χουντάλας, Καθηγητής Ε.Μ.Π.

Δρ. Ε.Γ. Γιακουμής, Επίκ. Καθηγητής Ε.Μ.Π.

Η έγκριση της Διδακτορικής Διατριβής από τη Σχολή Μηχανολόγων Μηχανικών του Ε.Μ.Π. δεν σημαίνει και αποδοχή των απόψεων του συγγραφέα – Άρθρο 202, Νόμος 5343/1932.

Αφιερώνεται στη μνήμη του πατέρα μου,
Μιχάλη Κοσμαδάκη

ΠΡΟΛΟΓΟΣ

Η παρούσα Διδακτορική Διατριβή εκπονήθηκε από το Μάρτιο του 2005 έως τον Οκτώβριο του 2010 στο εργαστήριο Μηχανών Εσωτερικής Καύσης του Εθνικού Μετσόβιου Πολυτεχνείου. Αρχικά ξεκίνησε σαν προέκταση της μεταπτυχιακής διπλωματικής εργασίας του ίδιου συγγραφέα, στην οποία έλαβε χώρα μια απλοϊκή θεωρητική μελέτη ρευστομηχανικών μεγεθών, όπου με βασικές αναλυτικές σχέσεις έγινε η απόπειρα εκτίμησης ορισμένων ροϊκών φαινομένων στο εσωτερικό του κυλίνδρου εμβολοφόρων ΜΕΚ.

Το περιεχόμενο της παρούσας Διδακτορικής Διατριβής επεκτάθηκε σημαντικά, όπου εκτός από τη μελέτη των φαινομένων ροής, περιλαμβάνει και τη μελέτη του μηχανισμού της καύσης και της παραγωγής ρύπων σε κινητήρα Otto με καύσιμο το υδρογόνο. Συγκεκριμένα, αναπτύχθηκε από την αρχή ένας κώδικας υπολογιστικής ρευστομηχανικής σε τρεις διαστάσεις (3-Dimensional Computational Fluid Dynamics code) σε καμπυλόγραμμες συντεταγμένες για την αριθμητική προσομοίωση εμβολοφόρων ΜΕΚ διαφόρων τύπων και χαρακτηριστικών. Ο σκοπός είναι η διερεύνηση του πεδίου ροής και τύρβης του αερίου στο εσωτερικό του κυλίνδρου, των θερμοδυναμικών χαρακτηριστικών του (π.χ. πίεση και θερμοκρασία), της μεταφοράς θερμότητας και μάζας, καθώς και του πολύπλοκου μηχανισμού της καύσης υδρογόνου σε κινητήρα Otto.

Σε όλη τη διάρκεια της Διδακτορικής Διατριβής προσετίθεντο συνεχώς νέα και βελτιωμένα χαρακτηριστικά στον υπολογιστικό κώδικα, αυξάνοντας την υπολογιστική σταθερότητά του, καθώς και την αξιοπιστία των αποτελεσμάτων του. Η τελική έκδοση του ρευστομηχανικού μοντέλου λαμβάνει υπόψιν της σχεδόν όλα τα φαινόμενα στο εσωτερικό των κυλίνδρων εμβολοφόρων ΜΕΚ, τόσο σε συνθήκες ετεροκίνησης, όσο και σε συνθήκες με καύση σε κινητήρα Otto με καύσιμο το υδρογόνο. Τα υπολογιστικά του αποτελέσματα συγκρίθηκαν με αντίστοιχα μετρημένα, με σκοπό να διερευνηθεί η ακρίβεια των προσομοιώσεων, καθώς και της περιγραφής των φυσικών και χημικών διεργασιών που λαμβάνουν χώρα, ενώ παράλληλα κύριο μέλημα ήταν η μείωση του απαιτούμενου υπολογιστικού χρόνου.

Καθ' όλη τη διάρκεια εκπόνησης της Διατριβής αυτής, υπήρχε η αμέριστη συμπαράσταση από τον επιβλέποντα Καθηγητή κ. Κ.Δ. Ρακόπουλο. Η καθοδήγηση σε επιστημονικά ζητήματα ήταν ουσιαστική, καθώς και στην οργάνωση της εξέλιξης του υπολογιστικού κώδικα και στον προγραμματισμό των δημοσιεύσεων που προέκυψαν.

Επιπλέον, οι σύντομες μεν, αλλά πολύ εύστοχες δε, παρατηρήσεις του Καθηγητή κ. Δ.Θ. Χουντάλα, συνεπιβλέποντα της Διδακτορικής Διατριβής, συνετέλεσαν στην παραγωγή ενός υψηλότερα ποιοτικού αποτελέσματος.

Σημαντική επίσης ήταν και η πολύ συχνή επικοινωνία με το μέλος της συμβουλευτικής επιτροπής Επίκουρο Καθηγητή κ. Ε.Γ. Γιακουμή, κυρίως σε υπολογιστικά ζητήματα, που σίγουρα βοήθησαν στη βελτίωση της συμπεριφοράς του κώδικα.

Θα ήθελα να ευχαριστήσω και τον Καθηγητή κ. Κ.Α. Αντωνόπουλο, ο οποίος ήταν αρχικά μέλος της συμβουλευτικής επιτροπής και αντικαταστάθηκε στη συνέχεια από τον κ. Ε.Γ. Γιακουμή.

Οι συζητήσεις με το Λέκτορα της Σχολής Ναυτικών Δοκίμων κ. Ε.Γ. Παριώτη σε όλη τη διάρκεια της Διδακτορικής Διατριβής ήταν πολύ σημαντικές, αφού τα ποικίλα υπολογιστικά και ερευνητικά ζητήματα που προέκυπταν κατά την κατασκευή του κώδικα, απαιτούσαν εξειδικευμένες γνώσεις και εμπειρία. Επιπλέον, η συμμετοχή του στη βελτίωση και διόρθωση του τελικού κειμένου της παρούσας Διδακτορικής Διατριβής ήταν κρίσιμη.

Επιπλέον, θα ήθελα να ευχαριστήσω τον Καθηγητή Sebastian Verhelst καθώς και τον Υποψήφιο Διδάκτορά του Joachim Demuynek του Πανεπιστημίου της Γάνδης στο Βέλγιο (University of Ghent, Belgium) για τη συνεργασία που είχαμε τα δύο τελευταία χρόνια, καθώς και για την παροχή των πειραματικών τους αποτελεσμάτων σχετικά με τη λειτουργία, την απόδοση και τους ρύπους ενός κινητήρα Otto με καύσιμο το υδρογόνο. Χωρίς αξιόπιστες μετρήσεις δεν θα ήταν δυνατή η περαιτέρω εξέλιξη και αξιολόγηση του ρευστομηχανικού μοντέλου που αναπτύχθηκε και ειδικότερα του μοντέλου της καύσης.

Σε όλη τη διάρκεια εκπόνησης αυτής της Διδακτορικής Διατριβής, οι συζητήσεις και η επικοινωνία με τους υπόλοιπους ερευνητές του εργαστηρίου Μηχανών Εσωτερικής Καύσης ήταν εποικοδομητικές, με κοινούς προβληματισμούς τόσο σε επιστημονικό επίπεδο, όσο και σε κοινωνικό. Συγκεκριμένα, θα αναφερθώ στους: Δρα. Κ.Ν. Μίχο, κ. Α.Μ. Δημάρατο, Δρα. Β.Τ. Λάμαρη και Δρα. Ν.Π. Κομνηνό.

Θα ήθελα επίσης να ευχαριστήσω το Ίδρυμα Κρατικών Υποτροφιών (ΙΚΥ) για την υποτροφία που μου παρείχε, η οποία ήταν αρκετά σημαντική, ώστε να επικεντρωθώ στα καθαρά ερευνητικά ζητήματα, χωρίς να με απασχολεί το βιοποριστικό σε μεγάλο βαθμό.

Τέλος, θα ήθελα να ευχαριστήσω πρωτίστως την οικογένειά μου (την αδερφή μου, Νόη, και τη μητέρα μου, Αγγελική) για τη στήριξή τους όλα αυτά τα χρόνια, καθώς και τους φίλους μου που ελπίζω επιτέλους να κατάλαβαν πόσες πολλές ώρες χρειάστηκε η εκπόνηση της Διδακτορικής Διατριβής αυτής.

Όλη αυτή η προσπάθεια αφιερώνεται στον πατέρα μου, Μιχάλη Κοσμαδάκη, που σίγουρα θα ήθελε κι αυτός να είναι εδώ, όχι μόνο να δει την προσπάθεια που έγινε και το αποτέλεσμα της, αλλά και πώς όλη αυτή η «περιπέτεια» μπορεί να σε κάνει καλύτερο Άνθρωπο.

Γεώργιος Μ. Κοσμαδάκης
Αθήνα, Μάιος 2011

ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΑ

1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ	1
2. ΤΕΧΝΟΛΟΓΙΑ ΚΙΝΗΤΗΡΩΝ ΥΔΡΟΓΟΝΟΥ – ΜΟΝΤΕΛΑ ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΣΗΣ	5
2.1 Εισαγωγή.....	5
2.2 Κινητήρες Otto με καύσιμο το υδρογόνο.....	6
2.2.1 Εισαγωγή.....	6
2.2.2 Γενικά χαρακτηριστικά λειτουργίας κινητήρων υδρογόνου.....	7
2.2.3 Καύση υδρογόνου σε εμβολοφόρες ΜΕΚ και εκπεμπόμενοι ρύποι.....	8
2.2.4 Προβλήματα λειτουργίας κινητήρων υδρογόνου.....	9
2.2.5 Στρατηγικές λειτουργίας.....	13
2.2.5.1 Συστήματα εισαγωγής υδρογόνου στον κύλινδρο.....	13
2.2.5.2 Υπερπλήρωση.....	16
2.2.5.3 Ανακυκλοφορία καυσαερίων.....	17
2.2.6 Μετατροπές κινητήρων Otto.....	18
2.3 Κινητήρες Diesel και HCCI με καύσιμο το υδρογόνο.....	20
2.4 Ασφάλεια χρήσης υδρογόνου.....	21
2.5 Μοντέλα προσομοίωσης εμβολοφόρων ΜΕΚ.....	22
2.5.1 Φαινομενολογικά και θερμοδυναμικά μοντέλα προσομοίωσης.....	23
2.5.2 Ρευστομηχανικά μοντέλα προσομοίωσης.....	25
2.5.2.1 Εισαγωγή.....	25
2.5.2.2 Εξισώσεις διατήρησης.....	26
2.5.2.3 Σύντομη ιστορική αναδρομή ρευστομηχανικών μοντέλων για εφαρμογή σε εμβολοφόρες ΜΕΚ.....	29
2.5.2.4 Συνθήκες προσομοίωσης ρευστομηχανικών μοντέλων σε εμβολοφόρες ΜΕΚ.....	31
2.5.2.5 Ρευστομηχανικά μοντέλα στη βιβλιογραφία για εφαρμογή σε εμβολοφόρες ΜΕΚ.....	33
Βιβλιογραφία Κεφαλαίου 2.....	35
3. ΑΝΑΠΤΥΞΗ ΡΕΥΣΤΟΜΗΧΑΝΙΚΟΥ ΜΟΝΤΕΛΟΥ	45
3.1 Εισαγωγή.....	45
3.2 Διαμόρφωση γενικευμένης εξίσωσης διατήρησης.....	45
3.2.1 Εισαγωγή.....	45
3.2.2 Διαμόρφωση γενικευμένης εξίσωσης διατήρησης σε καμπυλόγραμμες συντεταγμένες στις τρεις διαστάσεις.....	47
3.2.2.1 Εισαγωγή.....	47
3.2.2.2 Έκφραση των διαφορικών εξισώσεων σε τριδιάστατο μετασχηματισμένο πεδίο.....	49
3.2.2.3 Διακριτοποίηση των διαφορικών εξισώσεων σε τριδιάστατο μετασχηματισμένο πεδίο.....	56
3.2.2.4 Σχήμα χωρικής διαφόρισης.....	63
3.2.3 Έκφραση συστήματος αλγεβρικών εξισώσεων για τον υπολογισμό της γενικευμένης ιδιότητας ϕ	66
3.2.4 Επίλυση συστήματος γραμμικών αλγεβρικών εξισώσεων (TDMA).....	68
3.2.4.1 Κριτήριο σύγκλισης.....	68
3.3 Αλγόριθμος διόρθωσης της πίεσης.....	69
3.3.1 Εισαγωγή.....	69
3.3.2 Περιγραφή αλγορίθμου PISO.....	71
3.4 Οριακές συνθήκες.....	81
3.4.1 Συνθήκες τοιχώματος.....	82
3.4.1.1 Εξισώσεις ορμής.....	83
3.4.1.2 Εξισώσεις διόρθωσης της πίεσης.....	85
3.4.1.3 Εξισώσεις τυρβώδους κινητικής ενέργειας και ρυθμού καταστροφής της.....	85
3.4.1.4 Εξισώσεις διατήρησης συστατικών.....	87
3.4.1.5 Εξίσωση διατήρησης ενθαλπίας.....	87

3.4.2	Συνθήκες στα όρια συναλλαγής του πεδίου με το περιβάλλον (οριακές συνθήκες εισόδου/εξόδου) και σε επίπεδο συμμετρίας.....	89
3.4.2.1	Οριακές συνθήκες εισόδου.....	89
3.4.2.2	Οριακές συνθήκες εξόδου.....	91
3.4.2.3	Οριακές συνθήκες συμμετρίας.....	91
3.5	Ιδιότητες μεταφοράς των συστατικών.....	92
	Βιβλιογραφία Κεφαλαίου 3.....	98
4.	ΚΑΤΑΣΚΕΥΗ ΚΑΜΠΥΛΟΓΡΑΜΜΩΝ ΠΛΕΓΜΑΤΩΝ.....	101
4.1	Εισαγωγή.....	101
4.2	Κατασκευή υπολογιστικών πλεγμάτων.....	103
4.2.1	Μεθοδολογία κατασκευής υπολογιστικών πλεγμάτων.....	104
4.2.1.1	Κατασκευή απλών πλεγμάτων κυλινδρικών γεωμετριών.....	104
4.2.1.2	Κατασκευή σύνθετων κυλινδρικών πλεγμάτων εμβολοφόρων ΜΕΚ.....	111
4.2.2	Διαχείριση κίνησης των πλεγματικών γραμμών.....	117
4.2.2.1	Κίνηση του εμβόλου.....	118
4.2.2.2	Κίνηση της βαλβίδας και του στελέχους της.....	120
4.3	Υπολογισμός γεωμετρικών μεγεθών.....	121
4.4	Μεθοδολογία αφαίρεσης/προσθήκης πλεγματικών επιπέδων.....	125
4.4.1	Προσθήκη πλεγματικών επιπέδων.....	125
4.4.2	Αφαίρεση πλεγματικών επιπέδων.....	129
	Βιβλιογραφία Κεφαλαίου 4.....	131
5.	ΑΝΑΠΤΥΞΗ ΜΟΝΤΕΛΩΝ ΜΕΤΑΦΟΡΑΣ ΘΕΡΜΟΤΗΤΑΣ ΚΑΙ ΔΙΑΚΕΝΩΝ.....	133
5.1	Εισαγωγή.....	133
5.2	Ανάπτυξη μοντέλου μεταφοράς θερμότητας.....	134
5.2.1	Εισαγωγή.....	134
5.2.2	Παρουσίαση διαδεδομένων μοντέλων μεταφοράς θερμότητας.....	135
5.2.3	Ανάπτυξη νέου μοντέλου μεταφοράς θερμότητας.....	138
5.3	Ανάπτυξη μοντέλου διακένων του εμβόλου.....	147
5.3.1	Εισαγωγή.....	147
5.3.2	Μοντέλα διακένων του εμβόλου.....	149
5.3.3	Ανάπτυξη μοντέλου διακένων του εμβόλου.....	152
5.3.3.1	Περιγραφή νέου μοντέλου διακένων του εμβόλου.....	153
5.3.3.2	Όροι πηγής λόγω του νέου μοντέλου διακένων του εμβόλου.....	158
	Βιβλιογραφία Κεφαλαίου 5.....	160
6.	ΑΝΑΠΤΥΞΗ ΜΟΝΤΕΛΟΥ ΚΑΥΣΗΣ ΥΔΡΟΓΟΝΟΥ ΣΕ ΚΙΝΗΤΗΡΑ ΟΤΤΟ.....	165
6.1	Εισαγωγή.....	165
6.2	Στρωτή ταχύτητα της φλόγας.....	166
6.2.1	Εισαγωγή.....	166
6.2.2	Αναλυτική έκφραση στρωτής ταχύτητας της φλόγας του υδρογόνου.....	168
6.3	Τυρβώδης ταχύτητα της φλόγας.....	173
6.3.1	Εισαγωγή.....	173
6.3.2	Αναλυτική έκφραση τυρβώδους ταχύτητας της φλόγας του υδρογόνου.....	175
6.4	Περίοδος έναυσης.....	178
6.4.1	Έναρξη έναυσης.....	178
6.4.2	Αρχική περίοδος διάδοσης της φλόγας.....	179
6.4.3	Τερματισμός της έναυσης.....	180
6.5	Περίοδος τυρβώδους ανάπτυξης της φλόγας.....	180
6.6	Υπολογισμός ρυθμών αντίδρασης.....	182
6.6.1	Εισαγωγή.....	182
6.6.2	Συστατικά και χημική ισορροπία.....	184
6.6.3	Χαρακτηριστικός χρόνος αντίδρασης.....	185
6.7	Υπολογισμός ρυθμού αντίδρασης μονοξειδίου του αζώτου.....	188
6.8	Ενσωμάτωση των ρυθμών αντιδράσεων στις εξισώσεις διατήρησης του ρευστομηχανικού κώδικα.....	192
	Βιβλιογραφία Κεφαλαίου 6.....	192

7. ΑΠΟΤΙΜΗΣΗ ΝΕΟΥ ΡΕΥΣΤΟΜΗΧΑΝΙΚΟΥ ΜΟΝΤΕΛΟΥ	199
7.1 Εισαγωγή.....	199
7.2 Προκαταρκτική διερεύνηση μέσου πεδίου ροής και θερμοδυναμικών ιδιοτήτων σε κινητήρα Diesel.....	200
7.2.1 Εισαγωγή.....	200
7.2.2 Υπολογιστικά δεδομένα.....	201
7.2.3 Αποτελέσματα.....	203
7.2.3.1 Θερμοδυναμικές ιδιότητες.....	204
7.2.3.2 Μέσο πεδίο ροής.....	207
7.3 Διερεύνηση του τοπικού πεδίου ροής σε κινητήρα Otto.....	210
7.3.1 Πειραματικές μετρήσεις.....	211
7.3.2 Υπολογιστικά δεδομένα.....	212
7.3.3 Αποτελέσματα.....	214
7.4 Διερεύνηση της ανάμιξης αέρα-υδρογόνου.....	224
7.4.1 Διερεύνηση της ανάμιξης αέρα-υδρογόνου σε οχετό/εγχυτήρα.....	224
7.4.1.1 Πειραματικές μετρήσεις.....	225
7.4.1.2 Υπολογιστικά δεδομένα.....	226
7.4.1.3 Αποτελέσματα.....	227
7.4.2 Διερεύνηση της ανάμιξης αέρα-υδρογόνου σε κινητήρα Otto.....	228
7.4.2.1 Υπολογιστικά δεδομένα.....	229
7.4.2.2 Αποτελέσματα.....	230
7.5 Συμπεράσματα.....	232
Βιβλιογραφία Κεφαλαίου 7.....	233
8. ΑΠΟΤΙΜΗΣΗ ΝΕΩΝ ΜΟΝΤΕΛΩΝ ΜΕΤΑΦΟΡΑΣ ΘΕΡΜΟΤΗΤΑΣ ΚΑΙ ΔΙΑΚΕΝΩΝ	237
8.1 Εισαγωγή.....	237
8.2 Αποτίμηση νέου μοντέλου μεταφοράς θερμότητας.....	238
8.2.1 Εισαγωγή.....	238
8.2.2 Πειραματική διερεύνηση.....	238
8.2.2.1 Κινητήρας Otto της General Motors (GM).....	239
8.2.2.2 Κινητήρας Otto Triptane της General Motors.....	239
8.2.2.3 Κινητήρας Otto Rover K16.....	240
8.2.2.4 Κινητήρας Diesel Perkins.....	241
8.2.2.5 Κινητήρας Diesel Fairbanks-Morse (με επίπεδο έμβολο και διαμόρφωση εμβόλου).....	241
8.2.3 Σύγκριση υπολογιστικών αποτελεσμάτων του νέου ρευστομηχανικού μοντέλου με τα αντίστοιχα εμπορικών/ερευνητικών ρευστομηχανικών μοντέλων.....	242
8.2.3.1 Υπολογιστικά δεδομένα.....	243
8.2.3.2 Σύγκριση υπολογιστικών αποτελεσμάτων.....	246
8.2.4 Σύγκριση με πειραματικές μετρήσεις.....	250
8.2.4.1 Κινητήρας GM.....	250
8.2.4.2 Κινητήρας GM Triptane.....	252
8.2.4.3 Κινητήρας Rover K16.....	255
8.2.4.4 Κινητήρας Perkins.....	257
8.2.4.5 Κινητήρας Fairbanks-Morse (με επίπεδο έμβολο).....	259
8.2.4.6 Κινητήρας Fairbanks-Morse (με διαμόρφωση εμβόλου).....	261
8.2.5 Επισωρευτική μεταφορά θερμότητας σε αντιπροσωπευτικές περιπτώσεις.....	263
8.2.6 Συγκριτική αξιολόγηση του νέου μοντέλου μεταφοράς θερμότητας σε σχέση με τα υπάρχοντα – Συμπεράσματα.....	267
8.3 Αποτίμηση του νέου μοντέλου διακένων του εμβόλου.....	269
8.3.1 Εισαγωγή.....	269
8.3.2 Πειραματική διερεύνηση.....	270
8.3.2.1 Κινητήρας Diesel σε συνθήκες ετεροκίνησης.....	270
8.3.2.2 Κινητήρας Otto σε συνθήκες ετεροκίνησης.....	271
8.3.3 Υπολογιστικά δεδομένα.....	271
8.3.4 Αποτελέσματα.....	275
8.3.4.1 Κινητήρας Diesel.....	275
8.3.4.2 Κινητήρας Otto.....	282
8.3.5 Συμπεράσματα.....	291
8.4 Συνδυασμένη χρήση νέων μοντέλων μεταφοράς θερμότητας και διακένων.....	292
8.4.1 Εισαγωγή.....	292

8.4.2	Πειραματική διερεύνηση	292
8.4.3	Υπολογιστικά δεδομένα.....	293
8.4.4	Αποτελέσματα	296
8.4.5	Συμπεράσματα	298
	Βιβλιογραφία Κεφαλαίου 8.....	299
9.	ΑΠΟΤΙΜΗΣΗ ΜΟΝΤΕΛΟΥ ΚΑΥΣΗΣ ΚΑΙ ΛΕΠΤΟΜΕΡΗΣ ΔΙΕΡΕΥΝΗΣΗ ΦΑΙΝΟΜΕΝΩΝ ΚΑΥΣΗΣ ΣΕ ΚΙΝΗΤΗΡΑ ΟΤΤΟ ΜΕ ΚΑΥΣΙΜΟ ΥΔΡΟΓΟΝΟ	303
9.1	Εισαγωγή	303
9.2	Επιλογή έκφρασης στρωτής ταχύτητας φλόγας υδρογόνου και αποτίμηση μοντέλου καύσης υδρογόνου σε κινητήρα Otto	304
9.2.1	Εισαγωγή.....	304
9.2.2	Πειραματική διερεύνηση.....	304
9.2.3	Υπολογιστικά δεδομένα.....	306
9.2.4	Αποτελέσματα	310
9.2.4.1	Επιλογή έκφρασης στρωτής ταχύτητας της φλόγας υδρογόνου.....	311
9.2.5	Αποτίμηση μοντέλου καύσης υδρογόνου.....	315
9.2.5.1	Μεταβολή λόγου ισοδυναμίας – Αποτίμηση μοντέλου καύσης.....	315
9.2.5.2	Μεταβολή χρονισμού έναυσης – Αποτίμηση μοντέλου καύσης.....	318
9.2.5.3	Μεταβολή βαθμού συμπίεσης – Αποτίμηση μοντέλου καύσης.....	321
9.2.5.4	Τοπική διάδοση της φλόγας.....	325
9.2.6	Συμπεράσματα	326
9.3	Λεπτομερής διερεύνηση μεταφοράς θερμότητας, απόδοσης και ρύπων σε κινητήρα Otto	327
9.3.1	Εισαγωγή.....	327
9.3.2	Πειραματική διερεύνηση.....	328
9.3.3	Υπολογιστικά δεδομένα.....	330
9.3.4	Αποτελέσματα	331
9.3.4.1	Απόδοση καύσης	331
9.3.4.2	Αποτίμηση μοντέλου μεταφοράς θερμότητας σε συνθήκες με καύση	335
9.3.4.3	Υπολογισμός απωλειών θερμότητας	338
9.3.4.4	Διερεύνηση της απόδοσης	340
9.3.4.5	Διερεύνηση της παραγωγής ρύπων μονοξειδίου του αζώτου	349
9.3.5	Συμπεράσματα	355
	Βιβλιογραφία Κεφαλαίου 9.....	356
10.	ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ – ΣΤΟΙΧΕΙΑ ΠΡΩΤΟΤΥΠΙΑΣ – ΜΕΛΛΟΝΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ.....	361
10.1	Συμπεράσματα.....	361
10.2	Συγκεντρωτική αξιολόγηση του ρευστομηχανικού μοντέλου	363
10.2.1	Αξιολόγηση ως προς τον απαιτούμενο υπολογιστικό χρόνο	363
10.2.2	Αξιολόγηση ως προς τα υπολογιστικά αποτελέσματα και την εφαρμογή	365
10.3	Συνεισφορά της Διδακτορικής Διατριβής και στοιχεία πρωτοτυπίας	366
10.4	Δημοσιεύσεις.....	368
10.5	Προτάσεις για μελλοντική εργασία	370

1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Η παγκόσμια ανησυχία σχετικά με τους εκπεμπόμενους ρύπους και τα αέρια του θερμοκηπίου που παράγονται από την ανθρώπινη δραστηριότητα οδηγεί σε συνεχείς αναζητήσεις εναλλακτικών μέσων για παραγωγή ενέργειας. Επιπλέον, τα διαθέσιμα παγκόσμια αποθέματα ορυκτών καυσίμων (κυρίως πετρελαίου και φυσικού αερίου) έχει διαπιστωθεί ότι δεν είναι ανεξάντλητα. Για την εύρεση λύσεων στα ζητήματα αυτά το βάρος πέφτει στους ερευνητές, οι οποίοι δραστηριοποιούνται με σκοπό την αύξηση της αποδοτικότητας των υπάρχοντων συστημάτων, τη διερεύνηση χρήσης εναλλακτικών καυσίμων, την ανάπτυξη των ανανεώσιμων πηγών ενέργειας και την πρόταση συστημάτων που συντελούν στην αειφόρο ανάπτυξη.

Ένας τομέας που ευθύνεται άμεσα για την κατανάλωση ορυκτών καυσίμων και την παραγωγή ρύπων είναι οι πάσης φύσεως, τύπου και τεχνολογίας εμβολοφόρες ΜΕΚ (internal combustion engines). Αυτές χρησιμοποιούνται σε ποικίλες εφαρμογές, όπως για την κίνηση των οχημάτων, την πρόωση πλοίων και τρένων, ακόμα και για την παραγωγή ηλεκτρικής ενέργειας (κυρίως σε μικρές μονάδες). Η χρήση τους έχει αυξηθεί δραματικά την τελευταία δεκαετία, κυρίως στις αναπτυσσόμενες χώρες (π.χ. Κίνα και Ινδία), ενώ υπάρχει συνεχής ερευνητική δραστηριότητα για τη βελτίωση της απόδοσής τους και τη μείωση των εκπεμπόμενων ρύπων τους. Εφόσον η συγκεκριμένη τεχνολογία εφαρμόζεται για πάνω από 100 χρόνια και έχουν κατασκευαστεί και δοκιμαστεί πολλοί κινητήρες, δεν διαφαίνεται μεγάλο περιθώριο σημαντικής αύξησης της απόδοσής τους στο μέλλον. Αντίθετα, με τη θέσπιση αυστηρών κανόνων για τα όρια των εκπομπών ρύπων (τόσο στις ΗΠΑ, όσο και στην ΕΕ), οι κατασκευαστές κινητήρων (κυρίως οι αυτοκινητοβιομηχανίες) προβαίνουν σε περαιτέρω ερευνητικές δραστηριότητες, με σκοπό τη σημαντική μείωση των εκπεμπόμενων ρύπων, καθώς και της ειδικής κατανάλωσης καυσίμου, όπου το ενδιαφέρον εστιάζεται στην αποδοτική διαχείριση του καυσίμου. Οι «πράσινες» κινήσεις των κατασκευαστών έχουν ήδη ξεκινήσει με επιτυχία, με αποτέλεσμα να γίνει αντιληπτό ότι με την εξοικονόμηση καυσίμων (και επομένως και ενέργειας) προκύπτει διπλό όφελος, τόσο στον οικονομικό τομέα, όσο και στον περιβαλλοντικό.

Για την αύξηση της απόδοσης και της μείωσης των ρύπων η έρευνα στις εμβολοφόρες ΜΕΚ στηρίζεται σε πειραματικές και υπολογιστικές μελέτες. Τις περισσότερες φορές αυτές συνδυάζονται, καθώς υπάρχει μια αλληλένδετη ανταλλαγή δεδομένων μεταξύ τους. Ειδικά για την περιγραφή πολύπλοκων φαινομένων, όπως η έγχυση καυσίμου στο εσωτερικό του

κυλίνδρου, πολλές φορές εφαρμόζονται αρχικά τα διαθέσιμα υπολογιστικά εργαλεία και με επεξεργασία των αποτελεσμάτων τους, καθοδηγούν σε κάποιο βαθμό τις πειραματικές μελέτες. Αυτό γίνεται, διότι οι πειραματικές μελέτες είναι αρκετά χρονοβόρες και απαιτείται ακριβός εξοπλισμός και μετρητικά όργανα, ενώ δεν μπορούν να εφαρμοστούν ταυτόχρονα ποικίλες στρατηγικές λειτουργίας και παραμετρικές αναλύσεις.

Η παρούσα Διδακτορική Διατριβή ανήκει στην κατηγορία των υπολογιστικών μελετών, στα πλαίσια της οποίας αναπτύχθηκε εξ αρχής ένα υπολογιστικό εργαλείο, για την προσομοίωση των φαινομένων μεταφοράς του εργαζόμενου μέσου εντός του κυλίνδρου εμβολοφόρων ΜΕΚ. Το εργαλείο αυτό είναι ένας υπολογιστικός ρευστομηχανικός κώδικας σε καμπυλόγραμμες συντεταγμένες στις τρεις διαστάσεις, ενώ παράλληλα αναπτύχθηκαν ορισμένα μοντέλα που ενσωματώθηκαν στον κώδικα για την αύξηση της ακρίβειας των υπολογισμών. Ο βασικός σκοπός είναι η αξιόπιστη και ρεαλιστική περιγραφή των φυσικών και χημικών διεργασιών που λαμβάνουν χώρα στο εσωτερικό του κυλίνδρου, τόσο σε συνθήκες ετεροκίνησης (σε κινητήρες Otto, Diesel και HCCI) όσο και σε συνθήκες με καύση (σε κινητήρα Otto). Με την εφαρμογή του εργαλείου αυτού είναι δυνατή η προσομοίωση ποικίλων κινητήρων, χωρίς κανέναν περιορισμό ως προς τις γεωμετρίες που συναντώνται, ενώ μπορεί να επεκταθεί άμεσα και να διερευνηθεί η χρήση διάφορων καυσίμων.

Η παρούσα Διδακτορική Διατριβή υλοποιήθηκε στο εργαστήριο Μηχανών Εσωτερικής Καύσης του Εθνικού Μετσόβιου Πολυτεχνείου, όπου δεν υπήρχε προηγούμενη εμπειρία σε ρευστομηχανικά μοντέλα προσομοίωσης, καθώς οι κύριες ερευνητικές δραστηριότητες επικεντρώνονταν κυρίως σε φαινομενολογικά μοντέλα προσομοίωσης. Ο ρευστομηχανικός κώδικας κατασκευάστηκε, με σκοπό να αναπτυχθεί η αντίστοιχη τεχνογνωσία και να υπάρξει εμπειρία σε τέτοιου είδους μοντέλα προσομοίωσης σε καθαρά ερευνητικό επίπεδο. Για το λόγο αυτόν προτιμήθηκε η ανάπτυξη ενός κώδικα από την αρχή, παρά να αγοραστεί και να εφαρμοστεί κάποιος εμπορικός κώδικας.

Εφόσον το αντικείμενο της εργασίας είναι καθαρά ερευνητικό και με σκοπό τη μελέτη εναλλακτικών λύσεων για την επίλυση του ενεργειακού ζητήματος, όπως περιγράφηκε παραπάνω, η τελική εφαρμογή του κώδικα που αναπτύχθηκε έγινε σε κινητήρα Otto με καύσιμο το υδρογόνο. Οι κινητήρες αυτοί θεωρούνται ένα ενδιάμεσο στάδιο των κινητήρων με συμβατικά καύσιμα (εφόσον μπορούν να λειτουργήσουν με διάφορα καύσιμα) και των κυψελών καυσίμου (fuel cells) με καύσιμο το υδρογόνο. Οι τελευταίες έχουν πολύ υψηλό βαθμό απόδοσης (αρκετά υψηλότερο των σημερινών κινητήρων), πλησιάζοντας το 80% στο μέγιστο φορτίο και εμφανίζονται σαν μια πιθανή λύση, για να χρησιμοποιηθούν μελλοντικά σε ποικίλες εφαρμογές. Μέχρι να κατασκευαστεί όμως η απαιτούμενη υποδομή για τη διανομή (distribution) του υδρογόνου (π.χ. σταθμοί ανεφοδιασμού), να επιλυθούν τα ζητήματα της διαθεσιμότητας του υδρογόνου (παραγωγή υδρογόνου όχι μόνο με χρήση συμβατικών καυσίμων, αλλά και πιθανώς από ανανεώσιμες πηγές ενέργειας), αλλά και να

ξεπεραστούν ορισμένα προβλήματα στη λειτουργία των κυψελών καυσίμου, οι κινητήρες Otto με καύσιμο το υδρογόνο ή ακόμα και κινητήρες με ικανότητα καύσης δύο καυσίμων, π.χ. βενζίνης και υδρογόνου (bi-fuel), εμφανίζονται ως μια ελκυστική ενδιάμεση λύση, έχοντας ως πλεονέκτημα το αρκετά χαμηλότερο κόστος σε σχέση με τις κυψέλες καυσίμου.

Η παρούσα Διδακτορική Διατριβή αποτελείται από τρία βασικά μέρη. Το πρώτο ασχολείται με την παρουσίαση των κινητήρων υδρογόνου και των διαθέσιμων μοντέλων προσομοίωσης (Κεφάλαιο 2), το δεύτερο με τη θεωρητική μελέτη και την περιγραφή και ανάπτυξη του μοντέλου που εφαρμόστηκε (Κεφάλαια 3-6), ενώ το τρίτο με την εφαρμογή του ρευστομηχανικού μοντέλου, την παρουσίαση των υπολογιστικών αποτελεσμάτων και την αξιολόγησή τους και τα συμπεράσματα που εξάγονται (Κεφάλαια 7-10). Το περιεχόμενο του καθενός κεφαλαίου αναφέρεται εν συντομία στη συνέχεια.

Στο δεύτερο κεφάλαιο γίνεται μια παρουσίαση των σημαντικότερων σημείων που σχετίζονται με το αντικείμενο της παρούσας Διδακτορικής Διατριβής. Ειδικότερα, αναλύονται ποικίλα χαρακτηριστικά των κινητήρων υδρογόνου που αφορούν τη λειτουργία και την απόδοσή τους και συγκρίνονται με τους αντίστοιχους συμβατικούς κινητήρες με καύσιμο βενζίνη ή/και μεθάνιο. Αναφέρονται επίσης οι σχετικές πειραματικές διερευνήσεις που έχουν γίνει, που φανερώνουν το άμεσο ενδιαφέρον όχι μόνο της επιστημονικής κοινότητας αλλά και των αυτοκινητοβιομηχανιών. Στη συνέχεια, λαμβάνει χώρα η παρουσίαση των βασικών ρευστομηχανικών εξισώσεων και αναφέρονται οι βασικές διαφορές των πιο διαδεδομένων μοντέλων προσομοίωσης. Στο τέλος του κεφαλαίου αναφέρονται παρόμοιες εργασίες που έχουν γίνει στο παρελθόν για την προσομοίωση κινητήρων Otto με καύσιμο το υδρογόνο, όπου διαπιστώνεται ότι η σχετική βιβλιογραφία είναι αρκετά περιορισμένη.

Στο τρίτο κεφάλαιο αναλύεται το ρευστομηχανικό πρόβλημα, όπου παρουσιάζονται οι εξισώσεις στις καμπυλόγραμμες συντεταγμένες στο τριδιάστατο υπολογιστικό πεδίο, οι οποίες στη συνέχεια διακριτοποιούνται και επιλύονται, ακολουθώντας μια επαναληπτική διαδικασία. Επιπλέον, δίνονται οι οριακές/αρχικές συνθήκες που εφαρμόζονται, καθώς και οι ιδιότητες μεταφοράς των διάφορων συστατικών που λαμβάνονται υπόψιν.

Στο τέταρτο κεφάλαιο παρουσιάζεται με λεπτομέρεια ο τρόπος που κατασκευάζονται τριδιάστατα καμπυλόγραμμα υπολογιστικά πλέγματα, με σκοπό τη ρεαλιστική περιγραφή της γεωμετρίας του κυλίνδρου. Επιπλέον, δίνεται προσοχή στη μεθοδολογία αφαίρεσης/προσθήκης πλεγματικών επιπέδων και στη διαχείριση της κίνησης του εμβόλου και της βαλβίδας.

Στο πέμπτο κεφάλαιο παρουσιάζονται δύο μοντέλα που αναπτύχθηκαν στα πλαίσια της παρούσας Διδακτορικής Διατριβής. Το πρώτο αφορά μια λεπτομερή έκφραση συνάρτησης τοιχώματος για τον υπολογισμό της μεταφοράς θερμότητας μεταξύ του αερίου και των τοιχωμάτων του κυλίνδρου. Το δεύτερο είναι ένα απλό μοντέλο για την προσομοίωση του μηχανισμού μεταφοράς μάζας αερίου από/προς τα διάκενα του εμβόλου.

Στο έκτο κεφάλαιο παρουσιάζεται το μοντέλο καύσης για την περιγραφή της προαναμεμιγμένης καύσης του υδρογόνου σε κινητήρα Otto. Το μοντέλο αυτό κατασκευάστηκε εξ αρχής για την καύση υδρογόνου, ενώ μπορεί να επεκταθεί και για τη χρήση άλλων καυσίμων.

Στο έβδομο κεφάλαιο αρχίζει η παρουσίαση των υπολογιστικών αποτελεσμάτων του ρευστομηχανικού κώδικα. Τα πρώτα μεγέθη που εξετάζονται είναι οι μέσες θερμοδυναμικές ιδιότητες (πίεση και θερμοκρασία του αερίου) και το μέσο πεδίο ροής του αερίου στο εσωτερικό του κυλίνδρου ενός κινητήρα Diesel, ενώ στη συνέχεια εξετάζεται το τοπικό πεδίο των ακτινικών και περιφερειακών ταχυτήτων του αερίου στο εσωτερικό του κυλίνδρου ενός κινητήρα Otto. Στο τέλος του κεφαλαίου μελετάται η έγχυση υδρογόνου σε απλό σύστημα οχετού/εγχυτήρα, καθώς και στον οχετό εισαγωγής ενός κινητήρα Otto. Όλες οι προσομοιώσεις του κεφαλαίου αυτού έγιναν σε συνθήκες ετεροκίνησης.

Στο όγδοο κεφάλαιο γίνεται η αποτίμηση των μοντέλων μεταφοράς θερμότητας και διακένων του εμβόλου που αναπτύχθηκαν. Για το σκοπό αυτόν τα υπολογιστικά αποτελέσματα, που αφορούν κυρίως τις τοπικές ροές θερμότητας και το δυναμοδεικτικό διάγραμμα, σε διάφορους κινητήρες και σημεία λειτουργίας συγκρίνονται με τις αντίστοιχες μετρημένες τιμές, με σκοπό να μελετηθούν σε βάθος τα φαινόμενα μεταφοράς που παρατηρούνται. Όλες οι προσομοιώσεις του κεφαλαίου αυτού έγιναν σε συνθήκες ετεροκίνησης.

Στο ένατο κεφάλαιο γίνεται αρχικά η αποτίμηση του μοντέλου της καύσης που αναπτύχθηκε με τη σύγκριση των προβλέψεων του μοντέλου που αφορούν μεγέθη απόδοσης και ρύπων μονοξειδίου του αζώτου σε κινητήρα Otto με καύσιμο το υδρογόνο με τις διαθέσιμες πειραματικές μετρήσεις. Στη συνέχεια, γίνεται μια λεπτομερής διερεύνηση της απόδοσης της καύσης, της μεταφοράς θερμότητας και του μηχανισμού παραγωγής ρύπων στο εσωτερικό του κυλίνδρου του ίδιου κινητήρα Otto, όπου επιπλέον αποτιμήθηκε το μοντέλο μεταφοράς θερμότητας και διακένων σε συνθήκες με καύση.

Στο δέκατο κεφάλαιο δίνονται συγκεντρωτικά τα συμπεράσματα της παρούσας Διδακτορικής Διατριβής, καθώς και τα σημεία που χρήζουν περαιτέρω διερεύνησης. Στο κεφάλαιο αυτό παρουσιάζονται οι δημοσιευμένες εργασίες που έγιναν στα πλαίσια της παρούσας Διδακτορικής Διατριβής, καθώς και ορισμένα χαρακτηριστικά του κώδικα που αναπτύχθηκε.

2. ΤΕΧΝΟΛΟΓΙΑ ΚΙΝΗΤΗΡΩΝ ΥΔΡΟΓΟΝΟΥ – ΜΟΝΤΕΛΑ ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΣΗΣ

2.1 Εισαγωγή

Στο κεφάλαιο αυτό θα γίνει μια παρουσίαση των σημαντικότερων σημείων που σχετίζονται με το περιεχόμενο της παρούσας Διδακτορικής Διατριβής. Αρχικά, θα γίνει μια εκτενής ανάλυση των χαρακτηριστικών των εναλλακτικών κινητήρων Otto με καύσιμο το υδρογόνο, καθώς και των λειτουργικών διαφορών τους από τους κινητήρες Otto με συμβατικά καύσιμα (π.χ. βενζίνη). Επιπλέον, θα αναφερθούν κάποιες απόπειρες για χρήση υδρογόνου σε κινητήρες Diesel και προαναμεμιγμένης καύσης (Homogeneous Charge Compression Ignition – HCCI). Η παρουσίαση επικεντρώνεται σε κινητήρες Otto με καύσιμο το υδρογόνο, αφού η σχετική ερευνητική δραστηριότητα είναι έντονη και σε αρκετά προχωρημένο στάδιο, ενώ επιπλέον η τελική εφαρμογή του ρευστομηχανικού μοντέλου που αναπτύχθηκε σε συνθήκες με καύση, έγινε για την προσομοίωση τέτοιου είδους κινητήρα. Σχετικά με αυτούς τους κινητήρες, υπάρχουν στη βιβλιογραφία ποικίλες πειραματικές διερευνήσεις, που ασχολούνται με τις στρατηγικές λειτουργίας τους και την κατανόηση του μηχανισμού της καύσης, με σκοπό την αύξηση του βαθμού απόδοσης και του παραγόμενου έργου με την ταυτόχρονη μείωση των εκπεμπόμενων ρύπων και την αποφυγή της πρόωρης ανάφλεξης του μίγματος.

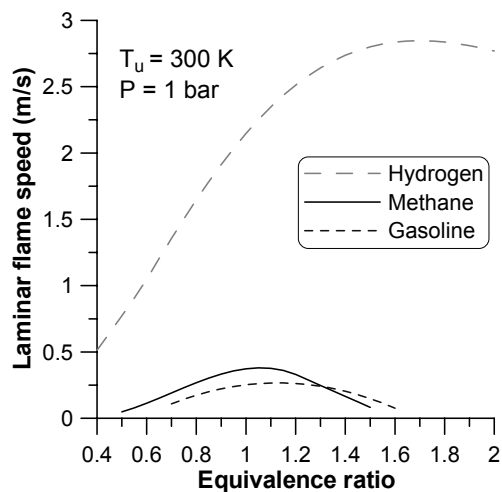
Στη συνέχεια, θα παρουσιαστούν τα υπολογιστικά μοντέλα που εφαρμόζονται για την προσομοίωση των εμβολοφόρων ΜΕΚ. Η παρουσίαση θα επικεντρωθεί στα ρευστομηχανικά μοντέλα, όπου θα παρουσιαστούν οι βασικές αρχές τους, καθώς και το σύνολο των εξισώσεων που χρησιμοποιούν. Επιπλέον, θα αναφερθούν οι υπολογιστικές εργασίες, όπου έχουν εφαρμοστεί ρευστομηχανικά μοντέλα (εμπορικοί και ερευνητικοί κώδικες) για την προσομοίωση κινητήρων Otto με καύσιμο το υδρογόνο. Η αναφορά σε άλλου είδους εργαλεία αριθμητικής προσομοίωσης, όπως τα φαινομενολογικά μοντέλα, θα περιοριστεί μόνο στην περιγραφή ορισμένων γενικών χαρακτηριστικών τους, αφού σε αυτά ακολουθείται εντελώς διαφορετική προσέγγιση για τον υπολογισμό της λειτουργίας και των φαινομένων μεταφοράς στο εσωτερικό των κυλίνδρων εμβολοφόρων ΜΕΚ.

Πρέπει να επισημανθεί ότι η λεπτομερής παρουσίαση ορισμένων υπαρχόντων υπομοντέλων, όπως του μοντέλου μεταφοράς θερμότητας, θα γίνεται στο εκάστοτε κεφάλαιο (Κεφάλαια 3-6), ώστε να γίνει πιο εμφανής η διαφοροποίηση της μεθοδολογίας που ακολουθήθηκε και τα στοιχεία της πρωτοτυπίας της παρούσας Διδακτορικής Διατριβής.

2.2 Κινητήρες Otto με καύσιμο το υδρογόνο

2.2.1 Εισαγωγή

Το υδρογόνο έχει ορισμένα χαρακτηριστικά ως καύσιμο, τα οποία το ξεχωρίζουν από όλα τα υπόλοιπα, που χρησιμοποιούνται σε κινητήρες Otto, όπως η βενζίνη και το μεθάνιο. Συγκεκριμένα, έχει ένα αρκετά μεγαλύτερο εύρος αναφλεξιμότητας, από 4 έως 75% κατ' όγκο στον αέρα σε συνθήκες περιβάλλοντος (για λόγο ισοδυναμίας, ϕ , από 0,1 έως περίπου 7,1) και επιπλέον αρκετά μεγαλύτερη ταχύτητα διάδοσης της φλόγας [1]. Αυτό οφείλεται κατά κύριο λόγο στη στρωτή ταχύτητα της φλόγας του υδρογόνου που είναι πολλαπλάσια της αντίστοιχης της βενζίνης και του μεθανίου, όπως φαίνεται χαρακτηριστικά στο Σχήμα 1.



Σχήμα 1. Στρωτή ταχύτητα της φλόγας του υδρογόνου, μεθανίου και βενζίνης σε συνθήκες περιβάλλοντος

Για τους λόγους αυτούς η καύση υδρογόνου σε εμβολοφόρες ΜΕΚ ακόμα και σε φτωχά μίγματα (για ϕ έως 0.3) διαρκεί ελάχιστες μοίρες γωνίας στροφάλου [1,2], προσεγγίζοντας την «ιδεατή» καύση υπό σταθερό όγκο (ιδανικός κύκλος Otto), οπότε και η ενδεικνύμενη απόδοση (indicated efficiency) παρουσιάζεται αυξημένη. Ορισμένες βασικές ιδιότητες του

υδρογόνου, συγκριτικά με τις αντίστοιχες του μεθανίου και της βενζίνης, φαίνονται στον Πίνακα 1 [2,3].

Πίνακας 1. Ιδιότητες υδρογόνου σε σύγκριση με του μεθανίου και της βενζίνης

Ιδιότητα	Υδρογόνο	Μεθάνιο	Βενζίνη
Μοριακό βάρος (kg/kmol)	2,016	16,043	~107
Πυκνότητα (kg/Nm ³)	0,089	0,71	~750
Συντελεστής διάχυσης μάζας στον αέρα (cm ² /s)	0,61	0,16	0,05
Θερμική αγωγιμότητα (W/m/K)	0,182	0,034	0,0112
Κινηματική συνεκτικότητα (mm ² /s)	110	17,2	1,18
Ελάχιστη ενέργεια έναυσης (mJ)	0,02	0,28	0,25
Θερμοκρασία αυτανάφλεξης (K)	858	812	~500-750
Αδιαβατική θερμοκρασία καύσης (K)	2390	2225	~2275
Εύρος αναφλεξιμότητας στον αέρα (% κ.ό.)	4-75	5-15	1-7,6
Εύρος αναφλεξιμότητας στον αέρα (φ)	0,1-7,1	0,4-1,6	~0,7-4
Στρωτή ταχύτητα φλόγας για φ=1 (m/s)	2-2,5	0,38	0,37-0,43
Στοιχειομετρικό μίγμα (kg _{air} /kg _{fuel})	34,3	17,2	14,7
Ειδική θερμοχωρητικότητα (c _p : kJ/kg/K)	14,89	2,22	1,62
Κατώτερη θερμογόνος δύναμη (MJ/kg)	120	50	45
Ανώτερη θερμογόνος δύναμη (MJ/kg)	142	55	48
Αριθμός οκτανίου (RON)	~130	~120	90-100
Χρώμα φλόγας	Μη ορατή	Μπλε	Μπλε/κίτρινο

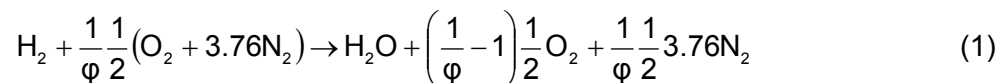
2.2.2 Γενικά χαρακτηριστικά λειτουργίας κινητήρων υδρογόνου

Λόγω του μεγάλου εύρους αναφλεξιμότητας του υδρογόνου δεν είναι αναγκαία η χρήση της ρυθμιστικής δικλείδας (πεταλούδα) για τη ρύθμιση του φορτίου, σε αντίθεση με τους συμβατικούς κινητήρες Otto. Η ρυθμιστική δικλείδα μπορεί να είναι μόνιμα πλήρως ανοιχτή (wide open throttle – WOT) και η ρύθμιση του φορτίου να γίνει ποιοτικά (quality load control), με τη μεταβολή δηλαδή της ποσότητας υδρογόνου που εισάγεται στον κύλινδρο και επομένως και του λόγου ισοδυναμίας. Η χρήση πλήρως ανοιχτής ρυθμιστικής δικλείδας έχει σαν αποτέλεσμα τη μείωση των απωλειών έργου εμβολισμού κατά την περίοδο της εναλλαγής των αερίων στη διάρκεια του ανοιχτού κύκλου λειτουργίας (pumping losses), με ταυτόχρονη αύξηση του ενδεικνύμενου βαθμού απόδοσης [4]. Με τη συγκεκριμένη στρατηγική λειτουργίας, η καύση του φτωχού μίγματος είναι εφικτή χωρίς να παρουσιάζεται

αστάθεια και σημαντική κυκλική διασπορά (cyclic variability) μέχρι αρκετά χαμηλό φορτίο, για λόγο ισοδυναμίας (φ) ίσο με περίπου 0,3 [4]. Για ακόμα πιο χαμηλό φορτίο πλησίον της άφορτης λειτουργίας (idle condition), όπου ο λόγος ισοδυναμίας χρειάζεται να μειωθεί περαιτέρω ($\varphi \sim 0,1-0,2$), προκύπτουν αστάθειες κατά την καύση, ενώ παράλληλα αυξάνεται σημαντικά η ποσότητα του άκαυστου υδρογόνου στην εξαγωγή [5]. Επομένως, κρίνεται αναγκαία σε αυτές τις περιπτώσεις η ποσοτική ρύθμιση του φορτίου (quantity load control) με τη χρήση της ρυθμιστικής δικλείδας, διατηρώντας σταθερό λόγο ισοδυναμίας περίπου 0,3 [5,6].

2.2.3 Καύση υδρογόνου σε εμβολοφόρες ΜΕΚ και εκπεμπόμενοι ρύποι

Η βασική χημική εξίσωση που περιγράφει την τέλεια καύση υδρογόνου σε αέρα για μεταβλητό λόγο ισοδυναμίας, φ , (στη φτωχή περιοχή έως τη στοιχειομετρία) δίνεται από την Εξίσωση (1).

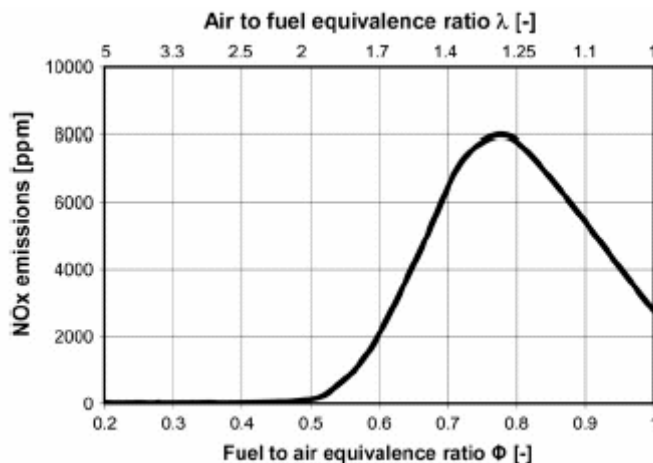


Σε εμβολοφόρες ΜΕΚ όμως η καύση του υδρογόνου δεν είναι ποτέ τέλεια, αφού παράγονται ενδιάμεσα στοιχεία και ενώσεις. Τα πιο συνηθισμένα είναι:

- Τα O,N,H,OH που προέρχονται από τη διάσταση των προϊόντων της καύσης σε υψηλές θερμοκρασίες
- Τα NO/NO₂ (ή αλλιώς NO_x) που παράγονται σε σημαντικές ποσότητες κατά την καύση σε υψηλές θερμοκρασίες (άνω των 2000 K) και σε περιβάλλον πλούσιο σε άζωτο (N₂) και οξυγόνο (O₂)
- Το υπεροξείδιο του υδρογόνου (H₂O₂), που παράγεται κατά την καύση του υδρογόνου σε φτωχά μίγματα (με φ μικρότερο από 0,3-0,4) και χαμηλές θερμοκρασίες [7,8].

Σχετικά με τους εκπεμπόμενους ρύπους εμβολοφόρων ΜΕΚ με καύσιμο υδρογόνο, παρουσιάζουν ένα σημαντικό πλεονέκτημα σε σχέση με όλους τους κινητήρες με συμβατικά καύσιμα υδρογονανθράκων. Κατά την καύση δεν παράγονται οξειδία του άνθρακα (CO_x:CO/CO₂) ούτε άκαυστοι υδρογονάνθρακες (HC), παρά μόνο σε υπερβολικά χαμηλές συγκεντρώσεις, οι οποίες οφείλονται στην αναμενόμενη καύση του λιπαντικού ελαίου στο εσωτερικό του κυλίνδρου [8]. Ο πρακτικά μοναδικός εκπεμπόμενος ρύπος τέτοιων κινητήρων είναι τα οξειδία του αζώτου (NO_x), που παράγονται δυστυχώς σε μεγάλο ποσοστό σε πλούσια μίγματα (μεγαλύτερο σε σχέση με τους συμβατικούς βενζινοκινητήρες) και που προέρχονται από τη θερμική διάσταση και οξείδωση του ατμοσφαιρικού αζώτου

κατά τη διάρκεια της καύσης σε συνθήκες υψηλής θερμοκρασίας. Η παραγωγή οξειδίων του αζώτου ευνοείται σε κινητήρες υδρογόνου, λόγω της μεγάλης ταχύτητας της καύσης του υδρογόνου, με αποτέλεσμα η θερμοκρασία και η πίεση του αερίου να αυξάνονται ραγδαία. Σε χαμηλά φορτία όμως (σε φτωχά μίγματα), όπου οι θερμοκρασίες καύσης είναι μειωμένες (της τάξης των 1800-2000 K), ακόμα και ο μοναδικός αυτός ρύπος είναι αμελητέος (της τάξης των 10-50 ppm). Το όριο του λόγου ισοδυναμίας για τη δραστική μείωση των οξειδίων του αζώτου είναι περίπου 0,5 [3,8], κάτω από το οποίο η συγκέντρωση των NO_x στα καυσαέρια είναι χαμηλότερη των 100 ppm, όπως φαίνεται χαρακτηριστικά στο Σχήμα 2.



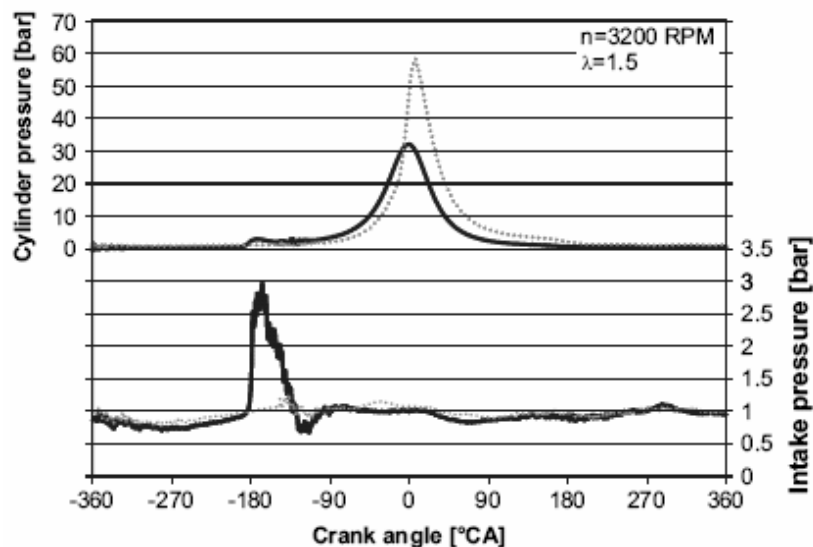
Σχήμα 2. Εξάρτηση εκπεμπόμενων ρύπων NO_x από το λόγο ισοδυναμίας [3]

2.2.4 Προβλήματα λειτουργίας κινητήρων υδρογόνου

Η διερεύνηση κινητήρων υδρογόνου ξεκίνησε πριν από σχεδόν 100 χρόνια [9]. Οι πρώτες σχετικές ερευνητικές εργασίες δεν στέφθηκαν με απόλυτη επιτυχία, αφού δεν έγινε εφικτή η ομαλή λειτουργία εμβολοφόρου ΜΕΚ με καύσιμο το υδρογόνο. Η κύρια αιτία ήταν η πρόωρη ανάφλεξη του υδρογόνου είτε στη διάρκεια της αναρρόφησης (backfire) [10,11] είτε στη διάρκεια της συμπίεσης (pre-ignition) [12,13] είτε κατά τη διάρκεια της καύσης μετά την έναυση του μίγματος ή όπως αλλιώς λέγεται «κρουστική καύση» (knock) [14,15]. Ο λόγος που δεν μπόρεσε να ξεπεραστεί το ζήτημα αυτό, ήταν η ελλιπής γνώση των ιδιοτήτων του υδρογόνου, παρόλο που οι κινητήρες που δοκιμάστηκαν ήταν αργόστροφοι και χαμηλού βαθμού συμπίεσης.

Η πρόωρη ανάφλεξη του υδρογόνου κατά τη διάρκεια της αναρρόφησης οφείλεται στην ύπαρξη θερμών επιφανειών στο εσωτερικό του κυλίνδρου, καθώς και στην ύπαρξη θερμού κατάλοιπου καυσαερίου από τον προηγούμενο κύκλο λειτουργίας, αλλά και της παραμένουσας ηλεκτρικής τάσης στα άκρα των ηλεκτροδίων του σπινθηριστή [3,10,16].

Καθώς εισέρχεται το μίγμα αέρα/υδρογόνου στον κύλινδρο ενδέχεται να αναφλεγεί λόγω των παραπάνω αιτιών, αφού συν τοις άλλοις η ενέργεια ανάφλεξης του υδρογόνου είναι αρκετά χαμηλή (βλέπε Πίνακα 1). Στην περίπτωση αυτή, εφόσον η βαλβίδα εισαγωγής είναι ακόμα ανοιχτή, η φλόγα θα διαδοθεί εκτός του κυλίνδρου στον οχετό εισαγωγής, πιθανώς καταστρέφοντας τον εγχυτήρα υδρογόνου. Το φαινόμενο της πρόωρης ανάφλεξης κατά την εισαγωγή παρατηρείται κυρίως σε υψηλά φορτία, όπου οι θερμοκρασίες των τοιχωμάτων και του παραμένουστος καυσαερίου είναι υψηλές, αλλά πρωτίστως λόγω του υψηλού λόγου ισοδυναμίας αέρα/υδρογόνου (πλησίον του στοιχειομετρικού). Στο Σχήμα 3 διακρίνεται χαρακτηριστικά η πρόωρη ανάφλεξη του μίγματος κατά την αναρρόφηση με τη χρήση της μετρημένης πίεσης στον οχετό εισαγωγής και στο εσωτερικό του κυλίνδρου (συνεχείς γραμμές). Με διακεκομμένες γραμμές είναι οι πιέσεις κατά την κανονική λειτουργία του κινητήρα, σε κύκλο λειτουργίας όπου δεν παρατηρήθηκε πρόωρη ανάφλεξη. Στην περίπτωση που εμφανιστεί πρόωρη ανάφλεξη κατά την αναρρόφηση, παρατηρείται μια σημαντική αύξηση της πίεσης στον οχετό εισαγωγής, λίγο πριν κλείσει η βαλβίδα εισαγωγής, ενώ στο εσωτερικό του κυλίνδρου τα φαινόμενα καύσης στο τέλος της συμπίεσης είναι αμελητέα, καθώς το διαθέσιμο υδρογόνο έχει ήδη καταναλωθεί.

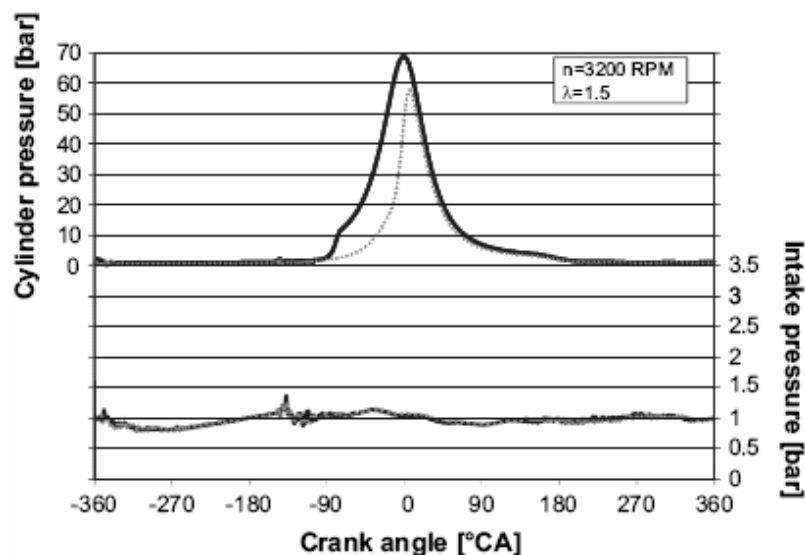


Σχήμα 3. Μετρημένες πιέσεις που φανερώνουν την πρόωρη ανάφλεξη του μίγματος κατά την αναρρόφηση (backfire). Συνεχείς γραμμές: πιέσεις κύκλου λειτουργίας με εμφάνιση πρόωρης ανάφλεξης / διακεκομμένες γραμμές: πιέσεις κύκλου λειτουργίας χωρίς εμφάνιση πρόωρης ανάφλεξης

Τρόποι επίλυσης του ζητήματος αυτού είναι η βελτίωση της ψύξης των τοιχωμάτων (μείωση θερμών επιφανειών), η μεταβολή του χρονισμού των βαλβίδων [13] ώστε να μειωθεί η παραμένουσα μάζα καυσαερίου του προηγούμενου κύκλου λειτουργίας

(απόπλυση καυσαερίων), η καλή ψύξη του σπινθηριστή, ο οποίος να αποδίδει μικρότερη ενέργεια κατά την έναυση [10], καθώς και η καθυστέρηση έγχυσης υδρογόνου στον οχετό εισαγωγής κατά την αναρρόφηση ώστε στο ενδιαμέσο χρονικό διάστημα ο ψυχρός αέρας να προλάβει να κρυώσει τα τοιχώματα του κυλίνδρου.

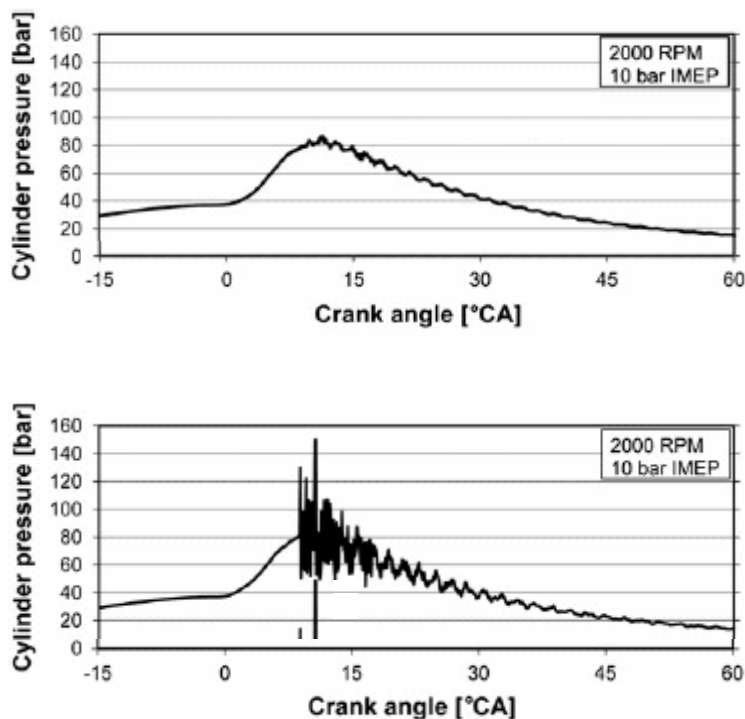
Η πρόωρη ανάφλεξη κατά τη διάρκεια της συμπίεσης οφείλεται στους ίδιους λόγους όπως και η πρόωρη ανάφλεξη κατά τη διάρκεια της αναρρόφησης. Ορισμένες βασικές αιτίες της είναι η ύπαρξη θερμών περιοχών στο εσωτερικό του κυλίνδρου (π.χ. στα τοιχώματα, στη βαλβίδα εξαγωγής κτλ.) και η παραμένουσα ηλεκτρική τάση στα ηλεκτρόδια του σπινθηριστή [16]. Το αποτέλεσμα είναι η σημαντική αύξηση της πίεσης του αερίου στο εσωτερικό του κυλίνδρου και της θερμοκρασίας των καυσαερίων και των τοιχωμάτων. Η αύξηση των θερμοκρασιών αυτών μπορεί να οδηγήσει σε αλυσιδωτό φαινόμενο, αφού είναι αρκετά πιθανό ότι θα εμφανιστεί και πάλι η πρόωρη ανάφλεξη κατά τη συμπίεση στον επόμενο κύκλο λειτουργίας. Αυτό συνεχίζεται μέχρι την εμφάνιση της πρόωρης ανάφλεξης κατά την αναρρόφηση, όπου τα καυσαέρια παραμένουν στον οχετό εισαγωγής και, στον επόμενο κύκλο λειτουργίας, αναρροφώνται στο εσωτερικό του κυλίνδρου. Στον κύκλο αυτόν παρατηρείται αστοχία έναυσης ή ατελής καύση, αφού στο παγιδευμένο μίγμα του κυλίνδρου υπάρχει ελάχιστο οξυγόνο. Επομένως, οι θερμοκρασίες των τοιχωμάτων επανέρχονται και πάλι στα φυσιολογικά επίπεδα λειτουργίας, μέχρι να ξαναεμφανιστεί η πρόωρη ανάφλεξη σε κάποιον μελλοντικό κύκλο λειτουργίας. Το φαινόμενο της πρόωρης ανάφλεξης κατά τη συμπίεση διακρίνεται εύκολα με τη χρήση της μετρημένης πίεσης στο εσωτερικό του κυλίνδρου, όπως φαίνεται στο Σχήμα 4.



Σχήμα 4. Μετρημένες πιέσεις που φανερώνουν την πρόωρη ανάφλεξη του μίγματος κατά τη συμπίεση (pre-ignition). Συνεχείς γραμμές: πιέσεις κύκλου λειτουργίας με εμφάνιση πρόωρης ανάφλεξης / διακεκομμένες γραμμές: πιέσεις κύκλου λειτουργίας χωρίς εμφάνιση πρόωρης ανάφλεξης

Στο Σχήμα 4 φαίνεται ότι τα φαινόμενα καύσης ξεκινούν περίπου στη μέση της συμπίεσης (-90° ΓΣ ΠΑΝΣ), ενώ η μέγιστη πίεση του κυλίνδρου είναι αρκετά υψηλότερη σε σχέση με αυτήν κατά την κανονική λειτουργία του κινητήρα, όπου δεν εμφανίζεται πρόωρη ανάφλεξη (διακεκομμένη γραμμή), γεγονός που μπορεί να οδηγήσει στην καταστροφή του.

Η πρόωρη ανάφλεξη του άκαυστου αερίου μετά την έναυση του μίγματος (κρουστική καύση), γίνεται με παρόμοιο μηχανισμό με αυτόν των κινητήρων Otto με συμβατικά καύσιμα. Βέβαια, σε κινητήρες υδρογόνου το φαινόμενο αυτό δεν εμφανίζεται συχνά, αφού λόγω της μεγάλης ταχύτητας καύσης το άκαυστο ακραίο αέριο έχει ελάχιστο χρόνο να αναφλεγεί μετά από τη χρονική στιγμή της έναυσης [3]. Η εμφάνιση κρουστικής καύσης μπορεί να αποφευχθεί με την καθυστέρηση έναυσης του μίγματος, ακόμα και μετά το άνω νεκρό σημείο (ΑΝΣ), ή με τη μείωση του βαθμού συμπίεσης, ώστε το άκαυστο αέριο μετά την έναυση να έχει μικρότερη πίεση και θερμοκρασία. Στο Σχήμα 5 φαίνονται χαρακτηριστικά οι μετρημένες πιέσεις του κυλίνδρου σε δύο περιπτώσεις πρόωρης ανάφλεξης μετά την έναυση του μίγματος. Η πρώτη περίπτωση αντιστοιχεί σε ελαφριά μορφή κρουστικής καύσης (light knock), ενώ η δεύτερη σε βαριά μορφή (heavy knock), στην οποία η πίεση του κυλίνδρου αυξάνεται σημαντικά μέχρι και τα 150 bar.



Σχήμα 5. Μετρημένες πιέσεις που φανερώνουν την πρόωρη ανάφλεξη του μίγματος μετά την έναυση του μίγματος (knock) (πάνω Σχήμα: ελαφριά μορφή κρουστικής καύσης, κάτω Σχήμα: βαριά μορφή κρουστικής καύσης)

2.2.5 Στρατηγικές λειτουργίας

Οι περισσότερες πειραματικές εργασίες της διερεύνησης της καύσης υδρογόνου σε εμβολοφόρες ΜΕΚ με χρήση σπινθηριστή έχουν γίνει σε συμβατικούς κινητήρες Otto ή ακόμα και Diesel, οι οποίοι έχουν μετατραπεί σε ορισμένο βαθμό για τη λειτουργία τους με καύσιμο το υδρογόνο [16]. Επομένως, αν και έχουν υποστεί αρκετές μετατροπές σε ορισμένα υποσυστήματά τους, όπως στις βαλβίδες, στα συστήματα έγχυσης, στα ελατήρια των διακένων κτλ., δεν είναι βελτιστοποιημένη η λειτουργία του κινητήρα για το συγκεκριμένο καύσιμο. Για την αύξηση της απόδοσης και της ισχύος τους ακολουθούνται ποικίλες στρατηγικές λειτουργίας, παρόμοιες με αυτές των συμβατικών κινητήρων Otto. Μερικά βασικά σημεία αναλύονται στη συνέχεια.

2.2.5.1 Συστήματα εισαγωγής υδρογόνου στον κύλινδρο

Υπάρχουν δύο βασικοί τρόποι εισαγωγής υδρογόνου στον κύλινδρο. Ο πρώτος, που είναι ο πιο απλός και διαδεδομένος, στηρίζεται στην εισαγωγή του υδρογόνου στον οχετό εισαγωγής κατά την αναρρόφηση (έμμεση έγχυση). Για το σκοπό αυτόν, μπορεί να χρησιμοποιηθεί είτε εξαεριωτής (carburetor) είτε εγχυτήρας (port fuel injection – PFI). Ο εξαεριωτής συνήθως αποφεύγεται, αφού τότε εισάγεται στον κύλινδρο αρκετά νωρίς μίγμα αέρα/υδρογόνου ικανό να οδηγήσει στην πρόωρη ανάφλεξη κατά την αναρρόφηση, κυρίως σε υψηλό φορτίο. Ο εγχυτήρας προσφέρει μεγαλύτερη ευελιξία στην ποσότητα καυσίμου που εισάγεται (χρήση ακόμα και στοιχειομετρικών μιγμάτων), καθώς και στο γενικότερο έλεγχο αυτής της διεργασίας (π.χ. έναρξη και διάρκεια εγχύσεως). Επιπλέον, η πίεση εγχύσεως δεν απαιτείται να είναι υψηλή (της τάξης των 2-5 bar), αφού ο εισερχόμενος αέρας έχει συνήθως ατμοσφαιρική πίεση [17], ενώ και σε αυτήν την περίπτωση υπάρχει το ενδεχόμενο εμφάνισης πρόωρης ανάφλεξης κατά την αναρρόφηση, όμως με μικρότερη πιθανότητα.

Κατά την έμμεση έγχυση σχηματίζεται στο εσωτερικό του κυλίνδρου ένα αρκετά ομογενές μίγμα αέρα/καυσίμου/παραμένοντος καυσαερίου. Επομένως, η προαναμεμιγμένη καύση του μίγματος αυτού οδηγεί σε υψηλό ενδεικνύμενο βαθμό απόδοσης του κινητήρα, ενώ επιπροσθέτως ο κινητήρας μπορεί να λειτουργεί με πλήρως ανοιχτή ρυθμιστική δικλείδα σε μεγάλο εύρος του φορτίου (μείωση των απωλειών έργου εμβολισμού) και μόνο σε πολύ χαμηλό φορτίο απαιτείται ο στραγγαλισμός του εισερχόμενου μίγματος [4]. Η μέθοδος αυτή ακολουθείται συχνά, διότι σε πολύ φτωχά μίγματα (για ϕ μικρότερο από 0,3), μειώνεται σημαντικά η απόδοση της καύσης και το άκαυστο υδρογόνο στην εξαγωγή μπορεί να φτάσει και το 20-30% του συνολικού [7]. Επομένως, η χρήση της ρυθμιστικής δικλείδας

σε αυτές τις περιπτώσεις συντελεί στην αύξηση του βαθμού απόδοσης σε πολύ χαμηλά φορτία, διατηρώντας τον σε υψηλές τιμές, καθώς επίσης και στην αποφυγή εμφάνισης αστάθειας και κυκλικής διασποράς κατά την καύση.

Ένα σημαντικό μειονέκτημα των κινητήρων υδρογόνου με έγχυση του υδρογόνου στον οχετό εισαγωγής είναι η μειωμένη μέγιστη ισχύς τους, σε σχέση με τον αντίστοιχο κινητήρα με καύσιμο βενζίνη ή μεθάνιο [13]. Αυτό οφείλεται στο γεγονός ότι το αέριο υδρογόνο, λόγω της πολύ χαμηλής του πυκνότητας (βλέπε Πίνακα 1), εκτοπίζει σημαντική ποσότητα του εισερχομένου αέρα, αφού η στοιχειομετρική αναλογία όγκων αέρα/υδρογόνου είναι περίπου 7:3 (30% κ.ό. υδρογόνο και 70% κ.ό. αέρας). Αντίθετα, σε ένα στοιχειομετρικό μίγμα αέρα/βενζίνης η βενζίνη καταλαμβάνει μόνο το 1-2% κ.ό. του συνολικού όγκου εμβολισμού του κυλίνδρου. Επομένως, κατά την έμμεση έγχυση υδρογόνου εγκλωβίζεται μικρότερη ποσότητα αέρα στον κύλινδρο, με αποτέλεσμα να παράγεται και λιγότερη μέγιστη ισχύς [16]. Από την άλλη, η υψηλότερη θερμογόνος δύναμη του υδρογόνου σε σχέση με της βενζίνης και του μεθανίου (βλέπε Πίνακα 1) αντισταθμίζει μερικώς το γεγονός αυτό, οπότε συνολικά η μείωση της μέγιστης ισχύος με καύσιμο το υδρογόνο φτάνει περίπου το 20% σε σχέση με έναν αντίστοιχο βενζινοκινητήρα.

Η εναλλακτική μέθοδος εισαγωγής του υδρογόνου είναι η έγχυσή του απευθείας στο εσωτερικό του κυλίνδρου κατά τη διάρκεια της συμπίεσης με χρήση ενός εγχυτήρα (άμεση έγχυση, direct injection – DI), ο οποίος πρέπει να λειτουργεί με αρκετά υψηλή πίεση (της τάξης των 100 bar) [18]. Συνήθως, για το σκοπό αυτόν χρησιμοποιούνται εγχυτήρες κατασκευασμένοι για συμπιεσμένο φυσικό αέριο (compressed natural gas – CNG). Επιπλέον, ο εγχυτήρας πρέπει να έχει την ικανότητα να εγχύει σημαντική ποσότητα υδρογόνου σε μικρό χρονικό διάστημα, κυρίως σε υψηλά φορτία ή/και σε υψηλή ταχύτητα περιστροφής. Με τη στρατηγική λειτουργίας αυτήν αποφεύγεται η πρόωρη ανάφλεξη του υδρογόνου κατά την αναρρόφηση, ενώ μειώνεται η πιθανότητα να αναφλεγεί πρόωρα κατά τη συμπίεση, αφού τα τοιχώματα του κυλίνδρου έχουν ψυχθεί αρκετά από τον εισερχόμενο αέρα, ενώ παράλληλα το υδρογόνο καθυστερεί να προσεγγίσει τα τοιχώματα (όπου βρίσκονται τα θερμά σημεία και υπάρχει κίνδυνος πρόωρης ανάφλεξης), ειδικά αν εγχυθεί αρκετά καθυστερημένα (στη μέση και προς το τέλος της συμπίεσης). Το μεγαλύτερο όμως πλεονέκτημα της στρατηγικής λειτουργίας αυτής είναι η σημαντική αύξηση της μέγιστης ισχύος σε σχέση με τον αντίστοιχο κινητήρα με έμμεση έγχυση βενζίνης (κατά 15% περίπου), εξαιτίας της σημαντικής αύξησης του ογκομετρικού βαθμού απόδοσης [16]. Η αντίστοιχη αύξηση σε σχέση με τον ίδιο κινητήρα με έγχυση υδρογόνου στον οχετό εισαγωγής είναι της τάξης του 40%, αφού το υδρογόνο δεν καταλαμβάνει ένα σημαντικό όγκο του συνολικού όγκου εμβολισμού του κυλίνδρου, επομένως περισσότερη μάζα αέρα εισέρχεται στον κύλινδρο.

Κατά την άμεση έγχυση υδρογόνου σημαντικές παράμετροι είναι η έναρξη της έγχυσης (start of injection – SOI), η διάρκειά της (injection duration) [19], η θέση του εγχυτήρα [20], ο αριθμός και η διάμετρος των οπών του (nozzle number/diameter), καθώς και ο συνολικός αριθμός εγχύσεων (μία ή περισσότερες εγχύσεις) [21]. Οι παραπάνω παράμετροι επηρεάζουν αρκετά μεγέθη, όπως τον ενδεικνύμενο βαθμό απόδοσης, τους εκπεμπόμενους ρύπους NO_x, την ανάμιξη αέρα/υδρογόνου, τη μεταφορά θερμότητας προς τα τοιχώματα και την πιθανή εμφάνιση άκαυστου υδρογόνου στην εξαγωγή [22]. Το τελευταίο φαινόμενο εμφανίζεται όταν η έγχυση πραγματοποιείται λίγες μοίρες γωνίας στροφάλου πριν την έναυση κυρίως σε χαμηλό φορτίο, οπότε η διαστρωμάτωση υδρογόνου στον κύλινδρο είναι πολύ έντονη. Στην περίπτωση αυτήν το πολύ φτωχό μίγμα που βρίσκεται σε ορισμένες περιοχές του κυλίνδρου καίγεται ατελώς με αρκετά χαμηλό βαθμό απόδοσης της καύσης (combustion efficiency) [4,7].

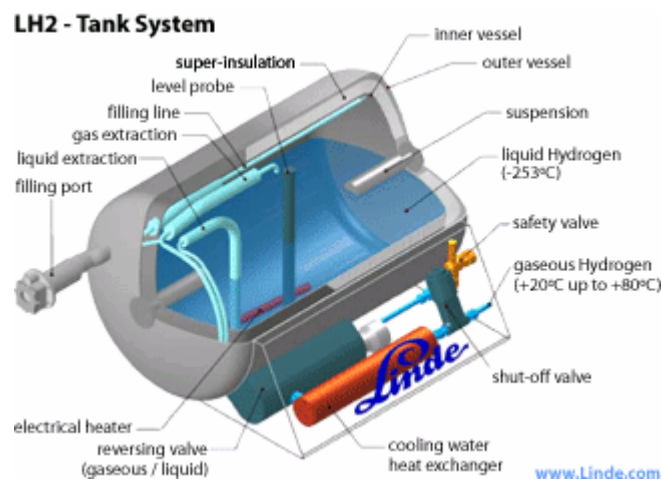
Οι δύο παραπάνω στρατηγικές εισαγωγής βασίζονται στο γεγονός ότι το υδρογόνο βρίσκεται στην αέρια μορφή του (πλησίον της θερμοκρασίας περιβάλλοντος). Υπάρχουν στη βιβλιογραφία όμως ερευνητικές εργασίες που χρησιμοποιούν υδρογόνο σε υγρή μορφή (liquid hydrogen) σε χαμηλή θερμοκρασία και υψηλή πίεση, το οποίο εγχύεται είτε στον οχετό εισαγωγής είτε απευθείας στο εσωτερικό του κυλίνδρου [23,24]. Στην περίπτωση αυτή, λόγω της πολύ χαμηλής θερμοκρασίας του υγρού υδρογόνου, της τάξης των 50 K (-223 °C), ο εισερχόμενος αέρας και τα τοιχώματα του κυλίνδρου ψύχονται σημαντικά, με αποτέλεσμα να αυξηθεί αρκετά ο βαθμός πληρώσεως του κινητήρα και να εκμηδενιστεί η πιθανότητα εμφάνισης οποιασδήποτε πρόωρης ανάφλεξης. Επομένως, το εύρος λειτουργίας του κινητήρα αυξάνεται, προσφέροντας σημαντικά μεγαλύτερο βαθμό απόδοσης, ενώ οι ρύποι οξειδίου του αζώτου μειώνονται (λόγω της μείωσης της μέγιστης θερμοκρασίας καύσης ακόμα και σε στοιχειομετρικά μίγματα) και η μέγιστη ισχύς αυξάνεται σε αρκετά υψηλότερα επίπεδα σε σχέση με τον αντίστοιχο κινητήρα με καύσιμο βενζίνη ή μεθάνιο.

Δύο σημαντικά ζητήματα που προκύπτουν με τη χρήση υγρού υδρογόνου είναι ο τρόπος αποθήκευσής του, αφού λόγω του μεγάλου συντελεστή διάχυσης μάζας του μπορεί να διαφεύγει από κλειστά δοχεία (περίπου το 5-6% χάνεται σαν απώλεια), καθώς και η απαιτούμενη ενέργεια για την ψύξη του υδρογόνου σε τόσο χαμηλές θερμοκρασίες και τη διατήρησή του σε αυτές ακόμα και σε πολύ καλά μονωμένα δοχεία (απαιτείται περίπου το 30% της χημικής ενέργειας του καυσίμου) [3]. Υπάρχει έντονη ερευνητική δραστηριότητα για την επίλυση των δύο αυτών ζητημάτων, ενώ και ορισμένες αυτοκινητοβιομηχανίες ασχολούνται με την περαιτέρω διερεύνηση της συγκεκριμένης στρατηγικής λειτουργίας, όπως η MAN, η FORD και η BMW [25,26], οι οποίες έχουν προτείνει διάφορες λύσεις/τεχνολογίες. Στο Σχήμα 6 φαίνεται ο 12-κύλινδρος κινητήρας της BMW της σειράς 7 (750hl), στον οποίο διοχετεύεται υγρό υδρογόνο.



Σχήμα 6. Κινητήρας υδρογόνου της BMW

Το υδρογόνο στην υγρή μορφή του αποθηκεύεται σε υψηλή πίεση (της τάξης των 200 bar) και σε πολύ χαμηλή θερμοκρασία σε ειδικά διαμορφωμένες μονωμένες δεξαμενές, όπως φαίνεται στο Σχήμα 7.



Σχήμα 7. Δεξαμενή αποθήκευσης υγρού υδρογόνου

2.2.5.2 Υπερπλήρωση

Για να αυξηθεί η μέγιστη ισχύς των κινητήρων υδρογόνου έμμεσης εγχύσεως σε σχέση με των αντίστοιχων με συμβατικά καύσιμα, μπορεί να εφαρμοστεί η υπερπλήρωση (super-charging) [6,27]. Με τον τρόπο αυτόν παρατηρείται αύξηση της μέγιστης ισχύος κατά περίπου 30% σε σχέση με τον αντίστοιχο ατμοσφαιρικό (φυσικής αναπνοής) βενζινοκινητήρα. Το μειονέκτημα όμως είναι η σημαντική αύξηση των εκπεμπόμενων ρύπων NO_x , λόγω της υψηλότερης πίεσης και θερμοκρασίας του αερίου κατά τη διάρκεια της καύσης, ενώ παράλληλα αυξάνεται η πιθανότητα να παρατηρηθεί πρόωρη ανάφλεξη, αφού και οι θερμοκρασίες των τοιχωμάτων είναι μεγαλύτερες [6,28,29]. Για να αποφευχθεί η

πρώρη ανάφλεξη ρυθμίζεται η χρονική στιγμή έναυσης, ενώ περιορίζεται η εγχυόμενη ποσότητα υδρογόνου (μεταβολή του λόγου ισοδυναμίας προς τη φτωχή περιοχή). Με τον τρόπο αυτόν όμως περιορίζεται ταυτόχρονα η αύξηση της μέγιστης ισχύος σε μόλις 15% σε σχέση με έναν ατμοσφαιρικό βενζινοκινητήρα.

Η υπερπλήρωση μπορεί να εφαρμοστεί και σε κινητήρα με άμεση έγχυση υδρογόνου με αντίστοιχα αποτελέσματα (αύξηση μέγιστης ισχύος και εκπεμπόμενων ρύπων). Το μοναδικό μειονέκτημα σε αυτήν την περίπτωση είναι ότι ο εγχυτήρας υδρογόνου πρέπει να λειτουργεί σε ακόμα υψηλότερη πίεση (πάνω από 100 bar), γεγονός που είναι απαγορευτικό για τους υπάρχοντες εγχυτήρες υδρογόνου, ενώ υπάρχει σχετική έρευνα για την ανάπτυξη νέων εγχυτήρων, αποκλειστικά σχεδιασμένων για έγχυση υδρογόνου [3,30].

2.2.5.3 Ανακυκλοφορία καυσαερίων

Ένας ευέλικτος τρόπος ρύθμισης του φορτίου και σε κάποιο βαθμό και των ρύπων είναι με τη χρήση της ανακυκλοφορίας καυσαερίων (Exhaust Gas Recirculation – EGR) [31,32]. Με τον τρόπο αυτόν ένα ποσοστό των καυσαερίων επανέρχεται στην εισαγωγή και αναμιγνύεται με το εισερχόμενο φρέσκο μίγμα αέρα/υδρογόνου, αυξάνοντας την ειδική θερμοχωρητικότητα του τελικού μίγματος και εκτοπίζοντας ένα μέρος της περίσσειας του αέρα. Το γεγονός αυτό επιδρά στη μέγιστη θερμοκρασία καύσεως, η οποία μειώνεται σημαντικά [33], με αποτέλεσμα οι εκπεμπόμενοι ρύποι να είναι χαμηλότεροι [31]. Η συνηθέστερη στρατηγική λειτουργίας που ακολουθείται είναι η χρήση στοιχειομετρικού μίγματος αέρα/υδρογόνου, οπότε η ρύθμιση του φορτίου γίνεται με τη μεταβολή της ποσότητας της ανακυκλοφορίας καυσαερίων που αναμιγνύεται με το μίγμα αυτό, μέχρι κάποιο όριο όπου εμφανίζεται αστάθεια κατά την καύση λόγω της υψηλής συγκέντρωσης αερίου που δεν συμμετέχει στην καύση [32]. Γίνεται αντιληπτό ότι κατά την αλλαγή του φορτίου μεταβάλλονται και οι εισερχόμενες ποσότητες του αέρα και υδρογόνου, διατηρώντας όμως το λόγο ισοδυναμίας σταθερό (ίσο με το στοιχειομετρικό). Με τη στρατηγική αυτήν, ο βαθμός απόδοσης και η μέγιστη ισχύς διατηρούνται σταθερές, σε σχέση με τη ρύθμιση του φορτίου με τη χρήση μιγμάτων μεταβλητού λόγου ισοδυναμίας (με απουσία της ανακυκλοφορίας των καυσαερίων), ενώ οι εκπεμπόμενοι ρύποι NO_x μειώνονται σημαντικά.

Η μέθοδος αυτή εφαρμόζεται κυρίως κατά την έγχυση υδρογόνου στον οχετό εισαγωγής, όπου η μείωση των εκπεμπόμενων ρύπων είναι σημαντική. Κατά την άμεση έγχυση δεν συνηθίζεται να χρησιμοποιείται η ανακυκλοφορία των καυσαερίων, ενώ για τον έλεγχο των ρύπων και τη μεταβολή του φορτίου διερευνάται η μεταβολή της χρονικής στιγμής της έναρξης της έγχυσης και η διάρκειά της.

2.2.6 Μετατροπές κινητήρων Otto

Οι περισσότεροι κινητήρες Otto που έχουν διερευνηθεί πειραματικά με καύσιμο το υδρογόνο είναι συμβατικοί κινητήρες που έχουν υποστεί ορισμένες μετατροπές [3]. Οι σημαντικότερες που λαμβάνουν χώρα αναφέρονται παρακάτω, ενώ αναλύονται και ορισμένα γενικά χαρακτηριστικά που πρέπει να έχει ένας κινητήρας, ώστε να βελτιωθεί η απόδοσή του και να μεγαλώσει το εύρος λειτουργίας του με τη χρήση του υδρογόνου [15,34].

Ο σπινθηριστής πρέπει να ψύχεται αρκετά, ώστε να αποφεύγεται η ανάφλεξη του υδρογόνου λόγω της υψηλής θερμοκρασίας των ηλεκτροδίων του [10]. Επιπλέον, αφού δεν παρατηρούνται επικαθήσεις στα ηλεκτρόδια κατά την καύση (απουσία υδρογονανθράκων), μπορεί να μειωθεί το διάκενό τους (από 1 mm που χρησιμοποιείται συνήθως), ώστε να μην υπάρξει αστοχία έναυσης και να εφαρμοστεί χαμηλότερη τάση στα ηλεκτρόδιά του (μείωση πιθανότητας πρόωρης ανάφλεξης). Το διάκενο αυτό μπορεί να μειωθεί μέχρι και 0,25 mm, ενώ είναι προτιμότερο να είναι της τάξης του 0,5 mm, αφού σε μικρότερα διάκενα μπορεί να προκύψουν δυσκολίες κατά την εκκίνηση του κινητήρα με την ενδεχόμενη υγραποίηση νερού στις επιφάνειες των ηλεκτροδίων. Το υλικό τους δεν πρέπει να περιέχει λευκόχρυσο (platinum), αφού αποτελεί καταλύτη της οξειδωσης του υδρογόνου και διευκολύνει την πρόωρη ανάφλεξη. Το συγκεκριμένο υλικό, αντιθέτως, μπορεί να χρησιμοποιηθεί στον οχετό εξαγωγής για την οξείδωση του άκαυστου υδρογόνου, που ενδεχομένως περιέχεται στα καυσαέρια.

Επιπλέον, για την αποφυγή των υπόλοιπων θερμών περιοχών στο εσωτερικό του κυλίνδρου, δίνεται προσοχή στη βελτίωση του συστήματος ψύξης, με την περαιτέρω ψύξη της βαλβίδας εξαγωγής και την ενδεχόμενη χρήση περισσότερων από μία, ώστε να μειωθεί η μέση θερμοκρασία τους [3].

Σημαντικός παράγοντας είναι και η σωστή διαχείριση του λιπαντικού ελαίου, ώστε να μην δημιουργούνται εναποθέσεις με υψηλή θερμοκρασία σε διάφορα σημεία των τοιχωμάτων του κυλίνδρου. Επιπλέον, το λιπαντικό έλαιο δεν πρέπει να αλλάζει ιδιότητες και να διαβρώνεται από την ύπαρξη σημαντικού ποσοστού νερού στα καυσαέρια.

Σχετικά με τα διάκενα του εμβόλου, λόγω του μεγάλου συντελεστή διάχυσης μάζας του υδρογόνου, υπάρχει το ενδεχόμενο τα φαινόμενα καύσης να παρατηρηθούν ακόμα και στο εσωτερικό του πρώτου διακένου (top land crevice), το οποίο έχει αρκετά μικρές διαστάσεις (πάχος της τάξης του 0,5 mm) [35]. Σε αυτήν την περίπτωση, αυξάνεται τοπικά η θερμοκρασία, γεγονός που μπορεί να οδηγήσει σε πρόωρη ανάφλεξη του μίγματος στον επόμενο κύκλο λειτουργίας [3]. Για να αποφευχθεί αυτό, μειώνονται οι διαστάσεις των διακένων (σε πάχος σχεδόν 0,15 mm), με σκοπό να μην μπορεί να εισχωρήσει η φλόγα

υδρογόνου στο εσωτερικό τους. Επιπλέον, για να μη διαφύγει σημαντική ποσότητα υδρογόνου στο στροφαλοθάλαμο (ο οποίος πρέπει να αερίζεται, ώστε να μη σχηματιστεί αναφλέξιμο μίγμα στο εσωτερικό του), αυξάνεται ο συνολικός αριθμός των διακένων και ελατηρίων.

Τα χαρακτηριστικά του κινητήρα υδρογόνου εξαρτώνται σε σημαντικό βαθμό από την επιλογή του τρόπου εισαγωγής του υδρογόνου στον κύλινδρο. Κατά την έγχυση υδρογόνου στον οχετό εισαγωγής (PFI), η έναρξη της έγχυσης καθυστερεί ώστε ο εισερχόμενος φρέσκος αέρας να προλάβει να ψύξει τα τοιχώματα του κυλίνδρου για όσο το δυνατόν μεγαλύτερο χρονικό διάστημα. Η πίεση εγχύσεως είναι αρκετά χαμηλή, ενώ μπορούν να τοποθετηθούν περισσότεροι του ενός εγχυτήρες, στην περίπτωση που οι ανάγκες για παροχή υδρογόνου είναι αυξημένες (π.χ. σε υψηλό φορτίο ή/και υψηλή ταχύτητα περιστροφής) [13]. Κατά την έγχυση υδρογόνου απευθείας στο εσωτερικό του κυλίνδρου (DI), υπάρχει η απαίτηση ο εγχυτήρας να μπορεί να διαχειριστεί μεγάλη ποσότητα υδρογόνου (της τάξης των 4-6 g/s) υπό υψηλή πίεση, ενώ συνήθως δεν μπορούν να τοποθετηθούν περισσότεροι από ένας εγχυτήρας, λόγω της γεωμετρίας και του περιορισμένου διαθέσιμου χώρου στην κεφαλή του κυλίνδρου. Και στις δύο κατηγορίες εισαγωγής υδρογόνου στον κύλινδρο υπάρχει η ανάγκη για ψύξη των τοιχωμάτων από τον ψυχρό εισερχόμενο αέρα. Το γεγονός αυτό επιτυγχάνεται με την καθυστέρηση της έγχυσης υδρογόνου (είτε στον οχετό εισαγωγής είτε στο εσωτερικό του κυλίνδρου) και της κατάλληλης ρύθμισής της, καθώς και με τον κατάλληλο χρονισμό των βαλβίδων για την αύξηση της απόπλυσης των καυσαερίων. Επιπλέον, μπορεί να εφαρμοστεί και ο μεταβλητός χρονισμός των βαλβίδων (variable valve timing), ανάλογα με το φορτίο και την ταχύτητα περιστροφής του κινητήρα [13,34].

Η επιλογή του βαθμού συμπίεσης του κινητήρα γίνεται με αντίστοιχο τρόπο, όπως σε κινητήρες με χρήση άλλων καυσίμων. Στη βιβλιογραφία έχουν δοκιμαστεί κινητήρες Otto με καύσιμο το υδρογόνο με βαθμό συμπίεσης που κυμαίνεται από 7:1 έως 14,5:1, ανάλογα με τις ανάγκες και την εφαρμογή. Η τιμή του βαθμού συμπίεσης μπορεί να βελτιστοποιηθεί για λειτουργία με μέγιστη ισχύ ή με μέγιστο βαθμό απόδοσης [15], ακολουθώντας τη συνηθισμένη πρακτική των κινητήρων με συμβατικά καύσιμα. Προσοχή πρέπει να δίνεται και στην επίδραση του βαθμού συμπίεσης στην πρόωρη ανάφλεξη του μίγματος (μόνο σε PFI στρατηγική), καθώς και στις απώλειες θερμότητας προς τα τοιχώματα (για υψηλό βαθμό συμπίεσης).

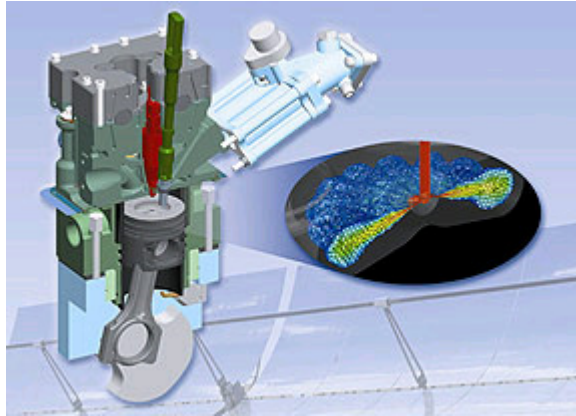
Ο σχεδιασμός του συστήματος εισαγωγής των αερίων στον κύλινδρο, καθώς και το υφιστάμενο πεδίο ροής στο εσωτερικό του καλό είναι να μεταβάλλονται σε σχέση με τον αντίστοιχο βενζινοκινητήρα, ώστε να αυξηθεί η απόδοση του κινητήρα [3]. Συγκεκριμένα, η διάμετρος του οχετού εισαγωγής πρέπει να αυξάνεται, λόγω των υψηλών ταχυτήτων του υδρογόνου (εφόσον το υδρογόνο έχει αρκετά χαμηλή πυκνότητα) και των κυμάτων πίεσης

που δημιουργούνται κατά την έγχυσή του (σε PFI στρατηγική μόνο). Με τον τρόπο αυτόν αυξάνεται ο βαθμός πληρώσεως και κατ' επέκταση και ο βαθμός απόδοσης του κινητήρα. Όσον αφορά το πεδίο ροής και τύρβης στο εσωτερικό του κυλίνδρου, λόγω της μεγάλης ταχύτητας της φλόγας υδρογόνου, δεν απαιτούνται ειδικές διαμορφώσεις κυλινδροκεφαλών ή διαμορφώσεις εμβόλων. Το επίπεδο της τύρβης πρέπει να διατηρείται σε χαμηλά επίπεδα, αφού έτσι κι αλλιώς η πολύ υψηλή ταχύτητα καύσης του υδρογόνου εξασφαλίζει την ολοκλήρωση της καύσης μέσα σε λίγες μοίρες γωνίας στροφάλου. Επιπλέον, με τη μείωση της τύρβης μειώνονται οι απώλειες θερμότητας, γεγονός που επιφέρει αύξηση του βαθμού απόδοσης. Η ενδεδειγμένη γεωμετρία είναι η επίπεδη κεφαλή κυλίνδρου και εμβόλου, ενώ η εισαγωγή του μίγματος στον κύλινδρο προτείνεται να γίνεται με απλή γεωμετρία οχετού εισαγωγής και βαλβίδων, ώστε να αποφευχθεί η παραγωγή συστροφής του εισερχόμενου αερίου (που επίσης επιφέρει σημαντική αύξηση απωλειών θερμότητας [36]).

2.3 Κινητήρες Diesel και HCCI με καύσιμο το υδρογόνο

Η βιβλιογραφική επισκόπηση μέχρι τώρα επικεντρώθηκε αποκλειστικά σε κινητήρες Otto με καύσιμο υδρογόνο, αφού η σχετική έρευνα έχει προχωρήσει αρκετά. Η λειτουργία τους έχει διερευνηθεί σε μεγάλο βαθμό, ενώ και οι αυτοκινητοβιομηχανίες έχουν δείξει πρακτικό ενδιαφέρον προς αυτήν την τεχνολογία.

Σε κινητήρες Diesel και προαναμεμιγμένης καύσης (Homogeneous Charge Compression Ignition – HCCI) με καύσιμο το υδρογόνο η έρευνα είναι αρκετά πρώιμη. Οι λίγες ερευνητικές εργασίες έχουν αναδείξει ορισμένα μειονεκτήματα της λειτουργίας αυτής, καθώς οι κινητήρες αυτοί έχουν αρκετά υψηλό βαθμό συμπίεσης και τα φαινόμενα πρόωρης ανάφλεξης είναι έντονα και συχνά. Δίνεται μεγάλη προσοχή στην έγχυση υδρογόνου, και με την υπολογιστική προσομοίωση με την εφαρμογή ρευστομηχανικών μοντέλων διερευνώνται οι παράμετροι που σχετίζονται με την έγχυση (π.χ. έναρξη της έγχυσης, συνολικοί παλμοί έγχυσης, αριθμός σπών, κτλ.) [30] και η διαστρωμάτωση του υδρογόνου στο εσωτερικό του κυλίνδρου, όπως φαίνεται στο Σχήμα 8.



Σχήμα 8. Υπολογιστική προσομοίωση έγχυσης υδρογόνου στο εσωτερικό του κυλίνδρου σε κινητήρα HCCI

Μια πρόσφατη πειραματική διερεύνηση σε κινητήρα HCCI με καύσιμο υδρογόνο έδειξε ότι ήταν εφικτή η λειτουργία μόνο σε χαμηλό και μέσο φορτίο, χωρίς να εμφανιστεί πρόωρη ανάφλεξη [30]. Επιπλέον, η έντονη προθέρμανση του εισερχόμενου αέρα ή η μεγάλη ποσότητα θερμού ανακυκλοφορούμενου καυσαερίου ήταν αναγκαία, ώστε το μίγμα να έχει αρκετά υψηλή θερμοκρασία (της τάξης των 1100 K) για να αυτανάφλεγεί πλησίον του ΑΝΣ [30,37]. Το συγκεκριμένο γεγονός σχετίζεται με την υψηλότερη θερμοκρασία αυτανάφλεξης του υδρογόνου, σε σχέση με τα συμβατικά καύσιμα (βλέπε Πίνακα 1). Σε μεσαία και χαμηλά φορτία, όμως, ο βαθμός απόδοσης είναι αρκετά υψηλός και οι εκπεμπόμενοι ρύποι NO_x πολύ χαμηλοί, καθώς η μέγιστη θερμοκρασία της καύσης διατηρείται σε χαμηλά επίπεδα.

Αντίστοιχα είναι και τα συμπεράσματα σε πειραματικές διερευνήσεις κινητήρων Diesel με καύσιμο το υδρογόνο. Λόγω της υψηλής θερμοκρασίας αυτανάφλεξης του υδρογόνου, απαιτείται προθέρμανση του εισερχόμενου αέρα ή ακόμα υπερπλήρωση χωρίς την ύπαρξη ενδιάμεσου ψυγείου (intercooler), ενώ επιπλέον γίνεται συχνά χρήση της ανακυκλοφορίας καυσαερίων [3]. Τα μέτρα αυτά λαμβάνονται για αύξηση του φορτίου και τη σταθεροποίηση της καύσης, ενώ και πάλι σε υψηλό φορτίο παρατηρείται συχνά η πρόωρη ανάφλεξη του μίγματος.

2.4 Ασφάλεια χρήσης υδρογόνου

Οι φυσικές και χημικές ιδιότητες του υδρογόνου απαιτούν μια προσεκτική προσέγγιση όσον αφορά τη διαχείριση και την αποθήκευσή του. Συγκεκριμένα, το υδρογόνο έχει σημαντικά υψηλή διάχυση μάζας, που σημαίνει ότι είναι ικανό να διαφεύγει σχετικά εύκολα ακόμα και από ερμητικά κλειστά δοχεία (π.χ. δεξαμενές καυσίμου). Επιπλέον, λόγω του μεγάλου εύρους αναφλεξιμότητας του στον αέρα, μπορεί να αναφλεγεί ακόμα και αν η

συγκέντρωσή του είναι αρκετά χαμηλή, ενώ για το σκοπό αυτόν αρκεί μια πηγή έναυσης (ignition source), που μπορεί να είναι ακόμα και μια ηλεκτρική συσκευή [3,22]. Το υδρογόνο, όπως επίσης και η φλόγα του, δεν γίνονται αντιληπτές οπτικά, επομένως απαιτείται μια πρόσθετη προφύλαξη και μέτρα.

Για την αποφυγή σχηματισμού μιγμάτων αέρα/υδρογόνου ικανά να αναφλεγούν, απαιτείται ο αερισμός (ventilation) τόσο του στροφαλοθαλάμου, όπως αναφέρθηκε προηγουμένως, όσο και του χώρου στον οποίο βρίσκεται ο κινητήρας υδρογόνου και η δεξαμενή αποθήκευσης.

Για την ανίχνευση του υδρογόνου υπάρχουν αρκετοί τύποι αισθητήρων (hydrogen sensors), οι οποίοι παρέχουν μια ένδειξη της ύπαρξης υδρογόνου στον αέρα. Οι περισσότεροι λειτουργούν υπό χαμηλή πίεση (περίπου ίση με την ατμοσφαιρική πίεση) και τοποθετούνται σε κατάλληλα σημεία, όπως στον οχετό εισαγωγής και εξαγωγής, στη σωλήνωση που συνδέεται με την τροφοδοσία καυσίμου και πλησίον της δεξαμενής καυσίμου [3]. Μία τυπική τιμή του αισθητήρα υδρογόνου, πάνω από την οποία διακόπτεται η τροφοδοσία υδρογόνου, είναι για συγκέντρωση του υδρογόνου ίση με το 25% του κατώτερου ορίου αναφλεξιμότητας (ίση με περίπου 1% κατ' όγκο σε αέρα).

Για την ανίχνευση της φλόγας υδρογόνου, η οποία δεν είναι ορατή, χρησιμοποιούνται ειδικοί θερμικοί (thermal fire detectors) και οπτικοί ανιχνευτές (optical sensors). Σημαντικός παράγοντας για τη χρήση και επιλογή τους είναι η απόσταση ανίχνευσης, το μέγεθος της φλόγας που μπορούν να ανιχνεύσουν, καθώς και ο χρόνος απόκρισής τους [38].

Αξίζει να επισημανθεί ότι ο τομέας της ασφάλειας της χρήσης του υδρογόνου αποτελεί ένα ενεργό ερευνητικό πεδίο. Πολλές ερευνητικές ομάδες ασχολούνται με την ανάπτυξη μεθόδων αύξησης της ασφάλειας, τόσο στα οχήματα με κινητήρες υδρογόνου, όσο και στους σταθμούς ανεφοδιασμού και στις δεξαμενές καυσίμου. Νέοι ανιχνευτές υδρογόνου αναπτύσσονται [39,40] και ρευστομηχανικά μοντέλα προσομοίωσης εφαρμόζονται για τη μελέτη της διασποράς υδρογόνου στην ατμόσφαιρα [41]. Με την κατανόηση των κινδύνων που υπάρχουν και την επίλυσή τους, είναι σχεδόν βέβαιο ότι στο μέλλον η ασφάλεια που παρέχει ένα όχημα με κινητήρα υδρογόνου θα είναι εφάμιλλη με αυτήν ενός συμβατικού.

2.5 Μοντέλα προσομοίωσης εμβολοφόρων ΜΕΚ

Στην παρούσα υπο-παράγραφο θα παρουσιαστούν ορισμένα χαρακτηριστικά των υπολογιστικών μοντέλων που έχουν αναπτυχθεί για την προσομοίωση εμβολοφόρων ΜΕΚ. Θα παρουσιαστούν αρχικά τα φαινομενολογικά και θερμοδυναμικά μοντέλα προσομοίωσης, όπου θα δοθούν τα γενικά χαρακτηριστικά τους. Στη συνέχεια, θα αναλυθούν σε

μεγαλύτερο βαθμό τα ρευστομηχανικά μοντέλα, αφού τα συγκεκριμένα αποτελούν το αντικείμενο της παρούσας Διδακτορικής Διατριβής.

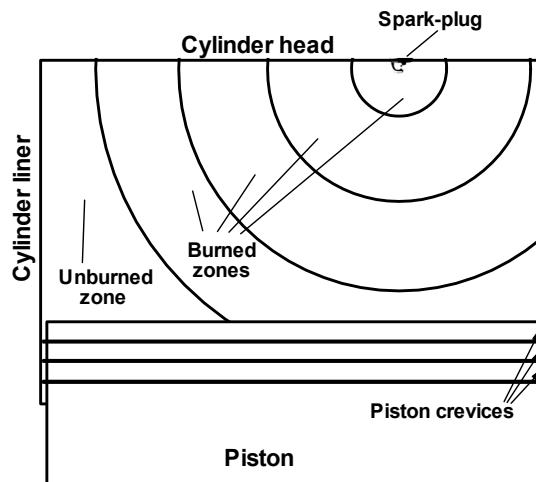
2.5.1 Φαινομενολογικά και θερμοδυναμικά μοντέλα προσομοίωσης

Στα φαινομενολογικά και θερμοδυναμικά μοντέλα προσομοίωσης γίνεται μια απλούστευση της περιγραφής των φαινομένων και της λειτουργίας της εμβολοφόρου ΜΕΚ. Το εσωτερικό του κυλίνδρου χωρίζεται σε έναν ή περισσότερους διακριτούς όγκους (ζώνες) [42], όπου σε κάθε μία από αυτές εφαρμόζεται συνήθως ο πρώτος θερμοδυναμικός νόμος [43]. Κάθε όγκος θεωρείται ότι έχει ομοιόμορφες θερμοδυναμικές ιδιότητες και ενδέχεται να συναλλάσσει μάζα και ενέργεια με τους διπλανούς του [44,45]. Ανάλογα με τον αριθμό των ζωνών που χρησιμοποιούνται, επομένως και της χωρικής διαστρωμάτωσης και της ακρίβειας που προσφέρουν, χωρίζονται κυρίως σε:

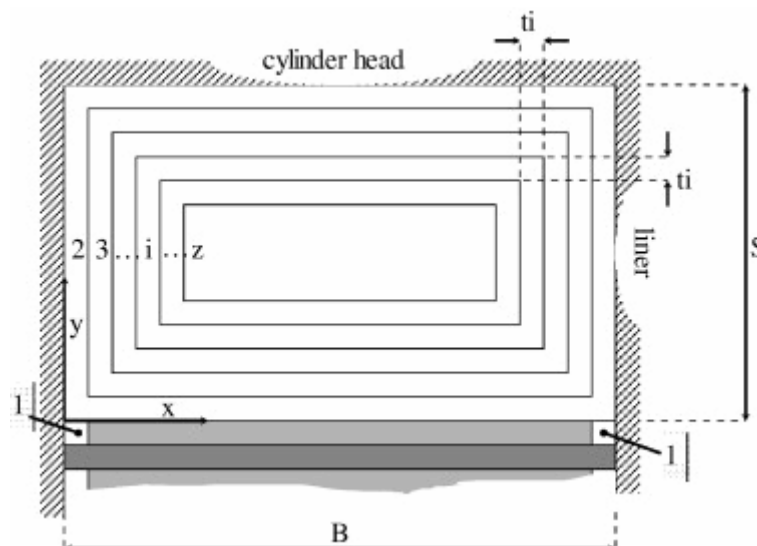
- Μονοζωνικά (single-zone) [46]. Σχηματίζεται μία ζώνη μόνο, η οποία περιλαμβάνει τόσο το καμένο όσο και το άκαυστο αέριο. Το σημαντικότερο μειονέκτημα αυτών των μοντέλων προσομοίωσης είναι η μεγάλη αβεβαιότητα στον υπολογισμό των απωλειών θερμότητας και των εκπεμπόμενων ρύπων.
- Διζωνικά (two-zone) [47]. Κατά τη συμπίεση σχηματίζεται μόνο μία ζώνη, η οποία περιλαμβάνει το άκαυστο μίγμα, ενώ από την έναρξη της καύσης και στη συνέχεια μέχρι το τέλος της αποτόνωσης σχηματίζεται μία επιπλέον ζώνη, που περιλαμβάνει το καμένο αέριο. Η χωρική διαστρωμάτωση της θερμοκρασίας με τη χρήση μόνο μίας ζώνης καμένου αερίου δεν επιτρέπει τον αξιόπιστο υπολογισμό των εκπεμπόμενων ρύπων, ενώ τα μεγέθη απόδοσης προβλέπονται με σχετικά καλή ακρίβεια.
- Πολυζωνικά (multi-zone) [48]. Στα μοντέλα προσομοίωσης αυτά συνήθως σχηματίζεται μία ζώνη κατά τη συμπίεση, ενώ από την έναρξη της καύσης αυξάνεται ο αριθμός των ζωνών που περιλαμβάνουν το καμένο αέριο, με σκοπό να περιγραφεί το φαινόμενο πιο αξιόπιστα [49]. Με τη μέθοδο αυτήν, περιγράφεται πιο ρεαλιστικά η διαστρωμάτωση των διάφορων μεγεθών (π.χ. θερμοκρασία), με σκοπό τον πιο λεπτομερή υπολογισμό των εκπεμπόμενων ρύπων.

Στο Σχήμα 9 φαίνονται χαρακτηριστικά οι ζώνες που σχηματίζονται στο εσωτερικό του κυλίνδρου ενός κινητήρα Otto, ακολουθώντας τη μέθοδο που εφαρμόζεται στα πολυζωνικά μοντέλα προσομοίωσης κατά τη διάρκεια της καύσης. Οι ζώνες του καμένου αερίου ξεκινάνε από το σπινθηριστή και επεκτείνονται ακτινικά, καθώς διαδίδεται η φλόγα, ενώ ο όγκος της ζώνης του άκαυστου αερίου μειώνεται συνεχώς, μέχρι η φλόγα να καλύψει

ολόκληρο τον κύλινδρο. Ενώ στο Σχήμα 10 διακρίνονται οι ζώνες που σχηματίζονται στο εσωτερικό ενός κινητήρα HCCI [44,45].



Σχήμα 9. Σχηματισμός ζωνών στο εσωτερικό του κυλίνδρου ενός κινητήρα Otto



Σχήμα 10. Σχηματισμός ζωνών στο εσωτερικό του κυλίνδρου ενός κινητήρα HCCI [44]

Ο απαιτούμενος χρόνος προσομοίωσης των φαινομενολογικών και θερμοδυναμικών μοντέλων είναι αρκετά χαμηλός, αφού ακόμα και στα πολυζωνικά μοντέλα ο αριθμός των ζωνών σπάνια υπερβαίνει τις 20 στα μοντέλα για κινητήρες Otto και HCCI [44,50] και τις 1000 στα μοντέλα για κινητήρες Diesel [51]. Το πλεονέκτημα αυτό είναι σημαντικό, κάνοντάς τα κατάλληλα για τη διερεύνηση διαφορετικών πολυπαραμετρικών στρατηγικών λειτουργίας εμβολοφόρων ΜΕΚ, όπου απαιτείται γρήγορη εξαγωγή των συγκριτικών αποτελεσμάτων.

Από την άλλη όμως, τα μοντέλα αυτά βασίζονται σε νόμους της θερμοδυναμικής με την προσθήκη ορισμένων εμπειρικών/ημι-εμπειρικών εκφράσεων, όπως για την περιγραφή της

δέσμης του καυσίμου [52] και της διάδοσης της φλόγας [48]. Επομένως, αδυνατούν να περιγράψουν το τοπικό πεδίο ροής και τύρβης του αερίου στο εσωτερικό του κυλίνδρου και πώς αυτό μπορεί να επηρεάσει ορισμένα φαινόμενα, όπως τη μεταφορά θερμότητας προς τα τοιχώματα και την ανάμιξη του αέρα με το καύσιμο. Επιπλέον, η ύπαρξη αρκετών συντελεστών στις εκφράσεις/συσχετίσεις που περιλαμβάνουν [53] κάνει αμφίβολη την εφαρμογή τους σε κινητήρες, για τους οποίους δεν υπάρχουν μετρημένα μεγέθη, ώστε να προσδιοριστούν οι συντελεστές αυτοί. Παρόλ' αυτά, ακόμα και να μην είναι γνωστές οι ακριβείς τιμές των συντελεστών αυτών, μπορεί να γίνει η εκτίμησή τους εντός ενός σχετικά περιορισμένου εύρους, ώστε στη συνέχεια να εφαρμοστούν τα μοντέλα αυτά για τη διενέργεια παραμετρικών διερευνήσεων και να προκύψουν χρήσιμα συμπεράσματα σε σύντομο χρονικό διάστημα [54]. Στα πλαίσια αυτών των διερευνήσεων μπορεί να μελετηθεί η επίδραση ορισμένων βασικών μεγεθών (π.χ. της θερμοκρασίας του εισερχομένου αέρα, της πίεσης εισαγωγής, κτλ.) στους εκπεμπόμενους ρύπους και στην απόδοση του κινητήρα.

2.5.2 Ρευστομηχανικά μοντέλα προσομοίωσης

2.5.2.1 Εισαγωγή

Τα ρευστομηχανικά μοντέλα προσομοίωσης βασίζονται στην επίλυση των εξισώσεων Navier-Stokes (διατήρησης της συνέχειας και της ορμής) με την προσθήκη των εξισώσεων διατήρησης της ενέργειας, των συστατικών και του μοντέλου τύρβης. Το πιο διαδεδομένο μοντέλο τύρβης είναι το μοντέλο δύο εξισώσεων k - ϵ (τυρβώδης κινητική ενέργεια και ρυθμός καταστροφής της) [55], για το οποίο έχουν αναπτυχθεί διάφορες εκδόσεις (γραμμικό συμβατικό – linear standard [55], γραμμικό RNG – linear RNG (ReNormalization Group) [56], μη γραμμικό RNG – non-linear RNG [57], μη γραμμικό τέταρτης (ανώτερης) τάξης – non-linear quadratic [58-60] κτλ.). Συνήθως, εφαρμόζεται κάποιο γραμμικό μοντέλο τύρβης, αφού τα μη γραμμικά παρουσιάζουν προβλήματα σταθερότητας του κώδικα [60,61]. Πρέπει να επισημανθεί ότι έχουν αναπτυχθεί και άλλα πιο σύνθετα μοντέλα τύρβης, όπως το μοντέλο προσομοίωσης μεγάλων δινών (LES: Large Eddy Simulation), τα οποία απαιτούν σημαντικά περισσότερο υπολογιστικό χρόνο και για το λόγο αυτόν αποφεύχθηκε η χρήση τους. Για τους παραπάνω λόγους στην παρούσα Διδακτορική Διατριβή επιλέχθηκε η χρήση ενός γραμμικού μοντέλου τύρβης δύο εξισώσεων (k - ϵ), όπως θα παρουσιαστεί στο επόμενο κεφάλαιο.

Το σύνολο των εξισώσεων που χρησιμοποιούνται, αποτελούνται από τις εξισώσεις διατήρησης της συνέχειας, ορμής, ενέργειας και των συστατικών, με τη σύζευξη των

εξισώσεων του μοντέλου τύρβης [62,63]. Το υπολογιστικό πεδίο μπορεί να είναι διδιάστατο ή τριδιάστατο, ενώ το σύστημα συντεταγμένων μπορεί να είναι ορθογώνιο (π.χ. καρτεσιανές, κυλινδρικές, σφαιρικές συντεταγμένες) ή μη-ορθογώνιο (καμπυλόγραμμες συντεταγμένες). Στην Εξίσωση (2) φαίνεται η γενικευμένη εξίσωση διατήρησης της ιδιότητας ϕ [62].

$$\frac{\partial(\rho\phi)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho\bar{u}\phi) = \nabla \cdot (\Gamma_{\phi}\nabla(\phi)) + S_{\phi} \quad (2)$$

Στην Εξίσωση (2) ο πρώτος όρος είναι ο χρονικός, ο δεύτερος είναι ο όρος συναγωγής, ο τρίτος είναι ο όρος διάχυσης και ο τελευταίος είναι ο όρος πηγής. Πρέπει να επισημανθεί, ότι η γενικευμένη ιδιότητα ϕ αντικαθίσταται από την εκάστοτε μεταβλητή [64], για την έκφραση της κάθε εξίσωσης διατήρησης.

2.5.2.2 Εξισώσεις διατήρησης

Οι εξισώσεις διατήρησης παρουσιάζονται παρακάτω στο ορθογώνιο σύστημα συντεταγμένων (x,y) για διδιάστατο πεδίο για λόγους απλοποίησης, με τη χρήση του συμβατικού γραμμικού μοντέλου της τύρβης δύο εξισώσεων k-ε [55]. Πρέπει να σημειωθεί ότι οι εξισώσεις διατήρησης που εφαρμόστηκαν στο ρευστομηχανικό κώδικα που αναπτύχθηκε αναφέρονται στο τριδιάστατο υπολογιστικό πεδίο και σε καμπυλόγραμμο σύστημα συντεταγμένων και θα δοθούν στο επόμενο κεφάλαιο.

Εξίσωση συνέχειας ($\phi=1$):

$$\frac{\partial\rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial y} = 0$$

Εξίσωση διατήρησης της u-ορμής (κατά τη x-διεύθυνση) ($\phi=u$):

$$\frac{\partial(\rho u)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho uu)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho uv)}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial x} \left[\Gamma_{\phi} \frac{\partial u}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[\Gamma_{\phi} \frac{\partial u}{\partial y} \right] + S_u$$

Εξίσωση διατήρησης της v-ορμής (κατά τη y-διεύθυνση) ($\phi=v$):

$$\frac{\partial(\rho v)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho uv)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho vv)}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial x} \left[\Gamma_{\phi} \frac{\partial v}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[\Gamma_{\phi} \frac{\partial v}{\partial y} \right] + S_v$$

Εξίσωση διατήρησης της ενέργειας (ενθαλπίας) ($\phi=h$):

$$\frac{\partial(\rho h)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u h)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v h)}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial x} \left[\Gamma_{\phi} \frac{\partial h}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[\Gamma_{\phi} \frac{\partial h}{\partial y} \right] + S_h$$

Εξίσωση διατήρησης της τυρβώδους κινητικής ενέργειας ($\phi=k$):

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u k)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v k)}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial x} \left[\Gamma_{\phi} \frac{\partial k}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[\Gamma_{\phi} \frac{\partial k}{\partial y} \right] + S_k$$

Εξίσωση διατήρησης του ρυθμού καταστροφής της τυρβώδους κινητικής ενέργειας ($\phi=\varepsilon$):

$$\frac{\partial(\rho \varepsilon)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u \varepsilon)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v \varepsilon)}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial x} \left[\Gamma_{\phi} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[\Gamma_{\phi} \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} \right] + S_{\varepsilon}$$

Εξίσωση διατήρησης του συστατικού (i) ($\phi=Y_i$):

$$\frac{\partial(\rho Y_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u Y_i)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v Y_i)}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial x} \left[\Gamma_{\phi} \frac{\partial Y_i}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[\Gamma_{\phi} \frac{\partial Y_i}{\partial y} \right] + S_{y_i}$$

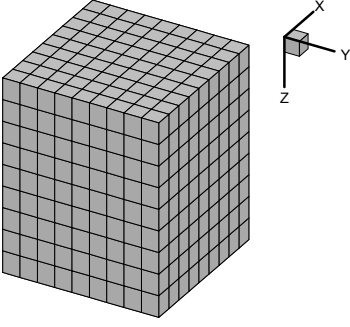
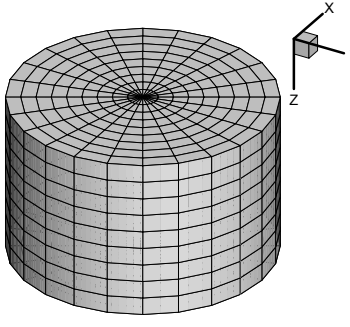
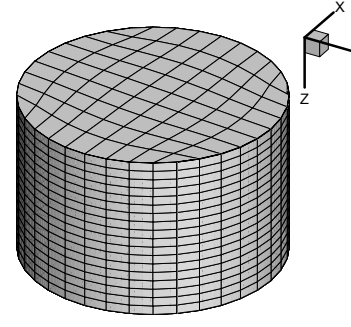
Οι όροι πηγής (S_{ϕ}), που εμφανίζονται στις παραπάνω εξισώσεις διατήρησης και οι αντίστοιχοι συντελεστές διάχυσης (Γ_{ϕ}), φαίνονται στον Πίνακα 2.

Πίνακας 2. Όροι πηγής και συντελεστές διάχυσης των εξισώσεων διατήρησης σε δύο διαστάσεις σε ορθογώνιες συντεταγμένες

Μεταβλητή	Όρος πηγής (S_{ϕ})	Συντελεστής διάχυσης (Γ_{ϕ})
u	$-\frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left[\Gamma_{\phi} \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[\Gamma_{\phi} \left(\frac{\partial v}{\partial x} \right) \right] - \frac{2}{3} \frac{\partial(\rho k)}{\partial x} - \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial x} \left[\Gamma_{\phi} \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) \right]$	μ_{eff}
v	$-\frac{\partial P}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial y} \left[\Gamma_{\phi} \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial x} \left[\Gamma_{\phi} \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right) \right] - \frac{2}{3} \frac{\partial(\rho k)}{\partial y} - \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial y} \left[\Gamma_{\phi} \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) \right]$	μ_{eff}
h	$\frac{\partial P}{\partial t} + u \frac{\partial P}{\partial x} + v \frac{\partial P}{\partial y} + G_k$	$\mu/Pr + \mu_t/Pr_t$
k	$G_k - \rho \varepsilon$	μ_{eff}/σ_k
ε	$C_1 G_k \frac{\varepsilon}{k} - C_2 \rho \frac{\varepsilon^2}{k} + C_3 \rho \varepsilon \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right)$	$\mu_{eff}/\sigma_{\varepsilon}$
Y_i	$\rho \omega_i$	$\mu/Sc_i + \mu_t/Sc_{i,t}$

Στις παραπάνω εξισώσεις περιέχονται αρκετά μεγέθη, όπως η ενεργός συνεκτικότητα (μ_{eff}) (effective viscosity), η οποία είναι το άθροισμα της τυρβώδους (μ_t) (turbulent viscosity) και της στρωτής συνεκτικότητας (μ_l) (laminar viscosity), ο ρυθμός παραγωγής της τυρβώδους κινητικής ενέργειας ανά μονάδα όγκου (G_k), ο ρυθμός αντίδρασης του (i) συστατικού (ω_i ; $kg/kg/s$) και διάφορες σταθερές (π.χ. C_1, C_2, C_3) και αδιάστατοι αριθμοί (οι αριθμοί Prandtl και Schmidt), οι οποίοι θα αναλυθούν με λεπτομέρεια στο επόμενο κεφάλαιο.

Το σύνολο των εξισώσεων που λαμβάνεται υπόψιν και επιλύεται είναι το ίδιο σε κάθε ρευστομηχανικό μοντέλο, εκτός βέβαια από τις εξισώσεις του μοντέλου της τύρβης, οι οποίες ενδέχεται να αλλάζουν από λίγο έως πολύ, ανάλογα με ποιό μοντέλο τύρβης χρησιμοποιείται [56]. Ορισμένες βασικές διαφοροποιήσεις των ρευστομηχανικών μοντέλων οφείλονται στις διαφορετικές τιμές των σταθερών που μπορεί να χρησιμοποιηθούν [55,56], όπως στις σταθερές του μοντέλου τύρβης, στις οριακές συνθήκες που εφαρμόζονται, στους ποικίλους τρόπους διακριτοποίησης των διάφορων όρων (π.χ. υβριδικό, QUICK) [65-67], στο μοντέλο μεταφοράς θερμότητας που χρησιμοποιείται [36], στο μοντέλο των διακένων του εμβόλου (αν λαμβάνεται υπόψιν) [68], καθώς και στον αλγόριθμο διόρθωσης της πίεσης (π.χ. αλγόριθμος SIMPLE, SIMPLER, PISO) [69-73]. Επιπρόσθετα, σημαντικό ρόλο παίζει και το υπολογιστικό πλέγμα που κατασκευάζεται [36], το οποίο μπορεί να είναι δομημένο ή μη δομημένο (structured/unstructured) [74,75]. Ο ρυθμός σύγκλισης και η ακρίβεια των υπολογισμών επηρεάζεται σε μεγάλο βαθμό από την πυκνότητα των πλεγματικών γραμμών, τον τρόπο διαχείρισης της κίνησης του εμβόλου και των βαλβίδων, και την ακρίβεια υπολογισμού των διάφορων γεωμετρικών συντελεστών [36,76]. Σημαντικός παράγοντας για αξιόπιστες προσομοιώσεις είναι το πλέγμα να περιγράφει με ακρίβεια τη γεωμετρία του κυλίνδρου, του οχετού εισαγωγής και των βαλβίδων. Ο κύλινδρος ενδέχεται να έχει κάποια διαμόρφωση (εμβόλου – bowl-in-piston ή/και κεφαλής κυλίνδρου – wedge, pent-roof) και σε συνδυασμό με την πολύπλοκη γεωμετρία του συστήματος εισαγωγής απαιτείται σε αρκετές περιπτώσεις η ύπαρξη τριδιάστατων υπολογιστικών πλεγμάτων, οπότε αυξάνεται η πολυπλοκότητα της επίλυσης των εξισώσεων διατήρησης, όπως επίσης και ο απαιτούμενος υπολογιστικός χρόνος. Στο Σχήμα 11 φαίνονται δύο τριδιάστατα ορθογώνια πλέγματα (σε καρτεσιανές και κυλινδρικές συντεταγμένες) και ένα τριδιάστατο μη ορθογώνιο πλέγμα σε καμπυλόγραμμες συντεταγμένες.

Ορθογώνια πλέγματα		Μη-ορθογώνιο πλέγμα
Καρτεσιανές συντεταγμένες	Κυλινδρικές συντεταγμένες	Καμπυλόγραμμες συντεταγμένες
		

Σχήμα 11. Τριδιάστατα υπολογιστικά πλέγματα σε καρτεσιανές, κυλινδρικές και καμπυλόγραμμες συντεταγμένες

Όπως γίνεται εύκολα αντιληπτό, το υπολογιστικό πλέγμα σε καρτεσιανές συντεταγμένες (αριστερό πλέγμα στο Σχήμα 11) απέχει πολύ από τη συνήθη γεωμετρία του θαλάμου καύσης και επομένως δεν συνιστάται να εφαρμοστεί, αφού αδυνατεί να περιγράψει τη γεωμετρία του κυλίνδρου προς προσομοίωση. Από την άλλη, το πλέγμα σε κυλινδρικές συντεταγμένες (μεσαίο πλέγμα στο Σχήμα 11) μπορεί να περιγράψει μόνο απλές γεωμετρίες κυλίνδρων, όπου δεν υπάρχουν πολύπλοκες διαμορφώσεις. Το πλέγμα σε καμπυλόγραμμες συντεταγμένες (δεξιό πλέγμα στο Σχήμα 11) μπορεί να περιγράψει οποιαδήποτε γεωμετρία κυλίνδρου, καθώς δεν υπάρχουν περιορισμοί στη μορφή των εξαέδρων υπολογιστικών κελιών του, τα οποία έχουν προκύψει από το μετασχηματισμό των συντεταγμένων, όπως θα παρουσιαστεί σε επόμενο κεφάλαιο (Κεφάλαιο 4).

2.5.2.3 Σύντομη ιστορική αναδρομή ρευστομηχανικών μοντέλων για εφαρμογή σε εμβολοφόρες ΜΕΚ

Οι πρώτες απόπειρες για εφαρμογή ρευστομηχανικών μοντέλων προσομοίωσης σε εμβολοφόρες ΜΕΚ έγιναν στα τέλη της δεκαετίας του '70 [77,78]. Τα υπολογιστικά πεδία των υπολογιστικών μοντέλων περιορίζονταν σε αξονοσυμμετρικές συντεταγμένες δύο διαστάσεων, με σκοπό να μειωθεί όσο το δυνατόν περισσότερο ο υπολογιστικός χρόνος, ενώ οι διαστάσεις των υπολογιστικών κελιών ήταν αρκετά μεγάλες (αραιό πλέγμα – coarse mesh).

Στη δεκαετία του '80, εμφανίζονται όλο και πιο πολλές ερευνητικές ομάδες που εφαρμόζουν τα πολυδιάστατα (multi-dimensional) μοντέλα προσομοίωσης, όπως τα αποκαλούσαν τότε. Τα υπολογιστικά πεδία εξακολουθούν να είναι διδιάστατα

αξονοσυμμετρικά, όμως έχουν αρχίσει να προσομοιώνονται όλο και περισσότερα φαινόμενα, όπως η δέσμη του καυσίμου σε κινητήρα Diesel [79], το πεδίο ροής του αερίου στο εσωτερικό του κυλίνδρου [80], τα διάκενα του εμβόλου [81], και η καύση [82]. Την ίδια δεκαετία έγιναν με επιτυχία και οι πρώτες απόπειρες για επέκταση του υπολογιστικού πεδίου στις τρεις διαστάσεις [83,84], όμως οι περιορισμένοι υπολογιστικοί πόροι έκαναν τέτοιες προσομοιώσεις απαγορευτικές.

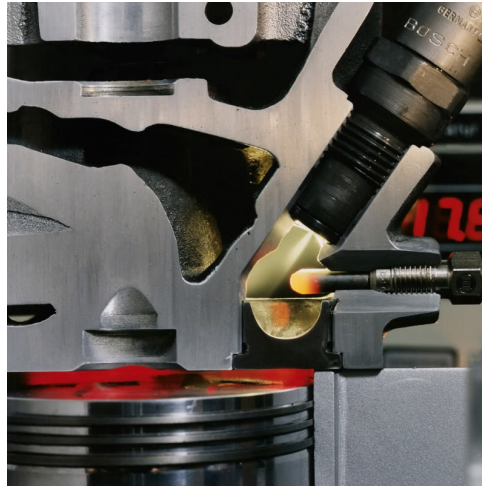
Από το 1990 και έπειτα, με τη σημαντική αύξηση της συχνότητας λειτουργίας των κεντρικών μονάδων επεξεργασίας (Central Processing Unit – CPU) των υπολογιστών, τα ρευστομηχανικά μοντέλα προσομοίωσης άρχισαν να αναπτύσσονται και να εφαρμόζονται ολοένα και περισσότερο, εφόσον η περιγραφή των διεργασιών στο εσωτερικό του κυλίνδρου μπορούσε να γίνει πιο ρεαλιστικά και με μεγάλη λεπτομέρεια, λαμβάνοντας υπόψιν τα τοπικά θερμοδυναμικά χαρακτηριστικά του εργαζόμενου μέσου. Ταυτόχρονα, αναπτύχθηκαν και σχετικοί εμπορικοί κώδικες [85,86], οπότε και διευρύνθηκε η χρήση τους. Επιπλέον, η γεωμετρία των κυλίνδρων των εμβολοφόρων ΜΕΚ άρχισε να γίνεται όλο και πιο πολύπλοκη, ξεφεύγοντας από την καθαρά κυλινδρική. Στους τότε σύγχρονους κινητήρες Otto η κεφαλή του κυλίνδρου συνήθως δεν ήταν πια επίπεδη, αλλά υπήρχε διαμόρφωση (pent-roof), όπου τοποθετούνταν 4 βαλβίδες (2 εισαγωγής και 2 εξαγωγής) για την αύξηση του βαθμού πληρώσεως, όπως φαίνεται στο Σχήμα 12 (αριστερά). Αντίστοιχα, στους κινητήρες Diesel η καθαρά κυλινδρική διαμόρφωση του εμβόλου άρχισε να αντικαθίσταται από μια πιο πολύπλοκη γεωμετρία (bowl-in-piston), για την αύξηση του επιπέδου της τύρβης και σύνθλιψης (squish) στο εσωτερικό του κυλίνδρου με αποτέλεσμα την καλύτερη ανάμιξη αέρα/καυσίμου, όπως φαίνεται για παράδειγμα στο Σχήμα 12 (δεξιά).



Σχήμα 12. Κεφαλή κυλίνδρου με διαμόρφωση (pent-roof) (αριστερά) και μη κυλινδρική διαμόρφωση εμβόλου (bowl-in-piston) (δεξιά)

Επιπλέον, στους κινητήρες Diesel ήταν έντονο το ερευνητικό ενδιαφέρον στους διμερείς θαλάμους καύσης (pre-combustion chamber, indirect injection – IDI), Σχήμα 13, η

γεωμετρία των οποίων μπορούσε να διερευνηθεί ρεαλιστικά μόνο με τη χρήση ρευστομηχανικών μοντέλων.



Σχήμα 13. Γεωμετρία διμερή θαλάμου καύσης κινητήρα Diesel

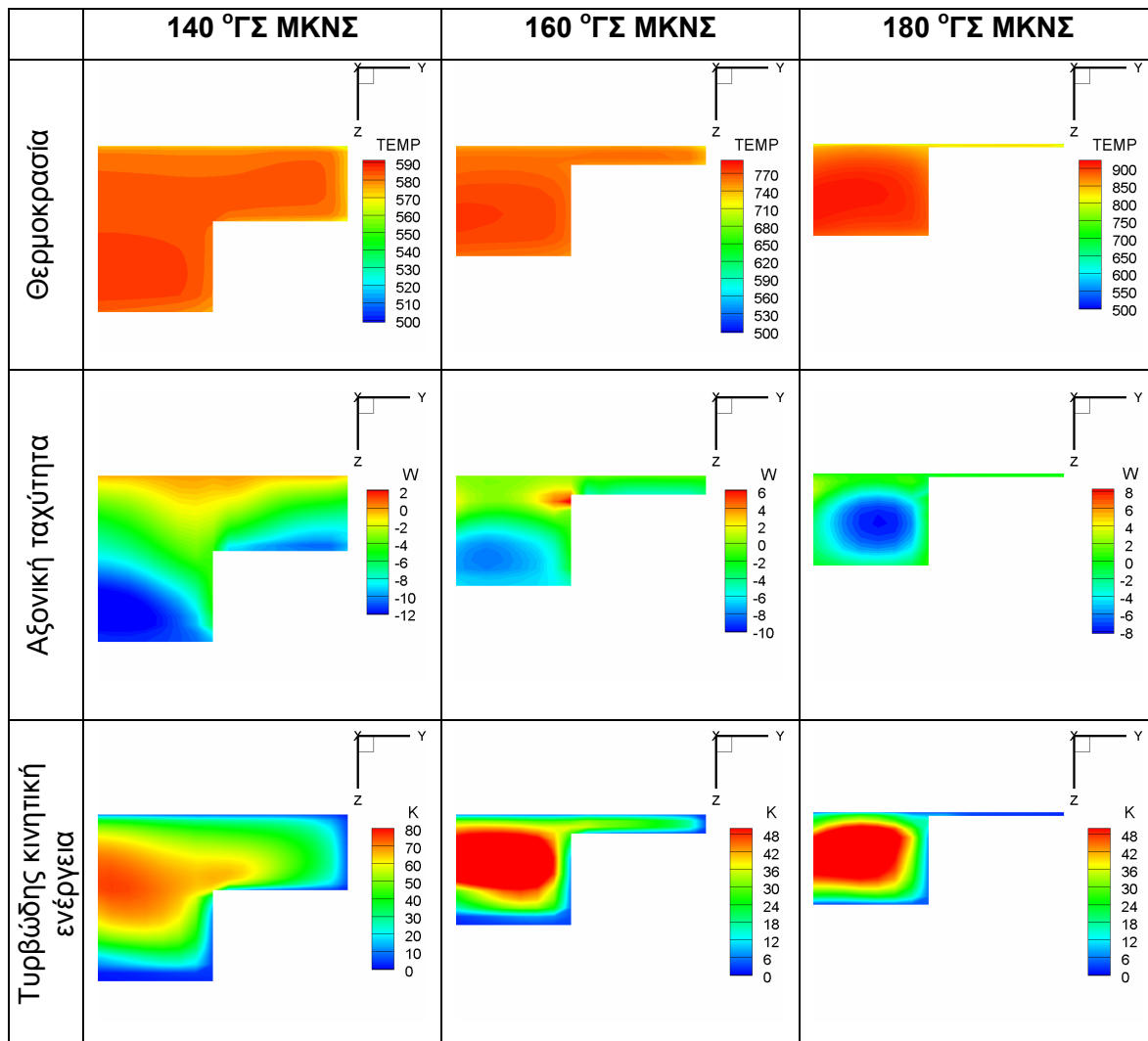
Επομένως, για την αξιόπιστη προσομοίωση των φαινομένων μεταφοράς στο εσωτερικό του κυλίνδρου με πολύπλοκη γεωμετρία είναι αναγκαία η εφαρμογή ρευστομηχανικών μοντέλων. Επιπλέον, η πολύπλοκη γεωμετρία του κινητήρα μπορεί να περιγραφεί καλύτερα με τη χρήση τριδιάστατων υπολογιστικών πεδίων, τα οποία αντικατέστησαν τα διδιάστατα, ενώ το υπολογιστικό πλέγμα μπορεί να επεκταθεί στον οχετό εισαγωγής/εξαγωγής, ώστε να προσομοιωθεί ο πλήρης κύκλος λειτουργίας του τετράχρονου κινητήρα (αναρρόφηση, συμπίεση, αποτόνωση, εξώθηση) [61,87,88], καθώς και του δίχρονου.

2.5.2.4 Συνθήκες προσομοίωσης ρευστομηχανικών μοντέλων σε εμβολοφόρες ΜΕΚ

Η προσομοίωση μιας εμβολοφόρου ΜΕΚ μπορεί να γίνει σε συνθήκες ετεροκίνησης ή με καύση. Στην πρώτη περίπτωση το εργαζόμενο μέσο είναι αέρας, οπότε μπορούν να μελετηθούν αρκετά φαινόμενα, ανεξάρτητα από την καύση, όπως η μεταφορά θερμότητας, η μεταφορά μάζας και το πεδίο ροής στο εσωτερικό του κυλίνδρου σε τοπικό επίπεδο [36,68,76]. Με τον τρόπο αυτόν τα φαινόμενα που λαμβάνουν χώρα είναι πιο ευδιάκριτα και επιπλέον η σύζευξή τους δεν είναι τόσο ισχυρή, ενώ επιπλέον έχει αμεληθεί η αβεβαιότητα που εισάγεται με την προσομοίωση της καύσης του μίγματος στην οποία διαδραματίζουν σημαντικό ρόλο ορισμένοι δύσκολα προβλέψιμοι παράγοντες.

Ένα σημαντικό χαρακτηριστικό των ρευστομηχανικών μοντέλων είναι ότι μπορούν να περιγράψουν σε τοπικό επίπεδο τα φαινόμενα μεταφοράς που λαμβάνουν χώρα στο

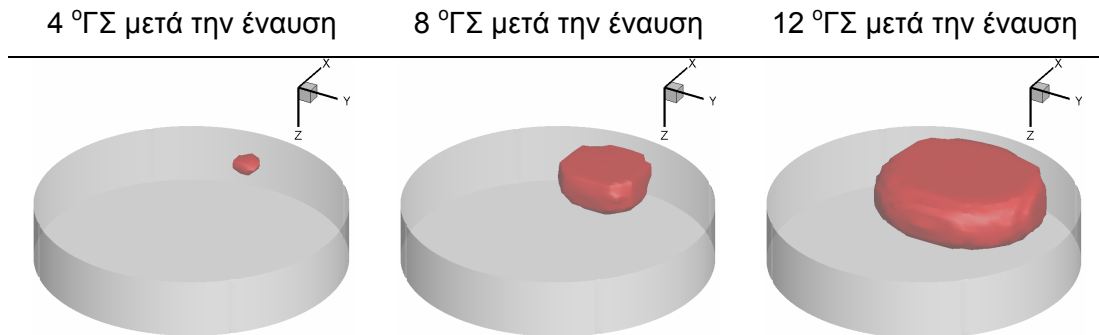
εσωτερικό του κυλίνδρου, καθώς και το πεδίο ταχυτήτων του αερίου όπως αναφέρθηκε προηγουμένως. Για παράδειγμα, στο Σχήμα 14 φαίνεται η διαστρωμάτωση της θερμοκρασίας, της αξονικής ταχύτητας και της τυρβώδους κινητικής ενέργειας του αέρα στο εσωτερικό του κυλίνδρου με διαμόρφωση εμβόλου ενός κινητήρα Diesel σε τρεις χρονικές στιγμές κατά τη συμπίεση, σε συνθήκες ετεροκίνησης στις 3000 rpm.



Σχήμα 14. Διαστρωμάτωση θερμοκρασίας (K), αξονικής ταχύτητας (m/s) και τυρβώδους κινητικής ενέργειας (m^2/s^2) του αέρα στο εσωτερικό του κυλίνδρου με διαμόρφωση εμβόλου, κατά τη συμπίεση σε κινητήρα Diesel

Στη δεύτερη περίπτωση όπου λαμβάνει χώρα και η καύση, το εργαζόμενο μέσο είναι μίγμα αέρα/καυσίμου και πιθανώς κατάλοιπο καυσαέριο. Στην περίπτωση αυτήν, η διερεύνηση συνήθως επικεντρώνεται στο μηχανισμό της καύσης και στο πώς επηρεάζονται διάφορα φαινόμενα από αυτόν (π.χ. οι απώλειες θερμότητας και οι εκπεμπόμενοι ρύποι). Στα μεγέθη που δίνεται περισσότερη προσοχή είναι η απόδοση του κινητήρα (π.χ. ενδεικνύμενος βαθμός απόδοσης, δυναμοδεικτικό διάγραμμα), το παραγόμενο έργο και οι

εκπεμπόμενοι ρύποι [18,64]. Και σε αυτήν την περίπτωση τα ρευστομηχανικά μοντέλα μπορούν να περιγράψουν με λεπτομέρεια τα τοπικά χαρακτηριστικά του πεδίου (π.χ. τη δέσμη του καυσίμου και την τοπική διάδοση της φλόγας). Στο Σχήμα 15 φαίνεται χαρακτηριστικά η διάδοση της προαναμεμιγμένης φλόγας υδρογόνου σε τρεις χρονικές στιγμές κατά τα πρώτα στάδια της καύσης, σε κινητήρα Otto στις 600 rpm.



Σχήμα 15. Διάδοση της φλόγας υδρογόνου σε κινητήρα Otto κατά τα πρώτα στάδια της καύσης

2.5.2.5 Ρευστομηχανικά μοντέλα στη βιβλιογραφία για εφαρμογή σε εμβολοφόρες ΜΕΚ

Στη βιβλιογραφία μπορούν να βρεθούν πολλά ρευστομηχανικά μοντέλα με εφαρμογές σε εμβολοφόρες μηχανές εσωτερικής καύσης [24,89-94] με χρήση διάφορων καυσίμων, όπως η βενζίνη (gasoline), το μεθάνιο (methane), η μεθανόλη (methanol), το προπάνιο (propane), το βιοαέριο (biogas) και άλλα, καθώς και μίγματα καυσίμων. Όμως, παρατηρείται ένας περιορισμένος αριθμός υπολογιστικών εργασιών για την προσομοίωση των φυσικών και χημικών διεργασιών που λαμβάνουν χώρα σε κινητήρες Otto με καύσιμο το υδρογόνο, αφού έχουν αναπτυχθεί ελάχιστα υπολογιστικά μοντέλα (είτε ρευστομηχανικά είτε φαινομενολογικά). Ο λόγος είναι ότι οι ειδικές απαιτήσεις τους αυξάνονται λόγω των ιδιαίτερων χαρακτηριστικών του καυσίμου υδρογόνου, π.χ. της μεγάλης ταχύτητας διάδοσης της φλόγας, καθώς και της αστάθειάς της σε ορισμένες συνθήκες λειτουργίας (π.χ. σε υψηλή πίεση), τα οποία πρόσφατα διερευνήθηκαν με μεγαλύτερη λεπτομέρεια [2,18,95]. Το γεγονός αυτό οφείλεται επιπροσθέτως στο ότι δεν είναι ώριμες οι συνθήκες για εμπορική εκμετάλλευση, παρόλο που η συγκεκριμένη τεχνολογία έχει προχωρήσει αρκετά σε ερευνητικό επίπεδο.

Το ρευστομηχανικό μοντέλο που αναπτύχθηκε στην παρούσα Διδακτορική Διατριβή αποτελεί μία πρωτότυπη συμβολή στη διερεύνηση της χρήσης υδρογόνου σε κινητήρα Otto, λαμβάνοντας υπόψιν του τις πιο πρόσφατες σχετικές εκφράσεις για τη διάδοση της φλόγας

υδρογόνου. Πρέπει να επισημανθεί, ότι και τα φαινομενολογικά μοντέλα προσομοίωσης κινητήρων υδρογόνου, που μπορούν να βρεθούν στη βιβλιογραφία, είναι περιορισμένα [33,96-101], αλλά σαφώς περισσότερα από τα ρευστομηχανικά μοντέλα.

Στη συνέχεια, αναφέρονται τα ρευστομηχανικά μοντέλα που έχουν αναπτυχθεί και εφαρμοστεί για την προσομοίωση της λειτουργίας κινητήρων Otto με καύσιμο μόνο υδρογόνο (όχι μίγμα υδρογόνου με κάποιο άλλο καύσιμο) και τα οποία έχουν αξιολογηθεί σε σύγκριση με πειραματικά δεδομένα.

ETH-Zurίχη, Ελβετία (2007)

Στα πλαίσια ενός ερευνητικού προγράμματος που συμμετείχαν αυτοκινητοβιομηχανίες, πανεπιστήμια και ερευνητικά ινστιτούτα εφαρμόστηκε ένας εμπορικός κώδικας (Ansys CFX [86]), στον οποίο προστέθηκαν αρκετά υπο-μοντέλα, με έμφαση στην επιλογή των κατάλληλων εκφράσεων της στρωτής και τυρβώδους ταχύτητας της φλόγας, ώστε να είναι ικανός να προσομοιώσει κινητήρες Otto άμεσης έγχυσης υδρογόνου (έγχυση καυσίμου στον οχετό εισαγωγής) και έμμεσης (έγχυση στο εσωτερικό του κυλίνδρου) [18]. Τα υπολογιστικά αποτελέσματα, τόσο κατά την έμμεση, όσο και κατά την άμεση έγχυση, ήταν αρκετά κοντά στα πειραματικά, δείχνοντας ότι για την αύξηση της απόδοσης και τη μελέτη των στρατηγικών λειτουργίας (διάρκεια έγχυσης, ανάμιξη αέρα/υδρογόνου) ενός κινητήρα υδρογόνου, μπορεί να εφαρμοστεί επιτυχώς ένας ρευστομηχανικός κώδικας.

IFP-Γαλλία (2007)

Στο ερευνητικό ινστιτούτο IFP (Institut Français du Pétrole) έχει αναπτυχθεί ένα ρευστομηχανικό μοντέλο για την περιγραφή των διεργασιών και της καύσης διάφορων καυσίμων. Για τις ανάγκες ενός ερευνητικού προγράμματος, αυτό επεκτάθηκε και προσαρμόστηκε για την καύση υδρογόνου σε κινητήρα Otto [24]. Αυτό έγινε όχι μόνο με την αλλαγή των ιδιοτήτων μεταφοράς του καυσίμου, αλλά επιπλέον λαμβάνοντας υπόψιν τις ιδιαιτερότητες της καύσης του υδρογόνου (μεγάλη ταχύτητα διάδοσης της φλόγας, επομένως και του αυξημένου ρυθμού καύσης), που απαιτούν αξιόπιστη και πιο λεπτομερή προσέγγιση του υπολογισμού του τυρβώδους μετώπου της φλόγας. Ο ερευνητικός αυτός κώδικας εφαρμόστηκε για δύο συνθήκες εισαγωγής του καυσίμου, άμεση έγχυση αέριου υδρογόνου στο εσωτερικό του κυλίνδρου και έγχυση υγρού υδρογόνου στον οχετό εισαγωγής. Τα υπολογιστικά αποτελέσματα εστιάστηκαν κυρίως στις εκπομπές ρύπων οξειδίου του αζώτου (NO_x). Επιπλέον, η σύγκριση με τα πειραματικά δεδομένα ήταν ικανοποιητική και δείχνει την εξέλιξη ορισμένων υπο-μοντέλων που περιέχει, όπως της έκφρασης της στρωτής ταχύτητας της φλόγας και του μηχανισμού έναυσης που στηρίζεται σε διακριτές μάζες ρευστού πλησίον του σπινθηριστή [102].

Los Alamos National Laboratory-ΗΠΑ (1997)

Ο διαδεδομένος κώδικας KIVA-3V [75] έχει προσαρμοστεί για την προσομοίωση κινητήρα Otto με καύσιμο το υδρογόνο με χρήση μιας ημι-εμπειρικής έκφρασης για τον υπολογισμό της τυρβώδους ταχύτητας της φλόγας, η οποία αναπτύχθηκε για το συγκεκριμένο κινητήρα στηριζόμενη σε πειραματικά δεδομένα [103]. Ο κώδικας αυτός αξιολογήθηκε με τη σύγκριση των υπολογιστικών αποτελεσμάτων του με τις διαθέσιμες πειραματικές μετρήσεις, που αφορούν την αλλαγή του χρονικού σημείου έναυσης και της ταχύτητας περιστροφής του κινητήρα. Τα δημοσιευμένα αποτελέσματα της έρευνας αυτής επικεντρώνονται σε γενικά στοιχεία, όπως οι εκπομπές ρύπων και η απόδοση του κινητήρα, σε ένα περιορισμένο εύρος συνθηκών λειτουργίας (φτωχό μίγμα και σταθερός βαθμός πλήρωσης). Επιπλέον, στα πλαίσια της ίδιας εργασίας εξετάστηκε με λεπτομέρεια το σύστημα εισαγωγής του μίγματος και η διάταξη των βαλβίδων, σε σχέση με τον παραγόμενο λόγο συστροφής του αερίου, και τις επιπτώσεις που έχουν αυτοί οι παράμετροι στη μεταφορά θερμότητας, στη λειτουργία, στο βαθμό απόδοσης και στους εκπεμπόμενους ρύπους του κινητήρα. Η σύγκριση των προβλέψεων με τις πειραματικές τιμές ήταν αρκετά ικανοποιητική, ενώ φανερώθηκε το εύρος των εφαρμογών του συγκεκριμένου κώδικα.

Πανεπιστήμιο του Κιότο-Ιαπωνία (2004)

Μια ερευνητική ομάδα στο Πανεπιστήμιο του Κιότο ασχολείται με την αξιολόγηση διαφορετικών στρατηγικών λειτουργίας κινητήρων υδρογόνου (π.χ. άμεση έγχυση, ανακυκλοφορία καυσαερίων κτλ.), όχι μόνο σε πειραματικό επίπεδο αλλά και σε υπολογιστικό [104]. Ένας ερευνητικός ρευστομηχανικός κώδικας αναπτύχθηκε και εφαρμόστηκε για την προσομοίωση δύο κινητήρων Otto με καύσιμο υδρογόνο, σε ποικίλες συνθήκες λειτουργίας. Η αποτίμηση του κώδικα αυτού σε ένα ευρύ φάσμα στροφών, χρονικών σημείων έναυσης και άλλων λειτουργικών συνθηκών ήταν ικανοποιητική. Η μόνη αδυναμία του για πρόβλεψη παρατηρήθηκε στις υψηλές στροφές με φτωχά μίγματα, που αποδόθηκε στην απουσία κάποιας αξιόπιστης έκφρασης της στρωτής ταχύτητας της φλόγας που αποτελεί ιδιότητα του καυσίμου.

Βιβλιογραφία Κεφαλαίου 2

- [1] Verhelst S, Sierens R. Hydrogen engine-specific properties. Int J Hydrogen Energy 2001;26(9):987–90.

- [2] Verhelst S. A study of the combustion in hydrogen-fuelled internal combustion engines. Ph.D. Thesis, Ghent University, Ghent, Belgium, 2005 (<http://hdl.handle.net/1854/3378>).
- [3] Verhelst S, Wallner T. Hydrogen-fueled internal combustion engines. Prog Energy Combust Sci 2009;35(6):490–527.
- [4] Sinclair LA, Wallace JS. Lean limit emissions of hydrogen-fueled engines. Int J Hydrogen Energy 1984;9(1-2):123–8.
- [5] Sierens R, Verhelst S. Comparison between a carburetted and a port injected hydrogen fuelled single cylinder engine. In: Proc of 8th EAEC European Automotive Congress, Bratislava, Slovakia, paper SAITS 01009, 18-20 June 2001.
- [6] Berckmuller M, Rottengruber H, Eder A, Brehm N, Elsasser G, Muller-Alander G, Schwarz C. Potentials of a charged SI-hydrogen engine. Trans SAE, J Engines 2003;112:79–87 [SAE Paper no. 2003-01-3210].
- [7] Swain MR, Swain MN, Leisz A, Adt RR. Hydrogen peroxide emissions from a hydrogen fueled engine. Int J Hydrogen Energy 1990;15(4):263–6.
- [8] Das LM. Exhaust emission characterization of hydrogen-operated engine system: Nature of pollutants and their control techniques. Int J Hydrogen Energy 1991;16(11):765–75.
- [9] Erren RA, Campbell WH. Hydrogen: A commercial fuel for internal combustion engines and other purposes. J Inst Fuel 1933;6(29):277–90.
- [10] Kondo T, Iio S, Hiruma M. A study on the mechanism of backfire in external mixture formation hydrogen engines – about backfire occurred by the cause of the spark plug. SAE Paper no. 971704; 1997.
- [11] Koyanagi K, Hiruma M, Furuhashi S. Study on mechanism of backfire in hydrogen engines. SAE Paper no. 942035; 1994.
- [12] Lee SJ, Yi HS, Kim ES. Combustion characteristics of intake port injection type hydrogen fueled engine. Int J Hydrogen Energy 1995;20(4):317–22.
- [13] Verhelst S, Demuyneck J, Sierens R, Huyskens P. Impact of variable valve timing on power, emissions and backfire of a bi-fuel hydrogen/gasoline engine. Int J Hydrogen Energy 2010;35(9):4399–408.
- [14] Li H, Karim GA. Hydrogen fueled spark-ignition engines predictive and experimental performance. Trans ASME, J Eng Gas Turbines Power 2006;128(1):230–6.
- [15] Tang X, Stockhausen WF, Kabat DM, Natkin RJ, Heffel JW. Ford P2000 hydrogen engine dynamometer development. Trans SAE, J Engines 2002;111:631–42 [SAE Paper no. 2002-01-0242].

- [16] Verhelst S, Sierens R, Verstraeten S. A critical review of experimental research on hydrogen fueled SI engines. *Trans SAE, J Engines* 2006;115:264–74 [SAE Paper no. 2006-01-0430].
- [17] Demuynck J, De Paepe M, Huisseune H, Sierens R, Vancoillie J, Verhelst S. On the applicability of empirical heat transfer models for hydrogen combustion engines. *Int J Hydrogen Energy* 2011;36(1):975–84.
- [18] Gerke U. Numerical analysis of mixture formation and combustion in a hydrogen direct-injection internal combustion engine. Ph.D. Thesis, Diss. ETH No. 17477, Cuvillier Göttingen, ETH Zurich, Switzerland, 2007 (<http://e-collection.ethbib.ethz.ch/eserv/eth:30102/eth-30102-02.pdf>).
- [19] Mohammadi A, Shioji M, Nakai Y, Ishikura W, Tabo E. Performance and combustion characteristics of a direct injection SI hydrogen engine. *Int J Hydrogen Energy* 2007;32(2):296–304.
- [20] Wallner T, Nande AM, Naber JD. Study of basic injection configurations using a direct-injection hydrogen research engine. *SAE Int J Engines* 2009;2(1):1221–30 [SAE Paper no. 2009-01-1418].
- [21] Wallner T, Scarcelli R, Nande AM, Naber JD. Assessment of multiple injection strategies in a direct-injection hydrogen research engine. *SAE Int J Engines* 2009;2(1):1701–09 [SAE Paper no. 2009-01-1920].
- [22] Pehr K. Safety concept of an engine test rig with liquid hydrogen supply. *Int J Hydrogen Energy* 1993;18(9):773–81.
- [23] Wimmer A, Wallner T, Ringler J, Gerbig F. H₂-Direct injection – A highly promising combustion concept. SAE Paper no. 2005-01-0108; 2005.
- [24] Knop V, Benkenida A, Jay S, Colin O. Modelling of combustion and nitrogen oxide formation in hydrogen-fuelled internal combustion engines within a 3D CFD code. *Int J Hydrogen Energy* 2008;33(19):5083–97.
- [25] Knorr H, Held W, Prümm W, Rüdiger H. The MAN hydrogen propulsion system for city buses. *Int J Hydrogen Energy* 1998;23(3):201–8.
- [26] Wallner T, Lohse-Busch H, Gurski S, Duoba M, Thiel W, Martin D, Korn T. Fuel economy and emissions evaluation of BMW Hydrogen 7 mono-fuel demonstration vehicles. *Int J Hydrogen Energy* 2008;33(24):7607–18.
- [27] Verhelst S, Maesschalck P, Rombaut N, Sierens R. Increasing the power output of hydrogen internal combustion engines by means of supercharging and exhaust gas recirculation. *Int J Hydrogen Energy* 2009;34(10):4406–12.
- [28] Natkin RJ, Tang X, Boyer B, Oltmans B, Denlinger A, Heffel JW. Hydrogen IC engine boosting performance and NO_x study. SAE Paper no. 2003-01-0631; 2003.

- [29] Furuhashi S, Fukuma T. High output power hydrogen engine with high pressure fuel injection, hot surface ignition and turbocharging. *Int J Hydrogen Energy* 1986;11(6):399–407.
- [30] Heindl R, Eichlseder H, Spuller C, Gerbig F, Heller K. New and innovative combustion systems for the H₂-ICE: Compression ignition and combined processes. *SAE Int J Engines* 2009;2(1):1231–50 [SAE Paper no. 2009-01-1421].
- [31] Verhelst S, Sierens R. Combustion studies for PFI hydrogen IC engines. SAE Paper no. 2007-01-3610; 2007.
- [32] Nande AM, Szwaja S, Naber JD. Impact of EGR on combustion processes in a hydrogen fuelled SI engine. SAE Paper no. 2008-01-1039; 2008.
- [33] Safari H, Jazayeri SA, Ebrahimi R. Potentials of NO_x emission reduction methods in SI hydrogen engines: Simulation study. *Int J Hydrogen Energy* 2009;34(2):1015–25.
- [34] Kiesgen G, Kluting M, Bock C, Fischer H. The new 12-cylinder hydrogen engine in the 7 series: The H₂ ICE age has begun. *Trans SAE, J Engines* 2006;115:275–83 [SAE Paper no. 2006-01-0431].
- [35] Lee JT, Kim YY, Lee CW, Caton JA. An investigation of a cause of backfire and its control due to crevice volumes in a hydrogen fueled engine. *Trans ASME, J Eng Gas Turbines Power* 2001;123(1):204–10.
- [36] Rakopoulos CD, Kosmadakis GM, Pariotis EG. Critical evaluation of current heat transfer models used in CFD in-cylinder engine simulations and establishment of a comprehensive wall-function formulation. *Appl Energy* 2010;87(5):1612–30.
- [37] Aleiferis P, Rosati M. Hydrogen SI and HCCI combustion in a direct-injection optical engine. *SAE Int J Engines* 2009;2(1):1710–36 [SAE Paper no. 2009-01-1921].
- [38] Safety standard for hydrogen and hydrogen systems. Guidelines for hydrogen system design, materials selection, operations, storage, and transportation. National Aeronautics and Space Administration (NASA) NSS 1740.16 (1997) (www.hq.nasa.gov/office/codeq/doctree/canceled/871916.pdf).
- [39] Boon-Brett L, Bousek J, Black G, Moretto P, Castello P, Hübert T, Banach U. Identifying performance gaps in hydrogen safety sensor technology for automotive and stationary applications. *Int J Hydrogen Energy* 2010;35(1):373–84.
- [40] Buttner WJ, Post MB, Burgess R, Rivkin C. An overview of hydrogen safety sensors and requirements. *Int J Hydrogen Energy* 2011;36(3):2462–70.
- [41] Kikukawa S. Consequence analysis and safety verification of hydrogen fueling stations using CFD simulation. *Int J Hydrogen Energy* 2008;33(4):1425–34.
- [42] Rakopoulos CD, Michos CN. Development and validation of a multi-zone combustion model for performance and nitric oxide formation in syngas fueled spark ignition engine. *Energy Convers Manage* 2008;49(10):2924–38.

- [43] Rakopoulos CD, Antonopoulos KA, Rakopoulos DC. Development and application of multi-zone model for combustion and pollutants formation in direct injection diesel engine running with vegetable oil or its bio-diesel. *Energy Convers Manage* 2007;48(7):1881–901.
- [44] Komninos NP, Hountalas DT, Rakopoulos CD. A parametric investigation of hydrogen hcci combustion using a multi-zone model approach. *Energy Convers Manage* 2007;48(1):2934–41.
- [45] Komninos NP. Investigating the importance of mass transfer on the formation of HCCI engine emissions using a multi-zone model. *Appl Energy* 2009;86(7-8):1335–43.
- [46] Rakopoulos CD, Giakoumis EG. Simulation and analysis of a naturally aspirated IDI diesel engine under transient conditions comprising the effect of various dynamic and thermodynamic parameters. *Energy Convers Manage* 1998;39(5-6):465–84.
- [47] Rakopoulos CD, Rakopoulos DC, Giakoumis EG, Kyritsis DC. Validation and sensitivity analysis of a two zone Diesel engine model for combustion and emissions prediction. *Energy Convers Manage* 2004;45(9-10):1471–95.
- [48] Rakopoulos CD, Hountalas DT. Development and validation of a 3-D multi-zone combustion model for the prediction of DI diesel engines performance and pollutants emissions. *Trans SAE, J Engines* 1998;107:1413–29 [SAE Paper no. 981021].
- [49] Rakopoulos CD, Michos CN, Giakoumis EG. Thermodynamic analysis of SI engine operation on variable composition biogas-hydrogen blends using a quasi-dimensional, multi-zone combustion model. *SAE Int J Engines* 2009;2(1):880–910 [SAE Paper no. 2009-01-0931].
- [50] Rakopoulos CD, Michos CN. Generation of combustion irreversibilities in a spark ignition engine under biogas–hydrogen mixtures fueling. *Int J Hydrogen Energy* 2009;34(10):4422–37.
- [51] Hountalas DT, Mavropoulos GC, Binder KB. Effect of exhaust gas recirculation (EGR) temperature for various EGR rates on heavy duty DI diesel engine performance and emissions. *Energy* 2008;33(2):272–83.
- [52] Παριώτης ΕΓ. Ανάπτυξη μοντέλου για την μελέτη των φυσικών και χημικών διεργασιών της καύσης σε κινητήρες Ντίζελ. Διδακτορική Διατριβή, ΕΜΠ, Αθήνα; 2005.
- [53] Pariotis EG, Hountalas DT, Rakopoulos CD. Sensitivity analysis of multi-zone modeling for combustion and emissions formation in diesel engines. SAE Paper no. 2006-01-1383; 2006.
- [54] Hountalas DT, Lamaris VT, Pariotis EG, Ofner H. Parametric study based on a phenomenological model to investigate the effect of post fuel injection on HDDI Diesel

- engine performance and emissions-model validation using experimental data. SAE Paper no. 2008-01-0641; 2008.
- [55] Launder BE, Spalding DB. The numerical computation of turbulent flows. *Computer Methods Appl Mechanics Eng* 1974;3(2):269–89.
- [56] Han Z, Reitz RD. Turbulence modeling of internal combustion engines using RNG k- ϵ models. *Combust Sci Technol* 1995;106(4):267–95.
- [57] Papageorgakis GC, Assanis DN. Comparison of linear and nonlinear RNG-based k- ϵ models for incompressible turbulent flows. *Numer Heat Transfer, Part B - Fundamentals* 1999;35(1):1–22.
- [58] Speziale CG. On nonlinear k-l and k- ϵ models of turbulence. *J Fluid Mech* 1987;178:459–75.
- [59] Craft TJ, Launder BE, Suga K. Development and application of a cubic eddy-viscosity model of turbulence. *Int J Heat Fluid Flow* 1996;17(2):108–15.
- [60] Bianchi GM, Cantore G, Parmeggiani P, Michelassi V. On application of nonlinear k- ϵ models for internal combustion engine flows. *Trans ASME, J Eng Gas Turbines Power* 2002;124(3):668–77.
- [61] Baratta M, Catania AE, Spessa E, Liu RL. Multidimensional predictions of in-cylinder turbulent flows: Contribution to the assessment of k- ϵ turbulence model variants for bowl-in-piston engines. *Trans ASME, J Eng Gas Turbines Power* 2005;127(4):883–96.
- [62] Demirdzic I, Gosman AD, Issa RI, Peric M. A calculation procedure for turbulent flow in complex geometries. *Computer Fluids* 1987;15(3):251–73.
- [63] Shyy W. *Computational modeling for fluid flow and interfacial transport*. Amsterdam: Elsevier Science; 1994.
- [64] Rakopoulos CD, Kosmadakis GM, Pariotis EG. Evaluation of a combustion model for the simulation of hydrogen spark-ignition engines using a CFD code. *Int J Hydrogen Energy* 2010;35(22):12545–60.
- [65] Leonard BP. A stable and accurate convective modelling procedure based on quadratic upstream interpolation. *Computer Methods Appl Mechanics Eng* 1979;19(1):59–8.
- [66] Zhu J. On the higher-order bounded discretization schemes for finite volume computations of incompressible flows. *Computer Methods Appl Mechanics Eng* 1992;98(3):345–60.
- [67] Han T, Humphrey JAC, Launder BE. A comparison of hybrid and quadratic-upstream differencing in high Reynolds number elliptic flows. *Computer Methods Appl Mechanics Eng* 1981;29(1):81–95.

- [68] Rakopoulos CD, Kosmadakis GM, Dimaratos AM, Pariotis EG. Investigating the effect of crevice flow on internal combustion engines using a new simple crevice model implemented in a CFD code. *Appl Energy* 2011;88(1):111–26.
- [69] Khaleghi H, Ebrahim F. Iterative and non-iterative solutions of engine flows using ASM & k- ϵ turbulence models. In: Proc of 11th Annual Conference of the CFD Society of Canada (CFDSC 2003), Vancouver, BC, Canada, May 28–30, 2003.
- [70] Patankar SV. Numerical heat transfer and fluid flow. New York: Taylor & Francis; 1980.
- [71] Versteeg HK, Malalasekera W. An introduction to computational fluid dynamics: the finite volume method. Essex: Pearson Education; 1995.
- [72] Issa RI. Solution of the implicitly discretised fluid flow equations by operator-splitting. *J Computational Physics* 1986;62(1):40–65.
- [73] Barton IE. Comparison of SIMPLE- and PISO-type algorithms for transient flows. *Int J Numer Meth Fluids* 1998;26(4):459–83.
- [74] Zolver M, Klahr D, Bohbot J, Laget O, Torres A. Reactive CFD in engines with a new unstructured parallel solver. *Oil Gas Sci Technol* 2003;58(1):33–46.
- [75] Amsden AA. KIVA-3V: A block-structured KIVA program for engines with vertical or canted valves. Los Alamos National Labs report LA-13313-MS, Los Alamos, NM, 1997.
- [76] Rakopoulos CD, Kosmadakis GM, Pariotis EG. Evaluation of a new computational fluid dynamics model for internal combustion engines using hydrogen under motoring conditions. *Energy* 2009;34(12):2158–66.
- [77] Brandstetter W, Birth M, Stuart P. Multi-dimensional heat flow in the surroundings of a pre-chamber under transient conditions. SAE Paper no. 790437; 1979.
- [78] Boni AA, Chapman M, Cook JL, Schneyer GP. Computer simulation of combustion in a stratified charge engine. *Symp (Int) Combustion* 1977;16(1):1527–41.
- [79] Gosman AD, Harvey PS. Computer analysis of fuel-air mixing and combustion in an axisymmetric DI Diesel. SAE Paper no. 820036; 1982.
- [80] Itoh T, Takagi Y, Ishida T, Ishikawa S, Ishikawa T. Analysis of in-cylinder air motion with LDV measurement and multi-dimensional modeling. In: Proc of 1st Int Symposium on “Diagnostics and Modeling of Combustion in Internal Combustion Engines (COMODIA 1985)”, Tokyo, Japan, September 1985, pp. 185–92.
- [81] Reitz RD, Kuo T-W. Modeling of HC emissions due to crevice flows in premixed-charge engines. *Trans SAE, J Fuels Lubricants* 1989;98:922–39 [SAE Paper no. 892085].

- [82] Butler TD, Cloutman LD, Dukowicz JK, Ramshaw JD. Multidimensional numerical simulation of reactive flow in internal combustion engines. *Prog Energy Combust Sci* 1981;7(4):293–315.
- [83] Markatos NC, Mukerjee T. Three-dimensional computer analysis of flow and combustion in automotive internal combustion engines. *Math Comput Simul* 1981;23(4):354–66.
- [84] Nishiwaki K. Prediction of three-dimensional fluid motions during intake process and swirl ratios in four-cycle engines. In: *Proc of 1st Int Symposium on “Diagnostics and Modeling of Combustion in Internal Combustion Engines (COMODIA 1985)”*, Tokyo, Japan, September 1985, pp. 285–94.
- [85] <https://www.avl.com/fire>
- [86] <http://www.ansys.com/products/fluid-dynamics/cfx/>
- [87] Jones P, Junday JS. Full cycle computational fluid dynamics calculations in a motored four valve pent roof combustion chamber and comparison with experiment. *Trans SAE, J Engines* 1995;104:595-610 [SAE Paper no. 950286].
- [88] Baratta M, Catania AE, d'Ambrosio S. Nonlinear versus linear stress-strain relations in engine turbulence modeling under swirl and squish flow conditions. *Trans ASME, J Eng Gas Turbines Power* 2008;130(6):062802 (11 pages).
- [89] Fan L, Reitz RD. Development of an ignition and combustion model for spark-ignition engines. *Trans SAE, J Engines* 2000;109:1977–89 [SAE Paper no. 2000-01-2809].
- [90] Tan Z, Reitz RD. An ignition and combustion model based on the level-set method for spark-ignition engine multidimensional modeling. *Combust Flame* 2006;145(1–2):1–15.
- [91] Kuo T-W. Multidimensional port-and-cylinder gas flow, fuel spray, and combustion calculations for a port-fuel-injection engine. SAE Paper no. 920515; 1992.
- [92] Yossefi D, Maskell SJ, Ashcroft SJ, Belmont MR. Ignition source characteristics for natural-gas-burning vehicle engines. *Proc Inst Mech Engrs, Part D, J Automob Eng* 2000;214(2):171–80.
- [93] Kong S-C, Han Z, Reitz RD. The development and application of a diesel ignition and combustion model for multidimensional engine simulations. *Trans SAE, J Engines* 1995;104:502–18 [SAE Paper no. 950278].
- [94] Masood M, Ishrat MM, Reddy AS. Computational combustion and emission analysis of hydrogen-diesel blends with experimental verification. *Int J Hydrogen Energy* 2007;32(13):2539–47.
- [95] Bradley D, Lawes M, Liu K, Verhelst S, Woolley R. Laminar burning velocities of lean hydrogen–air mixtures at pressures up to 1.0 MPa. *Combust Flame* 2007;149(1-2):162–72.

- [96] Fagelson JJ, McLean WJ, de Boer PCT. Performance and NO_x emissions of spark-ignited combustion engines using alternative fuels – quasi one-dimensional modeling. I - Hydrogen fueled engines. *Combust Sci Technol* 1978;18(1-2):47–57.
- [97] Prabhu-Kumar GP, Nagalingam B, Gopalakrishnan KV. Theoretical studies of a spark-ignited supercharged hydrogen engine. *Int J Hydrogen Energy* 1985;10(6):389–97.
- [98] Polasek M, Macek J, Takats M, Vitek O. Application of advanced simulation methods and their combination with experiments to modeling of hydrogen fueled engine emission potentials. SAE Paper no. 2002-01-0373; 2002.
- [99] Ma J, Su Y, Zhou Y, Zhang Z. Simulation and prediction on the performance of a vehicle's hydrogen engine. *Int J Hydrogen Energy* 2003;28(1):77–83.
- [100] D'Errico G, Onorati A, Ellgas S. 1D Thermo-fluid dynamic modelling of an SI single-cylinder H₂ engine with cryogenic port injection. *Int J Hydrogen Energy* 2008;33(20):5829–41.
- [101] Verhelst S, Sierens R. A quasi-dimensional model for the power cycle of a hydrogen fuelled ICE. *Int J Hydrogen Energy* 2007;32(15):3545–54.
- [102] Colin O, Benkenida A, Angelberger C. 3D modeling of mixing, ignition and combustion phenomena in highly stratified gasoline engines. *Oil Gas Sci Technol* 2003;58(1):47–62.
- [103] Johnson N. Hydrogen as a zero-emission, high-efficiency fuel: uniqueness, experiments and simulation. 3rd Int Conf ICE97, Internal combustion engines: experiments and modeling, Naples, Italy, 1997.
- [104] Shioji M, Kawanabe H, Taguchi Y, Tsunooka T. CFD simulation for the combustion process in hydrogen engines. In: Proc of the 15th World Hydrogen Energy Conference, Yokohama, Japan, 2004.

3. ΑΝΑΠΤΥΞΗ ΡΕΥΣΤΟΜΗΧΑΝΙΚΟΥ ΜΟΝΤΕΛΟΥ

3.1 Εισαγωγή

Στο κεφάλαιο αυτό θα παρουσιαστεί με λεπτομέρεια το υπολογιστικό μοντέλο που αναπτύχθηκε. Θα δοθεί το σύνολο των εξισώσεων που περιγράφει το ρευστομηχανικό πρόβλημα σε καμπυλόγραμμες συντεταγμένες, σε τρεις διαστάσεις, καθώς και η μεθοδολογία επίλυσής του. Επιπλέον, θα αναλυθούν με λεπτομέρεια όλα τα υπομοντέλα που συμπεριλήφθηκαν στον κώδικα, ενώ θα δικαιολογηθεί η επιλογή των διάφορων μεθόδων επίλυσης που εφαρμόστηκαν, όπως το υβριδικό σχήμα διαφόρισης και ο αλγόριθμος PISO για τη σύζευξη της ταχύτητας, της πίεσης και της πυκνότητας.

Πιο συγκεκριμένα, θα παρουσιαστεί ο τρόπος που έγινε η χρονική και χωρική διακριτοποίηση, το σχήμα διαφόρισης που χρησιμοποιήθηκε, καθώς και ο αλγόριθμος για τη σύζευξη των ταχυτήτων-πίεσεων-πυκνοτήτων. Στη συνέχεια, θα φανεί πώς επιλύεται το σύνολο των διαφορικών εξισώσεων που περιγράφουν το ρευστομηχανικό πρόβλημα και οι οριακές συνθήκες που χρησιμοποιούνται. Τέλος, θα δοθούν οι ιδιότητες των συστατικών και οι συντελεστές με τους οποίους υπολογίζονται.

3.2 Διαμόρφωση γενικευμένης εξίσωσης διατήρησης

3.2.1 Εισαγωγή

Ο υπολογιστικός κώδικας που αναπτύχθηκε και υλοποιήθηκε σε γλώσσα προγραμματισμού Visual Fortran v. 6.5, βασίζεται πάνω στην επίλυση της γενικευμένης εξίσωσης διατήρησης της γενικευμένης ιδιότητας ϕ σε πεπερασμένους όγκους (finite volumes), που φαίνεται παρακάτω [1,2]:

$$\frac{\partial(\rho\phi)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho\bar{u}\phi) = \nabla \cdot (\Gamma_\phi \nabla(\phi)) + S_\phi + S_{\phi,cr} \quad (1)$$

όπου ρ η πυκνότητα του αερίου, t ο χρόνος, \bar{u} το διάνυσμα της ταχύτητας, Γ_ϕ ο συντελεστής διάχυσης, S_ϕ ο όρος πηγής και $S_{\phi,cr}$ ένας πρόσθετος όρος πηγής εξαιτίας των

διακένων του εμβόλου-κυλίνδρου (piston-cylinder crevices), που εφαρμόζεται μόνο για τα υπολογιστικά κελιά που γειτονεύουν με τα διάκενα. Ο όρος αυτός θα αναλυθεί σε επόμενο κεφάλαιο (Κεφάλαιο 5), όταν θα παρουσιαστεί το φαινομενολογικό μοντέλο προσομοίωσης των διακένων, που αναπτύχθηκε στα πλαίσια της παρούσας Διδακτορικής Διατριβής [3]

Στην Εξίσωση (1) ο πρώτος όρος στο αριστερό μέλος είναι ο χρονικός όρος (unsteady term), ο δεύτερος ο όρος συναγωγής (convection term), ενώ ο πρώτος όρος στο δεξί μέλος είναι ο (ορθογώνιος) όρος διάχυσης (conduction term) και οι δύο τελευταίοι όροι είναι όροι πηγής (source terms). Η εξίσωση αυτή εφαρμόζεται για τη διατήρηση της συνέχειας/μάζας (mass), ορμής (momentum), ενέργειας (ενθαλπίας) (enthalpy) και των συστατικών (species), στις τρεις διαστάσεις. Το ρευστομηχανικό μοντέλο είναι πεπλεγμένο με το τυρβώδες γραμμικό μοντέλο RNG k-ε για την επίλυση της τυρβώδους ροής [4,5], και σε αυτήν την περίπτωση εφαρμόζεται αντίστοιχα η Εξίσωση (1) για τις παραμέτρους της τύρβης (τυρβώδης κινητική ενέργεια – turbulence kinetic energy – και ρυθμός καταστροφής της – dissipation of turbulent kinetic energy). Όλες οι μεταβλητές που αντικαθίστανται στην παραπάνω εξίσωση φαίνονται στον Πίνακα 1 [6].

Πίνακας 1. Μεταβλητές που αντιπροσωπεύουν τη γενικευμένη ιδιότητα ϕ στην Εξίσωση (1)

Γενικευμένη ιδιότητα (ϕ)	Εξίσωση διατήρησης
1	Συνέχειας
u_1	u_1 –ορμής
u_2	u_2 –ορμής
u_3	u_3 –ορμής
h	Ενθαλπίας
k	Τυρβώδους κινητικής ενέργειας
ε	Ρυθμού καταστροφής τυρβώδους κινητικής ενέργειας
Y_i	Κλάσμα μάζας συστατικού (i)

Για τη σύζευξη της πίεσης, των ταχυτήτων και της πυκνότητας επιλέχθηκε ο αλγόριθμος PISO (Pressure Implicit Splitting of Operators) [6,7], ο οποίος έχει εφαρμοστεί με επιτυχία σε ρευστομηχανικά μοντέλα σε ποικίλες εφαρμογές και εμφανίζει μειωμένους χρόνους αποπεράτωσης των προσομοιώσεων σε σχέση με τον πιο απλό αλγόριθμο SIMPLE (Semi-Implicit Method for Pressure Linked Equations) [7,8]. Για τη χωρική διακριτοποίηση έγινε χρήση του υβριδικού σχήματος διαφόρισης (hybrid-differencing scheme) [6,9], λόγω των ικανοποιητικών αποτελεσμάτων του, αλλά και εξαιτίας της απλής του μορφής και της

σταθερότητας που δείχνει σε πολύπλοκες γεωμετρίες και στα έντονα μη-μόνιμα φαινόμενα, πράγμα που επιβεβαιώθηκε και σε όλες τις προσομοιώσεις που έγιναν. Ενώ, η χρονική διακριτοποίηση βασίστηκε στο δεύτερης τάξης προς-τα-πίσω σχήμα διαφόρισης Euler (backward second-order Euler scheme) [6,8], ώστε να μπορούν να χρησιμοποιηθούν χρονικά βήματα ανεξάρτητα των διαστάσεων των κελιών (πεπλεγμένη προσέγγιση – implicit). Αυτή είναι εξάλλου και η ενδεδειγμένη λύση στα περισσότερα ρευστομηχανικά μοντέλα, που σκοπό έχουν τον υπολογισμό αξιόπιστων λύσεων.

Οι ιδιότητες μεταφοράς των διάφορων συστατικών, όπως η ειδική θερμοχωρητικότητα υπό σταθερή πίεση, η θερμική αγωγιμότητα και η στρωτή συνεκτικότητα, υπολογίζονται από εκφράσεις που έχουν προταθεί από τη NASA, έπειτα από επεξεργασία και ανάλυση με τη μέθοδο ελαχίστων τετραγώνων (least-squares) [10-12]. Οι τιμές των συντελεστών των εκφράσεων θα δοθούν αργότερα, καθώς επίσης και ορισμένα χαρακτηριστικά παραδείγματα.

Όλα τα παραπάνω θα αναλυθούν στη συνέχεια, όπου θα δοθεί με λεπτομέρεια ο τρόπος που οι διαφορικές εξισώσεις διακριτοποιούνται, μαζί με όλες τις βοηθητικές εξισώσεις και συντελεστές και πώς εισάγονται στον υπολογιστικό κώδικα. Επιπλέον, θα παρουσιαστούν οι οριακές συνθήκες, που εφαρμόστηκαν στα οριακά κελιά του υπολογιστικού πεδίου [9] και πώς γίνεται η διαχείρισή τους.

Τελειώνοντας αυτήν την εισαγωγή, πρέπει να αναφερθεί ότι δεν θα γίνει εκτενής ανάλυση για το πώς προκύπτουν οι διαφορικές εξισώσεις που χρησιμοποιήθηκαν, αφού αυτές αναλύονται σε πολλές άλλες εργασίες, ίσως και πιο ειδικές, που ασχολούνται αποκλειστικά με τη μορφή και τον τύπο των εξισώσεων Navier-Stokes σε καμπυλόγραμμες συντεταγμένες, στις τρεις διαστάσεις. Επομένως, αναλύοντας πολλές εργασίες που μπορούν να βρεθούν στη βιβλιογραφία σχετικά με το είδος της εφαρμογής (εμβολοφόρες MEK), επιλέχθηκε το σύνολο των εξισώσεων, που θα παρουσιαστεί στη συνέχεια.

3.2.2 Διαμόρφωση γενικευμένης εξίσωσης διατήρησης σε καμπυλόγραμμες συντεταγμένες στις τρεις διαστάσεις

3.2.2.1 Εισαγωγή

Η εξέλιξη του ρευστομηχανικού μοντέλου ήταν συνεχόμενη καθ' όλη τη διάρκεια της παρούσας Διδακτορικής Διατριβής. Μία σημαντική εξέλιξη ήταν και η επέκταση του κώδικα σε καμπυλόγραμμες συντεταγμένες, ώστε να μπορεί να γίνει η προσομοίωση της γεωμετρίας των κυλίνδρων εμβολοφόρων MEK και του οχετού εισαγωγής τους όσο γίνεται

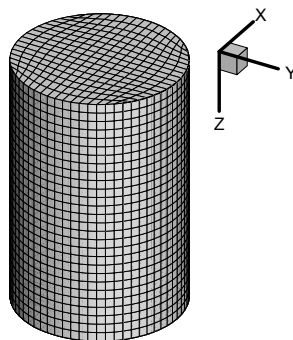
πιο πιστά [13]. Επομένως, τα υπολογιστικά πλέγματα που χρησιμοποιήθηκαν από ένα σημείο και έπειτα ήταν καμπυλόγραμμα (curvilinear). Αυτό επέφερε την ανάγκη για το μετασχηματισμό του συνόλου των διαφορικών εξισώσεων, που εκφράζονται με τη γενικευμένη εξίσωση διατήρησης (Εξίσωση (1)) σε καμπυλόγραμμες συντεταγμένες. Επιπλέον, τα πλέγματα είναι δομημένα (structured), που σημαίνει ότι ο κάθε πεπερασμένος όγκος είναι ένα εξάεδρο στο χώρο, με τις πλευρές του να μπορούν να περιγράψουν οποιαδήποτε γεωμετρία (βλέπε επόμενο κεφάλαιο).

Πρέπει να τονιστεί εδώ, ότι η μετάβαση από ένα ορθογώνιο πλέγμα σε ένα καμπυλόγραμμο επιδρά:

- Στις εκφράσεις των γεωμετρικών μεγεθών (απόσταση κελιού από τοίχωμα, όγκος υπολογιστικού κελιού κτλ.).
- Στην εμφάνιση πρόσθετων «μη ορθογώνιων» όρων στους όρους πηγής, που προκύπτουν από το μετασχηματισμό των εξισώσεων.
- Στην πολυπλοκότητα της διαδικασίας διακριτοποίησης, καθώς οι πλεγματικές γραμμές δεν είναι πλέον κάθετες μεταξύ τους.

Όλα αυτά επιφέρουν πρόσθετη αύξηση του χρόνου αποπεράτωσης των υπολογισμών ενός χρονικού βήματος [13]. Πιο συγκεκριμένα, αυξάνεται ο απαιτούμενος αριθμός επαναλήψεων για τη σύγκλιση σε κάθε χρονικό βήμα, ενώ και η αποπεράτωση της κάθε επανάληψης απαιτεί περισσότερο χρόνο. Βέβαια, το πλεονέκτημα είναι ότι δεν υπάρχει περιορισμός ως προς τις γεωμετρίες που μπορούν να προσομοιωθούν και επιπρόσθετα μπορεί να επεκταθεί το υπολογιστικό πλέγμα στον οχετό εισαγωγής/εξαγωγής, όπου το υπολογιστικό πεδίο απέχει πολύ από την απλή κυλινδρική γεωμετρία [13] και συνεπώς μπορεί να προσομοιωθεί αξιόπιστα ο ανοιχτός κύκλος λειτουργίας εμβολοφόρων ΜΕΚ.

Στο Σχήμα 1 φαίνεται μία χαρακτηριστική τριδιάστατη όψη ενός υπολογιστικού πλέγματος στο καμπυλόγραμμο σύστημα συντεταγμένων. Η μεθοδολογία κατασκευής υπολογιστικών πλεγμάτων, καθώς και ο προσδιορισμός των γεωμετρικών μεγεθών θα παρουσιαστούν με λεπτομέρεια στο επόμενο κεφάλαιο.



Σχήμα 1. Τριδιάστατη όψη υπολογιστικού πλέγματος σε καμπυλόγραμμες συντεταγμένες

3.2.2.2 Έκφραση των διαφορικών εξισώσεων σε τριδιάστατο μετασχηματισμένο πεδίο

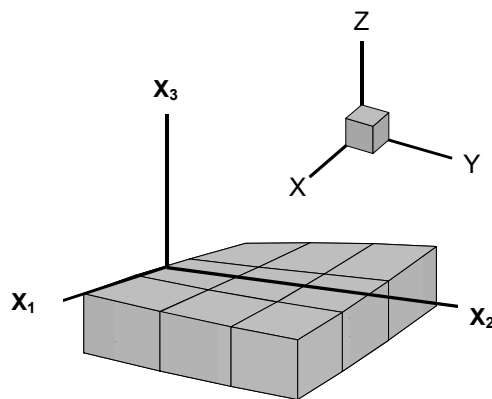
Η γενικευμένη εξίσωση διατήρησης που φαίνεται στην Εξίσωση (1), αν εφαρμοστεί σε καμπυλόγραμμο σύστημα συντεταγμένων, προκύπτουν πρόσθετοι όροι, τόσο για τους όρους διάχυσης και συναγωγής, όσο και για τους όρους πηγής. Οι μόνοι όροι που ουσιαστικά διατηρούν την απλή μορφή τους είναι οι χρονικοί, αφού δεν εξαρτώνται από τη χωρική διακριτοποίηση και τις καμπυλόγραμμες συντεταγμένες.

Όλοι οι γεωμετρικοί όροι β_k^m που υπάρχουν σε όλες τις εξισώσεις που θα παρουσιαστούν στη συνέχεια, είναι οι παράγωγοι των συντεταγμένων του πλέγματος στο φυσικό χώρο (x,y,z) και στο μετασχηματισμένο (x_1,x_2,x_3) και δίνονται από την Εξίσωση (2).

$$\beta_1^m = J \frac{\partial x_m}{\partial x} \quad , \quad \beta_2^m = J \frac{\partial x_m}{\partial y} \quad , \quad \beta_3^m = J \frac{\partial x_m}{\partial z} \quad , \quad m = 1-3 \quad (2)$$

όπου J η Ιακωβιανή ορίζουσα του μετασχηματισμού.

Στο Σχήμα 2 φαίνεται ένα χαρακτηριστικό παράδειγμα ενός φυσικού (x,y,z) και μετασχηματισμένου χώρου (x_1,x_2,x_3) , όπου στον πρώτο οι τρεις άξονες είναι κάθετοι μεταξύ τους. Ο μετασχηματισμός των συντεταγμένων γίνεται μέσω της Ιακωβιανής ορίζουσας (J) [13].



Σχήμα 2. Φυσικός και μετασχηματισμένος χώρος

Οι διαφορικές εξισώσεις που εφαρμόστηκαν και περιγράφουν το ρευστομηχανικό πρόβλημα, είναι οι εξισώσεις Navier-Stokes για τη διατήρηση της συνέχειας και της ορμής μαζί με την εξίσωση της ενέργειας (ενθαλπίας), των συστατικών και τις δύο εξισώσεις του μοντέλου τύρβης που εφαρμόστηκε (RNG $k-\epsilon$) σε καμπυλόγραμμες συντεταγμένες, στις τρεις διαστάσεις (x_1,x_2,x_3) . Οι εξισώσεις αυτές παρουσιάζονται αναλυτικά παρακάτω.

Εξίσωση συνέχειας:

$$\frac{\partial(\rho)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U_1)}{\partial x_1} + \frac{\partial(\rho U_2)}{\partial x_2} + \frac{\partial(\rho U_3)}{\partial x_3} = S_{1,cr}$$

Εξίσωση διατήρησης της u_1 -ορμής:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho u_1) + \frac{\partial}{\partial x_1}(\rho U_1 u_1) + \frac{\partial}{\partial x_2}(\rho U_2 u_1) + \frac{\partial}{\partial x_3}(\rho U_3 u_1) = \\ \frac{\partial}{\partial x_1} \left[\frac{\mu_{eff}}{J} \left[(\beta_1^1)^2 + (\beta_2^1)^2 + (\beta_3^1)^2 \right] \frac{\partial u_1}{\partial x_1} \right] + \frac{\partial}{\partial x_2} \left[\frac{\mu_{eff}}{J} \left[(\beta_1^2)^2 + (\beta_2^2)^2 + (\beta_3^2)^2 \right] \frac{\partial u_1}{\partial x_2} \right] + \\ \frac{\partial}{\partial x_3} \left[\frac{\mu_{eff}}{J} \left[(\beta_1^3)^2 + (\beta_2^3)^2 + (\beta_3^3)^2 \right] \frac{\partial u_1}{\partial x_3} \right] + S_{u_1,NO} + JS_{u_1} + S_{u_1,cr} \end{aligned}$$

Εξίσωση διατήρησης της u_2 -ορμής:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho u_2) + \frac{\partial}{\partial x_1}(\rho U_1 u_2) + \frac{\partial}{\partial x_2}(\rho U_2 u_2) + \frac{\partial}{\partial x_3}(\rho U_3 u_2) = \\ \frac{\partial}{\partial x_1} \left[\frac{\mu_{eff}}{J} \left[(\beta_1^1)^2 + (\beta_2^1)^2 + (\beta_3^1)^2 \right] \frac{\partial u_2}{\partial x_1} \right] + \frac{\partial}{\partial x_2} \left[\frac{\mu_{eff}}{J} \left[(\beta_1^2)^2 + (\beta_2^2)^2 + (\beta_3^2)^2 \right] \frac{\partial u_2}{\partial x_2} \right] + \\ \frac{\partial}{\partial x_3} \left[\frac{\mu_{eff}}{J} \left[(\beta_1^3)^2 + (\beta_2^3)^2 + (\beta_3^3)^2 \right] \frac{\partial u_2}{\partial x_3} \right] + S_{u_2,NO} + JS_{u_2} + S_{u_2,cr} \end{aligned}$$

Εξίσωση διατήρησης της u_3 -ορμής:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho u_3) + \frac{\partial}{\partial x_1}(\rho U_1 u_3) + \frac{\partial}{\partial x_2}(\rho U_2 u_3) + \frac{\partial}{\partial x_3}(\rho U_3 u_3) = \\ \frac{\partial}{\partial x_1} \left[\frac{\mu_{eff}}{J} \left[(\beta_1^1)^2 + (\beta_2^1)^2 + (\beta_3^1)^2 \right] \frac{\partial u_3}{\partial x_1} \right] + \frac{\partial}{\partial x_2} \left[\frac{\mu_{eff}}{J} \left[(\beta_1^2)^2 + (\beta_2^2)^2 + (\beta_3^2)^2 \right] \frac{\partial u_3}{\partial x_2} \right] + \\ \frac{\partial}{\partial x_3} \left[\frac{\mu_{eff}}{J} \left[(\beta_1^3)^2 + (\beta_2^3)^2 + (\beta_3^3)^2 \right] \frac{\partial u_3}{\partial x_3} \right] + S_{u_3,NO} + JS_{u_3} + S_{u_3,cr} \end{aligned}$$

Εξίσωση διατήρησης της ενέργειας (ενθαλπίας):

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho h) + \frac{\partial}{\partial x_1}(\rho U_1 h) + \frac{\partial}{\partial x_2}(\rho U_2 h) + \frac{\partial}{\partial x_3}(\rho U_3 h) = \\ \frac{\partial}{\partial x_1} \left[\frac{1}{J} \left(\frac{\mu_l}{Pr} + \frac{\mu_t}{Pr_t} \right) \left[(\beta_1^1)^2 + (\beta_2^1)^2 + (\beta_3^1)^2 \right] \frac{\partial h}{\partial x_1} \right] + \frac{\partial}{\partial x_2} \left[\frac{1}{J} \left(\frac{\mu_l}{Pr} + \frac{\mu_t}{Pr_t} \right) \left[(\beta_1^2)^2 + (\beta_2^2)^2 + (\beta_3^2)^2 \right] \frac{\partial h}{\partial x_2} \right] + \\ \frac{\partial}{\partial x_3} \left[\frac{1}{J} \left(\frac{\mu_l}{Pr} + \frac{\mu_t}{Pr_t} \right) \left[(\beta_1^3)^2 + (\beta_2^3)^2 + (\beta_3^3)^2 \right] \frac{\partial h}{\partial x_3} \right] + S_{h,NO} + JS_h + S_{h,cr} \end{aligned}$$

Εξίσωση διατήρησης της τυρβώδους κινητικής ενέργειας:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_1}(\rho U_1 k) + \frac{\partial}{\partial x_2}(\rho U_2 k) + \frac{\partial}{\partial x_3}(\rho U_3 k) = \\ \frac{\partial}{\partial x_1} \left[\frac{1}{J} \frac{\mu_{\text{eff}}}{\sigma_k} \left[(\beta_1^1)^2 + (\beta_2^1)^2 + (\beta_3^1)^2 \right] \frac{\partial k}{\partial x_1} \right] + \frac{\partial}{\partial x_2} \left[\frac{1}{J} \frac{\mu_{\text{eff}}}{\sigma_k} \left[(\beta_1^2)^2 + (\beta_2^2)^2 + (\beta_3^2)^2 \right] \frac{\partial k}{\partial x_2} \right] + \\ \frac{\partial}{\partial x_3} \left[\frac{1}{J} \frac{\mu_{\text{eff}}}{\sigma_k} \left[(\beta_1^3)^2 + (\beta_2^3)^2 + (\beta_3^3)^2 \right] \frac{\partial k}{\partial x_3} \right] + S_{k,\text{NO}} + JS_k + S_{k,\text{cr}} \end{aligned}$$

Εξίσωση διατήρησης του ρυθμού καταστροφής της τυρβώδους κινητικής ενέργειας:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho \epsilon) + \frac{\partial}{\partial x_1}(\rho U_1 \epsilon) + \frac{\partial}{\partial x_2}(\rho U_2 \epsilon) + \frac{\partial}{\partial x_3}(\rho U_3 \epsilon) = \\ \frac{\partial}{\partial x_1} \left[\frac{1}{J} \frac{\mu_{\text{eff}}}{\sigma_\epsilon} \left[(\beta_1^1)^2 + (\beta_2^1)^2 + (\beta_3^1)^2 \right] \frac{\partial \epsilon}{\partial x_1} \right] + \frac{\partial}{\partial x_2} \left[\frac{1}{J} \frac{\mu_{\text{eff}}}{\sigma_\epsilon} \left[(\beta_1^2)^2 + (\beta_2^2)^2 + (\beta_3^2)^2 \right] \frac{\partial \epsilon}{\partial x_2} \right] + \\ \frac{\partial}{\partial x_3} \left[\frac{1}{J} \frac{\mu_{\text{eff}}}{\sigma_\epsilon} \left[(\beta_1^3)^2 + (\beta_2^3)^2 + (\beta_3^3)^2 \right] \frac{\partial \epsilon}{\partial x_3} \right] + S_{\epsilon,\text{NO}} + JS_\epsilon + S_{\epsilon,\text{cr}} \end{aligned}$$

Εξίσωση διατήρησης του συστατικού (i):

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho \gamma_i) + \frac{\partial}{\partial x_1}(\rho U_1 \gamma_i) + \frac{\partial}{\partial x_2}(\rho U_2 \gamma_i) + \frac{\partial}{\partial x_3}(\rho U_3 \gamma_i) = \\ \frac{\partial}{\partial x_1} \left[\frac{1}{J} \left(\frac{\mu_i}{Sc_i} + \frac{\mu_t}{Sc_{i,t}} \right) \left[(\beta_1^1)^2 + (\beta_2^1)^2 + (\beta_3^1)^2 \right] \frac{\partial \gamma_i}{\partial x_1} \right] + \\ \frac{\partial}{\partial x_2} \left[\frac{1}{J} \left(\frac{\mu_i}{Sc_i} + \frac{\mu_t}{Sc_{i,t}} \right) \left[(\beta_1^2)^2 + (\beta_2^2)^2 + (\beta_3^2)^2 \right] \frac{\partial \gamma_i}{\partial x_2} \right] + \\ \frac{\partial}{\partial x_3} \left[\frac{1}{J} \left(\frac{\mu_i}{Sc_i} + \frac{\mu_t}{Sc_{i,t}} \right) \left[(\beta_1^3)^2 + (\beta_2^3)^2 + (\beta_3^3)^2 \right] \frac{\partial \gamma_i}{\partial x_3} \right] + S_{\gamma_i,\text{NO}} + JS_{\gamma_i} + S_{\gamma_i,\text{cr}} \end{aligned}$$

Οι συντελεστές διάχυσης (Γ_ϕ) και οι όροι πηγής (S_ϕ), εκτός των όρων των διακένων ($S_{\phi,\text{cr}}$) και των όρων που περιλαμβάνουν τους μη ορθογώνιους όρους ($S_{\phi,\text{NO}}$), που εμφανίζονται στις παραπάνω εξισώσεις διατήρησης, φαίνονται στον Πίνακα 2.

Πίνακας 2. Όροι πηγής των εξισώσεων διατήρησης σε καμπυλόγραμμες συντεταγμένες στις τρεις διαστάσεις

Μεταβλητή	Συντελεστής διάχυσης (Γ_ϕ)	Όρος πηγής (S_ϕ)
u_1	μ_{eff}	$-\left(\frac{\partial P}{\partial x_1}\beta_1^1 + \frac{\partial P}{\partial x_2}\beta_1^2 + \frac{\partial P}{\partial x_3}\beta_1^3\right) - \frac{2}{3}\left(\frac{\partial(\rho k)}{\partial x_1}\beta_1^1 + \frac{\partial(\rho k)}{\partial x_2}\beta_1^2 + \frac{\partial(\rho k)}{\partial x_3}\beta_1^3\right) - \frac{2}{3}\left(\frac{\partial}{\partial x_1}[\mu_{eff}\nabla\bar{u}]\beta_1^1 + \frac{\partial}{\partial x_2}[\mu_{eff}\nabla\bar{u}]\beta_1^2 + \frac{\partial}{\partial x_3}[\mu_{eff}\nabla\bar{u}]\beta_1^3\right)$
u_2	μ_{eff}	$-\left(\frac{\partial P}{\partial x_1}\beta_2^1 + \frac{\partial P}{\partial x_2}\beta_2^2 + \frac{\partial P}{\partial x_3}\beta_2^3\right) - \frac{2}{3}\left(\frac{\partial(\rho k)}{\partial x_1}\beta_2^1 + \frac{\partial(\rho k)}{\partial x_2}\beta_2^2 + \frac{\partial(\rho k)}{\partial x_3}\beta_2^3\right) - \frac{2}{3}\left(\frac{\partial}{\partial x_1}[\mu_{eff}\nabla\bar{u}]\beta_2^1 + \frac{\partial}{\partial x_2}[\mu_{eff}\nabla\bar{u}]\beta_2^2 + \frac{\partial}{\partial x_3}[\mu_{eff}\nabla\bar{u}]\beta_2^3\right)$
u_3	μ_{eff}	$-\left(\frac{\partial P}{\partial x_1}\beta_3^1 + \frac{\partial P}{\partial x_2}\beta_3^2 + \frac{\partial P}{\partial x_3}\beta_3^3\right) - \frac{2}{3}\left(\frac{\partial(\rho k)}{\partial x_1}\beta_3^1 + \frac{\partial(\rho k)}{\partial x_2}\beta_3^2 + \frac{\partial(\rho k)}{\partial x_3}\beta_3^3\right) - \frac{2}{3}\left(\frac{\partial}{\partial x_1}[\mu_{eff}\nabla\bar{u}]\beta_3^1 + \frac{\partial}{\partial x_2}[\mu_{eff}\nabla\bar{u}]\beta_3^2 + \frac{\partial}{\partial x_3}[\mu_{eff}\nabla\bar{u}]\beta_3^3\right)$
h	$\mu_v/Pr + \mu_t/Pr_t$	$\frac{\partial P}{\partial t} + u_1\left(\frac{\partial P}{\partial x_1}\beta_1^1 + \frac{\partial P}{\partial x_2}\beta_1^2 + \frac{\partial P}{\partial x_3}\beta_1^3\right) + u_2\left(\frac{\partial P}{\partial x_1}\beta_2^1 + \frac{\partial P}{\partial x_2}\beta_2^2 + \frac{\partial P}{\partial x_3}\beta_2^3\right) + u_3\left(\frac{\partial P}{\partial x_1}\beta_3^1 + \frac{\partial P}{\partial x_2}\beta_3^2 + \frac{\partial P}{\partial x_3}\beta_3^3\right) + G_k$
k	μ_{eff}/σ_k	$G_k - \rho\varepsilon$
ε	$\mu_{eff}/\sigma_\varepsilon$	$C_1G_k\frac{\varepsilon}{k} - C_2\rho\frac{\varepsilon^2}{k} + C_3\rho\varepsilon\nabla\bar{u} + S_{RNG}$
Y_i	$\mu_i/Sc_i + \mu_t/Sc_{i,t}$	$\rho\omega_i$

Στο συγκεκριμένο μοντέλο της τύρβης που χρησιμοποιήθηκε (RNG k-ε), προστίθεται ένας επιπλέον όρος (S_{RNG}) στον όρο πηγής του ρυθμού καταστροφής της τυρβώδους κινητικής ενέργειας (ε), όπως φαίνεται στον Πίνακα 2, [5], ο οποίος δίνεται από την Εξίσωση (3).

$$S_{RNG} = \frac{\rho C_\mu n^3 (1 - n/n_0) \varepsilon^2}{1 + \beta n^3} k \tag{3}$$

όπου $n = Sk/\varepsilon$ είναι ο λόγος της τυρβώδους προς τη μέση χρονική κλίμακα της τάσης (strain), ενώ ο όρος $S = \sqrt{2S_{i,j}S_{i,j}}$ είναι το μέτρο της μέσης τάσης ($S_{i,j}$). Οι συντελεστές β και n_0 δίνονται παρακάτω.

Η τυρβώδης συνεκτικότητα (turbulent viscosity) υπολογίζεται από την Εξίσωση (4α), ενώ η ενεργός συνεκτικότητα (μ_{eff}) (effective viscosity) είναι το άθροισμα της τυρβώδους (μ_t) και της στρωτής συνεκτικότητας (μ_l) (laminar viscosity) (Εξίσωση (4β)) [6].

$$\mu_t = \frac{C_\mu \rho k^2}{\varepsilon} \quad (4\alpha)$$

$$\mu_{eff} = \mu_l + \mu_t \quad (4\beta)$$

Ο ρυθμός παραγωγής της τυρβώδους κινητικής ενέργειας (G_k) σε καμπυλόγραμμες συντεταγμένες δίνεται από την παρακάτω σχέση [13] (Εξίσωση (5)).

$$\begin{aligned} G_k = & \frac{1}{J^2} \mu_t \left[2 \left[\frac{\partial u_1}{\partial x_1} \beta_1^1 + \frac{\partial u_1}{\partial x_2} \beta_1^2 + \frac{\partial u_1}{\partial x_3} \beta_1^3 \right]^2 + \right. \\ & 2 \left[\frac{\partial u_2}{\partial x_1} \beta_2^1 + \frac{\partial u_2}{\partial x_2} \beta_2^2 + \frac{\partial u_2}{\partial x_3} \beta_2^3 \right]^2 + 2 \left[\frac{\partial u_3}{\partial x_1} \beta_3^1 + \frac{\partial u_3}{\partial x_2} \beta_3^2 + \frac{\partial u_3}{\partial x_3} \beta_3^3 \right]^2 + \\ & \left[\frac{\partial u_1}{\partial x_1} \beta_2^1 + \frac{\partial u_1}{\partial x_2} \beta_2^2 + \frac{\partial u_1}{\partial x_3} \beta_2^3 + \frac{\partial u_2}{\partial x_1} \beta_1^1 + \frac{\partial u_2}{\partial x_2} \beta_1^2 + \frac{\partial u_2}{\partial x_3} \beta_1^3 \right]^2 + \\ & \left[\frac{\partial u_1}{\partial x_1} \beta_3^1 + \frac{\partial u_1}{\partial x_2} \beta_3^2 + \frac{\partial u_1}{\partial x_3} \beta_3^3 + \frac{\partial u_3}{\partial x_1} \beta_1^1 + \frac{\partial u_3}{\partial x_2} \beta_1^2 + \frac{\partial u_3}{\partial x_3} \beta_1^3 \right]^2 + \\ & \left. \left[\frac{\partial u_2}{\partial x_1} \beta_3^1 + \frac{\partial u_2}{\partial x_2} \beta_3^2 + \frac{\partial u_2}{\partial x_3} \beta_3^3 + \frac{\partial u_3}{\partial x_1} \beta_2^1 + \frac{\partial u_3}{\partial x_2} \beta_2^2 + \frac{\partial u_3}{\partial x_3} \beta_2^3 \right]^2 \right] - \frac{2}{3} \nabla \bar{u} (\rho k + \mu_t \nabla \bar{u}) \end{aligned} \quad (5)$$

Επιπλέον, η κλίση (ανάδελτα) της ταχύτητας ($\nabla \bar{u}$) δίνεται από την Εξίσωση (6).

$$\nabla \bar{u} = \left(\frac{\partial u_1}{\partial x_1} \beta_1^1 + \frac{\partial u_2}{\partial x_1} \beta_1^2 + \frac{\partial u_3}{\partial x_1} \beta_1^3 + \frac{\partial u_1}{\partial x_2} \beta_2^1 + \frac{\partial u_2}{\partial x_2} \beta_2^2 + \frac{\partial u_3}{\partial x_2} \beta_2^3 + \frac{\partial u_1}{\partial x_3} \beta_3^1 + \frac{\partial u_2}{\partial x_3} \beta_3^2 + \frac{\partial u_3}{\partial x_3} \beta_3^3 \right) \quad (6)$$

Το μέγεθος ω_i (σε μονάδες: kg/kg/s) είναι ο ρυθμός αντίδρασης του συστατικού (i), που θα δοθεί σε επόμενο κεφάλαιο (Κεφάλαιο 6), όταν θα παρουσιαστεί το μοντέλο καύσης που αναπτύχθηκε [14].

Όλοι οι συντελεστές που χρησιμοποιούνται στο συγκεκριμένο μοντέλο τύρβης, αλλά και στις υπόλοιπες εξισώσεις διατήρησης, φαίνονται στον Πίνακα 3 [4]. Πρέπει να τονιστεί ότι αυτές είναι οι συνήθεις τιμές που χρησιμοποιούνται στους περισσότερους ρευστομηχανικούς κώδικες και σε όλες τις προσομοιώσεις που έγιναν διατηρούν σταθερή την τιμή τους. Οι συντελεστές Pr και Sc_i είναι οι αδιάστατοι (στρωτοί) αριθμοί Prandtl και Schmidt αντίστοιχα, όπου θα δοθούν στην τελευταία υπο-παράγραφο του κεφαλαίου μαζί με τις υπόλοιπες ιδιότητες μεταφοράς των συστατικών σε συνάρτηση της θερμοκρασίας. Αντίθετα, οι συντελεστές Pr_t και Sc_{t,i} είναι οι τυρβώδεις αριθμοί Prandtl και Schmidt αντίστοιχα, οι οποίοι έχουν σταθερή τιμή (βλέπε Πίνακα 3) [6].

Πίνακας 3. Συντελεστές του ρευστομηχανικού μοντέλου

Συντελεστής	C_1	C_2	C_3	C_μ	Pr_t	σ_k	σ_ε	$S_{C_{i,t}}$	β	η_0
Τιμή	1.42	1.68	-0.373	0.0845	0.9	0.719	0.719	0.7	0.012	4.38

Στο σημείο αυτό πρέπει να αναφερθεί, ότι οι πρώτες εκδόσεις του υπολογιστικού μοντέλου βασιζόντουσαν στο μοντέλο τύρβης k-ε, όπου ο όρος S_{RNG} απουσιάζει. Παρόλ' αυτά, οι περισσότερες προσομοιώσεις έγιναν με το μοντέλο τύρβης RNG k-ε. Οι βασικές τους διαφορές είναι, όπως αναφέρθηκε παραπάνω, η απουσία του όρου S_{RNG} , καθώς και κάποιες διαφορετικές τιμές των συντελεστών του Πίνακα 3, και πιο συγκεκριμένα των C_μ , σ_k και σ_ε , όπου στο μοντέλο τύρβης k-ε παίρνουν τις τιμές 0.09, 1 και 1.3 αντίστοιχα [6].

Στις εξισώσεις διατήρησης οι όροι $S_{\phi,NO}$ είναι επιπρόσθετοι όροι πηγής που περιέχουν όλους τους μη-ορθογώνιους όρους που προκύπτουν από το μετασχηματισμό των συντεταγμένων από το ορθογώνιο σύστημα στο καμπυλόγραμμο. Οι όροι αυτοί αποτελούν τη σημαντικότερη διαφοροποίηση από τις αντίστοιχες εξισώσεις σε ορθογώνιες συντεταγμένες [15,16]. Παρακάτω, φαίνεται η γενική έκφραση των μη-ορθογώνιων όρων πηγής που προστίθενται σε κάθε διαφορική εξίσωση διατήρησης της γενικευμένης ιδιότητας ϕ (Εξίσωση (7)).

$$\begin{aligned}
S_{\phi,NO} = & \frac{\partial}{\partial x_1} \left[\frac{\Gamma_\phi}{J} \left(\frac{\partial \phi}{\partial x_2} (\beta_1^1 \beta_1^2 + \beta_2^1 \beta_2^2 + \beta_3^1 \beta_3^2) + \frac{\partial \phi}{\partial x_3} (\beta_1^1 \beta_1^3 + \beta_2^1 \beta_2^3 + \beta_3^1 \beta_3^3) \right) \right] + \\
& \frac{\partial}{\partial x_2} \left[\frac{\Gamma_\phi}{J} \left(\frac{\partial \phi}{\partial x_1} (\beta_1^2 \beta_1^1 + \beta_2^2 \beta_2^1 + \beta_3^2 \beta_3^1) + \frac{\partial \phi}{\partial x_3} (\beta_1^2 \beta_1^3 + \beta_2^2 \beta_2^3 + \beta_3^2 \beta_3^3) \right) \right] + \\
& \frac{\partial}{\partial x_3} \left[\frac{\Gamma_\phi}{J} \left(\frac{\partial \phi}{\partial x_1} (\beta_1^3 \beta_1^1 + \beta_2^3 \beta_2^1 + \beta_3^3 \beta_3^1) + \frac{\partial \phi}{\partial x_2} (\beta_1^3 \beta_1^2 + \beta_2^3 \beta_2^2 + \beta_3^3 \beta_3^2) \right) \right]
\end{aligned} \quad (7)$$

Ειδικά για τις τρεις εξισώσεις διατήρησης της ορμής στις τρεις διευθύνσεις, υπάρχουν επιπλέον μη-ορθογώνιοι όροι, που προστίθενται στον όρο $S_{u_k,NO}$ ($k=1-3$) [13]. Για την κάθε συνιστώσα της ταχύτητας, k , ο όρος αυτός δίνεται από την Εξίσωση (8).

$$\begin{aligned}
S_{u_k,NO} = & \frac{\partial}{\partial x_1} \left[\frac{\mu_{\text{eff}}}{J} \left(\frac{\partial u_1}{\partial x_1} \beta_1^1 \beta_k^1 + \frac{\partial u_1}{\partial x_2} \beta_1^1 \beta_k^2 + \frac{\partial u_1}{\partial x_3} \beta_1^1 \beta_k^3 \right) \right] + \\
& \frac{\partial}{\partial x_1} \left[\frac{\mu_{\text{eff}}}{J} \left(\frac{\partial u_2}{\partial x_1} \beta_2^1 \beta_k^1 + \frac{\partial u_2}{\partial x_2} \beta_2^1 \beta_k^2 + \frac{\partial u_2}{\partial x_3} \beta_2^1 \beta_k^3 \right) \right] + \\
& \frac{\partial}{\partial x_1} \left[\frac{\mu_{\text{eff}}}{J} \left(\frac{\partial u_3}{\partial x_1} \beta_3^1 \beta_k^1 + \frac{\partial u_3}{\partial x_2} \beta_3^1 \beta_k^2 + \frac{\partial u_3}{\partial x_3} \beta_3^1 \beta_k^3 \right) \right] + \\
& \frac{\partial}{\partial x_2} \left[\frac{\mu_{\text{eff}}}{J} \left(\frac{\partial u_1}{\partial x_1} \beta_1^2 \beta_k^1 + \frac{\partial u_1}{\partial x_2} \beta_1^2 \beta_k^2 + \frac{\partial u_1}{\partial x_3} \beta_1^2 \beta_k^3 \right) \right] + \\
& \frac{\partial}{\partial x_2} \left[\frac{\mu_{\text{eff}}}{J} \left(\frac{\partial u_2}{\partial x_1} \beta_2^2 \beta_k^1 + \frac{\partial u_2}{\partial x_2} \beta_2^2 \beta_k^2 + \frac{\partial u_2}{\partial x_3} \beta_2^2 \beta_k^3 \right) \right] + \\
& \frac{\partial}{\partial x_2} \left[\frac{\mu_{\text{eff}}}{J} \left(\frac{\partial u_3}{\partial x_1} \beta_3^2 \beta_k^1 + \frac{\partial u_3}{\partial x_2} \beta_3^2 \beta_k^2 + \frac{\partial u_3}{\partial x_3} \beta_3^2 \beta_k^3 \right) \right] + \\
& \frac{\partial}{\partial x_3} \left[\frac{\mu_{\text{eff}}}{J} \left(\frac{\partial u_1}{\partial x_1} \beta_1^3 \beta_k^1 + \frac{\partial u_1}{\partial x_2} \beta_1^3 \beta_k^2 + \frac{\partial u_1}{\partial x_3} \beta_1^3 \beta_k^3 \right) \right] + \\
& \frac{\partial}{\partial x_3} \left[\frac{\mu_{\text{eff}}}{J} \left(\frac{\partial u_2}{\partial x_1} \beta_2^3 \beta_k^1 + \frac{\partial u_2}{\partial x_2} \beta_2^3 \beta_k^2 + \frac{\partial u_2}{\partial x_3} \beta_2^3 \beta_k^3 \right) \right] + \\
& \frac{\partial}{\partial x_3} \left[\frac{\mu_{\text{eff}}}{J} \left(\frac{\partial u_3}{\partial x_1} \beta_3^3 \beta_k^1 + \frac{\partial u_3}{\partial x_2} \beta_3^3 \beta_k^2 + \frac{\partial u_3}{\partial x_3} \beta_3^3 \beta_k^3 \right) \right]
\end{aligned} \tag{8}$$

Οι ταχύτητες των όρων συναγωγής (U_k) είναι οι σχετικές ταχύτητες ρευστού-πλέγματος, εφόσον οι κόμβοι του πλέγματος κινούνται με ταχύτητα $u_{g,i}$, που σε κάθε διεύθυνση k δίνονται από την Εξίσωση (9) [6]. Σχετικά με την κίνηση των πλεγματικών γραμμών, θα παρουσιαστεί η στρατηγική διαχείρισής της σε επόμενη υπο-παράγραφο.

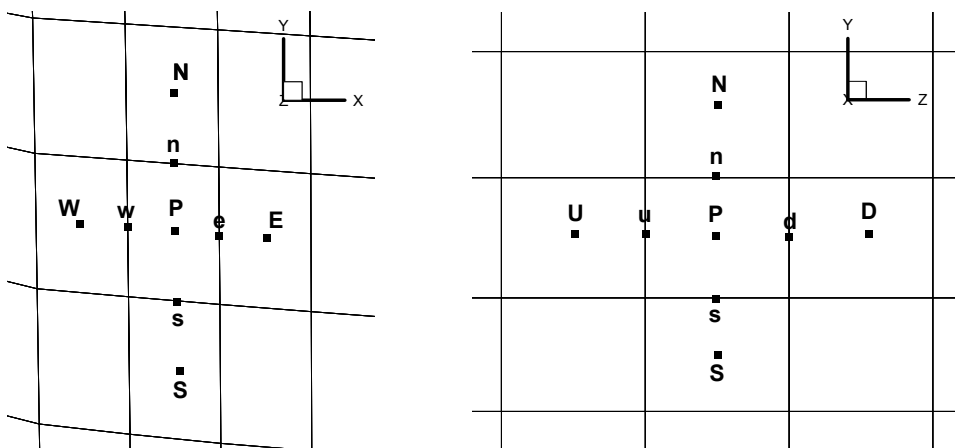
$$U_k = \beta_1^k (u_1 - u_{g,1}) + \beta_2^k (u_2 - u_{g,2}) + \beta_3^k (u_3 - u_{g,3}) \quad , \quad k = 1-3 \tag{9}$$

Τελειώνοντας την παρουσίαση των εξισώσεων που συνθέτουν το μαθηματικό πρόβλημα, αξίζει να αναφερθεί ότι όλες οι προηγούμενες εξισώσεις εφαρμόζονται σε καμπυλόγραμμες συντεταγμένες, όπου οι τρεις διευθύνσεις δεν είναι κάθετες μεταξύ τους. Η αντίστοιχη έκφρασή τους σε ορθογώνιο σύστημα συντεταγμένων μπορεί να γίνει άμεσα, αν σε όλες τις παραπάνω εξισώσεις μηδενιστούν οι γεωμετρικοί συντελεστές β_k^m για k διάφορο του m και απαλοιφούν όλοι οι μη-ορθογώνιοι όροι πηγής ($S_{\phi,NO}$).

3.2.2.3 Διακριτοποίηση των διαφορικών εξισώσεων σε τριδιάστατο μετασχηματισμένο πεδίο

Εφόσον το μαθηματικό πρόβλημα έχει παρουσιαστεί, στη συνέχεια θα γίνει η παρουσίαση του τρόπου επίλυσής του. Θα παρουσιαστεί ο τρόπος που ο κάθε όρος (χρονικός, διάχυσης, συναγωγής, πηγής κτλ.) των διαφορικών εξισώσεων ολοκληρώνεται και διακριτοποιείται, ώστε τελικά να εκφραστεί το σύνολο των εξισώσεων σε γραμμικές αλγεβρικές εξισώσεις.

Η ολοκλήρωση και διακριτοποίηση των όρων θα γίνει αναλυτικά μία φορά για κάθε μέγεθος σε μία διάσταση (όρος πίεσης, μερική παράγωγος των ταχυτήτων κτλ.), αφού η εφαρμογή του και στα υπόλοιπα μεγέθη και διαστάσεις γίνεται με αντίστοιχο τρόπο. Επιπλέον, για την καλύτερη κατανόηση των γεωμετρικών όρων και των συμβόλων που χρησιμοποιούνται, χρήσιμο είναι το Σχήμα 3, όπου φαίνονται δύο τομές του υπολογιστικού πεδίου.



Σχήμα 3. Υπολογιστικό κελί και τα γειτονικά του σε δύο τομές (αριστερά: x-y, δεξιά: y-z)

Στο αριστερό σχήμα φαίνεται το κέντρο του υπολογιστικού κελιού (P), τα γειτονικά του κελιά (N, S, W, E), καθώς και τα κέντρα των πλευρών του (n, s, w, e) σε καμπυλόγραμμο σύστημα συντεταγμένων (επίπεδο x-y), ενώ τα επίπεδα ανάντι (upstream) και κατάντι (downstream) του κόμβου (P) διακρίνονται στο δεξί σχήμα (επίπεδο y-z), όπου φαίνονται οι κόμβοι (N, S, D, U) και τα κέντρα των πλευρών του (n, s, d, u).

Χρονικοί όροι:

Οι χρονικοί όροι της μορφής $\frac{\partial(J\rho\phi)}{\partial t}$ που περιέχονται στη γενικευμένη διαφορική εξίσωση διατήρησης (Εξίσωση (1)) διακριτοποιούνται με το δεύτερης τάξης πεπλεγμένο

προς τα πίσω διαφορικό σχήμα Euler (backward second-order Euler scheme) [8]. Αυτό το σχήμα διαφορίσης εγγυάται ευστάθεια και χρήση χρονικού βήματος ανεξάρτητου από το μέγεθος των υπολογιστικών κελιών [6]. Αφού πρώτα ο χρονικός όρος ολοκληρωθεί στο χώρο, προκύπτει η έκφραση που φαίνεται παρακάτω (Εξίσωση 10)).

$$\int_{dV} \frac{\partial(\rho\phi)}{\partial t} dx_1 dx_2 dx_3 = \frac{(\rho\phi dV)^{t+1} - (\rho\phi dV)^t}{dt} \quad (10)$$

όπου $(t+1)$ το τρέχον χρονικό βήμα, (t) το προηγούμενο χρονικό βήμα, ενώ ο όγκος του κάθε κελιού (dV) δεν διατηρείται σταθερός σε κάθε χρονικό βήμα, εξαιτίας της κίνησης του εμβόλου, της βαλβίδας και του στελέχους της, καθώς και της αντίστοιχης μεταβολής της γεωμετρίας του πλέγματος.

Η παραπάνω έκφραση είναι σχετικά απλή, η οποία όμως είναι και αρκετά ακριβής, ενώ το σφάλμα διακριτοποίησής της είναι ανάλογο του τετραγώνου του χρονικού βήματος (dt) που χρησιμοποιείται. Αυτό σημαίνει ότι αν το χρονικό βήμα μειωθεί αρκετά, της τάξης των μερικών εκατοντάδων μs , το σχετικό σφάλμα μειώνεται αρκετά. Πράγματι, σε εφαρμογές εμβολοφόρων ΜΕΚ χρησιμοποιείται συνήθως χρονικό βήμα ίσο ή μικρότερο της μίας μοίρας γωνίας στροφάλου. Η συσχέτιση του χρονικού βήματος με τις μοίρες γωνίας στροφάλου δίνεται από την Εξίσωση (11).

$$dt = \frac{d\theta}{6n} \quad (11)$$

όπου n η ταχύτητα περιστροφής σε rpm και $d\theta$ η γωνία στροφάλου σε μοίρες.

Επομένως, αν $d\theta$ είναι ίσο με 1° γωνίας στροφάλου και η ταχύτητα περιστροφής ίση με 1000 rpm, το χρονικό βήμα που προκύπτει από την εφαρμογή της Εξίσωσης (11) είναι περίπου 167 μs . Στην περίπτωση που χρησιμοποιηθεί μικρότερο $d\theta$ ίσο με 0.5° γωνίας στροφάλου και διατηρηθεί σταθερή η ταχύτητα περιστροφής (1000 rpm), το σχετικό σφάλμα της χρονικής διακριτοποίησης θα υποτετραπλασιαστεί. Αυτός είναι και ένας από τους στόχους των μελετών ανεξαρτησίας του χρονικού βήματος, οι οποίες έχουν τελικό σκοπό την επιλογή του μικρότερου δυνατού χρονικού βήματος, ώστε οι υπολογιστικές λύσεις που προκύπτουν να είναι ανεξάρτητες του χρονικού βήματος ή με άλλα λόγια να μειώσουν όσο το δυνατόν περισσότερο το σχετικό σφάλμα της χρονικής διακριτοποίησης, ώστε να μην παίζει κάποιο ουσιαστικό ρόλο στα αποτελέσματα.

Όροι συναγωγής (ή μεταφοράς):

Οι όροι συναγωγής συναντώνται στην εξίσωση της συνέχειας, καθώς και στις υπόλοιπες διαφορικές εξισώσεις διατήρησης της γενικευμένης ιδιότητας ϕ . Σε όλες τις περιπτώσεις ακολουθείται ο ίδιος τρόπος διακριτοποίησης, ο οποίος θα παρουσιαστεί στη συνέχεια.

Μετά από ολοκλήρωση στο στοιχειώδη όγκο dV του τρέχοντος χρονικού βήματος ($t+1$), και με τη χρήση του θεωρήματος ολοκληρώματος Green σχετικά με επιφανειακά ολοκληρώματα [9], προκύπτει η παρακάτω διακριτοποιημένη έκφραση για τη διεύθυνση x_1 (στα σημεία e-w του Σχήματος 3) (Εξίσωση (12)). Αντίστοιχες εκφράσεις προκύπτουν και για τις άλλες δύο διευθύνσεις (x_2, x_3), όπου από την ολοκλήρωση θα προκύψουν εκφράσεις για τις επιφάνειες “n-s” και “d-u” αντίστοιχα, ενώ οι ταχύτητες U_k (όπου $k=1,2,3$) που φαίνονται στην Εξίσωση (12) είναι οι σχετικές ταχύτητες ρευστού-πλεγματικών κόμβων, όπως έχει αναφερθεί προηγουμένως

$$\int_{dV} \frac{\partial}{\partial x_1} (\rho U_1) dx_1 dx_2 dx_3 = \int_{dV} \frac{\partial}{\partial x_1} [\rho (U_1 \beta_1^1 + U_2 \beta_2^1 + U_3 \beta_3^1)] dx_1 dx_2 dx_3 = \left[\rho (U_1 \beta_1^1 + U_2 \beta_2^1 + U_3 \beta_3^1) dx_2 dx_3 \right]_w^e \quad (12)$$

Στην Εξίσωση (12) εμφανίζονται οι όροι β_m^k και οι στοιχειώδεις αποστάσεις dx_k , εκφρασμένες στα σημεία e-w. Ο υπολογισμός τους είναι πολύπλοκος, αφού προϋποθέτει εκτός των άλλων και τον υπολογισμό της Ιακωβιανής ορίζουσας μετασχηματισμού (Εξίσωση (2)). Με την περαιτέρω επεξεργασία της Εξίσωσης (12) είναι δυνατή η απλούστευση της έκφρασής της, με τη χρήση πιο απλών γεωμετρικών μεγεθών (b_m^k). Τα γεωμετρικά αυτά μεγέθη είναι συνάρτηση μόνο των συντεταγμένων του ορθογώνιου συστήματος (του αρχικού μη μετασχηματισμένου), σε αντίθεση με τους συντελεστές β_m^k που είναι συνάρτηση τόσο των συντεταγμένων του ορθογώνιου πεδίου, όσο και του μετασχηματισμένου [13]. Επιπλέον, οι όροι b_m^k αποτελούν ουσιαστικά εξωτερικά γινόμενα διανυσμάτων και υπολογίζονται γνωρίζοντας μόνο τις καρτεσιανές συντεταγμένες (x, y, z) των κορυφών του κάθε υπολογιστικού κελιού, καθώς και του γεωμετρικού κέντρου του στο ορθογώνιο σύστημα συντεταγμένων (φυσικό χώρο). Οι σχέσεις που συνδέουν τους συντελεστές β_m^k με τους b_m^k δίνονται παρακάτω [13], ενώ ο ακριβής τρόπος υπολογισμού των γεωμετρικών όρων b_m^k θα παρουσιαστεί στο επόμενο κεφάλαιο.

Στη διεύθυνση x_1 :

$$b_1^1 = \beta_1^1 dx_2 dx_3 \quad , \quad b_2^1 = \beta_2^1 dx_2 dx_3 \quad , \quad b_3^1 = \beta_3^1 dx_2 dx_3$$

Στη διεύθυνση x_2 :

$$b_1^2 = \beta_1^2 dx_1 dx_3 \quad , \quad b_2^2 = \beta_2^2 dx_1 dx_3 \quad , \quad b_3^2 = \beta_3^2 dx_1 dx_3$$

Στη διεύθυνση x_3 :

$$b_1^3 = \beta_1^3 dx_1 dx_2 \quad , \quad b_2^3 = \beta_2^3 dx_1 dx_2 \quad , \quad b_3^3 = \beta_3^3 dx_1 dx_2$$

Επομένως, η Εξίσωση (12) με τη χρήση των συντελεστών b_m^k παρουσιάζει πιο απλή μορφή, η οποία φαίνεται στην Εξίσωση (13).

$$\begin{aligned} \int_{dV} \frac{\partial}{\partial x_1} (\rho U_1) dx_1 dx_2 dx_3 &= \left[\rho (U_1 \beta_1^1 + U_2 \beta_2^1 + U_3 \beta_3^1) \right]_{dx_2 dx_3}^e = \\ &= \left[\rho (U_1 b_1^1 + U_2 b_2^1 + U_3 b_3^1) \right]_{dx_2 dx_3}^e = \\ &= \rho_e (U_1 b_1^1 + U_2 b_2^1 + U_3 b_3^1)_e - \rho_w (U_1 b_1^1 + U_2 b_2^1 + U_3 b_3^1)_w \end{aligned} \quad (13)$$

Για τον υπολογισμό των μεγεθών (π.χ. της πυκνότητας, ταχύτητας και γεωμετρικών συντελεστών) της Εξίσωσης (13) στα όρια του υπολογιστικού όγκου, στα σημεία δηλαδή n,s,e,w,d,u, γίνεται γραμμική παρεμβολή μεταξύ των τιμών των διπλανών κόμβων. Επομένως, για τον υπολογισμό ενός τυχαίου μεγέθους (ϕ), π.χ. στην «east» πλευρά ενός υπολογιστικού κελιού, εφαρμόζεται η Εξίσωση (14) [17].

$$\phi_e = \phi_P f_e + \phi_E (1 - f_e) \quad (14)$$

όπου ο γεωμετρικός συντελεστής f_e λαμβάνει υπόψιν του τις αποστάσεις του κόμβου (P) και του διπλανού του (E) από το ενδιαμέσο σημείο τους (e). Στην προκειμένη περίπτωση («east» πλευρά) ο συντελεστής αυτός δίνεται από την Εξίσωση (15) [6].

$$f_e = \frac{|Pe|}{|Ee + Pe|} = \frac{|Pe|}{|EP|} \quad (15)$$

Αντίστοιχες παρεμβολές γίνονται και για τον υπολογισμό των μεγεθών στα άλλα ενδιαμέσα σημεία (n,s,w,d,u) με χρήση των κατάλληλων γεωμετρικών συντελεστών f_i . Στην περίπτωση που το υπολογιστικό πλέγμα είναι ομοιόμορφο, δηλαδή όλοι οι κόμβοι ισοαπέχουν μεταξύ τους, όλοι οι γεωμετρικοί συντελεστές f_i παίρνουν την τιμή 0.5.

Όροι διάχυσης (ή αγωγής):

Σχετικά με τους όρους διάχυσης, που εμφανίζονται στις εξισώσεις διατήρησης σε καμπυλόγραμμες συντεταγμένες, διακριτοποιούνται με παρόμοιο τρόπο (ολοκλήρωση και χρήση θεωρήματος Green). Πριν αρχίσει η παρουσίαση του τρόπου διακριτοποίησης, θα παρουσιαστούν ορισμένα ενδεικτικά παραδείγματα, που θα βοηθήσουν στην κατανόηση της όλης διαδικασίας.

Για τη μερική παράγωγο μίας μεταβλητής σε διεύθυνση κάθετη προς μία επιφάνεια ολοκλήρωσης (μη-διαγώνιος όρος), χρησιμοποιείται η κεντρική διαφοράση (central differencing) [2], όπως φαίνεται παρακάτω.

$$\left(\frac{\partial \phi}{\partial x_1} \right)_e = \frac{\phi_E - \phi_P}{dx_{1e}} \quad (16)$$

όπου dx_{1e} η απόσταση των κόμβων P,E ως προς τη διεύθυνση x_1 .

Με λίγο διαφορετικό τρόπο γίνεται η διαφόριση για τους διαγώνιους όρους, ακολουθώντας όμως παρόμοια μεθοδολογία, όπως φαίνεται παρακάτω.

$$\left(\frac{\partial \phi}{\partial x_1} \right)_n = \frac{(\phi_e - \phi_w)_n}{dx_{1n}} = \frac{\phi_{en} - \phi_{wn}}{dx_{1n}} \quad (17)$$

όπου οι όροι ϕ_{en} , ϕ_{wn} , καθώς και όλοι οι αντίστοιχοι που μπορεί να προκύψουν, υπολογίζονται με γραμμική παρεμβολή με βάση τους γειτονικούς κόμβους και τα ενδιάμεσα σημεία τους. Στην περίπτωση της Εξίσωσης (17) οι γειτονικοί κόμβοι είναι οι: P,N,E,W και τα ενδιάμεσα σημεία τα: e,w,n (βλέπε Σχήμα 3). Η απόσταση dx_{1n} είναι η απόσταση των κόμβων P,N ως προς τη διεύθυνση x_1 .

Έχοντας υπόψιν τα παραπάνω, μπορεί να συνεχιστεί η παρουσίαση του τρόπου διαφόρισης των όρων διάχυσης των εξισώσεων διατήρησης. Οι ορθογώνιοι όροι διάχυσης της γενικευμένης ιδιότητας ϕ , που αντιστοιχούν στον πρώτο όρο του δεξιού μέλους της Εξίσωσης (1), κατά τις τρεις διευθύνσεις διακριτοποιούνται, όπως παρακάτω.

Στη διεύθυνση x_1 (e-w):

$$\int_{dV} \frac{\partial}{\partial x_1} \left[\frac{\Gamma_\phi}{J} \left[(\beta_1^1)^2 + (\beta_2^1)^2 + (\beta_3^1)^2 \right] \frac{\partial \phi}{\partial x_1} \right] dx_1 dx_2 dx_3 = \int_{A_e} \left[\frac{\Gamma_\phi}{J} \left[(\beta_1^1)^2 + (\beta_2^1)^2 + (\beta_3^1)^2 \right] \frac{\partial \phi}{\partial x_1} \right] dx_2 dx_3 =$$

$$= \left(\frac{\Gamma_\phi}{dV} \right)_e \left[(b_1^1)^2 + (b_2^1)^2 + (b_3^1)^2 \right]_e (\phi_E - \phi_P) - \left(\frac{\Gamma_\phi}{dV} \right)_w \left[(b_1^1)^2 + (b_2^1)^2 + (b_3^1)^2 \right]_w (\phi_W - \phi_P)$$

Στη διεύθυνση x_2 (n-s):

$$\int_{dV} \frac{\partial}{\partial x_2} \left[\frac{\Gamma_\phi}{J} \left[(\beta_1^2)^2 + (\beta_2^2)^2 + (\beta_3^2)^2 \right] \frac{\partial \phi}{\partial x_2} \right] dx_1 dx_2 dx_3 = \int_{A_n} \left[\frac{\Gamma_\phi}{J} \left[(\beta_1^2)^2 + (\beta_2^2)^2 + (\beta_3^2)^2 \right] \frac{\partial \phi}{\partial x_2} \right] dx_1 dx_3 =$$

$$= \left(\frac{\Gamma_\phi}{dV} \right)_n \left[(b_1^2)^2 + (b_2^2)^2 + (b_3^2)^2 \right]_n (\phi_N - \phi_P) - \left(\frac{\Gamma_\phi}{dV} \right)_s \left[(b_1^2)^2 + (b_2^2)^2 + (b_3^2)^2 \right]_s (\phi_S - \phi_P)$$

Στη διεύθυνση x_3 (d-u):

$$\int_{dV} \frac{\partial}{\partial x_3} \left[\frac{\Gamma_\phi}{J} \left[(\beta_1^3)^2 + (\beta_2^3)^2 + (\beta_3^3)^2 \right] \frac{\partial \phi}{\partial x_3} \right] dx_1 dx_2 dx_3 = \int_{A_d} \left[\frac{\Gamma_\phi}{J} \left[(\beta_1^3)^2 + (\beta_2^3)^2 + (\beta_3^3)^2 \right] \frac{\partial \phi}{\partial x_3} \right] dx_1 dx_2 =$$

$$= \left(\frac{\Gamma_\phi}{dV} \right)_d \left[(b_1^3)^2 + (b_2^3)^2 + (b_3^3)^2 \right]_d (\phi_D - \phi_P) - \left(\frac{\Gamma_\phi}{dV} \right)_u \left[(b_1^3)^2 + (b_2^3)^2 + (b_3^3)^2 \right]_u (\phi_U - \phi_P)$$

Στις παραπάνω εκφράσεις χρησιμοποιήθηκαν τελικά οι γεωμετρικοί συντελεστές b_m^k , που με τη χρήση τους απλοποιείται η έκφραση των μη-διαγώνιων όρων διάχυσης. Στους όρους πηγής όμως υπάρχουν και διαγώνιοι όροι διάχυσης, που η διακριτοποίησή τους είναι πιο πολύπλοκη. Οι όροι αυτοί, όπως αναφέρθηκε προηγουμένως, έχουν προκύψει από το μετασχηματισμό των εξισώσεων στο καμπυλόγραμμο (μη-ορθογώνιο) σύστημα συντεταγμένων. Ο τρόπος που γίνεται η διαχείριση αυτών των όρων φαίνεται παρακάτω, όπου δίνεται ένα χαρακτηριστικό παράδειγμα στη διεύθυνση x_1 , χρησιμοποιώντας τις αντίστοιχες εκφράσεις με αυτές των διαγώνιων όρων [13].

Για τη διεύθυνση x_1 (e-w):

$$\int_{dV} \frac{\partial}{\partial x_1} \left[\frac{\Gamma_\phi}{J} [\beta_1^1 \beta_1^2 + \beta_2^1 \beta_2^2 + \beta_3^1 \beta_3^2] \frac{\partial \phi}{\partial x_2} \right] dx_1 dx_2 dx_3 = \int_{A_e} \left[\frac{\Gamma_\phi}{J} [\beta_1^1 \beta_1^2 + \beta_2^1 \beta_2^2 + \beta_3^1 \beta_3^2] \frac{\partial \phi}{\partial x_2} \right] dx_2 dx_3 =$$

$$= \left(\frac{\Gamma_\phi}{dV} \right)_e [(b_1^1 b_1^2 + b_2^1 b_2^2 + b_3^1 b_3^2)(\phi_n - \phi_s)]_e - \left(\frac{\Gamma_\phi}{dV} \right)_w [(b_1^1 b_1^2 + b_2^1 b_2^2 + b_3^1 b_3^2)(\phi_n - \phi_s)]_w$$

και

$$\int_{dV} \frac{\partial}{\partial x_1} \left[\frac{\Gamma_\phi}{J} [\beta_1^1 \beta_1^3 + \beta_2^1 \beta_2^3 + \beta_3^1 \beta_3^3] \frac{\partial \phi}{\partial x_3} \right] dx_1 dx_2 dx_3 = \int_{A_e} \left[\frac{\Gamma_\phi}{J} [\beta_1^1 \beta_1^3 + \beta_2^1 \beta_2^3 + \beta_3^1 \beta_3^3] \frac{\partial \phi}{\partial x_3} \right] dx_2 dx_3 =$$

$$= \left(\frac{\Gamma_\phi}{dV} \right)_e [(b_1^1 b_1^3 + b_2^1 b_2^3 + b_3^1 b_3^3)(\phi_d - \phi_u)]_e - \left(\frac{\Gamma_\phi}{dV} \right)_w [(b_1^1 b_1^3 + b_2^1 b_2^3 + b_3^1 b_3^3)(\phi_d - \phi_u)]_w$$

Αντίστοιχα διακριτοποιούνται και όλοι οι υπόλοιποι όροι των όρων πηγής που περιέχουν διαγώνιους όρους στις άλλες δύο διευθύνσεις (x_2, x_3).

Άλλοι όροι πηγής:

Στους όρους πηγής υπάρχουν κάποιοι όροι που δεν μπορούν να ταξινομηθούν στις κατηγορίες που παρουσιάστηκαν έως τώρα (χρονικοί, συναγωγής και διάχυσης), οι οποίοι θα αναλυθούν στην παρούσα υπο-παραγράφο.

Όρος πίεσης

Αρχίζοντας με τους χωρικούς όρους πηγής της πίεσης που υπάρχουν στο δεξί μέλος των εξισώσεων διατήρησης της ορμής, διακριτοποιούνται, όπως δείχνεται παρακάτω [13].

$$S_{u_k, P} = \int_{dV} \left(\frac{\partial P}{\partial x_1} \beta_k^1 + \frac{\partial P}{\partial x_2} \beta_k^2 + \frac{\partial P}{\partial x_3} \beta_k^3 \right) dx_1 dx_2 dx_3 =$$

$$= (P_e - P_w) b_k^1 + (P_n - P_s) b_k^2 + (P_d - P_u) b_k^3 \quad (18)$$

όπου οι όροι b_k^i υπολογίζονται στο κέντρο του υπολογιστικού όγκου ολοκλήρωσης (P) και ο δείκτης k παίρνει τιμές 1,2,3 για τις τρεις εξισώσεις της ορμής σε κάθε διεύθυνση αντίστοιχα.

Όροι παραμέτρων της τύρβης

Σχετικά με τους όρους πηγής του μοντέλου τύρβης, ακολουθείται μια διαφορετική προσέγγιση για τη διακριτοποίησή τους. Αυτό γίνεται, διότι οι όροι αυτοί δεν περιέχουν χωρικά διαφορικά, οπότε μπορεί να ληφθεί υπόψιν η τιμή του κάθε μεγέθους στο κέντρο του υπολογιστικού κελιού (P). Ο τρόπος που γίνεται αυτό, ύστερα και από την ολοκλήρωση των όρων στο χώρο, παρουσιάζεται παρακάτω. Αρχίζοντας με τους όρους της τυρβώδους κινητικής ενέργειας, χρησιμοποιείται η Εξίσωση (19).

$$\int_{dV} S_k dx_1 dx_2 dx_3 = \int_{dV} (G_k - \rho \varepsilon) dx_1 dx_2 dx_3 = (G_k - \rho \varepsilon)_P (dV)_P \quad (19)$$

Με παρόμοιο τρόπο γίνεται η διακριτοποίηση για τους όρους του ρυθμού καταστροφής της τυρβώδους κινητικής ενέργειας (Εξίσωση (20)).

$$\begin{aligned} \int_{dV} S_\varepsilon dx_1 dx_2 dx_3 &= \int_{dV} \left(C_1 G_k \frac{\varepsilon}{k} - C_2 \rho \frac{\varepsilon^2}{k} + C_3 \rho \varepsilon \nabla \bar{u} + S_{RNG} \right) dx_1 dx_2 dx_3 = \\ &= \left(C_1 G_k \frac{\varepsilon}{k} - C_2 \rho \frac{\varepsilon^2}{k} + C_3 \rho \varepsilon \nabla \bar{u} + S_{RNG} \right)_P (dV)_P \end{aligned} \quad (20)$$

Στις παραπάνω διακριτοποιημένες εξισώσεις υπάρχει ο όρος του ρυθμού παραγωγής της τυρβώδους κινητικής ενέργειας (G_k) και του ανάδελα του διανύσματος της ταχύτητας ($\nabla \bar{u}$), εκφρασμένα στο κέντρο του υπολογιστικού κελιού (P). Η διακριτοποίηση αυτών των όρων φαίνεται παρακάτω [13].

$$\begin{aligned} (G_k)_P &= \left(\frac{\mu_t}{dV^2} \right)_P \left[2[(u_{1e} - u_{1w})b_1^1 + (u_{1n} - u_{1s})b_1^2 + (u_{1d} - u_{1u})b_1^3]^2 \right. \\ &+ 2[(u_{2e} - u_{2w})b_2^1 + (u_{2n} - u_{2s})b_2^2 + (u_{2d} - u_{2u})b_2^3]^2 \\ &+ 2[(u_{3e} - u_{3w})b_3^1 + (u_{3n} - u_{3s})b_3^2 + (u_{3d} - u_{3u})b_3^3]^2 \\ &+ [(u_{1e} - u_{1w})b_2^1 + (u_{1n} - u_{1s})b_2^2 + (u_{1d} - u_{1u})b_2^3 + (u_{2e} - u_{2w})b_1^1 + (u_{2n} - u_{2s})b_1^2 + (u_{2d} - u_{2u})b_1^3]^2 \\ &+ [(u_{1e} - u_{1w})b_3^1 + (u_{1n} - u_{1s})b_3^2 + (u_{1d} - u_{1u})b_3^3 + (u_{3e} - u_{3w})b_1^1 + (u_{3n} - u_{3s})b_1^2 + (u_{3d} - u_{3u})b_1^3]^2 \\ &+ [(u_{2e} - u_{2w})b_3^1 + (u_{2n} - u_{2s})b_3^2 + (u_{2d} - u_{2u})b_3^3 + (u_{3e} - u_{3w})b_2^1 + (u_{3n} - u_{3s})b_2^2 + (u_{3d} - u_{3u})b_2^3]^2 \left. \right]_P \\ &- \frac{2}{3} [\nabla \bar{u} (\rho k + \mu_t \nabla \bar{u})]_P \end{aligned} \quad (21)$$

και

$$\begin{aligned} (\nabla \bar{u})_P &= \frac{1}{(dV)_P} \left[(u_1 b_1^1 + u_2 b_2^1 + u_3 b_3^1)_e - (u_1 b_1^1 + u_2 b_2^1 + u_3 b_3^1)_w + \right. \\ &\quad (u_1 b_1^2 + u_2 b_2^2 + u_3 b_3^2)_n - (u_1 b_1^2 + u_2 b_2^2 + u_3 b_3^2)_s + \\ &\quad \left. (u_1 b_1^3 + u_2 b_2^3 + u_3 b_3^3)_d - (u_1 b_1^3 + u_2 b_2^3 + u_3 b_3^3)_u \right] \end{aligned} \quad (22)$$

Όρος διατήρησης των συστατικών

Στον όρο πηγής των εξισώσεων διατήρησης των συστατικών δεν περιλαμβάνεται κάποιο χωρικό διαφορικό, επομένως αντίστοιχα με προηγουμένως, κατά την ολοκλήρωση του όρου προκύπτει ένας όρος εκφρασμένος στο κέντρο του υπολογιστικού κελιού (P). Για τον όρο της διατήρησης ενός συστατικού (i), ισχύει:

$$\int_{dV} S_{Y_i} dx_1 dx_2 dx_3 = \int_{dV} (\rho \omega_i) dx_1 dx_2 dx_3 = (\rho \omega_i)_P (dV)_P \quad (23)$$

3.2.2.4 Σχήμα χωρικής διαφόρισης

Από το σχήμα διαφόρισης εξαρτάται ο τρόπος που θα εκφραστούν οι όροι συναγωγής και διάχυσης (μη-διαγώνιας) και η σχετική βαρύτητά τους. Επιπλέον, καλό θα είναι να έχει απλή μορφή και η έκφρασή του να περιλαμβάνει όσο το δυνατόν λιγότερους γειτονικούς υπολογιστικούς κόμβους του κελιού με κέντρο (P), για την αύξηση της σταθερότητας του ρευστομηχανικού κώδικα.

Υπάρχουν ορισμένα επιθυμητά χαρακτηριστικά, ώστε ένα σχήμα διαφόρισης να θεωρείται αξιόπιστο, τα οποία αναφέρονται εν συντομία παρακάτω [6,9].

1. Συντηρητικότητα (conservativeness) της γενικευμένης μεταβλητής ϕ , πράγμα που σημαίνει ότι η ροή με συναγωγή ή/και διάχυση (εισερχόμενη ή εξερχόμενη) της μεταβλητής ϕ από το υπολογιστικό κελί A προς το κελί B όταν εξετάζεται το κελί A, θα πρέπει να είναι ίση με την αντίστοιχη ροή (εξερχόμενη ή εισερχόμενη) από το κελί B στο κελί A, όταν εξετάζεται το κελί B. Με άλλα λόγια το σύνολο των ροών σε ένα κλειστό σύστημα χωρίς πηγές ή καταβόθρες πρέπει να αλληλοαναιρούνται.
2. Να είναι φραγμένο (bounded), που σημαίνει ότι εάν δεν υπάρχουν εσωτερικές πηγές ή καταβόθρες, η μέγιστη ή ελάχιστη τιμή που υπολογίζεται για κάθε μεταβλητή, θα πρέπει να είναι φραγμένη (να περιορίζεται δηλαδή) από τις αντίστοιχες τιμές στα γειτονικά υπολογιστικά κελιά. Πρέπει να τονιστεί εδώ ότι φραγμένη τιμή θα πρέπει να είναι η τιμή της μεταβλητής κατά τη σύγκλιση, καθώς ειδικά στις πρώτες επαναλήψεις της επαναληπτικής διαδικασίας, υπάρχει περίπτωση να υπολογίζονται τιμές σε κάποιους κόμβους του υπολογιστικού πεδίου, που να μην είναι φραγμένες.
3. Μεταφορικότητα (transportiveness). Στις διακριτοποιημένες διαφορικές εξισώσεις υπάρχουν τόσο όροι συναγωγής όσο και όροι διάχυσης (μη-διαγώνιοι). Η βαρύτητά τους στο συνολικό υπολογισμό μιας μεταβλητής ϕ , εξαρτάται από το συντελεστή συναγωγής και το συντελεστή της μη-διαγώνιας διάχυσης, που εκφράζεται μέσω του αριθμού Peclet (Pe), ο οποίος ορίζεται ως ο λόγος του όρου συναγωγής προς τον όρο της μη-διαγώνιας διάχυσης. Κάθε σχήμα διαφόρισης θα πρέπει να λαμβάνει υπόψιν το

συντελεστή αυτόν και τη σχετική βαρύτητα που θα έχει στον υπολογισμό των μεταβλητών (βαρύτητα μηχανισμού συναγωγής/διάχυσης να αποδίδεται στο σωστό βαθμό), ώστε να αντικατοπτρίζεται σαφώς στην τελική υπολογιστική λύση και να προσομοιώνει ικανοποιητικά το φυσικό φαινόμενο.

Εκτός από όλα αυτά τα επιθυμητά χαρακτηριστικά του σχήματος διαφόρισης, πρέπει να λαμβάνεται υπόψιν και η σχετική ακρίβεια του κάθε σχήματος ως προς τις διαστάσεις των κελιών του υπολογιστικού πλέγματος. Αυτό εκφράζεται ως ακρίβεια πρώτης, δεύτερης κτλ. τάξης ως προς τη διάσταση των όγκων ελέγχου (dx_i) [6], που σημαίνει ότι σε ένα σχήμα χωρικής διαφόρισης δεύτερης τάξης, αν μειωθεί η διάσταση των κελιών στο μισό, θα μειωθεί το σχετικό σφάλμα κατά τέσσερις φορές. Βέβαια, όσο αυξάνεται η τάξη ακρίβειας, το σχήμα διαφόρισης γίνεται όλο και πιο πολύπλοκο, αφού λαμβάνονται υπόψιν οι τιμές όλο και περισσότερων γειτονικών υπολογιστικών κελιών. Σε τρεις διαστάσεις συνήθως ένα σχήμα διαφόρισης λαμβάνει υπόψιν του τις τιμές των 6 γειτονικών κελιών (N,S,E,W,D,U) του κελιού με κέντρο (P), ενώ τα πιο σύνθετα λαμβάνουν υπόψιν τους ακόμα και τις τιμές των 18 γειτονικών κελιών, πράγμα που αυξάνει αρκετά την πολυπλοκότητα και τον απαιτούμενο υπολογιστικό χρόνο. Επιπλέον, ένα άλλο αρνητικό σημείο της χρήσης σχήματος διαφόρισης τρίτης ή ανώτερης τάξης είναι ότι μειώνει αισθητά την ευστάθεια του υπολογιστικού κώδικα, αφού σε πολύπλοκες ροές ή όταν το υπολογιστικό πλέγμα δεν είναι καλής ποιότητας, υπάρχει το ενδεχόμενο η λύση να οδηγηθεί στην απόκλιση.

Στην παρούσα Διδακτορική Διατριβή το σχήμα διαφόρισης που χρησιμοποιήθηκε είναι το υβριδικό (hybrid differencing scheme) [9], το οποίο είναι ουσιαστικά ο συνδυασμός δύο απλών σχημάτων:

- Του σχήματος διαφόρισης κεντρικών διαφορών (central differencing scheme) δεύτερης τάξης ακρίβειας, όπου η γενικευμένη ιδιότητα ϕ εκφράζεται ως γραμμική παρεμβολή των εκατέρωθεν τιμών της στους γειτονικούς κόμβους. Ο τρόπος έκφρασης γίνεται με τη χρήση κατάλληλων συντελεστών για την παρεμβολή των τιμών, όπως παρουσιάστηκε προηγουμένως. Υπενθυμίζεται με ένα τυπικό παράδειγμα εδώ, ότι για το «west» σημείο ενός υπολογιστικού κελιού η τιμή παρεμβολής ϕ_w θα είναι ίση με: $\phi_w = \phi_P f_w + \phi_W (1 - f_w)$, όπου f_w ο γεωμετρικός συντελεστής στο «west» σημείο, αντίστοιχα όπως είχε δοθεί προηγουμένως. Το σχήμα διαφόρισης αυτό έχει το μειονέκτημα, ότι σε συνθήκες υψηλών ροών (υψηλής συναγωγής και επομένως υψηλού αριθμού Peclet), όπως παρατηρείται σε ορισμένες χρονικές περιόδους του κύκλου λειτουργίας των εμβολοφόρων ΜΕΚ (π.χ. σε ροές διαμέσου των βαλβίδων), παραβιάζεται η μεταβατικότητα που πρέπει να διέπει ένα σχήμα διαφόρισης και μπορεί επιπροσθέτως να εισάγεται αστάθεια στον υπολογιστικό αλγόριθμο. Γι' αυτόν το λόγο αποφεύγεται η χρήση του σε τέτοιες περιπτώσεις. Βέβαια,

σε απλές ροές, όπου επικρατούν οι συνθήκες διάχυσης, είναι κατάλληλο σχήμα διαφόρισης, αφού η μορφή του είναι εξαιρετικά απλή.

- Του σχήματος ανάντι διαφόρισης πρώτης τάξης (upwind first-order differencing scheme), που βασίζεται στην έκφραση π.χ. της τιμής ϕ_e ανάλογα με την κατεύθυνση της ροής,

δηλαδή: $\phi_e = \begin{cases} \phi_P & , \text{ ε } \acute{\alpha}\nu \quad C_e \geq 0 \\ \phi_E & , \text{ ε } \acute{\alpha}\nu \quad C_e < 0 \end{cases}$, όπου C_e ο όρος συναγωγής στο ενδιάμεσο σημείο (e)

των κόμβων P,E. Αντίστοιχα ισχύουν και για τα υπόλοιπα ενδιάμεσα σημεία. Με τον τρόπο αυτόν η τιμή της μεταβλητής ϕ μεταφέρεται, εξαρτώμενη από την κατεύθυνση της ροής. Το μειονέκτημα της μεθόδου αυτής είναι ότι τα υπολογισμένα πεδία παρουσιάζονται εξομαλυσμένα και το γεγονός αυτό περιγράφεται ως «εισαγωγή τεχνητής συνεκτικότητας» (artificial viscosity), που πρέπει να αποφεύγεται, ώστε η ακρίβεια των υπολογισμών να αυξάνεται. Αυτό το σχήμα διαφόρισης έχει επίσης αρκετά απλή μορφή και μπορεί υπολογιστικά να υλοποιηθεί εύκολα.

Το υβριδικό σχήμα διαφόρισης που χρησιμοποιήθηκε, λειτουργεί σαν σχήμα κεντρικής διαφόρισης σε χαμηλούς αριθμούς Peclet (όπου κυριαρχεί η διάχυση έναντι της συναγωγής) και σαν σχήμα ανάντι διαφόρισης σε υψηλούς Peclet (όπου κυριαρχεί η συναγωγή έναντι της διάχυσης) [17]. Πρέπει να σημειωθεί εδώ, ότι ο αριθμός Peclet είναι ο λόγος του όρου συναγωγής προς τον όρο της μη-διαγώνιας διάχυσης, εκφρασμένος σε κάθε σημείο αντίστοιχα (e,w,n,s,d,u), ανάλογα με τη μεταβλητή προς διαφόριση.

Η μετάβαση από το ένα σχήμα διαφόρισης στο άλλο εξαρτάται από την τοπική τιμή του αριθμού Peclet. Πιο συγκεκριμένα, στην περίπτωση ομοιόμορφου πλέγματος, όπου όλοι οι κόμβοι ισοαπέχουν μεταξύ τους (και ισχύει $f_i=0.5$) η μετάβαση γίνεται όταν ο αριθμός Peclet ισούται με 2, ενώ μια πιο γενική έκφραση, που εφαρμόζεται για οποιοδήποτε υπολογιστικό πλέγμα (ομοιόμορφο ή μη) είναι η παρακάτω, όπως εφαρμόζεται στην «east» πλευρά του υπολογιστικού κελιού. Αντίστοιχα εκφράζονται και για τις υπόλοιπες πλευρές του υπολογιστικού κελιού.

$$\phi_e = \begin{cases} \phi_P & , \text{ ε } \acute{\alpha}\nu \quad Pe_e > \frac{1}{1-f_e} & \text{(σχήμα ανάντι διαφόρισης)} \\ \phi_P f_e + \phi_E (1-f_e) & , \text{ ε } \acute{\alpha}\nu \quad -\frac{1}{f_e} \leq Pe_e \leq \frac{1}{1-f_e} & \text{(σχήμα κεντρικής διαφόρισης)} \\ \phi_E & , \text{ ε } \acute{\alpha}\nu \quad Pe_e < -\frac{1}{f_e} & \text{(σχήμα ανάντι διαφόρισης)} \end{cases}$$

3.2.3 Έκφραση συστήματος αλγεβρικών εξισώσεων για τον υπολογισμό της γενικευμένης ιδιότητας ϕ

Εφόσον παρουσιάστηκε ο τρόπος που ολοκληρώνεται κάθε μεταβλητή και όρος, καθώς και πώς ο τελευταίος διακριτοποιείται και διαφορίζεται, θα παρουσιαστεί στη συνέχεια ο τρόπος που όλα τα παραπάνω ενσωματώνονται στον υπολογιστικό κώδικα και επιλύονται τελικά οι διαφορικές εξισώσεις.

Ο στόχος είναι να εκφραστούν όλες οι εξισώσεις σε μία απλή μορφή, η οποία να μπορεί να επιλυθεί εύκολα στη συνέχεια. Ο πιο απλός τρόπος για να γίνει αυτό, είναι να γίνει χρήση γραμμικών αλγεβρικών εξισώσεων, οι οποίες έχουν την παρακάτω μορφή [17].

$$A_P \phi_P = \sum_I (A_i \phi_i) + S_u + S_{\phi,cr} \quad , \quad \text{όπου } i = E, W, N, S, D, U \quad (24)$$

Με αυτόν τον τρόπο το κάθε μέγεθος στο κέντρο του υπολογιστικού κελιού, ϕ_P , εκφράζεται ως συνάρτηση των αντίστοιχων μεγεθών των γειτονικών του κόμβων, ϕ_i , ($i=E,W,N,S,D,U$). Πρέπει να τονιστεί εδώ ότι οι μεταβλητές σε όλους τους κόμβους αντιστοιχούν στο τρέχον χρονικό βήμα, λόγω της επιλογής να ακολουθηθεί πεπλεγμένο χρονικό σχήμα διαφόρισης (implicit scheme). Επιπλέον, ο συντελεστής της αλγεβρικής εξίσωσης (A_P) στον κόμβο προς υπολογισμό (P) είναι επίσης συνάρτηση των γειτονικών του (A_i), καθώς και του όρου πηγής S_P (περιλαμβάνει όλους τους όρους του προηγούμενου χρονικού βήματος και θα παρουσιαστεί στη συνέχεια) και δίνεται από την Εξίσωση (25).

$$A_P = A_E + A_W + A_N + A_S + A_D + A_U - S_P \quad (25)$$

Ο όρος πηγής S_P περιλαμβάνει όλες τις τιμές των μεγεθών που αντιστοιχούν στο προηγούμενο χρονικό βήμα. Με άλλα λόγια είναι ο όρος που περιέχει τους διακριτοποιημένους χρονικούς όρους του προηγούμενου χρονικού βήματος που παρουσιάστηκαν παραπάνω (Εξίσωση (10)). Η γενική μορφή του όρου αυτού δίνεται από την Εξίσωση (26).

$$S_P = \frac{(\rho \phi dV)^t}{dt} - S_m \quad (26)$$

όπου $S_m = C_n - C_s + C_e - C_w + C_d - C_u$. Με C_i , $i=e,w,n,s,d,u$, συμβολίζονται οι όροι συναγωγής στα αντίστοιχα όρια του υπολογιστικού κελιού.

Στη γενική Εξίσωση (24) υπάρχει και ο όρος πηγής S_u , ο οποίος περιέχει όλους τους όρους πηγής των διαφορικών εξισώσεων, καθώς και το χρονικό όρο του μεγέθους κατά το

τρέχον χρονικό βήμα: $\frac{(\rho\phi dV)^{t+\tau}}{dt}$. Ο όρος πηγής $S_{\phi,cr}$, που εκφράζει την επιρροή των διακένων, θα αναλυθεί σε επόμενο κεφάλαιο (Κεφάλαιο 5).

Οι συντελεστές A_i της Εξίσωσης (24) περιέχουν όρους που προκύπτουν από το σχήμα διαφόρισης που έχει επιλεγεί. Συγκεκριμένα, για το υβριδικό σχήμα διαφόρισης που εφαρμόστηκε εδώ, οι συντελεστές αυτοί των αλγεβρικών εξισώσεων έχουν την εξής μορφή:

$$A_i = \max\left[\left(\Gamma_{\phi,j} - (1-f_j)C_j\right), \left(-C_j\right), 0\right] \quad (27)$$

όπου $i=N,S,E,W,D,U$ και $j=n,s,e,w,d,u$.

Επομένως, με την εφαρμογή της Εξίσωσης (27) υπολογίζονται οι τιμές όλων των συντελεστών (A_i) της γραμμικής αλγεβρικής εξίσωσης, εκτός του συντελεστή στο κέντρο του υπολογιστικού κελιού (A_P), ο οποίος υπολογίζεται από την Εξίσωση (25). Οι συντελεστές για κάθε γενικευμένη ιδιότητα ϕ_P προς επίλυση εξαρτώνται μόνο από το συντελεστή διάχυσης (Γ_ϕ), τους γεωμετρικούς συντελεστές (f_i) και τους όρους συναγωγής (C_i) στα όρια του υπολογιστικού κελιού.

Οι συντελεστές A_i υπολογίζονται μία φορά κατά την έναρξη της κάθε επανάληψης, ενώ ανανεώνονται σε δύο μόνο σημεία κατά τη διάρκειά της. Το πρώτο είναι μετά τη διόρθωση της πίεσης, όπου διορθώνονται οι όροι συναγωγής (C_i) και το δεύτερο σημείο μετά την επίλυση των αλγεβρικών εξισώσεων των παραμέτρων της τύρβης, όπου προκύπτουν οι ανανεωμένες τιμές του συντελεστή διάχυσης (Γ_ϕ). Με τον τρόπο αυτόν εξοικονομούνται σημαντικοί υπολογιστικοί πόροι.

Πρέπει να επισημανθεί, ότι για την αύξηση της σταθερότητας του κώδικα και την ασφαλή σύγκλιση της επαναληπτικής διαδικασίας χρησιμοποιούνται συντελεστές υποχαλάρωσης σε όλες τις μεταβλητές που λαμβάνονται υπόψιν. Η εισαγωγή τους γίνεται μέσω της τροποποίησης των συντελεστών της Εξίσωσης (24). Συγκεκριμένα, οι τελικές τιμές του συντελεστή A_P και του όρου πηγής S_u εξαρτώνται από τις τιμές των συντελεστών υποχαλάρωσης (Εξίσωση 28) [13].

$$A_P \rightarrow \frac{A_P}{URF_\phi} \quad \text{και} \quad S_u \rightarrow S_u + (1-URF_\phi)A_P(\phi_P)^{old} \quad (28)$$

Σύμφωνα με την Εξίσωση (28), ο συντελεστής A_P διαιρείται με το συντελεστή υποχαλάρωσης, ενώ στον όρο πηγής S_u προστίθεται ένας επιπλέον όρος που εξαρτάται από το συντελεστή υποχαλάρωσης (URF_ϕ) και την τιμή της μεταβλητής κατά την προηγούμενη επανάληψη, $(\phi_P)^{old}$. Στο ρευστομηχανικό μοντέλο που αναπτύχθηκε οι τιμές όλων των συντελεστών υποχαλάρωσης τέθηκαν ίσες με 0.5, που αποτελούν τυπικές τιμές [6].

3.2.4 Επίλυση συστήματος γραμμικών αλγεβρικών εξισώσεων (TDMA)

Όπως αναφέρθηκε, το σύνολο των διαφορικών εξισώσεων μετά τη διακριτοποίησή τους, καταλήγει σε γραμμικές αλγεβρικές εξισώσεις (Εξίσωση 24). Οι εξισώσεις αυτές εφαρμόζονται σε κάθε υπολογιστικό κόμβο (δηλαδή στο κέντρο του κάθε υπολογιστικού κελιού, P) και για κάθε μεταβλητή (ϕ_P). Επομένως, σε κάθε επανάληψη ενός χρονικού βήματος επιλύονται $(n) \times (k)$ φορές, όπου n ο συνολικός αριθμός των εσωτερικών κόμβων και k ο αριθμός των μεταβλητών (ϕ_P). Γίνεται αντιληπτό, ότι κάθε μεταβλητή ϕ_P στο κέντρο του υπολογιστικού κελιού σχετίζεται με τις αντίστοιχες τιμές της στους 6 γειτονικούς κόμβους (N,S,E,W,D,U), προσδίδοντας έτσι τριδιαγώνια μορφή στον προς επίλυση πίνακα των συντελεστών [17]. Ενώ, η σειριακή επίλυση των μεταβλητών σε κάθε κόμβο κάνει αναγκαία τη χρήση επαναληπτικής διαδικασίας μέχρι τη σύγκλιση [6,17].

Η πιο διαδεδομένη μέθοδος, η οποία είναι αρκετά αποδοτική και μπορεί εύκολα να προσαρμοστεί σε ρευστομηχανικούς κώδικες, είναι η μέθοδος επίλυσης γραμμικών εξισώσεων τριδιαγώνιας μορφής TDMA (TriDiagonal Matrix Algorithm) [8,9]. Η μέθοδος αυτή εφαρμόστηκε στην παρούσα Διδακτορική Διατριβή, ακολουθώντας τη μεθοδολογία που περιγράφεται στην εργασία [17], εφαρμόζοντας σε κάθε επανάληψη και για κάθε μεταβλητή προς επίλυση τρεις συνολικά σαρώσεις του υπολογιστικού πεδίου, μία σε κάθε διεύθυνση.

3.2.4.1 Κριτήριο σύγκλισης

Κατά την επαναληπτική διαδικασία τα υπόλοιπα των εξισώσεων (R_P) μειώνονται συνεχώς, ώστε όταν ικανοποιούνται τα κριτήρια σύγκλισης, θεωρείται ότι το πεδίο έχει συγκλίνει και προχωράει η λύση στο επόμενο χρονικό βήμα. Τα υπόλοιπα των εξισώσεων δίνονται από την Εξίσωση (29), τα οποία εκφράζουν την απόκλιση της γραμμικής αλγεβρικής εξίσωσης. Στην ίδια εξίσωση παρατηρείται και το σχετικό κριτήριο σύγκλισης, το οποίο έχει επιλεγεί να είναι ίσο με 10^{-4} , ώστε να υπάρχει η βεβαιότητα ότι το πεδίο έχει συγκλίνει σημαντικά πριν αρχίσει η επίλυση του επόμενου χρονικού βήματος.

$$R_P = \sum_n \frac{\left| A_P \phi_P - \left(\sum_i (A_i \phi_i) + S_u + S_{\phi,cr} \right) \right|}{|A_{in} \phi_{in}|} \leq 10^{-4} \quad (29)$$

Για τον υπολογισμό των υπολοίπων των εξισώσεων (Εξίσωση (29)), αθροίζονται τα υπόλοιπα του κάθε μεγέθους σε όλους τους κόμβους του πεδίου (n κόμβοι) και

αδιαστατοποιούνται με τον όρο ($A_{in\phi_{in}}$), ο οποίος εκφράζει την αρχική ροή κάθε μεγέθους (ϕ). Αυτή συσχετίζεται είτε με την εισερχόμενη ροή κατά την προσομοίωση του ανοιχτού κύκλου λειτουργίας εμβολοφόρων ΜΕΚ είτε με την αρχική ροή στο εσωτερικό του κυλίνδρου κατά τον κλειστό κύκλο λειτουργίας. Πρέπει να επισημανθεί ότι χρήση μικρότερου σχετικού κριτηρίου σύγκλισης κατά τις αριθμητικές προσομοιώσεις (της τάξης του 10^{-6}) έδειξε ότι δεν επιφέρει καμία ουσιαστική αλλαγή στις υπολογισμένες μεταβλητές, ενώ ταυτόχρονα ο απαιτούμενος υπολογιστικός χρόνος αυξάνεται αρκετά.

Για την επίτευξη του κριτηρίου σύγκλισης απαιτείται ένας αριθμός επαναλήψεων, που δεν είναι ο ίδιος σε κάθε χρονικό βήμα. Ο αριθμός αυτός εξαρτάται από:

1. Την ομοιομορφία του πλέγματος.
2. Τον αριθμό των πλεγματικών γραμμών.
3. Το μέγεθος του χρονικού βήματος.
4. Τις συνθήκες που επικρατούν στον κύλινδρο (π.χ. έντονη αλλαγή των τιμών των μεγεθών σε κάθε χρονικό βήμα λόγω της καύσης αυξάνουν αρκετά τον απαιτούμενο αριθμό επαναλήψεων).
5. Τις τιμές των συντελεστών υποχαλάρωσης. Δεν υπάρχει κάποια συγκεκριμένη τιμή που να επιταχύνει τη σύγκλιση, ενώ κάποιες τιμές μπορεί να την ευνοούν κατά τη συμπίεση και κάποιες άλλες κατά την αποτόνωση.
6. Τον αλγόριθμο για τη σύζευξη της πίεσης-πυκνότητας-ταχυτήτων (π.χ. ο αλγόριθμος SIMPLE, SIMPLER, SIMPLEC, PISO κτλ.).

Περισσότερες λεπτομέρειες σχετικά με τον αλγόριθμο επίλυσης TDMA μπορούν να αναζητηθούν στις εργασίες [2,6,8,9,17].

3.3 Αλγόριθμος διόρθωσης της πίεσης

3.3.1 Εισαγωγή

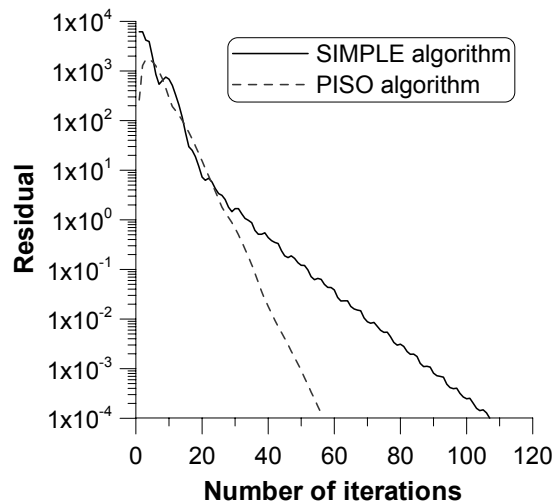
Η διαχείριση της εξίσωσης της συνέχειας γίνεται με έναν διαφορετικό τρόπο σε σχέση με τις υπόλοιπες εξισώσεις διατήρησης. Αυτό ακολουθείται, καθώς υπάρχει μια έντονη σύζευξη της πίεσης, των ταχυτήτων και της πυκνότητας, οπότε κρίνεται σκόπιμο να συμπεριληφθούν με κάποιον τρόπο οι εξισώσεις ορμής στην επίλυσή της. Για το σκοπό αυτόν έχουν αναπτυχθεί ποικίλες μεθοδολογίες, ενώ αυτή που έχει επικρατήσει είναι η μέθοδος διόρθωσης της πίεσης (pressure correction method), κατά την οποία η εξίσωση της συνέχειας μετατρέπεται σε εξίσωση διόρθωσης της πίεσης (P'), λαμβάνοντας υπόψιν τις

εξισώσεις της ορμής μέσω των όρων συναγωγής. Ο πιο διαδεδομένος αλγόριθμος αυτής της μεθόδου είναι ο αλγόριθμος SIMPLE (Semi-Implicit Method for Pressure Linked Equations), που αρχικά αναπτύχθηκε από τους Patankar και Spalding το 1972 [18] και έκτοτε έχει υποστεί αρκετές βελτιώσεις και μετατροπές. Βέβαια, η βασική του μορφή και μεθοδολογία παραμένει η ίδια.

Οι ποικίλοι αλγόριθμοι που βασίζονται στη διόρθωση της πίεσης έχουν προκύψει από τη διαφορετική προσέγγιση της σύζευξης της εξίσωσης της συνέχειας με τις εξισώσεις της ορμής, καθώς και σε ποιο βαθμό λαμβάνεται υπόψη αυτή η σύζευξη σε κάθε επανάληψη, χρησιμοποιώντας ένα, δύο ή και περισσότερα στάδια διαδοχικής διόρθωσης των πιέσεων, ταχυτήτων και πυκνοτήτων. Ένας από τους εναλλακτικούς αλγορίθμους είναι ο αλγόριθμος PISO (Pressure Implicit Splitting of Operators) [6,7], που αποτελεί μια βελτιωμένη έκδοση του αλγορίθμου SIMPLE, ο οποίος και χρησιμοποιήθηκε στην παρούσα Διδακτορική Διατριβή για την επίλυση του πεπλεγμένου χαρακτήρα της πίεσης, των ταχυτήτων και της πυκνότητας.

Ο αλγόριθμος PISO αναπτύχθηκε αρχικά από τον Issa το 1986 [19] για μη-συμπιεστές ροές, επεκτάθηκε σε συμπιεστές ροές από τους Issa και συνεργάτες [20], ενώ εφαρμόστηκε επιτυχώς και σε υπολογιστικά πεδία με καύση [21,22]. Ο αλγόριθμος αυτός αρχικά σχεδιάστηκε για την αποφυγή της επαναληπτικής διαδικασίας, που απαιτείται από τον αλγόριθμο SIMPLE [7,20], καθώς σε μία επανάληψη γίνεται δύο φορές διόρθωση της πίεσης, των ταχυτήτων και των πυκνοτήτων, ενώ στον αλγόριθμο SIMPLE γίνεται μία μόνο διόρθωση [7]. Το γεγονός αυτό φάνηκε αρχικά να έχει επιτυχία και να εξοικονομούνται αρκετοί υπολογιστικοί πόροι, αλλά από τη στιγμή που το πεδίο ροής γίνεται όλο και πιο πολύπλοκο, η επαναληπτική διαδικασία είναι αναγκαία. Πρέπει να τονιστεί εδώ ότι τα υπολογιστικά αποτελέσματα που προκύπτουν με τη χρήση των δύο αλγορίθμων (SIMPLE και PISO) συμπίπτουν [7], αλλά η πιο σημαντική διαφορά τους είναι ο απαιτούμενος αριθμός επαναλήψεων για τη σύγκλιση, όπου με τη χρήση του αλγορίθμου PISO είναι περίπου ο μισός [7]. Στο Σχήμα 4 φαίνεται ο απαιτούμενος αριθμός επαναλήψεων για τη σύγκλιση ενός χρονικού βήματος με τη χρήση των αλγορίθμων PISO και SIMPLE.

Όμως, όπως αναφέρθηκε παραπάνω, ο αλγόριθμος PISO βασίζεται στη διόρθωση της πίεσης σε δύο στάδια, οπότε ο απαιτούμενος υπολογιστικός χρόνος ανά επανάληψη είναι λίγο μεγαλύτερος σε σχέση με αυτόν του αλγορίθμου SIMPLE. Παρόλ' αυτά, ο συνολικός υπολογιστικός χρόνος που εξοικονομείται είναι αρκετά σημαντικός και είναι συνολικά της τάξης του 30-40%. Το γεγονός αυτό αιτιολογεί την επιλογή του αλγορίθμου PISO.



Σχήμα 4. Απαιτούμενος αριθμός επαναλήψεων για τη σύγκλιση με τη χρήση των αλγορίθμων PISO και SIMPLE

Στη συνέχεια θα παρουσιαστεί ο αλγόριθμος PISO, όπως εφαρμόστηκε στο ρευστομηχανικό μοντέλο και θα δοθούν οι εξισώσεις που τον περιγράφουν.

3.3.2 Περιγραφή αλγορίθμου PISO

Ο αλγόριθμος αυτός βασίζεται στη διόρθωση της πίεσης, η οποία λαμβάνει χώρα δύο φορές σε κάθε επανάληψη. Η διορθωμένη αυτή πίεση οδηγεί στη διόρθωση του πεδίου των ταχυτήτων, ώστε να ικανοποιούνται ταυτόχρονα οι εξισώσεις της συνέχειας και της ορμής, αφήνοντας ένα υπόλοιπο όσο το δυνατόν μικρότερο [6,19]. Εφόσον χρησιμοποιείται η καταστατική εξίσωση των τέλειων αερίων, η αλλαγή της πίεσης επιφέρει και αλλαγή της πυκνότητας του αερίου, η οποία διορθώνεται και αυτή, λαμβάνοντας υπόψιν της την τελευταία διαθέσιμη τιμή της θερμοκρασίας και των συστατικών. Στην επόμενη επανάληψη υπολογίζονται εκ νέου οι τιμές της ταχύτητας, ώστε να ικανοποιούνται οι εξισώσεις ορμής, και στη συνέχεια εφαρμόζεται εκ νέου ο αλγόριθμος PISO, ώστε να ξαναδιορθωθούν οι πιέσεις, οι ταχύτητες και οι πυκνότητες (σε δύο στάδια) και ούτω καθεξής. Όπως γίνεται αντιληπτό, η σύζευξη (coupling) των μεγεθών είναι αρκετά έντονη, ώστε χρειάζονται αρκετές επαναλήψεις, μέχρι να επέλθει η σύγκλιση, που όμως είναι λιγότερες σε σχέση με αυτές με χρήση του αλγορίθμου SIMPLE (βλέπε Σχήμα 4).

Επειδή το πλέγμα που χρησιμοποιείται είναι ομόθετο (collocated), δηλαδή όλες οι μεταβλητές αποθηκεύονται στο κέντρο του υπολογιστικού κελιού (P), είναι απαραίτητη η χρήση ενός ειδικού τρόπου μεταχείρισης της εφαρμογής της υποχαλάρωσης. Η μεθοδολογία αυτή προτάθηκε από τους Rhie και Chow το 1983 [23] και από τον Majumbar το 1988 [24], ώστε η μέθοδος παρεμβολής να είναι ανεξάρτητη από τους συντελεστές

υποχαλάρωσης [15]. Πρέπει να τονιστεί εδώ, ότι ο τρόπος που εισάγεται η υποχαλάρωση είναι διαφορετικός για τις ταχύτητες, σε σχέση με τη διόρθωση της πίεσης και της πυκνότητας. Όλα τα παραπάνω θα παρουσιαστούν στη συνέχεια, όπου θα περιγραφούν αναλυτικά τα βήματα που ακολουθούνται κατά τη διάρκεια μιας επανάληψης, ενώ εκτεταμένες αναλύσεις και ευρύτερα παραδείγματα σχετικά με το συγκεκριμένο τρόπο αποθήκευσης των μεταβλητών (ομόθετο πλέγμα) και την έκφραση των παρεμβολών, μπορούν να αναζητηθούν στη βιβλιογραφία [13,23-28].

Βήμα 1:

Ο αλγόριθμος αρχίζει με μια αρχική υπόθεση για το πεδίο ταχυτήτων, πιέσεων και πυκνοτήτων. Αν πρόκειται για την πρώτη επανάληψη του πρώτου χρονικού βήματος της προσομοίωσης, το αρχικό αυτό πεδίο είναι οι τιμές που έχουν δοθεί σαν αρχικές συνθήκες, που συνήθως είναι ομοιόμορφες, π.χ. ομοιόμορφο πεδίο πιέσεων, θερμοκρασιών, σύστασης (επομένως και πυκνότητας), ταχυτήτων κτλ. Ενώ για τα επόμενα χρονικά βήματα και επαναλήψεις το αρχικό αυτό πεδίο είναι οι τιμές που έχουν υπολογιστεί στην προηγούμενη επανάληψη (του ίδιου χρονικού βήματος ή του προηγούμενου). Στο σημείο αυτό υπολογίζονται όλες οι ιδιότητες του αερίου, όπως η συνεκτικότητά του, η ειδική θερμοχωρητικότητά του κτλ., καθώς και οι συντελεστές A_i της Εξίσωσης (27).

Βήμα 2:

Επιλύονται πρώτα οι τρεις εξισώσεις ορμής στις τρεις διευθύνσεις για την εύρεση των τριών ταχυτήτων $u_{i,P}^*$, όπου $i=1,2,3$ (στις τρεις διευθύνσεις), στο κέντρο του υπολογιστικού κελιού (P), εφόσον το πλέγμα που χρησιμοποιείται είναι ομόθετο. Για την επίλυση των εξισώσεων ορμής λαμβάνεται υπόψιν το αρχικό πεδίο πιέσεων-πυκνοτήτων και ταχυτήτων, σύμφωνα με την παρακάτω Εξίσωση (30).

$$A_{i,P} u_{i,P}^* = \sum_n (A_{i,n} u_{i,n}^*) + S_{u_i} + S_{u_{i,cr}} - [b_{i,P}^1 (P_e - P_w) + b_{i,P}^2 (P_n - P_s) + b_{i,P}^3 (P_d - P_u)] \Rightarrow$$

$$u_{i,P}^* = \frac{H_{i,P}^*}{A_{i,P}} - \frac{[b_{i,P}^1 (P_e - P_w) + b_{i,P}^2 (P_n - P_s) + b_{i,P}^3 (P_d - P_u)]}{A_{i,P}} \quad (30)$$

$$\text{με } H_{i,P}^* = \sum_n (A_{i,n} u_{i,n}^*) + S_{u_i} + S_{u_{i,cr}}$$

Στις παραπάνω εξισώσεις ο δείκτης i παίρνει τις τιμές 1,2,3, ενώ ο δείκτης n αντιστοιχεί στους κόμβους N,S,W,E,D,U.

Με αυτόν τον τρόπο υπολογίζονται οι νέες ταχύτητες u_1^* , u_2^* , u_3^* σε κάθε υπολογιστικό κελί, οι οποίες είναι οι πρώτες εκτιμήσεις των ταχυτήτων κατά τη διάρκεια της επανάληψης.

Μέχρι αυτό το σημείο έχουν ικανοποιηθεί οι εξισώσεις ορμής, όχι όμως αναγκαστικά και η εξίσωση της συνέχειας [6].

Βήμα 3:

Το επόμενο στάδιο της μεθοδολογίας είναι ουσιαστικά το βασικό κομμάτι του αλγορίθμου PISO. Η πρώτη διόρθωση των μεγεθών λαμβάνει χώρα, ώστε να προκύψουν οι τιμές της διορθωμένης πίεσης (P^*), πυκνότητας (ρ^*), καθώς και των τριών ταχυτήτων (u_1^{**} , u_2^{**} , u_3^{**}). Αντίστοιχα με την Εξίσωση (30), για την πρώτη διόρθωση ισχύει η Εξίσωση (31).

$$u_{i,P}^{**} = \frac{H_{i,P}^*}{A_{i,P}} - \frac{[b_{i,P}^1 (P_e - P_w)^* + b_{i,P}^2 (P_n - P_s)^* + b_{i,P}^3 (P_d - P_u)^*]}{A_{i,P}} \quad (31)$$

Η διορθωμένη πίεση (P^*) προκύπτει από την Εξίσωση (32), αφού η αρχική πίεση (P) διορθωθεί κατά P' .

$$P^* = P + P' \quad (32)$$

Επομένως, με αφαίρεση της Εξίσωσης (30) από την Εξίσωση (31) και εισάγοντας τη διόρθωση της πίεσης (P'), προκύπτει η Εξίσωση (33), η οποία συνδέει τις διορθωμένες ταχύτητες ($u_{i,P}^{**}$) με τη διόρθωση της πίεσης.

$$u_{i,P}^{**} = u_{i,P}^* - \frac{[b_{i,P}^1 (P_e' - P_w') + b_{i,P}^2 (P_n' - P_s') + b_{i,P}^3 (P_d' - P_u')]}{A_{i,P}} \quad (33)$$

Γίνεται αντιληπτό, ότι αντίστοιχα με τη διόρθωση της πίεσης, διορθώνονται και οι ταχύτητες ($u_{i,P}^*$) στη συνέχεια. Η διόρθωση των ταχυτήτων ($u_{i,P}'$) προκύπτει από την Εξίσωση (33), αλλά διακρίνεται καλύτερα με τη μορφή της Εξίσωσης (34).

$$u_{i,P}^{**} = u_{i,P}^* + u_{i,P}' \quad (34)$$

όπου $u_{i,P}' = -\frac{[b_{i,P}^1 (P_e' - P_w') + b_{i,P}^2 (P_n' - P_s') + b_{i,P}^3 (P_d' - P_u')]}{A_{i,P}}$ η διόρθωση των ταχυτήτων στο κέντρο των υπολογιστικών κελιών.

Οι διορθωμένες ταχύτητες ($u_{i,P}^{**}$) εκφράζονται στη συνέχεια στα όρια των υπολογιστικών κελιών (σημεία “e”, “w”, “n”, “s”, “d”, “u”), ώστε να συμπεριληφθούν στους όρους συναγωγής, οι οποίοι επίσης διορθώνονται με εφαρμογή της Εξίσωσης (35).

$$C_m^{**} = C_m^* + C_m' \quad , \quad \text{όπου } m = e, w, n, s, d, u \quad (35)$$

Για τον υπολογισμό των ταχυτήτων που περιέχονται στους όρους συναγωγής δεν γίνεται απλή γραμμική παρεμβολή (π.χ. για την «east» επιφάνεια ενός υπολογιστικού κελιού: $u_e = u_p f_e + u_E (1 - f_e)$), διότι κρίνεται αναγκαία η ανεξαρτητοποίηση της μεθόδου παρεμβολής από τους συντελεστές υποχαλάρωσης που χρησιμοποιούνται [25-27]. Για το λόγο αυτόν εφαρμόστηκε η μεθοδολογία που προτάθηκε στις εργασίες [23,24] για τον υπολογισμό των ταχυτήτων στα όρια των υπολογιστικών κελιών, η οποία εφαρμόζεται μόνο για την εύρεση της διόρθωσης της πίεσης, ενώ σε όλες τις υπόλοιπες περιπτώσεις (π.χ. στους όρους πηγής των διαφορικών εξισώσεων) χρησιμοποιείται απλή γραμμική παρεμβολή, όπως αναφέρθηκε και στις προηγούμενες υπο-παραγράφους. Η γενική έκφραση του όρου συναγωγής, σύμφωνα με τη μεθοδολογία που αναφέρθηκε παραπάνω, δίνεται από την Εξίσωση (36).

$$C_m^{**} = \rho_m [b_{1,m}^1 (u_{1,m} - u_{g1,m}) + b_{2,m}^1 (u_{2,m} - u_{g2,m}) + b_{3,m}^1 (u_{3,m} - u_{g3,m})] + (1 - \text{URF})(C_m^* - C_m'') \quad , \quad \text{όπου } m = e, w, n, s, d, u \quad (36)$$

Πρέπει να τονιστεί ότι οι όροι C_m^* , ρ_m έχουν υπολογιστεί κατά την προηγούμενη επανάληψη. Ακόμα, οι πυκνότητες (ρ_m) και οι γεωμετρικοί συντελεστές $b_{i,m}^k$, με $i, k=1,2,3$, της Εξίσωσης (36) υπολογίζονται με απλή γραμμική παρεμβολή (π.χ. για την «east» πλευρά ενός υπολογιστικού κελιού η πυκνότητα ισούται με: $\rho_e = \rho_p f_e + \rho_E (1 - f_e)$), όπως επίσης και ο όρος συναγωγής C_m'' . Ο όρος αυτός δίνεται από την Εξίσωση (37).

$$C_m'' = \rho_m [b_{1,m}^1 (u_{1,m}'' - u_{g1,m}'') + b_{2,m}^1 (u_{2,m}'' - u_{g2,m}'') + b_{3,m}^1 (u_{3,m}'' - u_{g3,m}'')] \quad , \quad \text{όπου } m = e, w, n, s, d, u \quad (37)$$

όπου οι ταχύτητες στα όρια των υπολογιστικών κελιών, $u_{i,m}''$, με $i=1,2,3$, υπολογίζονται με απλή γραμμική παρεμβολή, όπως επίσης και οι ταχύτητες των πλεγματικών γραμμών σε κάθε διεύθυνση ($u_{gi,m}$).

Εφόσον το υπολογιστικό πεδίο είναι μη μόνιμο, στην εξίσωση της συνέχειας περιλαμβάνονται και χρονικοί όροι της πυκνότητας, η οποία και αυτή θα διορθωθεί (Εξίσωση (38)).

$$\rho^* = \rho + \rho' \quad , \quad \text{με } \rho' = \frac{P'}{RT} \quad (38)$$

Αφού έχουν εκφραστεί οι όροι συναγωγής σαν συνάρτηση των ταχυτήτων (και της διόρθωσής της, Εξίσωση (34)) και κατ' επέκταση σαν συνάρτηση της διόρθωσης της πίεσης (μαζί και με την πυκνότητα), εισάγονται όλα αυτά τα μεγέθη στην εξίσωση της συνέχειας, ώστε να προκύψει μια τροποποιημένη εξίσωση. Η επίλυσή της θα οδηγήσει στον

υπολογισμό της διόρθωσης της πίεσης (P') και στη διόρθωση όλων των υπόλοιπων μεγεθών στη συνέχεια. Η εξίσωση αυτή ύστερα και από απλές αριθμητικές πράξεις, παίρνει την παρακάτω γραμμική αλγεβρική μορφή [13].

$$A_P P'_P = A_E P'_E + A_W P'_W + A_N P'_N + A_S P'_S + A_D P'_D + A_U P'_U + S_U \quad (39)$$

Οι συντελεστές της Εξίσωσης (39) έχουν πολύπλοκη μορφή και παρακάτω δίνονται ορισμένα παραδείγματα. Συγκεκριμένα, οι συντελεστές A_E , A_W και A_P υπολογίζονται από τις Εξισώσεις (40)-(42), ενώ αντίστοιχες εκφράσεις έχουν και οι υπόλοιποι συντελεστές A_i . Στις παρακάτω εξισώσεις έγινε χρήση της καταστατικής εξίσωσης τέλειων αερίων.

$$A_E = \rho_e \left\{ b_{1,e}^1 \left[\frac{b_{1,P}^1}{A_{1,P}} f_e + \frac{b_{1,E}^1}{A_{1,E}} (1-f_e) \right] + b_{2,e}^1 \left[\frac{b_{2,P}^1}{A_{2,P}} f_e + \frac{b_{2,E}^1}{A_{2,E}} (1-f_e) \right] + b_{3,e}^1 \left[\frac{b_{3,P}^1}{A_{3,P}} f_e + \frac{b_{3,E}^1}{A_{3,E}} (1-f_e) \right] \right\} + \frac{1}{R_e T_e \rho_e} \max(0, -C_e^*) \quad (40)$$

$$A_W = \rho_w \left\{ b_{1,w}^1 \left[\frac{b_{1,P}^1}{A_{1,P}} f_w + \frac{b_{1,W}^1}{A_{1,W}} (1-f_w) \right] + b_{2,w}^1 \left[\frac{b_{2,P}^1}{A_{2,P}} f_w + \frac{b_{2,W}^1}{A_{2,W}} (1-f_w) \right] + b_{3,w}^1 \left[\frac{b_{3,P}^1}{A_{3,P}} f_w + \frac{b_{3,W}^1}{A_{3,W}} (1-f_w) \right] \right\} + \frac{1}{R_w T_w \rho_w} \max(0, C_w^*) \quad (41)$$

$$A_P = A_E + A_W + A_N + A_S + A_D + A_U - S_P \quad (42)$$

Ο όρος S_P που υπάρχει στο δεξί μέλος της Εξίσωσης (42) δίνεται από την παρακάτω σχέση.

$$S_P = \frac{dV}{R_P T_P} \frac{1}{dt} + \left(\frac{C_e^*}{\rho_e R_e T_e} - \frac{C_w^*}{\rho_w R_w T_w} + \frac{C_n^*}{\rho_n R_n T_n} - \frac{C_s^*}{\rho_s R_s T_s} + \frac{C_d^*}{\rho_d R_d T_d} - \frac{C_u^*}{\rho_u R_u T_u} \right) \quad (43)$$

Ο όρος πηγής S_U αποτελεί ουσιαστικά την απόκλιση της εξίσωσης της συνέχειας και εκφράζεται σαν υπόλοιπο μάζας, ενώ σε διακριτοποιημένη μορφή δίνεται από την Εξίσωση (44), όπου ο όρος $S_{1,cr}$ είναι όρος πηγής λόγω των διακένων και θα δοθεί σε επόμενο κεφάλαιο (Κεφάλαιο 5).

$$S_U = - \left(\frac{(\rho_P dV)^{t+1} - (\rho_P dV)^t}{dt} + C_e^* - C_w^* + C_n^* - C_s^* + C_d^* - C_u^* \right) + S_{1,cr} \quad (44)$$

Η Εξίσωση (39) επιλύεται με τον ίδιο τρόπο όπως και οι υπόλοιπες γραμμικές αλγεβρικές εξισώσεις του ρευστομηχανικού μοντέλου που αναπτύχθηκε. Για την επίλυσή της

εφαρμόζεται ο αλγόριθμος TDMA, οπότε προκύπτει η διόρθωση της πίεσης κάθε υπολογιστικού κόμβου. Στη συνέχεια, διορθώνονται οι ταχύτητες σύμφωνα με την Εξίσωση (34). Πρέπει να αναφερθεί εδώ, ότι κατά τη διόρθωση των μεγεθών, η υποχαλάρωση εφαρμόζεται μόνο στη διόρθωση της πίεσης και της πυκνότητας και όχι των ταχυτήτων, αφού έχει ληφθεί υπόψιν ο συντελεστής υποχαλάρωσης των εξισώσεων ορμής στον υπολογισμό των ταχυτήτων. Επομένως, η διορθωμένη πίεση και πυκνότητα υπολογίζονται από την Εξίσωση (45).

$$P^* = P + (URF_p)P', \quad \text{και} \quad \rho^* = \rho + \rho' = \rho + \frac{(URF_p)P'}{RT} \quad (45)$$

όπου URF_p ο συντελεστής υποχαλάρωσης της πίεσης, με συνήθη τιμή ίση με 0.5.

Στις πρώτες επαναλήψεις της επαναληπτικής διαδικασίας η διόρθωση της πίεσης (P') παίρνει αρκετά μεγάλες τιμές (της τάξης των 100-200 Pa), ενώ κοντά στη σύγκλιση μειώνεται σημαντικά (της τάξης του 10^{-4} Pa). Τελικός σκοπός των επαναλήψεων είναι ο μηδενισμός της διόρθωσης της πίεσης, ενώ το κριτήριο σύγκλισης που χρησιμοποιείται είναι λίγο διαφορετικό σε σχέση με αυτό της Εξίσωσης (29), αφού αντιστοιχεί στην απόκλιση της εξίσωσης της συνέχειας (εκφρασμένη μέσω του όρου πηγής S_u , Εξίσωση (44)) και δίνεται από την Εξίσωση (46).

$$R_p = \sum_n \left| \frac{(\rho_p dV)^{t+1} - (\rho_p dV)^t}{dt} + C_e^* - C_w^* + C_n^* - C_s^* + C_d^* - C_u^* - S_{1,cr} \right| = \sum_n |S_u| \leq 10^{-4} \quad (46)$$

όπου n ο συνολικός αριθμός των κόμβων του πεδίου.

Το πρώτο στάδιο της διόρθωσης της πίεσης, όπως περιγράφηκε έως τώρα, ακολουθεί ακριβώς την ίδια μεθοδολογία και βήματα όπως και στον αλγόριθμο SIMPLE [18]. Σε αυτόν όμως υπάρχει μόνο ένα στάδιο διόρθωσης των μεγεθών, οπότε παρακάμπτεται το «*Βήμα 4*» και συνεχίζει ο αλγόριθμος στο «*Βήμα 5*». Ο αλγόριθμος PISO αποτελείται από δύο στάδια διόρθωσης, όπως θα περιγραφεί και στη συνέχεια («*Βήμα 4*»).

Βήμα 4:

Στη συνέχεια του αλγορίθμου PISO ακολουθεί το δεύτερο στάδιο διόρθωσης της πίεσης και των υπόλοιπων μεγεθών. Αυτό υπάρχει, διότι παρόλο που διορθώθηκε το πεδίο των ταχυτήτων και πιέσεων/πυκνοτήτων, ώστε να ικανοποιούνται οι εξισώσεις της συνέχειας και της ορμής, η χρήση συντελεστών υποχαλάρωσης και η πυκνότητα που υπάρχει στις εξισώσεις ορμής δημιουργούν αποκλίσεις όσον αφορά την ικανοποίηση των εξισώσεων διατήρησης στους υπολογιστικούς κόμβους και δεν επιτρέπουν την ταυτόχρονη σύγκλισή τους. Πρέπει να επισημανθεί ότι το δεύτερο στάδιο διόρθωσης του αλγορίθμου PISO επιδρά θετικά στο ρυθμό σύγκλισης, αφού κάνει πιο έντονη τη σύζευξη των πιέσεων-

πυκνοτήτων-ταχυτήτων, με τελικό αποτέλεσμα να επιταχυνθεί η ταυτόχρονη σύγκλιση των εξισώσεων ορμής και συνέχειας [7].

Στο δεύτερο στάδιο διόρθωσης των μεγεθών, τα ανανεωμένα μεγέθη αντικαθίστανται στις εξισώσεις ορμής και συνέχειας και μια αντίστοιχη διόρθωση με την προηγούμενη του «Βήματος 3» (Εξίσωση (31)) λαμβάνει χώρα. Οι εξισώσεις της ορμής, λαμβάνοντας υπόψιν τις τελευταία ανανεωμένες τιμές των ταχυτήτων ($u_{i,n}^{**}$), έχουν την παρακάτω μορφή:

$$\begin{aligned} A_{i,P} u_{i,P}^{***} &= \sum_n (A_{i,n} u_{i,n}^{**}) + S_{u_i} + S_{u_i,cr} - [b_{i,P}^1 (P_e^{**} - P_w^{**}) + b_{i,P}^2 (P_n^{**} - P_s^{**}) + b_{i,P}^3 (P_d^{**} - P_u^{**})] \Rightarrow \\ u_{i,P}^{***} &= \frac{H_{i,P}^{**}}{A_{i,P}} - \frac{[b_{i,P}^1 (P_e^{**} - P_w^{**}) + b_{i,P}^2 (P_n^{**} - P_s^{**}) + b_{i,P}^3 (P_d^{**} - P_u^{**})]}{A_{i,P}} \end{aligned} \quad (47)$$

$$\text{με } H_{i,P}^{**} = \sum_n (A_{i,n} u_{i,n}^{**}) + S_{u_i} + S_{u_i,cr}$$

Με αφαίρεση κατά μέλη των Εξισώσεων (47) και (31) και με τη χρήση της διόρθωσης της πίεσης του δεύτερου σταδίου (P'') (Εξίσωση (48)):

$$P^{**} = P^* + P'' \quad (48)$$

προκύπτει η βασική εξίσωση που θα εφαρμοστεί για τη δεύτερη διόρθωση της πίεσης (Εξίσωση (49)).

$$u_{i,P}^{***} = u_{i,P}^{**} + \frac{(H_{i,P}^{**} - H_{i,P}^*)}{A_{i,P}} - \frac{[b_{i,P}^1 (P_e'' - P_w'') + b_{i,P}^2 (P_n'' - P_s'') + b_{i,P}^3 (P_d'' - P_u'')]}{A_{i,P}} \quad (49)$$

Η Εξίσωση (49) μπορεί εναλλακτικά να εκφραστεί από την Εξίσωση (50), ώστε να φαίνεται καλύτερα η εισαγωγή της διόρθωσης της ταχύτητας:

$$u_{i,P}^{***} = u_{i,P}^{**} + u_{i,P}'' \quad (50)$$

όπου $u_{i,P}'' = \frac{(H_{i,P}^{**} - H_{i,P}^*)}{A_{i,P}} - \frac{[b_{i,P}^1 (P_e'' - P_w'') + b_{i,P}^2 (P_n'' - P_s'') + b_{i,P}^3 (P_d'' - P_u'')]}{A_{i,P}}$ η διόρθωση της ταχύτητας

στο κέντρο των υπολογιστικών κελιών κατά το δεύτερο στάδιο διόρθωσης της πίεσης.

Πρέπει να τονιστεί εδώ, ότι κατά την επαναληπτική διαδικασία μετά την επίλυση των εξισώσεων ορμής, αποθηκεύονται σε νέους πίνακες οι τιμές $H_{i,P}^{**}$ και $H_{i,P}^*$, ώστε να αντικατασταθούν στην Εξίσωση (49).

Με αντίστοιχο τρόπο, όπως και στο πρώτο στάδιο διόρθωσης της πίεσης, οι ταχύτητες της Εξίσωσης (50) εκφράζονται στα όρια των υπολογιστικών κελιών (σημεία “e”, “w”, “n”,

“s”, “d”, “u”), ώστε να συμπεριληφθούν στους όρους συναγωγής, οι οποίοι επίσης διορθώνονται κατά το δεύτερο στάδιο διόρθωσης των μεγεθών, σύμφωνα με την Εξίσωση (51).

$$C_m^{***} = C_m^{**} + C_m'' \quad , \quad \text{όπου} \quad m = e, w, n, s, d, u \quad (51)$$

Η μεθοδολογία που αναλύεται στις εργασίες [23,24] εφαρμόζεται και πάλι, ώστε να ανεξαρτητοποιηθεί η μέθοδος παρεμβολής από τους συντελεστές υποχαλάρωσης που χρησιμοποιούνται στις εξισώσεις ορμής [13]. Επιπλέον, η διόρθωση της πυκνότητας κατά το δεύτερο στάδιο γίνεται με αντίστοιχο τρόπο, όπως και στο πρώτο στάδιο.

$$\rho^{**} = \rho^* + \rho'' \quad , \quad \text{με} \quad \rho'' = \frac{P''}{RT} \quad (52)$$

Αφού έχουν εκφραστεί οι όροι συναγωγής σαν συνάρτηση των ταχυτήτων (και της διόρθωσής της, Εξίσωση (50)) και κατ' επέκταση σαν συνάρτηση της δεύτερης διόρθωσης της πίεσης (P''), εισάγονται όλα αυτά τα μεγέθη στην εξίσωση της συνέχειας, ώστε να προκύψει μια τροποποιημένη εξίσωση. Η επίλυσή της θα οδηγήσει στον υπολογισμό της δεύτερης διόρθωσης της πίεσης (P'') και στη διόρθωση όλων των υπόλοιπων μεγεθών στη συνέχεια. Η εξίσωση αυτή ύστερα από αριθμητικές πράξεις και αντίστοιχα με το πρώτο στάδιο διόρθωσης της πίεσης, παίρνει την παρακάτω γραμμική αλγεβρική μορφή [13].

$$A_P P_P'' = A_E P_E'' + A_W P_W'' + A_N P_N'' + A_S P_S'' + A_D P_D'' + A_U P_U'' + S_U \quad (53)$$

Οι συντελεστές (A_i) της Εξίσωσης (53) έχουν αντίστοιχη μορφή με αυτήν του πρώτου σταδίου διόρθωσης της πίεσης. Επιπλέον, περιλαμβάνουν τις τελευταία ανανεωμένες τιμές των πυκνοτήτων και όρων συναγωγής (που έχουν προκύψει κατά το πρώτο στάδιο διόρθωσης). Χαρακτηριστικό παράδειγμα αποτελούν οι συντελεστές A_E , A_W και A_P , οι οποίοι υπολογίζονται από τις Εξισώσεις (54)-(56), ενώ αντίστοιχες εκφράσεις έχουν και οι υπόλοιποι συντελεστές A_i . Όπως και προηγουμένως, για τον υπολογισμό των συντελεστών αυτών έγινε χρήση της καταστατικής εξίσωσης τέλειων αερίων.

$$A_E = \rho_e^* \left\{ b_{1,e}^1 \left[\frac{b_{1,P}^1}{A_{1,P}} f_e + \frac{b_{1,E}^1}{A_{1,E}} (1 - f_e) \right] + b_{2,e}^1 \left[\frac{b_{2,P}^1}{A_{2,P}} f_e + \frac{b_{2,E}^1}{A_{2,E}} (1 - f_e) \right] + b_{3,e}^1 \left[\frac{b_{3,P}^1}{A_{3,P}} f_e + \frac{b_{3,E}^1}{A_{3,E}} (1 - f_e) \right] \right\} + \frac{1}{R_e T_e \rho_e^*} \max(0, -C_e^{**}) \quad (54)$$

$$A_W = \rho_w^* \left\{ b_{1,w}^1 \left[\frac{b_{1,P}^1}{A_{1,P}} f_w + \frac{b_{1,W}^1}{A_{1,W}} (1-f_w) \right] + b_{2,w}^1 \left[\frac{b_{2,P}^1}{A_{2,P}} f_w + \frac{b_{2,W}^1}{A_{2,W}} (1-f_w) \right] + b_{3,w}^1 \left[\frac{b_{3,P}^1}{A_{3,P}} f_w + \frac{b_{3,W}^1}{A_{3,W}} (1-f_w) \right] \right\} + \frac{1}{R_w T_w \rho_w^*} \max(0, C_w^{**}) \quad (55)$$

$$A_P = A_E + A_W + A_N + A_S + A_D + A_U - S_P \quad (56)$$

Ο όρος S_P που υπάρχει στο δεξί μέλος της Εξίσωσης (56) δίνεται από την παρακάτω σχέση (Εξίσωση (57)).

$$S_P = \frac{dV}{R_p T_p} \frac{1}{dt} + \left(\frac{C_e^{**}}{\rho_e^* R_e T_e} - \frac{C_w^{**}}{\rho_w^* R_w T_w} + \frac{C_n^{**}}{\rho_n^* R_n T_n} - \frac{C_s^{**}}{\rho_s^* R_s T_s} + \frac{C_d^{**}}{\rho_d^* R_d T_d} - \frac{C_u^{**}}{\rho_u^* R_u T_u} \right) \quad (57)$$

Ο όρος πηγής S_U αποτελεί ουσιαστικά την απόκλιση της εξίσωσης της συνέχειας, έχοντας όμως μια πιο πολύπλοκη μορφή σε σχέση με αυτόν στο πρώτο στάδιο διόρθωσης της πίεσης. Αυτό συμβαίνει, διότι και οι εκφράσεις των διορθωμένων ταχυτήτων ($u_{i,P}''$) παρουσιάζουν μια πιο σύνθετη μορφή. Ο όρος αυτός δίνεται από την παρακάτω σχέση:

$$S_U = - \left(\frac{(\rho_p^* dV)^{t+1} - (\rho_p^* dV)^t}{dt} + C_e^{**} - C_w^{**} + C_n^{**} - C_s^{**} + C_d^{**} - C_u^{**} \right) + S_{U,PISO} + S_{1,cr} \quad (58)$$

όπου ο όρος $S_{1,cr}$ είναι όρος πηγής λόγω των διακένων και θα δοθεί σε επόμενο κεφάλαιο (Κεφάλαιο 5), ενώ ο όρος $S_{U,PISO}$ αποτελεί τη συνεισφορά του δεύτερου σταδίου διόρθωσης στον όρο πηγής και δίνεται από την Εξίσωση (59).

$$S_{U,PISO} = \rho_w^* \left\{ b_{1,w}^1 \left[\frac{H_{1,P}^{**} - H_{1,P}^*}{A_{1,P}} f_w + \frac{H_{1,W}^{**} - H_{1,W}^*}{A_{1,W}} (1-f_w) \right] + b_{2,w}^1 \left[\frac{H_{2,P}^{**} - H_{2,P}^*}{A_{2,P}} f_w + \frac{H_{2,W}^{**} - H_{2,W}^*}{A_{2,W}} (1-f_w) \right] + b_{2,w}^1 \left[\frac{H_{2,P}^{**} - H_{2,P}^*}{A_{2,P}} f_w + \frac{H_{2,W}^{**} - H_{2,W}^*}{A_{2,W}} (1-f_w) \right] + b_{3,w}^1 \left[\frac{H_{3,P}^{**} - H_{3,P}^*}{A_{3,P}} f_w + \frac{H_{3,W}^{**} - H_{3,W}^*}{A_{3,W}} (1-f_w) \right] \right\} - \rho_e^* \left\{ b_{1,e}^1 \left[\frac{H_{1,P}^{**} - H_{1,P}^*}{A_{1,P}} f_e + \frac{H_{1,E}^{**} - H_{1,E}^*}{A_{1,E}} (1-f_e) \right] + b_{2,e}^1 \left[\frac{H_{2,P}^{**} - H_{2,P}^*}{A_{2,P}} f_e + \frac{H_{2,E}^{**} - H_{2,E}^*}{A_{2,E}} (1-f_e) \right] + b_{3,e}^1 \left[\frac{H_{3,P}^{**} - H_{3,P}^*}{A_{3,P}} f_e + \frac{H_{3,E}^{**} - H_{3,E}^*}{A_{3,E}} (1-f_e) \right] \right\} +$$

$$\begin{aligned}
& + \rho_s^* \left\{ b_{1,s}^1 \left[\frac{H_{1,P}^{**} - H_{1,P}^*}{A_{1,P}} f_s + \frac{H_{1,S}^{**} - H_{1,S}^*}{A_{1,S}} (1 - f_s) \right] \right. \\
& + b_{2,s}^1 \left[\frac{H_{2,P}^{**} - H_{2,P}^*}{A_{2,P}} f_s + \frac{H_{2,S}^{**} - H_{2,S}^*}{A_{2,S}} (1 - f_s) \right] \\
& \left. + b_{3,s}^1 \left[\frac{H_{3,P}^{**} - H_{3,P}^*}{A_{3,P}} f_s + \frac{H_{3,S}^{**} - H_{3,S}^*}{A_{3,S}} (1 - f_s) \right] \right\} \\
& - \rho_n^* \left\{ b_{1,n}^1 \left[\frac{H_{1,P}^{**} - H_{1,P}^*}{A_{1,P}} f_n + \frac{H_{1,N}^{**} - H_{1,N}^*}{A_{1,N}} (1 - f_n) \right] \right. \\
& + b_{2,n}^1 \left[\frac{H_{2,P}^{**} - H_{2,P}^*}{A_{2,P}} f_n + \frac{H_{2,N}^{**} - H_{2,N}^*}{A_{2,N}} (1 - f_n) \right] \\
& \left. + b_{3,n}^1 \left[\frac{H_{3,P}^{**} - H_{3,P}^*}{A_{3,P}} f_n + \frac{H_{3,N}^{**} - H_{3,N}^*}{A_{3,N}} (1 - f_n) \right] \right\} \\
& + \rho_u^* \left\{ b_{1,u}^1 \left[\frac{H_{1,P}^{**} - H_{1,P}^*}{A_{1,P}} f_u + \frac{H_{1,U}^{**} - H_{1,U}^*}{A_{1,U}} (1 - f_u) \right] \right. \\
& + b_{2,u}^1 \left[\frac{H_{2,P}^{**} - H_{2,P}^*}{A_{2,P}} f_u + \frac{H_{2,U}^{**} - H_{2,U}^*}{A_{2,U}} (1 - f_u) \right] \\
& \left. + b_{3,u}^1 \left[\frac{H_{3,P}^{**} - H_{3,P}^*}{A_{3,P}} f_u + \frac{H_{3,U}^{**} - H_{3,U}^*}{A_{3,U}} (1 - f_u) \right] \right\} \\
& - \rho_d^* \left\{ b_{1,d}^1 \left[\frac{H_{1,P}^{**} - H_{1,P}^*}{A_{1,P}} f_d + \frac{H_{1,D}^{**} - H_{1,D}^*}{A_{1,D}} (1 - f_d) \right] \right. \\
& + b_{2,d}^1 \left[\frac{H_{2,P}^{**} - H_{2,P}^*}{A_{2,P}} f_d + \frac{H_{2,D}^{**} - H_{2,D}^*}{A_{2,D}} (1 - f_d) \right] \\
& \left. + b_{3,d}^1 \left[\frac{H_{3,P}^{**} - H_{3,P}^*}{A_{3,P}} f_d + \frac{H_{3,D}^{**} - H_{3,D}^*}{A_{3,D}} (1 - f_d) \right] \right\}
\end{aligned} \tag{59}$$

Η γραμμική αλγεβρική εξίσωση της δεύτερης διόρθωσης της πίεσης (Εξίσωση (52)) επιλύεται με τον ίδιο τρόπο όπως και οι υπόλοιπες αλγεβρικές εξισώσεις. Για την επίλυσή της εφαρμόζεται και πάλι ο αλγόριθμος TDMA, οπότε υπολογίζεται η δεύτερη διόρθωση της πίεσης (P'') κάθε υπολογιστικού κόμβου. Στη συνέχεια, διορθώνονται οι ταχύτητες και οι όροι συναγωγής, σύμφωνα με τις εξισώσεις που έχουν δοθεί παραπάνω (Εξισώσεις (50),(51)), χωρίς τη χρήση συντελεστή υποχαλάρωσης. Η πίεση και η πυκνότητα διορθώνονται με αντίστοιχο τρόπο, όπως και στο πρώτο στάδιο της διόρθωσης, με τη χρήση του ίδιου συντελεστή υποχαλάρωσης (URF_P) (Εξίσωση (60)).

$$P^{**} = P^* + (URF_P)P'' \quad \text{και} \quad \rho^{**} = \rho^* + \rho'' = \rho^* + \frac{(URF_P)P''}{RT} \tag{60}$$

Πρέπει να αναφερθεί ότι οι τιμές της δεύτερης διόρθωσης της πίεσης (P'') είναι της ίδιας τάξης μεγέθους με αυτές της πρώτης (αλλά λίγο μικρότερες), ενώ και εδώ ο τελικός σκοπός είναι ο πρακτικός μηδενισμός της δεύτερης διόρθωσης της πίεσης. Το κριτήριο σύγκλισης που χρησιμοποιείται αντιστοιχεί στην άθροιση σε κάθε κόμβο της απόκλισης της εξίσωσης της συνέχειας, όπως φαίνεται στην Εξίσωση (61).

$$R_p = \sum_n \left| \frac{(\rho_p^* \delta V)^{t+1} - (\rho_p \delta V)^t}{dt} + C_e^{**} - C_w^{**} + C_n^{**} - C_s^{**} + C_d^{**} - C_u^{**} - S_{1,cr} \right| \leq 10^{-4} \quad (61)$$

όπου n ο συνολικός αριθμός των κόμβων του πεδίου.

Πρέπει να επισημανθεί ότι ο όρος $S_{U,PISO}$ κατά τη σύγκλιση ισούται με μηδέν, αφού οι όροι $H_{i,k}^{**}$ και $H_{i,k}^*$ θα είναι ίσοι. Για το λόγο αυτόν δεν περιλαμβάνεται στο κριτήριο σύγκλισης.

Βήμα 5:

Αφού εκτελεστούν τα δύο στάδια διόρθωσης των μεγεθών, επιλύονται στη συνέχεια οι υπόλοιπες εξισώσεις διατήρησης, όπως της ενέργειας (ενθαλπίας), των συστατικών και του μοντέλου τύρβης, λαμβάνοντας υπόψιν τις ανανεωμένες τιμές των μεγεθών (πίεση, πυκνότητα, ταχύτητες, όροι συναγωγής), που έχουν προκύψει από το δεύτερο στάδιο διόρθωσης του αλγορίθμου PISO.

Βήμα 6:

Γίνεται έλεγχος για ταυτόχρονη ικανοποίηση των κριτηρίων σύγκλισης όλων των εξισώσεων. Αν τα υπόλοιπα των εξισώσεων είναι μεγαλύτερα από τα κριτήρια σύγκλισης που έχουν τεθεί γίνεται επιστροφή στο «Βήμα 1», ενώ αν είναι μικρότερα ο αλγόριθμος συνεχίζει στο «Βήμα 7».

Βήμα 7:

Στην περίπτωση που τα κριτήρια σύγκλισης ικανοποιούνται, η διαδικασία προχωράει στο επόμενο χρονικό βήμα και τα Βήματα 1–6 επαναλαμβάνονται μέχρι τη σύγκλιση.

3.4 Οριακές συνθήκες

Στην παρούσα υπο-παράγραφο θα παρουσιαστούν οι οριακές συνθήκες (boundary conditions) που χρησιμοποιήθηκαν στο ρευστομηχανικό μοντέλο. Θα δοθούν τα βασικά σημεία της μεθοδολογίας που ακολουθήθηκε, ενώ θα αναλυθούν οι οριακές συνθήκες στερεού τοιχώματος, εισόδου/εξόδου και συμμετρίας, αφού αυτές λαμβάνονται υπόψιν στις

προσομοιώσεις. Στις περιπτώσεις αυτές απαιτείται μια ειδική διαχείριση των εξισώσεων διατήρησης του υπολογιστικού κελιού, καθώς οι συντελεστές και όροι πηγής των γραμμικών αλγεβρικών εξισώσεων ενδέχεται να μεταβληθούν.

3.4.1 Συνθήκες τοιχώματος

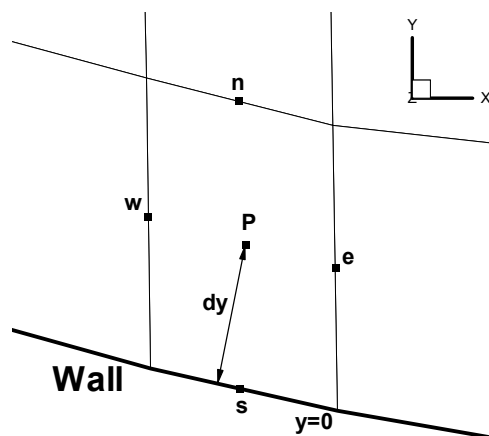
Η μεθοδολογία για τον υπολογισμό των συντελεστών της γραμμικής αλγεβρικής εξίσωσης που έχει παρουσιαστεί έως τώρα, εφαρμόζεται ως έχειν μόνο για τα εσωτερικά κελιά. Για τα οριακά κελιά που βρίσκονται δίπλα από στερεό τοίχωμα είναι αναγκαία η προσαρμογή ορισμένων συντελεστών καθώς και των όρων πηγής (S_u και S_p) της γραμμικής αλγεβρικής εξίσωσης (Εξίσωση (62)), ώστε να συμπεριληφθεί η επιρροή του τοιχώματος (wall boundary conditions) στους υπολογισμούς.

$$A_P \phi_P = A_E \phi_E + A_W \phi_W + A_N \phi_N + A_S \phi_S + A_D \phi_D + A_U \phi_U + S_u + S_{\phi,cr} \quad (62)$$

όπου ο συντελεστής A_P δίνεται από τη σχέση: $A_P = A_E + A_W + A_N + A_S + A_D + A_U - S_p$.

Αφού προσαρμοστούν οι κατάλληλοι συντελεστές και όροι στα οριακά κελιά, εφαρμόζεται στη συνέχεια ο αλγόριθμος TDMA για τον υπολογισμό των διάφορων μεγεθών σε όλους τους υπολογιστικούς κόμβους (εσωτερικούς και οριακούς) με τον ίδιο ακριβώς τρόπο.

Για την κατανόηση της γεωμετρίας ενός υπολογιστικού κελιού που βρίσκεται δίπλα σε στερεό τοίχωμα, χρήσιμο είναι το Σχήμα 5. Στο Σχήμα αυτό παρατηρείται ένα οριακό κελί με κέντρο το σημείο P , όπου συνορεύει στη «νότια» («south») πλευρά του με στερεό τοίχωμα. Η κάθετη απόσταση του κέντρου του κελιού από το τοίχωμα είναι ίση με dy ($y=0$ το σημείο πάνω στο τοίχωμα). Στη χαρακτηριστική αυτή γεωμετρία ο συντελεστής A_S θα διαμορφώνεται διαφορετικά σε κάθε εξίσωση διατήρησης, ενώ ενδέχεται και οι όροι πηγής (S_u και S_p) να παίρνουν διαφορετικές τιμές.



Σχήμα 5. Υπολογιστικό κελί δίπλα από στερεό τοίχωμα

Παρακάτω παρουσιάζεται ο τρόπος που γίνεται διαχείριση της ύπαρξης στερεού τοιχώματος για κάθε εξίσωση διατήρησης, ενώ η ανάλυση θα βασιστεί στη γεωμετρία του Σχήματος 5. Αντίστοιχες εκφράσεις προκύπτουν και για την ύπαρξη στερεού ορίου σε οποιαδήποτε άλλη πλευρά ενός κελιού (n,w,e,d,u).

3.4.1.1 Εξισώσεις ορμής

Για τις εξισώσεις ορμής, οι παράλληλες ταχύτητες ως προς το τοίχωμα είναι ίσες με μηδέν (συνθήκη μη ολίσθησης / no-slip condition), ενώ επιπλέον η κάθετη ταχύτητα ως προς το τοίχωμα τίθεται ίση με την κάθετη ταχύτητα του κινούμενου τοιχώματος ($u_{g,k}$). Στην περίπτωση που το τοίχωμα δεν κινείται, η κάθετη ταχύτητα ισούται με μηδέν. Επιπλέον, μηδενίζονται οι συντελεστές A_s που εμφανίζονται στις γραμμικοποιημένες εξισώσεις και η συνεισφορά τους προστίθεται στους όρους πηγής S_u και S_p . Αυτό γίνεται με τον υπολογισμό αρχικά της σχετικής παράλληλης ταχύτητας ρευστού-τοιχώματος (u_{rw}), ώστε από αυτήν να υπολογιστεί στη συνέχεια η τάση τριβής (τ_w). Για την περίπτωση του Σχήματος 5, όπου το στερεό τοίχωμα βρίσκεται στη «νότια» πλευρά του υπολογιστικού κελιού, η σχετική παράλληλη ταχύτητα ρευστού-τοιχώματος που χρησιμοποιείται στις τρεις εξισώσεις ορμής φαίνεται παρακάτω [13].

Στην εξίσωση ορμής u_1 :

$$u_{rw,1} = (u_1 - u_{gs,1}) - (u_1 - u_{gs,1}) \left(\frac{b_{1,s}^2}{AREA_s} \right)^2 - (u_2 - u_{gs,2}) \left(\frac{b_{1,s}^2 b_{2,s}^2}{AREA_s} \right) - (u_3 - u_{gs,3}) \left(\frac{b_{1,s}^2 b_{3,s}^2}{AREA_s} \right)$$

Στην εξίσωση ορμής u_2 :

$$u_{rw,2} = (u_2 - u_{gs,2}) - (u_1 - u_{gs,1}) \left(\frac{b_{1,s}^2 b_{2,s}^2}{AREA_s} \right) - (u_2 - u_{gs,2}) \left(\frac{b_{2,s}^2}{AREA_s} \right)^2 - (u_3 - u_{gs,3}) \left(\frac{b_{2,s}^2 b_{3,s}^2}{AREA_s} \right)$$

Στην εξίσωση ορμής u_3 :

$$u_{rw,3} = (u_3 - u_{gs,3}) - (u_1 - u_{gs,1}) \left(\frac{b_{1,s}^2 b_{3,s}^2}{AREA_s} \right) - (u_2 - u_{gs,2}) \left(\frac{b_{2,s}^2 b_{3,s}^2}{AREA_s} \right) - (u_3 - u_{gs,3}) \left(\frac{b_{3,s}^2}{AREA_s} \right)^2$$

όπου $u_{gs,k}$ ($k=1,2,3$) η παράλληλη ταχύτητα του τοιχώματος στη «νότια» πλευρά του κελιού, ενώ $AREA_s$ η επιφάνεια του υπολογιστικού κελιού που εφάπτεται με το στερεό τοίχωμα στη «νότια» πλευρά (Σχήμα 5).

Ο συντελεστής τριβής ρευστού-τοιχώματος (λ_w) εξαρτάται από την αδιάστατη ποσότητα y^+ , η οποία καθορίζει εάν το κέντρο του υπολογιστικού κόμβου (P) βρίσκεται στο στρωτό υπόστρωμα ή στο πλήρες τυρβώδες στρώμα (θέση στο οριακό στρώμα). Η ποσότητα αυτή εκφράζει την αδιάστατη απόσταση του υπολογιστικού κόμβου από το τοίχωμα και δίνεται από την Εξίσωση (63) [28-31].

$$y^+ = \frac{\rho_P (C_\mu)^{1/4} \sqrt{k_P} dy}{\mu_i} \quad (63)$$

όπου dy η κάθετη απόσταση του οριακού υπολογιστικού κόμβου (P) από το τοίχωμα.

Η μετάβαση από το στρωτό υπόστρωμα στο πλήρες τυρβώδες στρώμα γίνεται, όταν η αδιάστατη απόσταση πάρει την τιμή $y_{im}^+ = 11.63$ [31]. Επομένως, ο συντελεστής τριβής δίνεται από τις Εξισώσεις (64),(65), ανάλογα σε ποιά περιοχή βρίσκεται ο υπολογιστικός κόμβος.

- Στο στρωτό υπόστρωμα (εάν $y^+ \leq 11.63$):

$$\lambda_w = \frac{\mu_i}{dy} \quad (64)$$

- Στο πλήρες τυρβώδες στρώμα (εάν $y^+ > 11.63$):

$$\lambda_w = \frac{\rho_P (C_\mu)^{1/4} \sqrt{k_P} dy}{\ln(9.7 y^+)} \quad (65)$$

Η τάση τριβής είναι το γινόμενο του συντελεστή τριβής και της σχετικής παράλληλης ταχύτητας ρευστού-τοιχώματος και δίνεται από την Εξίσωση (66).

$$\tau_{w,i} = -\lambda_w u_{rw,i} \quad (66)$$

όπου $i=1,2,3$ αντιστοιχούν στις τρεις εξισώσεις ορμής.

Η τάση τριβής αντικαθιστά τις διατμητικές τάσεις στις εξισώσεις της ορμής για τα κελιά που βρίσκονται δίπλα από στερεό όριο. Η συνεισφορά της στους όρους πηγής (S_u και S_P) φαίνεται παρακάτω, σύμφωνα με τη γεωμετρία του Σχήματος 5 (Εξισώσεις (67),(68)).

$$S_{P,i} = S_{P,i} + (-\lambda_w \text{AREA}_s) \quad (67)$$

και

$$S_{u,i} = S_{u,i} + (\lambda_w \text{AREA}_s) u_i - (\lambda_w \text{AREA}_s) u_{rw,i} \quad (68)$$

όπου $i=1,2,3$ αντιστοιχούν στις τρεις εξισώσεις ορμής.

3.4.1.2 Εξισώσεις διόρθωσης της πίεσης

Με παρόμοιο τρόπο διαχειρίζεται η ύπαρξη στερεού τοιχώματος δίπλα από υπολογιστικό κελί για τις εξισώσεις διόρθωσης της πίεσης του αλγορίθμου PISO. Σε αυτές τις περιπτώσεις, η διόρθωση της πίεσης (P' και P'') είναι ίση με μηδέν στο στερεό τοίχωμα, οπότε και ο αντίστοιχος συντελεστής της αλγεβρικής εξίσωσης παίρνει μηδενική τιμή. Στο παράδειγμα του Σχήματος 5, θα μηδενιστεί ο συντελεστής A_S , όπως επίσης και ο κάθετος όρος συναγωγής προς το στερεό τοίχωμα (C_S) [6,8], ενώ δεν είναι αναγκαία κάποια παρέμβαση στους όρους πηγής (S_u και S_P).

3.4.1.3 Εξισώσεις τυρβώδους κινητικής ενέργειας και ρυθμού καταστροφής της

Για την εξίσωση διατήρησης της τυρβώδους κινητικής ενέργειας, η ύπαρξη ενός υπολογιστικού κελιού δίπλα από στερεό τοίχωμα, σημαίνει και σε αυτήν την περίπτωση τον μηδενισμό του αντίστοιχου συντελεστή της γραμμικοποιημένης αλγεβρικής εξίσωσης. Για τη γεωμετρία του Σχήματος 5 θα μηδενιστεί ο συντελεστής A_S . Επομένως, η συνεισφορά του συντελεστή αυτού θα μεταφερθεί στους όρους πηγής S_u και S_P , η οποία δίνεται από τις Εξισώσεις (69)-(71).

Για τον όρο $S_{u,k}$:

$$S_{u,k} = S_{u,k} + G_k dV \quad (69)$$

Για τον όρο $S_{P,k}$:

- Στο στρωτό υπόστρωμα (εάν $y^+ \leq 11.63$):

$$S_{P,k} = S_{P,k} + \left(-\frac{\rho_P (C_\mu)^{3/4} \sqrt{k_P} y^+}{dy} \right) dV \quad (70)$$

- Στο πλήρες τυρβώδες στρώμα (εάν $y^+ > 11.63$):

$$S_{P,k} = S_{P,k} + \left(-\frac{\rho_P (C_\mu)^{3/4} \sqrt{k_P} \ln(9.7 y^+)}{dy \kappa} \right) dV \quad (71)$$

όπου κ η σταθερά von Karman με τιμή ίση με 0.4187.

Ο ρυθμός παραγωγής της τυρβώδους κινητικής ενέργειας (G_k) για τα οριακά κελιά έχει μια λίγο διαφορετική μορφή σε σχέση με αυτήν που δόθηκε σε προηγούμενη παράγραφο (που ισχύει για τα εσωτερικά κελιά). Στην έκφραση αυτήν γίνεται αντικατάσταση των

διατμητικών τάσεων με την τάση τριβής του ρευστού-τοιχώματος. Η σχέση αυτή δίνεται παρακάτω (Εξίσωση (72)), όπως εφαρμόζεται μόνο για τα οριακά κελιά [13].

$$G_k = \frac{\mu_t}{dV^2} \left\{ 2 \left[\frac{\partial u_1}{\partial x_1} b_1^1 + \frac{\partial u_1}{\partial x_2} b_1^2 + \frac{\partial u_1}{\partial x_3} b_1^3 \right]^2 + 2 \left[\frac{\partial u_2}{\partial x_1} b_2^1 + \frac{\partial u_2}{\partial x_2} b_2^2 + \frac{\partial u_2}{\partial x_3} b_2^3 \right]^2 + 2 \left[\frac{\partial u_3}{\partial x_1} b_3^1 + \frac{\partial u_3}{\partial x_2} b_3^2 + \frac{\partial u_3}{\partial x_3} b_3^3 \right]^2 \right\} + \frac{\tau_w^2}{\mu_t} - \frac{2}{3} \nabla \bar{u} (\rho k + \mu_t \nabla \bar{u}) \quad (72)$$

όπου τ_w η τάση τριβής, η οποία έχει την ίδια τιμή με αυτήν που υπολογίστηκε προηγουμένως για τις οριακές συνθήκες τοιχώματος των εξισώσεων ορμής (Εξίσωση (66)).

Σχετικά με τις οριακές συνθήκες τοιχώματος της εξίσωσης διατήρησης της καταστροφής της τυρβώδους κινητικής ενέργειας, γίνεται η παραδοχή ότι στο εσωτερικό των οριακών κελιών επικρατεί ισορροπία μεταξύ παραγωγής και καταστροφής της τυρβώδους κινητικής ενέργειας [31]. Επομένως, η τιμή που θα πάρει ο ρυθμός καταστροφής της τυρβώδους κινητικής ενέργειας στο οριακό υπολογιστικό κελί δίνεται από τις Εξισώσεις (73),(74) ανάλογα σε ποιο σημείο του οριακού στρώματος βρίσκεται ο υπολογιστικός κόμβος P .

- Στο στρωτό υπόστρωμα (εάν $y^+ \leq 11.63$):

$$\varepsilon_P = \frac{(C_\mu)^{3/4} (k_P)^{3/2}}{\kappa dy} \quad (73)$$

- Στο πλήρες τυρβώδες στρώμα (εάν $y^+ > 11.63$):

$$\varepsilon_P = \frac{(C_\mu)^{3/4} (k_P)^{3/2}}{\kappa dy} \left[1 + \ln \left(\frac{dy}{dy_{lim}} \right) \right] \quad (74)$$

όπου $dy_{lim} = \frac{11.63 \mu_t}{\rho_P (C_\mu)^{1/4} \sqrt{k_P}}$ είναι ουσιαστικά το πάχος του οριακού υποστρώματος (για

$y_{lim}^+ = 11.63$).

Εφόσον είναι γνωστές οι τιμές του ε_P στον υπολογιστικό κόμβο που βρίσκεται δίπλα από στερεό όριο (οριακή συνθήκη γνωστής τιμής), πρέπει και να εισαχθούν στην έκφραση της αλγεβρικής εξίσωσης που θα επιλυθεί με τον αλγόριθμο TDMA. Αυτό γίνεται με την προσαρμογή των όρων πηγής της αλγεβρικής εξίσωσης, όπως παρακάτω:

$$S_{P,\varepsilon} = -10^{30} \quad (75)$$

και

$$S_{u,\varepsilon} = 10^{30} \frac{(C_\mu)^{3/4} (k_P)^{3/2}}{\kappa dy} \left[1 + \max \left(0, \ln \left(\frac{dy}{dy_{lim}} \right) \right) \right] \quad (76)$$

Με το να τεθεί ο όρος πηγής $S_{P,\varepsilon}$ ίσος με μια πολύ μεγάλη απόλυτη τιμή (-10^{30} στην προκειμένη περίπτωση), η γραμμικοποιημένη αλγεβρική εξίσωση γίνεται:

$$A_{P,\varepsilon} \varepsilon_P = \sum_i A_{i,\varepsilon} \varepsilon_i + S_{U,\varepsilon} + S_{\varepsilon,cr} \quad (77)$$

όπου $A_{P,\varepsilon} = \sum_i A_{i,\varepsilon} - S_{P,\varepsilon}$ και έχοντας λάβει υπόψιν ότι: $A_{P,\varepsilon} \approx -S_{P,\varepsilon}$, προκύπτει η απλοποιημένη Εξίσωση (78), που δίνει την επιθυμητή τιμή του ρυθμού καταστροφής της τυρβώδους κινητικής ενέργειας στον οριακό κόμβο δίπλα από στερεό τοίχωμα.

$$\begin{aligned} -S_{P,\varepsilon} \varepsilon_P \approx S_{U,\varepsilon} &\Rightarrow \varepsilon_P \approx -\frac{S_{U,\varepsilon}}{S_{P,\varepsilon}} \Rightarrow \\ \varepsilon_P &\approx \frac{(C_\mu)^{3/4} (k_P)^{3/2}}{\kappa dy} \left[1 + \max\left(0, \ln\left(\frac{dy}{dy_{lim}}\right)\right) \right] \end{aligned} \quad (78)$$

3.4.1.4 Εξισώσεις διατήρησης συστατικών

Στις εξισώσεις διατήρησης των συστατικών η διαχείριση οριακών συνθηκών στερεού τοιχώματος είναι αρκετά απλή. Η μόνη παρέμβαση που γίνεται στην αλγεβρική εξίσωση για τα οριακά κελιά δίπλα από στερεό τοίχωμα είναι ο μηδενισμός του κατάλληλου συντελεστή της αλγεβρικής εξίσωσης (π.χ. για το οριακό κελί του Σχήματος 5 μηδενίζεται ο συντελεστής A_S). Επιπλέον, μηδενίζεται η τιμή του συστατικού που βρίσκεται στον κόμβο πάνω στο στερεό όριο (π.χ. για το οριακό κελί του Σχήματος 5 θα ισχύει: $Y_{i,s} = 0$).

3.4.1.5 Εξίσωση διατήρησης ενθαλπίας

Ιδιαίτερη προσοχή στις οριακές συνθήκες τοιχώματος πρέπει να δοθεί στη μεταχείριση των οριακών υπολογιστικών κελιών, όσον αφορά τη διατήρηση της ενθαλπίας σε αυτά τα κελιά. Αυτό αποτελεί σημαντικό χαρακτηριστικό των ρευστομηχανικών μοντέλων με εφαρμογή σε εμβολοφόρες ΜΕΚ, διότι ο τρόπος που θα προσομοιωθεί η μεταφορά θερμότητας, έχει μεγάλη επιρροή στο παραγόμενο έργο, στην απόδοση, καθώς και στους ρύπους που υπολογίζονται [14,29].

Στο ρευστομηχανικό μοντέλο που αναπτύχθηκε τίθεται σαν οριακή συνθήκη τοιχώματος σταθερή γνωστή θερμοκρασία (T_w), ώστε να υπολογιστεί στη συνέχεια η ροή θερμότητας (q_w), η οποία παρουσιάζεται σαν όρος πηγής στην εξίσωση της ενθαλπίας.

Η διαχείριση των συγκεκριμένων οριακών συνθηκών θα βασιστεί σε μια απλή έκφραση που βασίζεται σε ένα πολύ διαδεδομένο μοντέλο των Launder και Spalding [31] με χρήση συναρτήσεων τοιχώματος (wall function) για τον υπολογισμό των ροών θερμότητας, ενώ θα

φανεί και ο τρόπος που γίνεται η διαχείριση των όρων πηγής. Σε επόμενο κεφάλαιο (Κεφάλαιο 5) θα παρουσιαστούν εναλλακτικά μοντέλα μεταφοράς θερμότητας, καθώς και ένα που αναπτύχθηκε στα πλαίσια της παρούσας Διδακτορικής Διατριβής.

Αρχικά, δίνεται η αδιάστατη θερμοκρασία, που εξαρτάται σε ποιο σημείο του οριακού στρώματος βρίσκεται το κέντρο του υπολογιστικού κόμβου (P).

- Στο στρωτό υπόστρωμα (εάν $y^+ \leq 11.63$):

$$T^+ = Pr y^+ \quad (79)$$

- Στο πλήρες τυρβώδες στρώμα (εάν $y^+ > 11.63$):

$$T^+ = Pr_t \left[\frac{1}{\kappa} \ln(Ey^+) + P \left(\frac{Pr}{Pr_t} \right) \right] \quad (80)$$

όπου $P(Pr/Pr_t) = \pi/4 / \sin(\pi/4) (A/\kappa)^{0.5} (Pr/Pr_t - 1) (Pr/Pr_t)^{0.25}$ είναι μια εμπειρική σταθερά που συχνά αναφέρεται και ως συνεκτικός συντελεστής υποστρωματικής θερμικής αντίστασης (viscous sublayer thermal resistance factor), Pr και Pr_t είναι ο στρωτός (μοριακός) και τυρβώδης αριθμός Prandtl αντίστοιχα, και E, A εμπειρικές σταθερές που παίρνουν τις τιμές 9 και 26 αντίστοιχα (για λεία τοιχώματα) και εξαρτώνται από την τραχύτητα του τοιχώματος [31].

Επιπλέον, η αδιάστατη θερμοκρασία της συνάρτησης τοιχώματος δίνεται από την Εξίσωση (81) [31].

$$T^+ = \frac{\rho_p u_T c_p (T_w - T_p)}{q_w} \quad (81)$$

Επομένως, η συναλλασσόμενη ροή θερμότητας ρευστού/τοιχώματος θα είναι ίση με:

- Στο στρωτό υπόστρωμα (εάν $y^+ \leq 11.63$):

$$q_w = \frac{\rho_p u_T c_p (T_w - T_p)}{Pr y^+} \quad (82)$$

- Στο πλήρες τυρβώδες στρώμα (εάν $y^+ > 11.63$):

$$q_w = \frac{\rho_p u_T c_p (T_w - T_p)}{Pr_t \left[\frac{1}{\kappa} \ln(Ey^+) + P \left(\frac{Pr}{Pr_t} \right) \right]} \quad (83)$$

Η εισαγωγή των ροών θερμότητας στους όρους πηγής της εξίσωσης της ενέργειας για τη γεωμετρία του Σχήματος 5, δίνεται από τις Εξισώσεις (84)-(87).

- Στο στρωτό υπόστρωμα (εάν $y^+ \leq 11.63$):

$$S_{u,h} = S_{u,h} + \frac{\rho_P u_T c_p (\text{AREA})_s}{Pr_{y^+}} T_{w,s} \quad (84)$$

και

$$S_{P,h} = S_{P,h} - \frac{\rho_P u_T c_p (\text{AREA})_s}{Pr_{y^+}} \quad (85)$$

- Στο πλήρες τυρβώδες στρώμα (εάν $y^+ > 11.63$):

$$S_{u,h} = S_{u,h} + \frac{\rho_P u_T c_p (\text{AREA})_s}{Pr_t \left[\frac{1}{\kappa} \ln(Ey^+) + P \left(\frac{Pr}{Pr_t} \right) \right]} T_{w,s} \quad (86)$$

και

$$S_{P,h} = S_{P,h} - \frac{\rho_P u_T c_p (\text{AREA})_s}{Pr_t \left[\frac{1}{\kappa} \ln(Ey^+) + P \left(\frac{Pr}{Pr_t} \right) \right]} \quad (87)$$

3.4.2 Συνθήκες στα όρια συναλλαγής του πεδίου με το περιβάλλον (οριακές συνθήκες εισόδου/εξόδου) και σε επίπεδο συμμετρίας

Δεν εφαρμόζεται κάποια εξεζητημένη διαχείριση σχετικά με τις οριακές συνθήκες εισόδου/εξόδου (inlet/outlet boundary condition) και συμμετρίας (symmetry boundary conditions). Στα υπολογιστικά κελιά που βρίσκονται δίπλα από την είσοδο/έξοδο του υπολογιστικού πεδίου είναι γνωστές οι εισερχόμενες/εξερχόμενες τιμές των διάφορων μεγεθών, όπως των ταχυτήτων, θερμοκρασιών, πιέσεων κτλ., ενώ διαμέσου του επιπέδου συμμετρίας δεν διέρχεται ροή, όπως θα παρουσιαστεί στη συνέχεια.

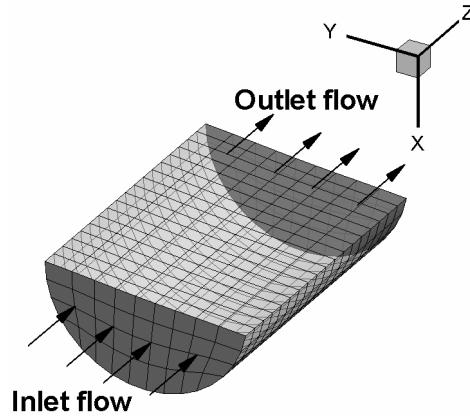
3.4.2.1 Οριακές συνθήκες εισόδου

Σχετικά με τις οριακές συνθήκες εισόδου, στο Σχήμα 6 φαίνεται μια χαρακτηριστική γεωμετρία εισόδου (inlet flow) και εξόδου (outlet flow) ενός υπολογιστικού πεδίου.

Το μόνο σημείο που χρήζει περαιτέρω διερεύνησης σχετικά με τον τρόπο διαχείρισης αυτών των οριακών συνθηκών, είναι οι τιμές των εισερχόμενων παραμέτρων της τύρβης, που σχετίζονται με την εισερχόμενη ολική κινητική ενέργεια του ρευστού [32]. Η συνήθης πρακτική είναι να τεθεί η τυρβώδης κινητική ενέργεια στην είσοδο του υπολογιστικού πεδίου ίση με ένα ποσοστό της κινητικής ενέργειας (συνήθως 1-5% [33,34]). Επομένως, η εισερχόμενη τυρβώδης κινητική ενέργεια υπολογίζεται από την Εξίσωση (88).

$$k_{in} = a [(u_{1,in})^2 + (u_{2,in})^2 + (u_{3,in})^2] \quad (88)$$

όπου $a=0.01-0.05$ το ποσοστό της εισερχόμενης κινητικής ενέργειας, ενώ $u_{i,in}$ οι ταχύτητες εισόδου σε κάθε διεύθυνση (i).



Σχήμα 6. Είσοδος (inlet flow) και έξοδος ροής (outlet flow) σε υπολογιστικό πεδίο

Ο ρυθμός καταστροφής της τυρβώδους κινητικής ενέργειας στην είσοδο του υπολογιστικού πεδίου (ϵ_{in}) συχνά τίθεται ανάλογος της ποσότητας $k_{in}^{1.5}$ και εξαρτάται από τη γεωμετρία και τις διαστάσεις της εισόδου, καθώς και από την κλίμακα μήκους της τύρβης (turbulent integral length scale) [6]. Υπάρχει μεγάλη αβεβαιότητα ως προς την ακριβή τιμή της κλίμακας αυτής, οπότε αυτή συχνά συσχετίζεται με το ισοδύναμο μήκος της γεωμετρίας εισόδου, με τυπική τιμή το 20-30% αυτού [34]. Για τον υπολογισμό του εισερχόμενου ρυθμού καταστροφής της τυρβώδους κινητικής ενέργειας εφαρμόζεται η Εξίσωση (89).

$$\epsilon_{in} = \frac{k_{in}^{1.5}}{l_t} \quad (89)$$

όπου l_t η κλίμακα μήκους της τύρβης.

Μία εναλλακτική προσέγγιση για τον υπολογισμό του εισερχόμενου ρυθμού καταστροφής της τυρβώδους κινητικής ενέργειας είναι με τη χρήση του ορισμού της τυρβώδους συνεκτικότητας (Εξίσωση (4α)) [6,34] και είναι απαραίτητος ο συσχετισμός της εισερχόμενης τιμής της ($\mu_{t,in}$) (συνήθως γίνεται με τον αριθμό Reynolds της εισερχόμενης ροής) [34]. Σε αυτήν την περίπτωση εφαρμόζεται η Εξίσωση (90) για τον υπολογισμό του.

$$\epsilon_{in} = C_\mu \rho_{in} \frac{k_{in}^2}{\mu_{t,in}} \quad (90)$$

Στο ρευστομηχανικό μοντέλο που αναπτύχθηκε και εφαρμόστηκε σε εμβολοφόρες ΜΕΚ, η εισερχόμενη ταχύτητα συνήθως δεν είναι γνωστή. Το μέγεθος που είναι γνωστό τις

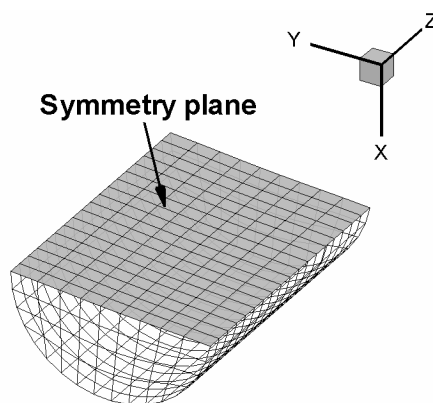
περισσότερες φορές είναι η πίεση που επικρατεί στην είσοδο του υπολογιστικού πεδίου (π.χ. στον οχετό εισαγωγής). Οπότε στις περισσότερες περιπτώσεις χρησιμοποιήθηκε η οριακή συνθήκη εισόδου της πίεσης αντί της ταχύτητας. Με γνωστή την πίεση στην είσοδο, ο αλγόριθμος PISO τροποποιείται, αφού στο σημείο της εισόδου οι διορθώσεις της πίεσης είναι μηδενικές ($P' = 0$ και $P'' = 0$). Αυτό σημαίνει ότι ο αντίστοιχος συντελεστής της αλγεβρικής εξίσωσης για τον υπολογισμό των διορθώσεων πιέσεων μηδενίζεται ($A_i = 0$) και οι ταχύτητες της εισόδου και ο όρος συναγωγής θα διορθώνονται, λαμβάνοντας υπόψιν μόνο τη διορθωση πίεσης του διπλανού κόμβου από την είσοδο.

3.4.2.2 Οριακές συνθήκες εξόδου

Η διαχείριση των οριακών συνθηκών εξόδου είναι πιο απλή από τις αντίστοιχες της εισόδου. Ένα χαρακτηριστικό παράδειγμα φαίνεται στο Σχήμα 6. Δεν γίνεται καμία παρέμβαση στους συντελεστές και όρους πηγής των γραμμικών αλγεβρικών εξισώσεων, εφόσον θεωρείται ότι η ροή στην έξοδο είναι πλήρως διαμορφωμένη. Η μόνη παρέμβαση που γίνεται είναι να τεθούν οι τιμές στο όριο εξόδου ίσες με τις αντίστοιχες τιμές του κόμβου δίπλα από αυτές. Με άλλα λόγια μηδενίζεται η πρώτη παράγωγος του κάθε μεγέθους σε κάθετη επιφάνεια προς την έξοδο [6,35].

3.4.2.3 Οριακές συνθήκες συμμετρίας

Ένα χαρακτηριστικό επίπεδο συμμετρίας (symmetry plane) φαίνεται στο Σχήμα 7.



Σχήμα 7. Επίπεδο συμμετρίας (symmetry plane) του υπολογιστικού πεδίου

Και σε αυτήν την περίπτωση δεν γίνεται κάποια παρέμβαση στους συντελεστές και όρους πηγής των γραμμικών αλγεβρικών εξισώσεων, ενώ μηδενίζεται η κάθετη ταχύτητα

στο επίπεδο συμμετρίας. Επιπλέον, μηδενίζεται και η πρώτη παράγωγος όλων των μεγεθών κάθετα στο επίπεδο αυτό [6], με τον ίδιο τρόπο όπως και στις οριακές συνθήκες εξόδου.

3.5 Ιδιότητες μεταφοράς των συστατικών

Στην υπο-παράγραφο εδώ θα δοθούν οι ιδιότητες μεταφοράς των συστατικών (species transport properties) που λαμβάνονται υπόψιν στο ρευστομηχανικό μοντέλο. Ο συνολικός αριθμός των συστατικών είναι 9, αφού όλες οι προσομοιώσεις έγιναν είτε σε συνθήκες ετεροκίνησης (εργαζόμενο μέσο αέρας με σύσταση 21% κατ' όγκο οξυγόνο και 79% κατ' όγκο άζωτο) είτε σε συνθήκες με καύση υδρογόνου (εργαζόμενο μέσο μίγμα αερίων), όπου απουσιάζει ο άνθρακας και τα παράγωγά του (μονοξείδιο και διοξείδιο του άνθρακα). Τα συστατικά αυτά και το μοριακό τους βάρος φαίνονται στον Πίνακα 4.

Πίνακας 4. Συστατικά που περιλαμβάνονται στο ρευστομηχανικό κώδικα και μοριακό τους βάρος

Συστατικό	Μοριακό βάρος (kg/kmol)
O ₂	31.99880
N ₂	28.01340
H ₂	2.01588
H ₂ O	18.01528
O	15.99940
N	14.00670
H	1.00794
OH	17.00734
NO	30.00610

Οι ιδιότητες των συστατικών, που χρησιμοποιούνται στο ρευστομηχανικό κώδικα και υπολογίζονται σε μια ξεχωριστή υπορουτίνα στην αρχή κάθε επανάληψης, είναι η (στρωτή) συνεκτικότητα (μ_i), η ειδική θερμοχωρητικότητα υπό σταθερή πίεση (c_p) και η (στρωτή) θερμική αγωγιμότητα (λ_i). Από αυτές τις ιδιότητες μπορεί στη συνέχεια να υπολογιστεί και ο (στρωτός) αριθμός Prandtl. Οι παραπάνω ιδιότητες δίνονται σαν συνάρτηση της θερμοκρασίας από συσχετίσεις που έχουν προταθεί από τη NASA, ύστερα από επεξεργασία και ανάλυση με τη μέθοδο ελαχίστων τετραγώνων (least-squares) [10-12]. Ο λόγος που χρησιμοποιήθηκε η συγκεκριμένη βάση δεδομένων και όχι κάποια άλλη αντίστοιχη (π.χ. [36,37]) είναι ότι αυτή περιέχει τις πιο πρόσφατες συσχετίσεις των

συγκεκριμένων ιδιοτήτων, ενώ το θερμοκρασιακό εύρος εφαρμογής τους έχει επεκταθεί αρκετά, ώστε να καλύπτει τις υψηλές θερμοκρασίες που συναντώνται στους κυλίνδρους εμβολοφόρων ΜΕΚ κατά τη διάρκεια της καύσης. Αξίζει να επισημανθεί ότι για κάποια συστατικά το εύρος της συσχέτισης της ειδικής θερμοχωρητικότητας επεκτείνεται μέχρι θερμοκρασία 20000 Κ, το οποίο βέβαια είναι πολύ υψηλότερο από τα αναμενόμενα θερμοκρασιακά επίπεδα.

Οι εκφράσεις που περιγράφουν τη συνεκτικότητα, την ειδική θερμοχωρητικότητα και τη θερμική αγωγιμότητα δίνονται σαν συνάρτηση μόνο της θερμοκρασίας για κάθε συστατικό με τη χρήση κατάλληλων συντελεστών. Οι γενικές σχέσεις των ιδιοτήτων που χρησιμοποιούνται φαίνονται παρακάτω.

$$\text{Συνεκτικότητα (στρωτή): } \mu_i = e^{\left(A_1 \ln T + \frac{B_1}{T} + \frac{C_1}{T^2} + D_1\right)} \quad (91)$$

$$\text{Θερμική αγωγιμότητα (στρωτή): } \lambda_i = e^{\left(A_2 \ln T + \frac{B_2}{T} + \frac{C_2}{T^2} + D_2\right)} \quad (92)$$

$$\text{Ειδική θερμοχωρητικότητα: } c_p = R \left(\frac{A_3}{T^2} + \frac{B_3}{T} + C_3 + D_3 T + E_3 T^2 + F_3 T^3 + G_3 T^4 \right) \quad (93)$$

Στους Πίνακες 5, 6 και 7 φαίνονται όλοι οι συντελεστές των παραπάνω εκφράσεων (Εξισώσεις (91)-(93)) για τον υπολογισμό της στρωτής συνεκτικότητας, στρωτής θερμικής αγωγιμότητας και ειδικής θερμοχωρητικότητας υπό σταθερή πίεση των εννιά συστατικών για συγκεκριμένα θερμοκρασιακά εύρη [10-12].

Πίνακας 5. Συντελεστές υπολογισμού συνεκτικότητας (σε $\mu P=10^{-7} \text{ kg/m/s}$) των συστατικών σε συνάρτηση της θερμοκρασίας με χρήση της Εξίσωσης (91)

Συστατικό	A ₁	B ₁	C ₁	D ₁	Θερμοκρασιακό εύρος (K)
O ₂	0.60916180	-52.244847	-599.74009	2.0410801	200≤T≤1000
	0.72216486	175.50839	-57974.816	1.0901044	1000<T≤5000
N ₂	0.62526577	-31.779652	-1640.7983	1.7454992	200≤T≤1000
	0.87395209	561.52222	-173948.09	-0.39335958	1000<T≤5000
H ₂	0.74553182	43.555109	-3257.9340	0.13556243	200≤T≤1000
	0.96730605	679.31897	-210251.79	-1.8251697	1000<T≤5000
H ₂ O	0.49966928	-697.84297	88274.722	3.0878979	373≤T≤1075
	0.58963330	-538.75152	54745.230	2.3409644	1075<T≤5000
OH	0.76892924	-263.43285	24746.805	1.0326028	300≤T≤1000
	0.59502803	-467.37406	39767.529	2.4227902	1000<T≤5000
NO	0.60262029	-62.017783	-139.54524	2.0268332	200≤T≤1000
	0.78009050	304.86891	-94847.722	0.52873381	1000<T≤5000
O	0.77461166	92.418257	-62500.795	0.83317089	1000≤T≤6000
H	0.73837538	-418.72887	193588.53	0.082985438	1000≤T≤5000
N	0.82926975	405.82833	-159002.42	0.17740763	1000≤T≤6000

Πίνακας 6. Συντελεστές υπολογισμού θερμικής αγωγιμότητας (σε $\mu W/cm/K=10^{-4} \text{ W/m/K}$) των συστατικών σε συνάρτηση της θερμοκρασίας με χρήση της Εξίσωσης (92)

Συστατικό	A ₂	B ₂	C ₂	D ₂	Θερμοκρασιακό εύρος (K)
O ₂	0.77238828	6.9293259	-5900.8518	1.2202965	200≤T≤1000
	0.90875998	289.86028	-79180.433	0.068622859	1000<T≤5000
N ₂	0.85372829	105.18665	-12299.753	0.48299104	200≤T≤1000
	0.88506520	134.69656	-11386.420	0.23610008	1000<T≤5000
H ₂	1.0240124	297.09752	-31396.363	1.0560824	200≤T≤1000
	1.0611992	258.85783	6316.3191	0.79973205	1000<T≤5000
H ₂ O	1.1322991	-512.13867	99913.498	-0.52900911	373≤T≤1075
	0.50036257	-1719.4289	387590.61	4.7558670	1075<T≤5000
OH	1.2335495	-93.048739	3844.0086	-1.5693877	300≤T≤1000
	0.54743881	-1206.0985	217314.87	4.0696759	1000<T≤5000
NO	0.92099219	53.214126	-7958.5640	0.21559173	200≤T≤1000
	0.84043660	350.26365	-196758.82	0.66380072	1000<T≤5000
O	0.77466803	92.729443	-62674.343	1.4998498	1000≤T≤6000
H	0.73885349	-416.61851	192632.41	3.5104063	1000≤T≤5000
N	0.82928303	405.77643	-158950.37	0.97751362	1000≤T≤6000

Πίνακας 7. Συντελεστές υπολογισμού ειδικής θερμοχωρητικότητας υπό σταθερή πίεση (σε kJ/kmol/K) των συστατικών σε συνάρτηση της θερμοκρασίας με χρήση της Εξίσωσης (93)

Συστατικό	A ₃	B ₃	C ₃	D ₃	E ₃	F ₃	G ₃	Θερμοκρασιακό εύρος (K)
O ₂	-34255.6342	484.700097	1.11901096	0.00429388924	-6.83630052D-7	-2.02337270D-9	1.03904002D-12	200≤T≤1000
	-1037939.022	2344.830282	1.819732036	0.001267847582	-2.188067988D-7	2.053719572D-11	-8.193467050D-16	1000<T≤6000
	497529430.0	-286610.6874	66.9035225	-0.00616995902	3.016396027D-7	-7.4214166D-12	7.27817577D-17	6000<T≤20000
N ₂	22103.71497	-381.8461820	6.08273836	-0.008530914410	1.384646189D-5	-9.625793620D-9	2.519705809D-12	200≤T≤1000
	587712.406	-2239.249073	6.06694922	-0.00061396855	1.491806679D-7	-1.923105485D-11	1.061954386D-15	1000<T≤6000
	831013916.0	-642073.354	202.0264635	-0.03065092046	2.486903333D-6	-9.705954110D-11	1.437538881D-15	6000<T≤20000
H ₂	40783.2321	-800.918604	8.21470201	-0.01269714457	1.753605076D-5	-1.202860270D-8	3.368093490D-12	200≤T≤1000
	560812.801	-837.150474	2.975364532	0.001252249124	-3.74071619D-7	5.9366252D-11	-3.6069941D-15	1000<T≤6000
	496688412.0	-314754.7149	79.8412188	-0.00841478921	4.753248350D-7	-1.371873492D-11	1.605461756D-16	6000<T≤20000
H ₂ O	-39479.6083	575.573102	0.931782653	0.00722271286	-7.34255737D-6	4.95504349D-9	-1.336933246D-12	200≤T≤1000
	1034972.096	-2412.698562	4.64611078	0.002291998307	-6.836830480D-7	9.42646893D-11	-4.82238053D-15	1000<T≤6000
	-1998.85899	93.0013616	3.050854229	0.001529529288	-3.157890998D-6	3.31544618D-9	-1.138762683D-12	200≤T≤1000
OH	1017393.379	-2509.957276	5.11654786	0.000130529993	-8.28432226D-8	2.006475941D-11	-1.556993656D-15	1000<T≤6000
	284723419.3	-185953.2612	50.082409	-0.00514237498	2.875536589D-7	-8.22881796D-12	9.56722902D-17	6000<T≤20000
	-11439.16503	153.6467592	3.43146873	-0.002668592368	8.48139912D-6	-7.68511105D-9	2.386797655D-12	200≤T≤1000
NO	223901.8716	-1289.651623	5.43393603	-0.00036560349	9.88096645D-8	-1.416076856D-11	9.38018462D-16	1000<T≤6000
	-957530354.0	591243.448	-138.4566826	0.01694339403	-1.007351096D-6	2.912584076D-11	-3.29510935D-16	6000<T≤20000
	-7953.6113	160.7177787	1.966226438	0.00101367031	-1.110415423D-6	6.5175075D-10	-1.584779251D-13	200≤T≤1000
O	261902.0262	-729.872203	3.31717727	-0.000428133436	1.036104594D-7	-9.43830433D-12	2.725038297D-16	1000<T≤6000
	177900426.4	-108232.8257	28.10778365	-0.002975232262	1.854997534D-7	-5.79623154D-12	7.191720164D-17	6000<T≤20000
	0.00	0.00	2.50	0.00	0.00	0.00	0.00	200≤T≤1000
H	60.7877425	-0.1819354417	2.500211817	-1.226512864D-7	3.73287633D-11	-5.68774456D-15	3.410210197D-19	1000<T≤6000
	217375769.4	-131203.5403	33.991742	-0.00381399968	2.432854837D-7	-7.69427554D-12	9.644105630D-17	6000<T≤20000
	0.00	0.00	2.50	0.00	0.00	0.00	0.00	200≤T≤1000
N	88765.0138	-107.12315	2.362188287	0.0002916720081	-1.7295151D-7	4.01265788D-11	-2.677227571D-15	1000<T≤6000
	547518105.0	-310757.498	69.1678274	-0.00684798813	3.8275724D-7	-1.098367709D-11	1.277986024D-16	6000<T≤20000
	0.00	0.00	2.50	0.00	0.00	0.00	0.00	200≤T≤1000

Στο ρευστομηχανικό κώδικα δεν χρησιμοποιήθηκε σταθερός αριθμός Prandtl, όπως συνηθίζεται στις περισσότερες περιπτώσεις, αφού ήταν ήδη διαθέσιμες οι ιδιότητες μεταφοράς, από τις οποίες μπορεί στη συνέχεια να υπολογιστεί ο αριθμός αυτός για κάθε συστατικό. Ο στρωτός αριθμός Prandtl εξαρτάται από τη θερμοκρασία και φυσικά από τη σύσταση του ρευστού και δίνεται από την παρακάτω σχέση.

$$Pr = \frac{\mu_l c_p}{\lambda_l} \quad (94)$$

Αντίθετα, χρησιμοποιήθηκε σταθερός αδιάστατος αριθμός Schmidt (Sc) για τον υπολογισμό του συντελεστή διάχυσης των εξισώσεων διατήρησης των συστατικών, ίσος με 0.7 για όλα τα συστατικά. Ο αριθμός Schmidt εκφράζει το λόγο της συνεκτικής διάχυσης προς τη διάχυση της μάζας και δίνεται από την Εξίσωση (95).

$$Sc = \frac{v_l}{D} = \frac{\mu_l}{\rho D} \quad (95)$$

όπου D είναι ο συντελεστής διάχυσης μάζας.

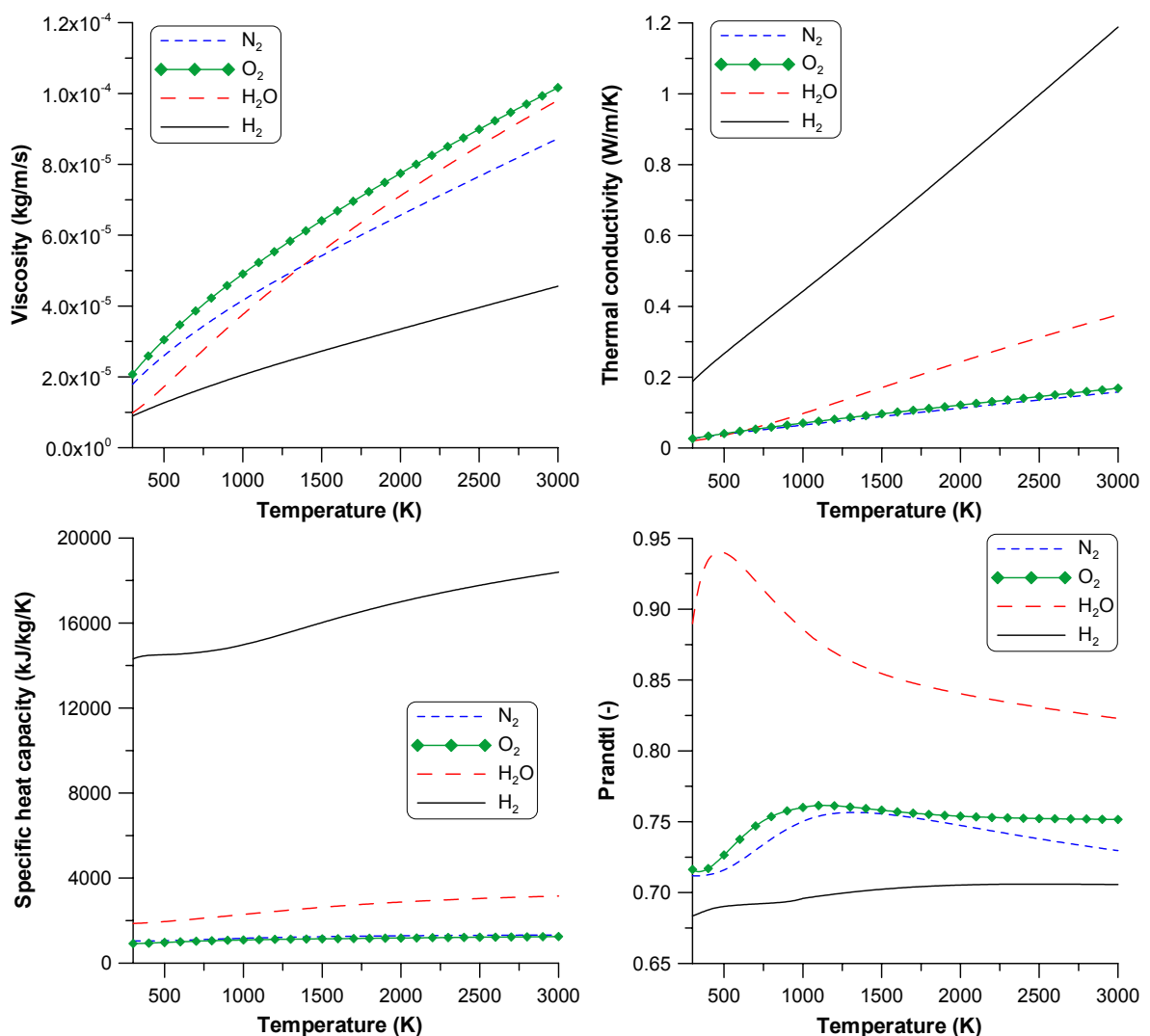
Ο λόγος που ακολουθήθηκε αυτή η μέθοδος (διατήρηση σταθερού αριθμού Schmidt) σχετίζεται άμεσα με το είδος των φαινομένων καύσης που προσομοιώθηκαν. Συγκεκριμένα, εξετάστηκε η διάδοση της φλόγας ενός προαναμεμιγμένου μίγματος αέρα/υδρογόνου [14] και όχι η φλόγα διάχυσης [38], όπως θα παρουσιαστεί σε επόμενο κεφάλαιο. Στην τελευταία περίπτωση, θα ήταν αναγκαία όχι μόνο η χρήση μεταβλητού αριθμού Schmidt, αλλά και μεταβλητού αριθμού Lewis [38], όπου λόγω της υψηλής διάχυσης μάζας του υδρογόνου, ο αριθμός Lewis του είναι αρκετά μικρός (της τάξης του 0.3-0.4) [39,40].

Ένας άλλος λόγος επιλογής σταθερού αριθμού Schmidt σχετίζεται με το γεγονός ότι ο συντελεστής διάχυσης των εξισώσεων διατήρησης των συστατικών έχει μικρή εξάρτηση από το (στρωτό) αριθμό Schmidt. Ο συντελεστής διάχυσης υπενθυμίζεται, ότι εξαρτάται τόσο από το στρωτό (Sc_i) όσο και από τον τυρβώδη ($Sc_{i,t}$) αριθμό Schmidt και δίνεται από την Εξίσωση (96).

$$\Gamma_{Y_i} = \frac{\mu_l}{Sc_i} + \frac{\mu_t}{Sc_{i,t}} \quad (96)$$

Η στρωτή συνεκτικότητα όμως είναι περίπου δύο τάξεις μεγέθους μικρότερη από την τυρβώδη, οπότε ο πρώτος όρος του δεξιού μέλους της Εξίσωσης (96) είναι αρκετά μικρότερος από το δεύτερο όρο και συχνά αμελείται, ενώ άλλες φορές ο συντελεστής διάχυσης εκφράζεται ως εξής: $\Gamma_{Y_i} \approx (\mu_l + \mu_t) / Sc_{i,t} = \mu_{eff} / Sc_{i,t}$.

Στο Σχήμα 8 φαίνεται η μεταβολή των ιδιοτήτων σε συνάρτηση της θερμοκρασίας (στο θερμοκρασιακό εύρος που συναντάται κυρίως στους κυλίνδρους εμβολοφόρων ΜΕΚ) για τέσσερα αντιπροσωπευτικά συστατικά (N_2 , O_2 , H_2O και H_2). Παρατηρείται ότι η ειδική θερμοχωρητικότητα δεν παρουσιάζει έντονη εξάρτηση από τη θερμοκρασία, όπως και ο αριθμός Prandtl. Για το λόγο αυτόν δικαιολογείται μερικώς η πρόθεση ορισμένων ερευνητών να θεωρούν σταθερές αυτές τις συγκεκριμένες δύο ιδιότητες (συνηθέστερα όμως τον αριθμό Prandtl) για λόγους απλοποίησης. Πρέπει να επισημανθεί ότι με το να διατηρηθούν σταθερές οι τιμές ορισμένων ιδιοτήτων, μειώνεται ελάχιστα ο απαιτούμενος υπολογιστικός χρόνος της προσομοίωσης, αφού οι υπολογιστικοί πόροι που καταναλώνονται για τους παραπάνω υπολογισμούς είναι λίγοι.



Σχήμα 8. Ιδιότητες τεσσάρων συστατικών (συνεκτικότητα, θερμική αγωγιμότητα, ειδική θερμοχωρητικότητα και αριθμός Prandtl) σε συνάρτηση της θερμοκρασίας

Βιβλιογραφία Κεφαλαίου 3

- [1] Demirdzic I, Gosman AD, Issa RI, Peric M. A calculation procedure for turbulent flow in complex geometries. *Computer Fluids* 1987;15(3):251–73.
- [2] Shyy W. *Computational modeling for fluid flow and interfacial transport*. Amsterdam: Elsevier Science; 1994.
- [3] Rakopoulos CD, Kosmadakis GM, Dimaratos AM, Pariotis EG. Investigating the effect of crevice flow on internal combustion engines using a new simple crevice model implemented in a CFD code. *Appl Energy* 2011;88(1):111–26.
- [4] Han Z, Reitz RD. Turbulence modeling of internal combustion engines using RNG k- ϵ models. *Combust Sci Technol* 1995;106(4):267–95.
- [5] Papageorgakis GC, Assanis DN. Comparison of linear and nonlinear RNG-based k- ϵ models for incompressible turbulent flows. *Numer Heat Transfer, Part B—Fundamentals* 1999;35(1):1–22.
- [6] Ferziger JH, Peric M. *Computational methods for fluid dynamics*. Berlin: Springer; 2002.
- [7] Khaleghi H, Ebrahim F. Iterative and non-iterative solutions of engine flows using ASM & k- ϵ turbulence models. In: *Proc of 11th Annual Conference of the CFD Society of Canada (CFDSC 2003)*, Vancouver, BC, Canada, May 28–30, 2003.
- [8] Patankar SV. *Numerical heat transfer and fluid flow*. New York: Taylor & Francis; 1980.
- [9] Versteeg HK, Malalasekera W. *An introduction to computational fluid dynamics: the finite volume method*. Essex: Pearson Education; 1995.
- [10] McBride BJ, Gordon S, Reno MA. Coefficients for calculating thermodynamic and transport properties of individual species. NASA Technical Memorandum 4513; October 1993 (<http://ntrs.nasa.gov/search.jsp?R=996706&id=1&as=false&or=false&q=Ntt%3D4513%26Ntk%3Dall%26Ntx%3Dmode%2Bmatchall%26Ns%3DHarvestDate%257c1%26N%3D0>).
- [11] Svehla RA. Transport coefficients for the NASA Lewis chemical equilibrium program. NASA Technical Memorandum 4647; April 1995 (<http://www.dipic.unipd.it/faculty/canu/files/Comb/prg/Equil/NASA/docs/TM-4647.pdf>).
- [12] McBride BJ, Zehe MJ, Gordon S. NASA Glenn coefficients for calculating thermodynamic properties of individual species. NASA/TP—2002-211556; September 2002 (<http://gltrs.grc.nasa.gov/reports/2002/TP-2002-211556.pdf>).

- [13] Θεοδωρακάκος Α. Αριθμητική διερεύνηση των φάσεων εισαγωγής και συμπίεσης σε παλινδρομικές μηχανές εσωτερικής καύσης. Διδακτορική Διατριβή, ΕΜΠ, Αθήνα; 1998.
- [14] Rakopoulos CD, Kosmadakis GM, Pariotis EG. Evaluation of a combustion model for the simulation of hydrogen spark-ignition engines using a CFD code. *Int J Hydrogen Energy* 2010;35(22):12545–60.
- [15] Coelho P, Pereira JCF. Calculation procedure for 3-D laminar flows in complex geometries using a nonstaggered nonorthogonal grid system. *Appl Math Modelling*, 1993;17(11):562–76.
- [16] Rodi W, Majumdar S, Schönung B. Finite volume methods for two-dimensional incompressible flows with complex boundaries. *Comput Meth Appl Mech Eng* 1989;75(1–3):369–92.
- [17] Παριώτης ΕΓ. Ανάπτυξη μοντέλου για την μελέτη των φυσικών και χημικών διεργασιών της καύσης σε κινητήρες Ντίζελ. Διδακτορική Διατριβή, ΕΜΠ, Αθήνα; 2005.
- [18] Patankar SV, Spalding DB. A calculation procedure for heat, mass and momentum transfer in three-dimensional parabolic flows. *Int J Heat Mass Transfer* 1972;15(10):1787–1806.
- [19] Issa RI. Solution of the implicitly discretised fluid flow equations by operator-splitting. *J Computational Physics* 1986;62(1):40–65.
- [20] Issa RI, Gosman AD, Watkins AP. The computation of compressible and incompressible recirculating flows by a non-iterative implicit scheme. *J Computational Physics* 1986;62(1):66–82.
- [21] Issa RI, Ahmadi-Befrui B, Gosman AD. Solution of the implicitly discretised reacting flow equations by operator-splitting. *J Computational Physics* 1991;93(2):388–410.
- [22] Jennings MJ, Morel T. Observations on the application of the k-ε model to internal combustion engine flows. *Combust Sci Technol* 1988;58(1):177–93.
- [23] Rhie CM, Chow WL. Numerical study of the turbulent flow past an airfoil with trailing edge separation. *AIAA J* 1983;21(11):1525–32.
- [24] Majumdar S. Role of under-relaxation in momentum interpolation for calculation of flow with non-staggered grids. *Numer Heat Transfer, Part A–Applications* 1988;13(1):125–32.
- [25] Yu B, Kawaguchi Y, Tao W-Q, Ozoe H. Checkerboard pressure predictions due to the underrelaxation factor and time step size for a nonstaggered grid with momentum interpolation method. *Numer Heat Transfer, Part B–Fundamentals* 2002;41(1):85–94.
- [26] Lien FS, Leschziner MA. A general non-orthogonal collocated finite volume algorithm for turbulent flow at all speeds incorporating second-moment turbulence-transport

- closure, Part 1: Computational implementation. *Comput Methods Appl Mech. Engrg* 1994;114(1-2):123–48.
- [27] Date AW. Solution of Navier-Stokes equations on non-staggered grid. *Int J Heat Mass Transfer* 1993;36(7):1913–22.
- [28] Thakur S, Wright J. A multiblock operator-splitting algorithm for unsteady flows at all speeds in complex geometries. *Int J Numer Meth Fluids* 2004;46(4):383–413.
- [29] Rakopoulos CD, Kosmadakis GM, Pariotis EG. Critical evaluation of current heat transfer models used in CFD in-cylinder engine simulations and establishment of a comprehensive wall-function formulation. *Appl Energy* 2010;87(5):1612–30.
- [30] Rakopoulos CD, Kosmadakis GM, Pariotis EG. Simulation of a motored internal combustion engine using an improved CFD code, In: *Proc of the 23rd International Conference on Efficiency, Cost, Optimization, Simulation and Environmental Impact of Energy Systems (ECOS 2010)*, June 14–17 2010, Lausanne, Switzerland, paper #295.
- [31] Launder BE, Spalding DB. The numerical computation of turbulent flows. *Computer Methods Appl Mechanics Eng* 1974;3(2):269–89.
- [32] Rakopoulos CD, Kosmadakis GM, Pariotis EG. Evaluation of a new computational fluid dynamics model for internal combustion engines using hydrogen under motoring conditions. *Energy* 2009;34(12):2158–66.
- [33] Hassan AA, Crowther JM. Modelling of fluid flow and pollutant dispersion in a street canyon. *Environ Monit Assess* 1998;52(1-2):281–97.
- [34] Kyung HA, Mounir BI. Laminar/turbulent oscillating flow in circular pipes. *Int J Heat Fluid Flow* 1992;13(4):340–6.
- [35] Jin G, Braza M. A Nonreflecting outlet boundary condition for incompressible unsteady Navier-Stokes calculations. *J Computational Physics* 1993;107(2):239–53.
- [36] Stull DR, Prophet H. *JANAF Thermochemical Tables*. Second ed., Report No. NSRDS-NBS 37, US National Bureau of Standards, 1971.
- [37] Chase Jr MW. *NIST–JANAF Thermochemical Tables*. Fourth Ed., *J Phys Chem Ref Data* 1998, Monograph 9, Parts I, II.
- [38] Katta VR, Goss LP, Roquemore WM. Effect of nonunity Lewis number and finite-rate chemistry on the dynamics of a hydrogen-air jet diffusion flame. *Combust Flame* 1994;96(1-2):60–74.
- [39] Abdel-Gayed RG, Bradley D, Hamid MN, Lawes M. Lewis number effects on turbulent burning velocity. *Symp (Int) Combust [Proc]* 1985;20(1):505–12.
- [40] Hu E, Huang Z, He J, Miao H. Experimental and numerical study on laminar burning velocities and flame instabilities of hydrogen–air mixtures at elevated pressures and temperatures. *Int J Hydrogen Energy* 2009;34(20):8741–55.

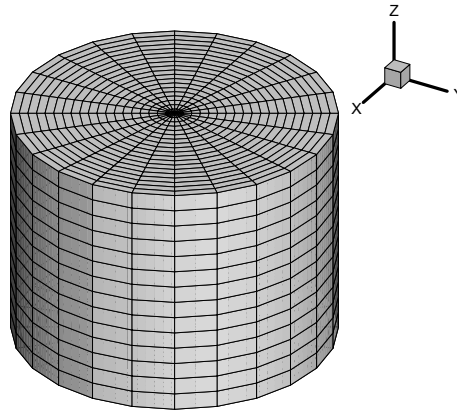
4. ΚΑΤΑΣΚΕΥΗ ΚΑΜΠΥΛΟΓΡΑΜΜΩΝ ΠΛΕΓΜΑΤΩΝ

4.1 Εισαγωγή

Κάθε ρευστομηχανικός κώδικας απαιτεί σαν δεδομένο την ύπαρξη ενός αρχικού υπολογιστικού πλέγματος. Στους κόμβους του πλέγματος αυτού θα εφαρμοστούν και θα επιλυθούν οι γραμμικές αλγεβρικές εξισώσεις, που παρουσιάστηκαν στο προηγούμενο κεφάλαιο, ακολουθώντας μια επαναληπτική διαδικασία. Επιπλέον, το αρχικό αυτό πλέγμα σε εφαρμογές εμβολοφόρων ΜΕΚ παραμορφώνεται εξαιτίας της κίνησης του εμβόλου και των βαλβίδων, οπότε και κρίνεται αναγκαία η διαχείρισή του κατά τη διάρκεια της προσομοίωσης.

Στη δημιουργία των πλεγμάτων δόθηκε αρκετή έμφαση, καθώς η ακρίβεια των λύσεων και ο ρυθμός σύγκλισης ενός υπολογιστικού πεδίου εξαρτώνται σε μεγάλο βαθμό από το πλέγμα που χρησιμοποιείται. Επιπρόσθετα, η ομοιομορφία του και η όσο το δυνατόν μεγαλύτερη ορθοκανονικότητά του (πλεγματικές γραμμές να είναι όσο το δυνατόν περισσότερο κάθετες μεταξύ τους), επιταχύνουν τη σύγκλιση της επαναληπτικής διαδικασίας, αφού μειώνονται οι τιμές των μη ορθογώνιων όρων. Εκτός από την ποιότητα του πλέγματος και της διάταξης των κόμβων στο εσωτερικό του πεδίου, ένα υπολογιστικό πλέγμα πρέπει να αποτυπώνει πιστά τη γεωμετρία προς προσομοίωση, ώστε να είναι και τα αποτελέσματα πιο αξιόπιστα.

Σχετικά με την επιλογή του συστήματος συντεταγμένων, εξετάστηκε αρχικά το κυλινδρικό (r,θ,z) , το οποίο θα ήταν μια αρκετά καλή επιλογή, αφού είναι ορθογώνιο σύστημα συντεταγμένων (διευθύνσεις αξόνων κάθετες μεταξύ τους), οι εξισώσεις διατήρησης έχουν σχετικά απλή μορφή και η γεωμετρία του κυλίνδρου μπορεί να προσεγγιστεί ικανοποιητικά [1]. Στο Σχήμα 1 φαίνεται ένα αρκετά απλό πλέγμα σε κυλινδρικές συντεταγμένες. Ένα σημαντικό μειονέκτημά τους όμως είναι ότι δεν μπορούν να προσομοιώσουν ικανοποιητικά τις κινούμενες βαλβίδες, τους οχετούς εισαγωγής/εξαγωγής και πολύπλοκες γεωμετρίες διαμορφώσεων εμβόλων και κεφαλών κυλίνδρου [2,3], παρουσιάζοντας δηλαδή έναν περιορισμό ως προς τις γεωμετρίες που μπορούν να περιγράψουν με ακρίβεια.



Σχήμα 1. Υπολογιστικό πλέγμα σε κυλινδρικές συντεταγμένες

Η αδυναμία αυτή των κυλινδρικών συντεταγμένων παρακάμφτηκε με τη χρήση καμπυλόγραμμων πλεγμάτων, που δυστυχώς αυξάνουν την πολυπλοκότητα, όχι μόνο στις διάφορες υπορουτίνες του ρευστομηχανικού κώδικα, αλλά και κατά την κατασκευή τους [4,5]. Επιπλέον, αυξάνεται ο απαιτούμενος υπολογιστικός χρόνος της προσομοίωσης, που εξαρτάται σε μεγάλο βαθμό από το κατά πόσο μη-ορθογώνιο είναι το υπολογιστικό πλέγμα που χρησιμοποιείται [5]. Με τον όρο μη-ορθογώνιο πλέγμα εννοείται ότι οι πλεγματικές γραμμές δεν είναι κάθετες μεταξύ τους, ενώ όσο περισσότερο ορθογώνιες είναι (δηλαδή σχηματίζουν μεταξύ τους γωνία κοντά στις 90°), τόσο η σύγκλιση επιτυγχάνεται σε λιγότερες επαναλήψεις.

Το σημαντικό πλεονέκτημα των καμπυλόγραμμων πλεγμάτων όμως είναι ότι περιγράφουν πιστά την πραγματική γεωμετρία, έχοντας την ικανότητα να προσομοιώσουν οποιαδήποτε γεωμετρία [6], ακόμα και τις πιο πολύπλοκες που συναντώνται στις εμβολοφόρες ΜΕΚ.

Στο παρόν κεφάλαιο θα παρουσιαστεί ο τρόπος που κατασκευάζονται δομημένα καμπυλόγραμμα υπολογιστικά πλέγματα, των οποίων τα υπολογιστικά κελιά (πεπερασμένοι όγκοι) είναι εξάεδρα. Για το σκοπό αυτόν αναπτύχθηκε μία ξεχωριστή υπορουτίνα [7], η οποία εφαρμόζεται πριν την έναρξη της προσομοίωσης και που στόχο έχει την κατασκευή του αρχικού πλέγματος. Η μεθοδολογία που ακολουθήθηκε είναι αρκετά απλή και μπορεί να εφαρμοστεί με επιτυχία για την κατασκευή δομημένων πλεγμάτων (structured grids) που περιγράφουν τις γεωμετρίες κυλίνδρων, βαλβίδων και οχετών σε εμβολοφόρες ΜΕΚ. Πρέπει να τονιστεί εδώ, ότι κατασκευάστηκαν ποικίλα υπολογιστικά πλέγματα διαφόρων μορφών, ορισμένα έχοντας απλοϊκή μορφή με επίπεδη κεφαλή κυλίνδρου και εμβόλου (flat cylinder head/piston head) [7], ενώ κάποια άλλα έχοντας διαμόρφωση είτε στην κεφαλή του κυλίνδρου (pent-roof) [8] είτε στην κεφαλή του εμβόλου (bowl-in-piston) [9]. Επιπρόσθετα, κατασκευάστηκε ένα υπολογιστικό πλέγμα για την προσομοίωση του ανοιχτού κύκλου λειτουργίας, που περιλαμβάνει τον οχετό εισαγωγής

καθώς και τη βαλβίδα εισαγωγής και το στέλεχός της [7]. Στο συγκεκριμένο πλέγμα ενσωματώθηκαν μηχανισμοί κίνησης της βαλβίδας, ώστε να προσομοιώνεται όσο το δυνατόν καλύτερα και να αποφεύγονται υπολογιστικά άτοπα, όπως ο μηδενισμός του όγκου ενός υπολογιστικού κελιού. Πρέπει να επισημανθεί ότι η υπορουτίνα κατασκευής καμπυλόγραμμων πλεγμάτων αναπτύχθηκε εξ αρχής για την προσομοίωση γεωμετριών που συναντώνται σε εμβολοφόρες ΜΕΚ, ενώ η ευρύτερη χρήση της για κατασκευή πλεγμάτων για άλλες εφαρμογές (π.χ. ροή γύρω από αεροτομή) δεν είναι άμεση και χρειάζονται αρκετές μετατροπές.

Εκτός από την περιγραφή του τρόπου κατασκευής υπολογιστικών πλεγμάτων, θα παρουσιαστούν και αρκετά πλέγματα που κατασκευάστηκαν με αυτήν τη μεθοδολογία, καθώς και ο τρόπος που γίνεται ο έλεγχος της κίνησης των πλεγματικών γραμμών λόγω της κίνησης του εμβόλου, της βαλβίδας και του στελέχους της [10]. Στο τελευταίο μέρος του κεφαλαίου θα δοθούν τα γεωμετρικά μεγέθη που χρησιμοποιήθηκαν, όπως ο όγκος του υπολογιστικού κελιού και οι επιφάνειες των κελιών, καθώς και η μεθοδολογία αφαίρεσης/προσθήκης πλεγματικών επιπέδων εξαιτίας της κίνησης του εμβόλου.

4.2 Κατασκευή υπολογιστικών πλεγμάτων

Ο υπολογιστικός κώδικας που αναπτύχθηκε στην παρούσα Διδακτορική Διατριβή για την κατασκευή δομημένων πλεγμάτων βασίζεται στην ευρύτερη κατηγορία των αλγεβρικών μεθόδων (algebraic grid generation) [11]. Σύμφωνα με αυτές χρησιμοποιούνται αρχικά συναρτήσεις ή κατανομές για τον καθορισμό των συντεταγμένων των οριακών κελιών [12]. Οι συναρτήσεις αυτές μπορεί να είναι αλγεβρικές, ημι-εμπειρικές ή ακόμα και γεωμετρικές. Αφού βρεθούν οι καρτεσιανές συντεταγμένες των οριακών κελιών, οι οποίες περιγράφουν και την επιθυμητή εξωτερική γεωμετρία, καθορίζονται στη συνέχεια οι συντεταγμένες των εσωτερικών κελιών, οι οποίες προκύπτουν πάλι μέσω αλγεβρικών εξισώσεων ή συναρτήσεων.

Αυτή η μέθοδος είναι αρκετά απλή και μπορεί να εφαρμοστεί γρήγορα, αφού η επίλυση του αλγορίθμου που την περιγράφει δεν είναι πολύπλοκη. Επιπλέον, η διαδικασία μπορεί να επαναληφθεί εύκολα αν το παραγόμενο πλέγμα δεν έχει την επιθυμητή κατανομή εσωτερικών κόμβων. Προκύπτει έτσι μια επαναληπτική διαδικασία που με την εμπειρία του χρήστη, μπορεί να καθοριστεί ποιό είναι το τελικό επιθυμητό πλέγμα, ανάλογα με την πυκνότητα των κόμβων, την πιστή περιγραφή της γεωμετρίας και την ορθογωνιότητα των πλεγματικών γραμμών. Αυτό μπορεί να χαρακτηριστεί και ως μειονέκτημα της μεθόδου αυτής, όπου ο εμπειρικός χαρακτήρας της είναι αρκετά έντονος. Βέβαια, τα πλέγματα που

κατασκευάστηκαν για την περιγραφή των γεωμετριών εμβολοφόρων ΜΕΚ έχουν παρόμοια μορφή, οπότε δεν απαιτούνται πολλές τροποποιήσεις.

4.2.1 Μεθοδολογία κατασκευής υπολογιστικών πλεγμάτων

Σύμφωνα με τη μεθοδολογία που εφαρμόστηκε στην παρούσα Διδακτορική Διατριβή, κατασκευάζονται υπολογιστικά πλέγματα με απλό και γρήγορο τρόπο, με όσο το δυνατόν περισσότερο ορθογώνιες πλεγματικές γραμμές. Το γεγονός αυτό έχει θετική επίπτωση στο ρυθμό σύγκλισης και γι' αυτόν το λόγο δόθηκε αρκετή προσοχή στο συγκεκριμένο χαρακτηριστικό.

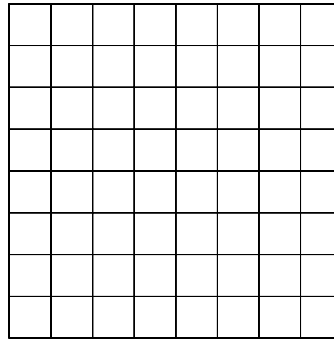
Η αλληλουχία των βημάτων που εφαρμόστηκαν για την κατασκευή πλεγμάτων παρουσιάζεται παρακάτω, ενώ δίνονται αρκετά παραδείγματα που βοηθούν τον αναγνώστη στην καλύτερη κατανόηση της μεθοδολογίας.

4.2.1.1 Κατασκευή απλών πλεγμάτων κυλινδρικών γεωμετριών

Αρχικά, θα παρουσιαστεί η βασική μεθοδολογία κατασκευής απλών πλεγμάτων που αντιστοιχούν σε κυλίνδρους εμβολοφόρων ΜΕΚ. Τα κυλινδρικά πλέγματα που κατασκευάστηκαν μπορεί να έχουν και επιπρόσθετες διαμορφώσεις είτε στο έμβολο είτε στην κεφαλή του κυλίνδρου, όπως θα παρουσιαστεί σε επόμενη υπο-παράγραφο.

Βήμα 1

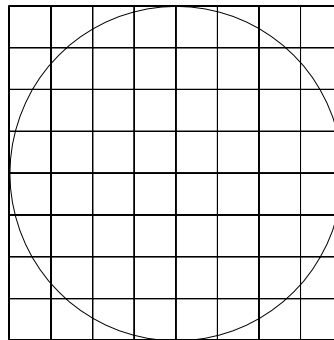
Κατασκευάζεται αρχικά ένα διδιάστατο τετραγωνικό πλέγμα με μήκη ίσα με τη διάμετρο του κυλίνδρου της εμβολοφόρου ΜΕΚ. Το πλέγμα αυτό αποτελείται από $N_I \times N_J$ πλεγματικές γραμμές στις δύο διευθύνσεις αντίστοιχα (I, J) . Συνήθως, τίθεται ίσος ο αριθμός των πλεγματικών γραμμών στις δύο διευθύνσεις $(N_I = N_J)$, αν δεν υπάρχουν ανάγκες για τοπική πύκνωση των πλεγματικών γραμμών σε κάποια διεύθυνση. Ένα τέτοιο τετραγωνικό πλέγμα φαίνεται στο Σχήμα 2, του οποίου η κατασκευή είναι πολύ εύκολη και γρήγορη.



Σχήμα 2. Τετραγωνικό πλέγμα με 9x9 πλεγματικές γραμμές σε δύο διαστάσεις

Βήμα 2

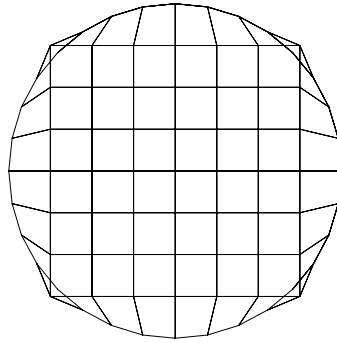
Στο διδιάστατο τετραγωνικό πλέγμα που κατασκευάστηκε κατά το «Βήμα 1», τοποθετείται εσωτερικά ένας κύκλος με διάμετρο ίση τη διάμετρο του κυλίνδρου, όπως φαίνεται στο Σχήμα 3. Ο σκοπός είναι να μεταφερθεί το πλέγμα από την τετραγωνική γεωμετρία στην κυκλική.



Σχήμα 3. Τετραγωνικό πλέγμα με εγγεγραμμένο κύκλο με διάμετρο ίση με τη διάμετρο του κυλίνδρου

Βήμα 3

Αρχικά μεταφέρονται τα οριακά κελιά του τετραγωνικού πλέγματος πάνω στον κύκλο, μετακινούμενα ακτινικά από το αρχικό τους σημείο μέχρι να τμήσουν την κυκλική γεωμετρία. Προκύπτει έτσι το πλέγμα του Σχήματος 4, που βέβαια δεν έχει έρθει ακόμα στην τελική του μορφή.

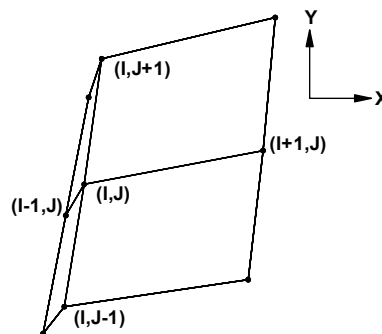


Σχήμα 4. Μεταφορά οριακών πλεγματικών γραμμών του τετραγωνικού πλέγματος πάνω στην κυκλική γεωμετρία

Βήμα 4

Στη συνέχεια, με διαδοχικές παρεμβολές μεταφέρονται και οι κόμβοι των εσωτερικών κελιών του τετραγωνικού πλέγματος, ώστε το πλέγμα που θα προκύψει να είναι πιο ομοιόμορφο, οι πλεγματικές γραμμές να είναι όσο το δυνατόν περισσότερο ορθογώνιες μεταξύ τους [13] και όλοι οι κόμβοι να βρίσκονται στο εσωτερικό της κυκλικής γεωμετρίας. Ο τρόπος που γίνεται αυτή η ανακατανομή των εσωτερικών κόμβων περιγράφεται στη συνέχεια, δίνοντας ένα χαρακτηριστικό παράδειγμα στις δύο διαστάσεις.

Στο Σχήμα 5 φαίνονται 9 πλεγματικοί κόμβοι, όπου σκοπός είναι να μετατοπιστεί η «/» πλεγματική γραμμή, ώστε να μην υπάρχουν σημαντικές μεταβολές στις διαστάσεις των υπολογιστικών κελιών κατά τη χ-διεύθυνση και ταυτόχρονα οι πλεγματικές γραμμές να είναι όσο το δυνατόν περισσότερο κάθετες μεταξύ τους.



Σχήμα 5. Υπολογιστικοί κόμβοι προς μετατόπιση (πλεγματική γραμμή «/»)

Το πρώτο επιθυμητό χαρακτηριστικό είναι οι κόμβοι να ισοαπέχουν από τους εκατέρωθεν κόμβους, ώστε να υπάρχουν σχετικά ομοιόμορφες διαστάσεις των υπολογιστικών κελιών (dx και dy) στο διδιάστατο πεδίο. Αυτό μπορεί να επιτευχθεί με διαδοχικές σειριακές παρεμβολές, ώστε να μετατοπίζονται τα πλεγματικά επίπεδα. Αρχικά, υπολογίζεται ο λόγος της απόστασης του κάθε κόμβου (I, J) από τον προηγούμενο κόμβο $(I-$

$1, J$) («west» κόμβο) προς το άθροισμα των αποστάσεων από τους κόμβους των γραμμών $(I-1, J)$ και $(I+1, J)$ («west» και «east» κόμβο αντίστοιχα), σύμφωνα με την Εξίσωση (1).

$$S = \frac{\sqrt{(x_{I-1,J} - x_{I,J})^2 + (y_{I-1,J} - y_{I,J})^2}}{\sqrt{(x_{I-1,J} - x_{I,J})^2 + (y_{I-1,J} - y_{I,J})^2} + \sqrt{(x_{I+1,J} - x_{I,J})^2 + (y_{I+1,J} - y_{I,J})^2}} \quad (1)$$

όπου $x_{n,m}$, $y_{n,m}$, οι συντεταγμένες των κόμβων στο φυσικό χώρο που απεικονίζονται στο Σχήμα 5. Αν ο λόγος αυτός (S) ισούται με 0.5, τότε ο κόμβος (I, J) είναι ήδη στο μέσο των κόμβων $(I-1, J)$ και $(I+1, J)$, οπότε δεν υπάρχει ανάγκη μετατόπισής του.

Στη συνέχεια, υπολογίζονται οι ενδιάμεσες συντεταγμένες των κόμβων x' , y' , σύμφωνα με την Εξίσωση (2), από τις οποίες εξαρτώνται οι τελικά μετατοπισμένες συντεταγμένες.

$$x' = x_{I-1,J} + S(x_{I+1,J} - x_{I-1,J}) \quad \text{και} \quad y' = y_{I-1,J} + S(y_{I+1,J} - y_{I-1,J}) \quad (2)$$

Οι τελικές συντεταγμένες των μετατοπισμένων κόμβων (x_{new} , y_{new}), λόγω της αύξησης της ομοιομορφίας των κόμβων, υπολογίζονται από την Εξίσωση (3), όπου χρησιμοποιείται συντελεστής υποχαλάρωσης (ίσος με 0.5), ώστε να είναι σταδιακή η μετατόπιση των κόμβων, εφόσον γίνεται σειριακά η όλη διαδικασία.

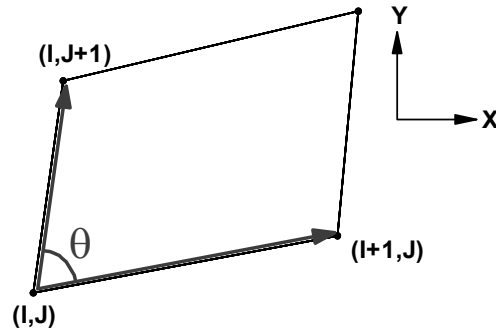
$$x_{new} = \frac{1}{2}(x_{I,J} + x') \quad \text{και} \quad y_{new} = \frac{1}{2}(y_{I,J} + y') \quad (3)$$

Αντίστοιχη διαδικασία γίνεται και κατά τη y -διεύθυνση («north» και «south» κόμβοι) μέχρι το πλέγμα να φτάσει στην επιθυμητή μορφή ομοιομορφίας, ακολουθώντας μια επαναληπτική διαδικασία.

Σχετικά με την αύξηση της ορθογωνιότητας των πλεγματικών γραμμών, που αποτελεί το δεύτερο επιθυμητό χαρακτηριστικό των εσωτερικών κόμβων του πλέγματος, γίνεται χρήση του εσωτερικού γινομένου δύο διανυσμάτων. Δύο διανύσματα ορίζονται από δύο πλεγματικές γραμμές που τέμνονται και έχουν έναν κοινό κόμβο, για παράδειγμα τον (I, J) , όπως φαίνεται στο Σχήμα 6, ενώ γίνεται προσπάθεια το εσωτερικό γινόμενο τους να παίρνει τιμές όσο πιο κοντά γίνεται στο μηδέν (σχηματίζοντας γωνία κοντά στις 90 μοίρες). Το εσωτερικό γινόμενο των δύο διανυσμάτων με κοινό κόμβο τον (I, J) δίνεται από την Εξίσωση (4).

$$\vec{X}_1 \cdot \vec{X}_2 = (x_{I,J+1} - x_{I,J})(x_{I+1,J} - x_{I,J}) + (y_{I,J+1} - y_{I,J})(y_{I+1,J} - y_{I,J}) = a \quad (4)$$

όπου a η τιμή του εσωτερικού γινομένου των δύο διανυσμάτων.



Σχήμα 6. Διανύσματα που ορίζουν δύο πλεγματικές γραμμές

Η τιμή του εσωτερικού γινομένου μειώνεται σταδιακά με τη σειριακή μετατόπιση του κάθε κόμβου (I,J) , με τελικό σκοπό η τιμή a να πλησιάσει όσο γίνεται τη μηδενική. Για να επιτευχθεί αυτό, γίνεται η αρχική θεώρηση ότι ο κόμβος (I,J) θα μετατοπιστεί κατά την ίδια απόσταση, dh , στις δύο διευθύνσεις (x,y) , οπότε και η τιμή του εσωτερικού γινομένου θα μεταβληθεί. Πρέπει να τονιστεί ότι η μετατόπιση dh έχει αρκετά μικρή τιμή, ώστε η αλλαγή της τιμής του εσωτερικού γινομένου προκύπτει όχι τόσο από την αλλαγή του μέτρου των διανυσμάτων, αλλά κυρίως από τη μείωση της ενδιάμεσης γωνίας « θ » των δύο διανυσμάτων (βλέπε Σχήμα 6). Με την εισαγωγή της μετατόπισης dh στην Εξίσωση (4) με σκοπό το μηδενισμό του εσωτερικού γινομένου των δύο διανυσμάτων ($a=0$), προκύπτει η Εξίσωση (5).

$$(x_{I,J+1} - x_{I,J} + dh)(x_{I+1,J} - x_{I,J} + dh) + (y_{I,J+1} - y_{I,J} + dh)(y_{I+1,J} - y_{I,J} + dh) = 0 \quad (5)$$

Με απλές αριθμητικές πράξεις και αμελώντας τους όρους dh^2 , προκύπτει η Εξίσωση (6), από την οποία υπολογίζεται η μετατόπιση dh .

$$dh = \frac{-a}{x_{I,J+1} + y_{I,J+1} + 2(x_{I,J} + y_{I,J}) - x_{I+1,J} - y_{I+1,J}} \quad (6)$$

Οι μετατοπισμένες συντεταγμένες (x_{orth}, y_{orth}) , λόγω της αύξησης της ορθογωνιότητας, δίνονται από την Εξίσωση (7).

$$x_{orth} = x_{I,J} + dh \text{ και } y_{orth} = y_{I,J} + dh \quad (7)$$

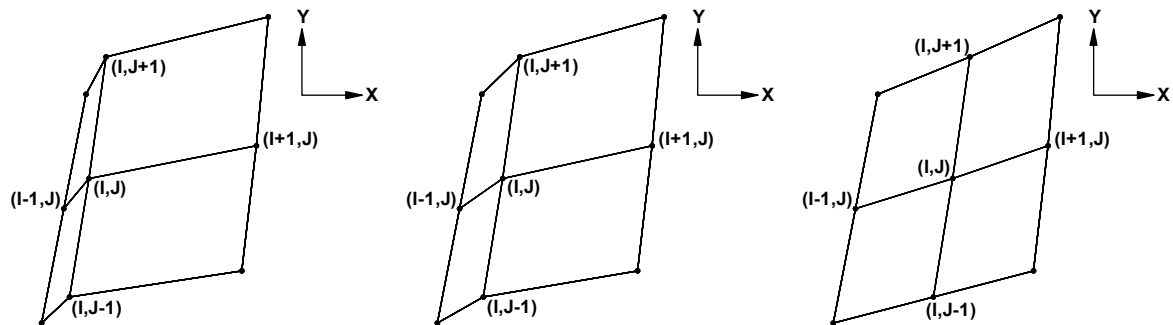
Για επιβεβαίωση της μετατόπισης των κόμβων με ταυτόχρονη αύξηση της ορθογωνιότητας των πλεγματικών γραμμών, χρησιμοποιείται μια εναλλακτική έκφραση του εσωτερικού γινομένου δύο διανυσμάτων, ώστε να μπορεί να ποσοτικοποιηθεί η ενδιάμεση γωνία των διανυσμάτων θ . Η έκφραση αυτή δίνεται από την Εξίσωση (8).

$$\begin{aligned}\bar{X}_1 \cdot \bar{X}_2 &= |X_1| |X_2| \cos(\theta) = \\ &= \sqrt{(x_{i,j+1} - x_{i,j})^2 + (y_{i,j+1} - y_{i,j})^2} \sqrt{(x_{i+1,j} - x_{i,j})^2 + (y_{i+1,j} - y_{i,j})^2} \cos(\theta) = a\end{aligned}\quad (8)$$

όπου θ η γωνία των δύο διανυσμάτων (βλέπε Σχήμα 6).

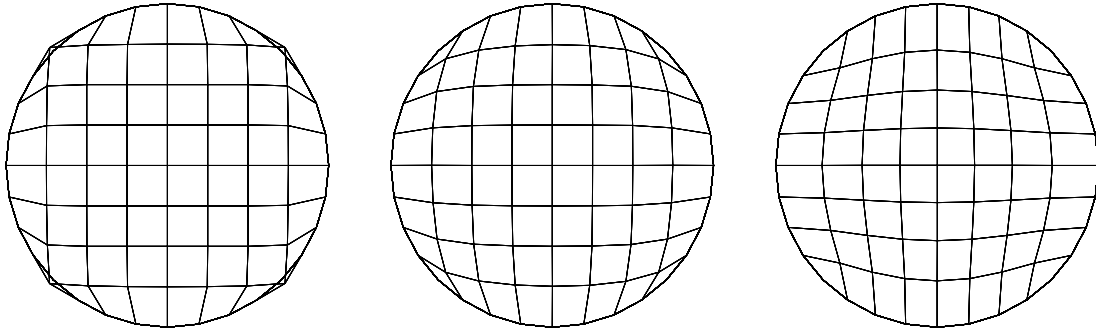
Με τη διαδοχική εφαρμογή της Εξίσωσης (7) η τιμή του εσωτερικού γινομένου μειώνεται, ενώ με την εφαρμογή της Εξίσωσης (8) υπολογίζεται η γωνία θ , η οποία τείνει προς τις 90 μοίρες.

Στη συγκεκριμένη μεθοδολογία που ακολουθείται, όπως αναφέρθηκε, υπάρχουν δύο επιθυμητά χαρακτηριστικά των κόμβων και για το λόγο αυτόν χρησιμοποιείται κατάλληλος συντελεστής υποχαλάρωσης, ώστε να εισάγεται η επιρροή του καθενός (των μετατοπισμένων συντεταγμένων των Εξισώσεων (3),(7)). Ο συντελεστής αυτός τίθεται ίσος με 0.1 και επιλέγεται εμπειρικά, δίνοντας μεγαλύτερη βαρύτητα στην ομοιομορφία των κόμβων, ενώ εισάγει μικρή επιρροή λόγω της αύξησης της καθετότητας των πλεγματικών γραμμών [14], αφού ενδέχεται η μεταβολή αυτή να είναι σημαντική και να οδηγήσει σε σημαντική παραμόρφωση της κατανομής των κόμβων. Στο Σχήμα 7 φαίνεται η σταδιακή μετατόπιση των κόμβων της «/» πλεγματικής γραμμής του Σχήματος 5, με την εφαρμογή της μεθοδολογίας που περιγράφηκε παραπάνω. Πρέπει να επισημανθεί ότι αυτή η διαδικασία ακολουθεί μια επαναληπτική διαδικασία, ώστε να προκύψει το τελικό πλέγμα, ενώ συνήθως 10 έως 20 επαναλήψεις είναι αρκετές.



Σχήμα 7. Διαδοχική μετατόπιση εσωτερικών κόμβων πλέγματος

Με βάση τη μεθοδολογία που περιγράφηκε παραπάνω, γίνεται η μετατόπιση των εσωτερικών κόμβων του διδιάστατου πλέγματος του Σχήματος 4. Στο Σχήμα 8 φαίνεται η αλληλουχία των διαδοχικών παρεμβολών, μέχρι να προκύψει το επιθυμητό υπολογιστικό πλέγμα σε δύο διαστάσεις.



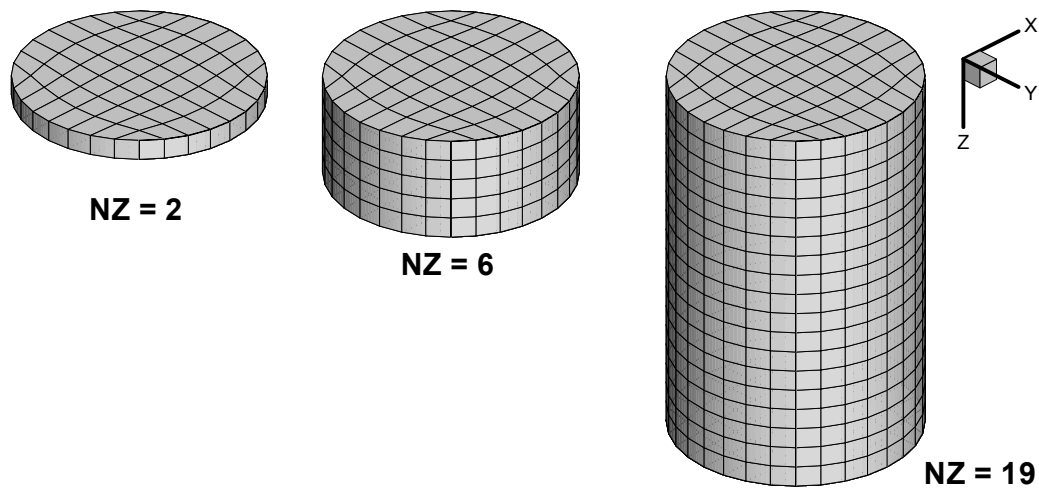
Σχήμα 8. Διαδοχικές επαναλήψεις για τη μεταφορά των εσωτερικών κόμβων του διδιάστατου πλέγματος

Το πλέγμα που προκύπτει με αυτόν τον τρόπο είναι διδιάστατο, προσομοιώνοντας την επιθυμητή γεωμετρία, ενώ οι εσωτερικοί κόμβοι είναι τοποθετημένοι όσο γίνεται περισσότερο ομοιόμορφα στο υπολογιστικό πεδίο και η ορθογωνιότητα των πλεγματικών γραμμών είναι αυξημένη.

Βήμα 5

Στο επόμενο βήμα γίνεται η επέκταση του υπολογιστικού πλέγματος από τις δύο στις τρεις διαστάσεις. Η επέκταση αυτή γίνεται με έναν απλό τρόπο, που εξασφαλίζει την ορθογωνιότητα του πλέγματος κατά την τρίτη διάσταση (z-διεύθυνση). Τα υπολογιστικά πλέγματα επεκτείνονται κάθετα κατά μήκος της τρίτης αυτής διάστασης, ώστε να σχηματιστεί τελικά ο κύλινδρος της εμβολοφόρου ΜΕΚ, που θα έχει τον επιθυμητό αριθμό πλεγματικών επιπέδων στη z-διεύθυνση, αλλά και το επιθυμητό ύψος. Το αρχικό αυτό ύψος αντιστοιχεί στο ύψος του κυλίνδρου κατά το κλείσιμο της βαλβίδας εισαγωγής (προσομοίωση κλειστού κύκλου λειτουργίας), ενώ ο αριθμός των κελιών κατά τη z-διεύθυνση προκύπτει συνήθως από την υπόθεση ότι η αρχική αξονική διάστασή τους είναι περίπου 2-3 mm.

Στο Σχήμα 9 φαίνεται η διαδικασία επέκτασης του πλέγματος από τις δύο διαστάσεις στις τρεις με τη διαδοχική προσθήκη πλεγματικών επιπέδων, τα οποία τοποθετούνται κάθετα στον άξονα του κυλίνδρου, μέχρι να φτάσουν το επιθυμητό ύψος του κυλίνδρου και να προκύψει το τελικό τριδιάστατο υπολογιστικό πλέγμα.



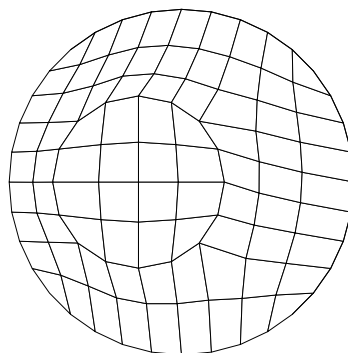
Σχήμα 9. Προσθήκη πλεγματικών επιπέδων στην τρίτη διεύθυνση για την κυλινδρική γεωμετρία

4.2.1.2 Κατασκευή σύνθετων κυλινδρικών πλεγμάτων εμβολοφόρων ΜΕΚ

Στην περίπτωση που στον κύλινδρο υπάρχει κάποια εσωτερική διαμόρφωση, η κατασκευή του υπολογιστικού πλέγματος περιπλέκεται λίγο. Σε γενικές γραμμές όμως ακολουθείται η ίδια μεθοδολογία που παρουσιάστηκε παραπάνω, όπως θα φανεί στις επόμενες υπο-παραγράφους.

Κύλινδρος με διαμόρφωση εμβόλου

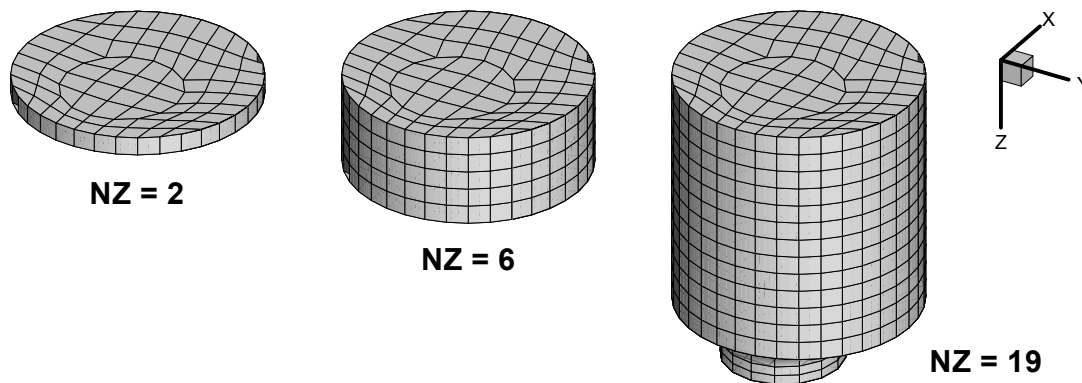
Μια τροποποιημένη γεωμετρία προκύπτει από την πιθανή διαμόρφωση του εμβόλου (bowl-in-piston). Σε αυτήν την περίπτωση ακολουθείται η ίδια μεθοδολογία όπως παραπάνω, μόνο που το αρχικό πλέγμα που κατασκευάζεται στις δύο διαστάσεις, φέρει εσωτερικά την κατάλληλη διαμόρφωση, όπως φαίνεται στο Σχήμα 10. Πρέπει να αναφερθεί εδώ ότι δεν υπάρχει η απαίτηση η διαμόρφωση να είναι συμμετρική ως προς τον άξονα του κυλίνδρου.



Σχήμα 10. Υπολογιστικό πλέγμα στις δύο διαστάσεις με εσωτερική διαμόρφωση

Η μεθοδολογία που παρουσιάστηκε παραπάνω, όπου τα οριακά κελιά μεταφέρονται πάνω στην κυκλική γεωμετρία, εφαρμόζεται κι εδώ. Η μόνη διαφορά είναι ότι οριακά κελιά θεωρούνται κι αυτά που μεταφέρονται στην εσωτερική κυκλική γεωμετρία. Αφού μεταφερθούν τα οριακά κελιά πάνω στις δύο κυκλικές γεωμετρίες (εξωτερική και εσωτερική), μεταφέρονται και τα εσωτερικά κελιά, για να προκύψει η τελική θέση των κόμβων, ακολουθώντας τη μεθοδολογία που παρουσιάστηκε προηγουμένως για την αύξηση της ομοιομορφίας και ορθογωνιότητας των πλεγματικών γραμμών. Τα εσωτερικά κελιά μεταφέρονται τόσο στο εσωτερικό της μικρότερης κυκλικής γεωμετρίας, όσο και ανάμεσα στις δύο κυκλικές γεωμετρίες.

Στη συνέχεια, το διδιάστατο υπολογιστικό πλέγμα του Σχήματος 10 επεκτείνεται με τη διαδοχική προσθήκη πλεγματικών επιπέδων κατά την τρίτη διεύθυνση με αντίστοιχο τρόπο, ώστε να προκύψει η τελική γεωμετρία του κυλίνδρου με τη διαμόρφωση εμβόλου (Σχήμα 11). Πρέπει να σημειωθεί, ότι αυτή η διαμόρφωση συναντάται κατά κόρον σε κινητήρες Diesel.



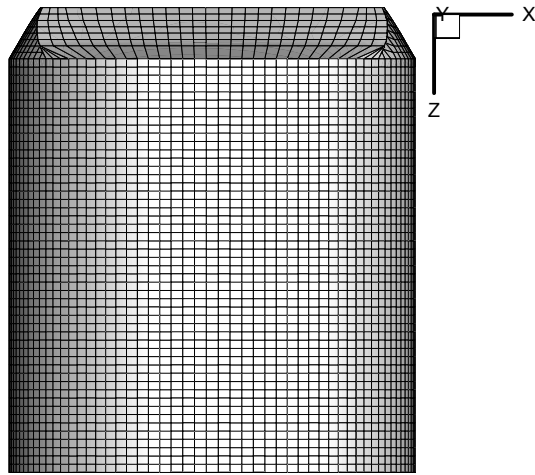
Σχήμα 11. Προσθήκη πλεγματικών επιπέδων στην τρίτη διεύθυνση για τη γεωμετρία κυλίνδρου με διαμόρφωση εμβόλου

Για τη διαμόρφωση της κοιλότητας στην κεφαλή του εμβόλου, ορισμένα κελιά τίθενται ανενεργά, ώστε το υπολογιστικό πλέγμα να περιγράψει πιστά την πραγματική γεωμετρία. Αυτό φαίνεται χαρακτηριστικά στο κάτω μέρος της δεξιάς εικόνας του Σχήματος 11.

Κύλινδρος με διαμόρφωση κεφαλής κυλίνδρου

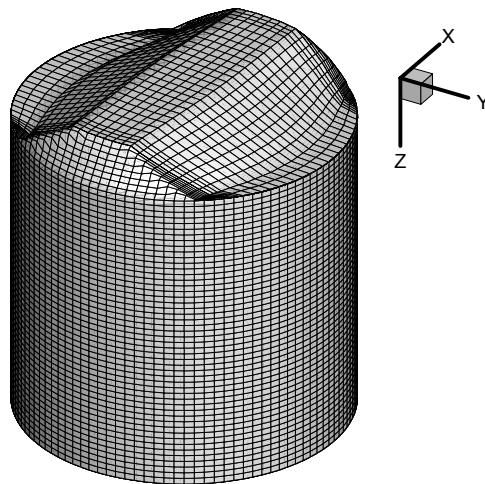
Μία άλλη πιθανή διαμόρφωση που μπορεί να υπάρχει στο εσωτερικό του κυλίνδρου είναι στην κεφαλή του κυλίνδρου (pent-roof cylinder head). Και σε αυτήν την περίπτωση ακολουθείται αντίστοιχη μεθοδολογία με αυτήν που παρουσιάστηκε παραπάνω. Όμως η κατασκευή τέτοιων πλεγμάτων απαιτεί περισσότερο χρόνο, αφού η γεωμετρία σε αυτήν την περίπτωση είναι συνήθως πιο πολύπλοκη, ξεφεύγοντας από την απόλυτα κυλινδρική, ενώ η αύξηση των υπολογιστικών κόμβων είναι αναγκαία, ώστε το υπολογιστικό πλέγμα να

προσεγγίσει όσο το δυνατόν περισσότερο την πραγματική γεωμετρία. Η πλαϊνή όψη ενός τέτοιου πλέγματος με διαμόρφωση στην κεφαλή του κυλίνδρου, φαίνεται στο Σχήμα 12, όπου γίνεται αντιληπτή η διαμόρφωση στο πάνω μέρος του κυλίνδρου.



Σχήμα 12. Πλαϊνή όψη του υπολογιστικού πλέγματος ενός κυλίνδρου με διαμόρφωση στην κεφαλή του

Η αντίστοιχη τριδιάστατη όψη, όπου μπορεί πιο εύκολα να παρατηρηθεί η στεγοειδής διαμόρφωση στην κεφαλή του κυλίνδρου, φαίνεται στο Σχήμα 13.



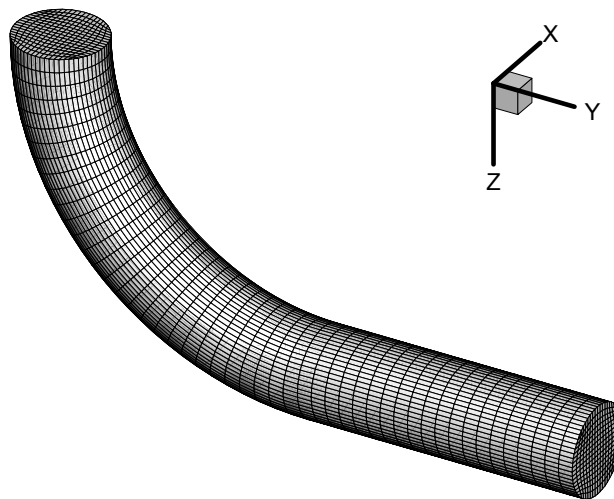
Σχήμα 13. Τριδιάστατη όψη της γεωμετρίας με στεγοειδή διαμόρφωση κεφαλής κυλίνδρου

Πρέπει να σημειωθεί, ότι αυτή η διαμόρφωση συναντάται κατά κόρον σε σύγχρονους κινητήρες Otto, όπου στο εσωτερικό της τοποθετείται συνήθως ο σπινθηριστής (spark-plug).

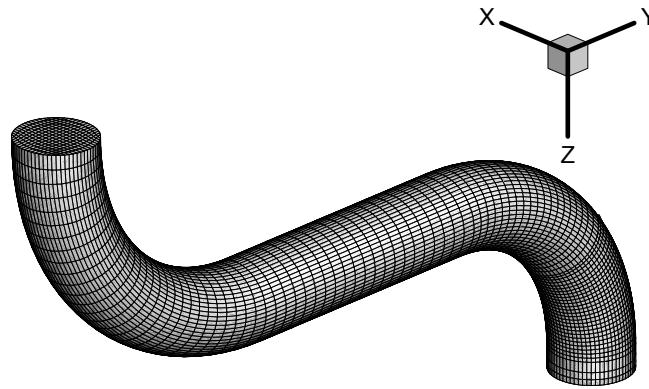
Κατασκευή οχετών/σωληνώσεων

Εκτός από υπολογιστικά πλέγματα που περιγράφουν τη γεωμετρία του κυλίνδρου εμβολοφόρων ΜΕΚ, με την ίδια μεθοδολογία κατασκευάζονται και πλέγματα που περιγράφουν τον οχετό εισαγωγής κυκλικής διατομής. Οποιαδήποτε άλλη διατομή οχετού μπορεί επίσης να κατασκευαστεί, με αντίστοιχο τρόπο.

Η γεωμετρία του οχετού μοιάζει αρκετά με αυτήν του κυλίνδρου. Βέβαια, όταν ο οχετός παρουσιάζει γωνίες, η κατασκευή του πλέγματός του περιπλέκεται. Παρόλ' αυτά, η αντίστοιχη μεθοδολογία που παρουσιάστηκε παραπάνω μπορεί να εφαρμοστεί κι εδώ (κατασκευή διδιάστατου πλέγματος και εν συνεχεία επέκτασή του κατά την τρίτη διεύθυνση), με μόνη διαφοροποίηση την πιθανή αλλαγή κατεύθυνσης του οχετού. Αυτή μπορεί να γίνει με απλό τρόπο, αφού κάθε πλεγματικό επίπεδο περιστρέφεται γύρω από ένα σταθερό σημείο. Στο Σχήμα 14 φαίνεται ένα υπολογιστικό πλέγμα οχετού, όπου παρουσιάζει μία αλλαγή στην κατεύθυνσή του. Ενώ στο Σχήμα 15 φαίνεται ένα αντίστοιχο υπολογιστικό πλέγμα με δύο αλλαγές στην κατεύθυνση και παρατηρείται ότι κοντά στο δεξί άκρο του αγωγού επιλέχθηκε να πυκνώσουν οι πλεγματικές γραμμές, που υποδηλώνει ότι υπάρχει η απαίτηση τοπικά για πυκνότερο πλέγμα. Πράγματι, η περιοχή αυτή βρίσκεται κοντά στη βαλβίδα εισαγωγής ή εξαγωγής του κυλίνδρου, όπου οι ταχύτητες του ρευστού είναι υψηλότερες και χρειάζεται αυξημένη πυκνότητα πλεγματικών γραμμών, ώστε να υπολογιστούν ικανοποιητικά οι απότομες κλίσεις των ταχυτήτων.



Σχήμα 14. Υπολογιστικό πλέγμα οχετού με μία αλλαγή στην κατεύθυνσή του



Σχήμα 15. Υπολογιστικό πλέγμα οχετού με δύο αλλαγές στην κατεύθυνσή του

Κατασκευή βαλβίδων/στελεχών

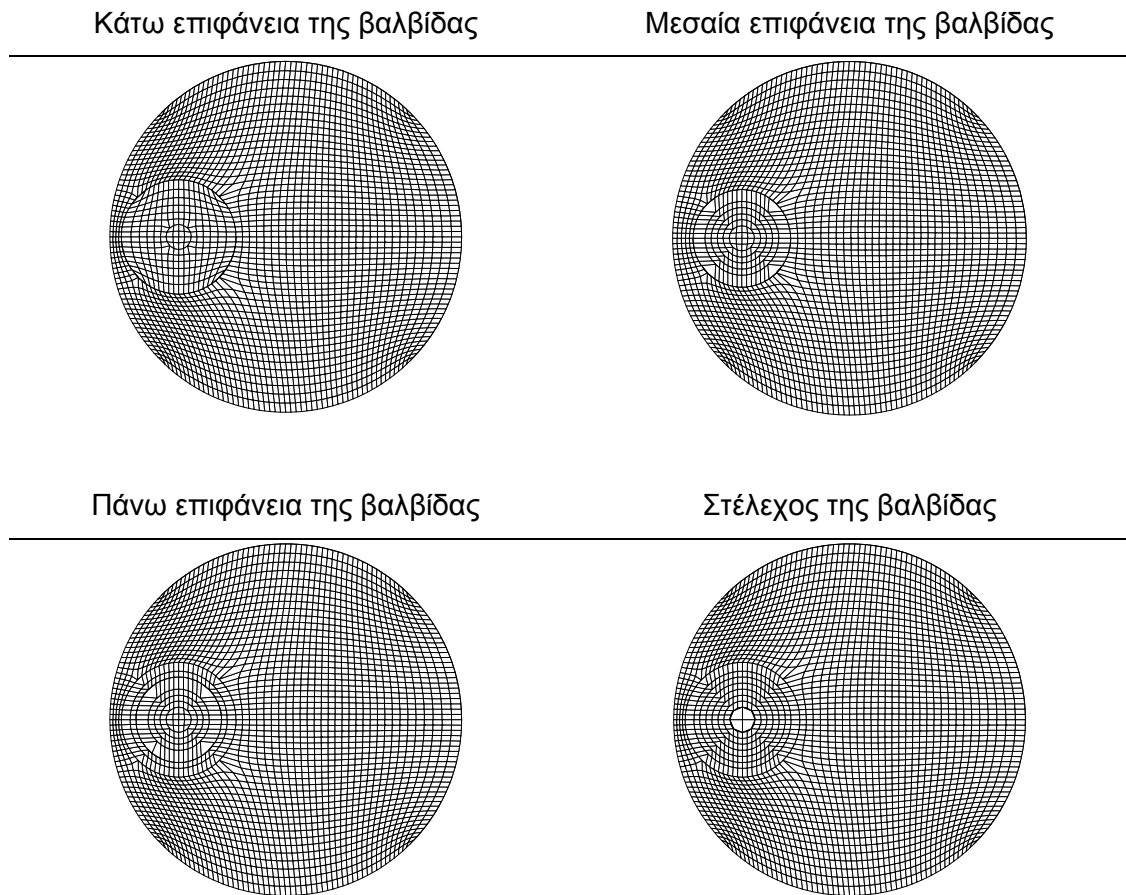
Τα υπολογιστικά πλέγματα που παρουσιάστηκαν έως τώρα μπορούν να χαρακτηριστούν μέχρι κάποιο βαθμό κυλινδρικής γεωμετρίας, οπότε και η κατασκευή τους γίνεται σχετικά εύκολα με τη μεθοδολογία που παρουσιάστηκε. Αρκεί η κατασκευή ενός διδιάστατου πλέγματος και η επέκτασή του στις τρεις διαστάσεις, ώστε να σχηματιστεί η επιθυμητή γεωμετρία.

Στην περίπτωση όμως που στην προσομοίωση μιας εμβολοφόρου ΜΕΚ περιλαμβάνονται βαλβίδες και τα στελέχη τους, η γεωμετρία γίνεται αρκετά πολύπλοκη και απαιτείται κάποιος ιδιαίτερος χειρισμός του υπολογιστικού κώδικα κατασκευής καμπυλόγραμμων πλεγμάτων. Ο χειρισμός αυτός σε κάποιο βαθμό είναι και εμπειρικός ως προς την τοποθέτηση και πυκνότητα των κόμβων στο εσωτερικό του υπολογιστικού πεδίου, γεγονός που συμβαδίζει και με το γενικό χαρακτηριστικό της αλγεβρικής μεθόδου κατασκευής πλεγμάτων, στην οποία ανήκει και ο κώδικας που αναπτύχθηκε εδώ.

Η γενική μεθοδολογία που ακολουθείται για την κατασκευή του πλέγματος των βαλβίδων και των στελεχών τους είναι παρόμοια με αυτήν που παρουσιάστηκε ήδη. Η κύρια διαφορά είναι ότι δεν κατασκευάζεται μόνο ένα διδιάστατο πλέγμα, το οποίο στη συνέχεια επεκτείνεται στην τρίτη διάσταση (αξονική διεύθυνση), αλλά για κάθε αξονικό πλεγματοειδές επίπεδο κατασκευάζεται και από ένα ξεχωριστό διδιάστατο πλέγμα. Με αυτόν τον τρόπο είναι διαθέσιμα αρκετά διδιάστατα πλέγματα, τα οποία έχουν τον ίδιο αριθμό κόμβων και ελάχιστες διαφορές μεταξύ τους, ενώ όλα μαζί συνθέτουν το τριδιάστατο υπολογιστικό πλέγμα.

Με τη μεθοδολογία αυτήν πρέπει να δίνεται προσοχή στον ορισμό των στερεών ορίων (εσωτερικών και εξωτερικών), αφού η γεωμετρία είναι πολύπλοκη και ο τριδιάστατος χαρακτήρας της μπορεί πολύ εύκολα να οδηγήσει σε λάθη. Βέβαια, η μέθοδος αυτή είναι αρκετά γρήγορη, οπότε και ο έλεγχος γίνεται σε κάθε αλλαγή και προσθήκη πλεγματοειδούς επιπέδου.

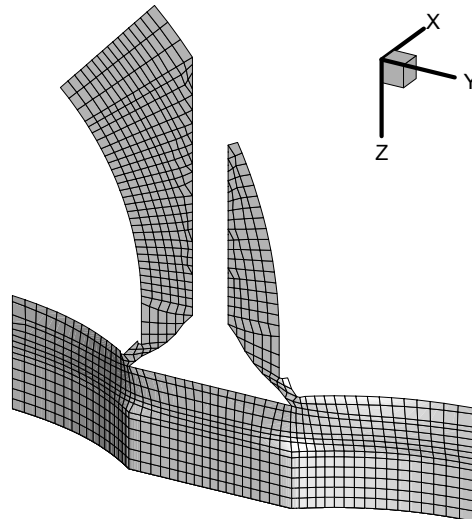
Στο Σχήμα 16 φαίνονται τέσσερα χαρακτηριστικά διδιάστατα πλέγματα. Τα τρία πρώτα δείχνουν ένα μέρος του κυλίνδρου και της βαλβίδας, ενώ το τέταρτο (κάτω δεξιά) ένα μέρος του κυλίνδρου, του οχετού και του στελέχους. Το καθένα από αυτά αποτελεί ένα πλεγματοεικό επίπεδο κατά την αξονική διεύθυνση του συνολικού τριδιάστατου πλέγματος.



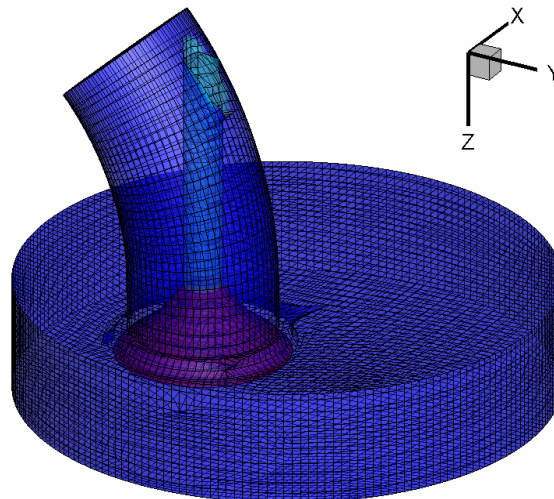
Σχήμα 16. Διδιάστατα υπολογιστικά πλέγματα κυλίνδρου, βαλβίδας και στελέχους της

Στη συνέχεια τα διδιάστατα πλεγματοεικά επίπεδα που έχουν κατασκευαστεί συνδέονται, ώστε να προκύψει το συνολικό τριδιάστατο υπολογιστικό πλέγμα. Η σύνδεση αυτή γίνεται με πολύ προσοχή, ώστε να ενωθούν οι σωστές πλεγματοεικές γραμμές του κάθε διδιάστατου πλέγματος, να οριστούν σωστά οι στερεές επιφάνειες του στελέχους, της βαλβίδας και του οχετού, ενώ επιπλέον δίνονται οι κατάλληλοι χαρακτηρισμοί στους διάφορους κόμβους ανάλογα με το αν αυτοί κινούνται ή παραμένουν ακίνητοι κατά την προσομοίωση.

Η σύνθεση αυτή φαίνεται σε τομή στον άξονα της βαλβίδας στο Σχήμα 17, όπου η γεωμετρία που προκύπτει είναι αρκετά ρεαλιστική. Η ίδια γεωμετρία σε τριδιάστατη όψη φαίνεται στο Σχήμα 18, όπου διακρίνεται η βαλβίδα και το στέλεχός της.



Σχήμα 17. Υπολογιστικό πλέγμα κυλίνδρου-βαλβίδας-στελέχους-οχετού σε τομή στον άξονα της βαλβίδας



Σχήμα 18. Τριδιάστατη όψη της γεωμετρίας και του υπολογιστικού πλέγματος του κυλίνδρου-βαλβίδας-στελέχους-οχετού

4.2.2 Διαχείριση κίνησης των πλεγματικών γραμμών

Κατά τη διάρκεια της προσομοίωσης το έμβολο, η βαλβίδα και το στέλεχος της κινούνται, οπότε μεταβάλλεται η γεωμετρία του υπολογιστικού πεδίου. Το χαρακτηριστικό αυτό λαμβάνεται υπόψιν σε μια ειδικά διαμορφωμένη υπορουτίνα του ρευστομηχανικού κώδικα, η οποία είναι υπεύθυνη για την κίνηση των οριακών πλεγματικών γραμμών που ορίζουν το στερεό όριο. Οι οριακές πλεγματικές γραμμές αυτές έχουν ταχύτητα ίση με τη στιγμιαία ταχύτητα του αντίστοιχου μέρους (π.χ. του εμβόλου, της βαλβίδας κτλ.).

Εφόσον ορισμένες οριακές πλεγματικές γραμμές κινούνται, είναι αναγκαίο να γίνει ανακατάταξη και των εσωτερικών πλεγματικών γραμμών σε κάθε χρονικό βήμα, ώστε τα υπολογιστικά κελιά να μην παραμορφώνονται σημαντικά και να διατηρηθεί όσο το δυνατόν περισσότερο η αρχική ομοιομορφία του υπολογιστικού πεδίου. Στη συνέχεια θα εξεταστούν οι επί μέρους κινήσεις του εμβόλου και της βαλβίδας/στελέχους και ο τρόπος που γίνεται η διαχείρισή τους.

4.2.2.1 Κίνηση του εμβόλου

Η στιγμιαία αξονική ταχύτητα της κεφαλής του εμβόλου σε κάθε χρονική στιγμή δίνεται από την Εξίσωση (9).

$$w_{\text{piston}} = \frac{2sN\pi}{60} \sin\theta \left[1 + \frac{(r/l)\cos\theta}{\sqrt{1 - (r/l)^2 \sin^2\theta}} \right] \quad (9)$$

όπου s η διαδρομή του εμβόλου, N η ταχύτητα περιστροφής σε rpm, r η ακτίνα του στροφάλου, l το μήκος του διωστήρα και θ η γωνία του στροφάλου.

Η αξονική συντεταγμένη της κεφαλής του εμβόλου σε κάθε χρονική στιγμή δίνεται από την παρακάτω σχέση.

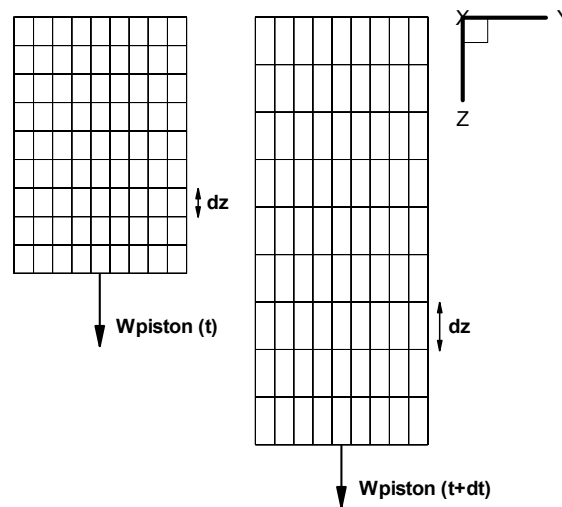
$$z_{\text{piston}} = h_{sq} + r(1 - \cos\theta) + l \left[1 - \sqrt{1 - (r/l)^2 \sin^2\theta} \right] \quad (10)$$

όπου h_{sq} το ύψος του νεκρού όγκου.

Γνωρίζοντας τη στιγμιαία ταχύτητα του εμβόλου (Εξίσωση (9)) και τη μετατόπισή του (Εξίσωση (10)), είναι γνωστή σε κάθε χρονικό βήμα η ταχύτητα των πλεγματικών γραμμών που ορίζουν το στερεό όριο του εμβόλου. Επομένως, η συγκεκριμένη ταχύτητα δίνεται στους οριακούς υπολογιστικούς κόμβους σαν οριακή συνθήκη στις εξισώσεις διατήρησης.

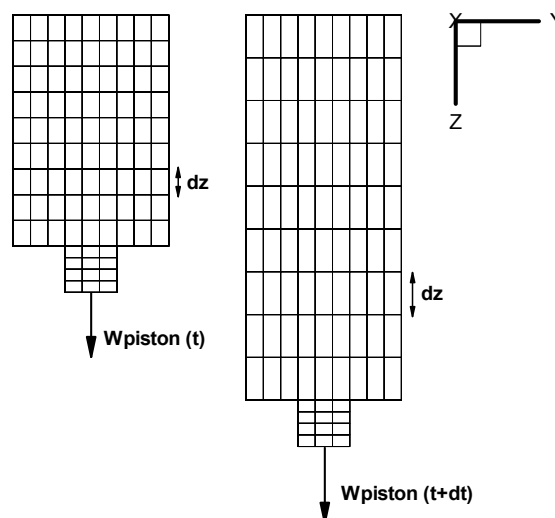
Επιπλέον, λόγω της κίνησης του εμβόλου, παραμορφώνεται το υπολογιστικό πεδίο, αφού οι εσωτερικοί κόμβοι ακολουθούν την κίνησή του. Η ταχύτητα και η μετατόπισή τους έχει γραμμική εξάρτηση από την αξονική απόστασή τους από το έμβολο και για να γίνει καλύτερα αντιληπτό αυτό, δίνεται στο Σχήμα 19 ένα χαρακτηριστικό παράδειγμα. Στο Σχήμα αυτό φαίνεται η τομή ενός κυλίνδρου κατά τη φάση της αποτόνωσης σε δύο χρονικές στιγμές, όπου διακρίνεται χαρακτηριστικά ότι η αξονική διάσταση των κελιών (dz) αυξάνεται ομοιόμορφα, ενώ η ταχύτητα των πλεγματικών γραμμών κατά τη z -διεύθυνση, η οποία ορίζεται ως εξής: $w_{\text{node}} = [z(t+dt) - z(t)]/dt$, παρουσιάζει μια ανομοιόμορφη κατανομή. Η

ταχύτητα αυτή είναι μεγαλύτερη για τους κόμβους κοντά στο έμβολο, ενώ χαμηλότερη για τους κόμβους κοντά στην κεφαλή του κυλίνδρου.



Σχήμα 19. Μετατόπιση πλεγματικών γραμμών κυλίνδρου κατά την αξονική διεύθυνση

Πρέπει να σημειωθεί εδώ, ότι στην περίπτωση που ο κύλινδρος διαθέτει διαμόρφωση εμβόλου, δεν υπάρχει παραμόρφωση των πλεγματικών γραμμών στο εσωτερικό της, αφού οι κόμβοι της περιοχής αυτής έχουν την ίδια στιγμιαία ταχύτητα με αυτήν του εμβόλου. Επιπλέον, διατηρούν σταθερή την αξονική διάστασή τους (dz) σε κάθε χρονικό βήμα, όπως φαίνεται χαρακτηριστικά στο Σχήμα 20, όπου φαίνεται η τομή ενός κυλίνδρου που φέρει διαμόρφωση εμβόλου και βρίσκεται κατά τη φάση της αποτόνωσης. Αντίστοιχη αντιμετώπιση έχουν και οι υπολογιστικοί κόμβοι που βρίσκονται στο εσωτερικό της διαμόρφωσης της κεφαλής του κυλίνδρου.



Σχήμα 20. Μετατόπιση πλεγματικών γραμμών κυλίνδρου με διαμόρφωση εμβόλου κατά την αξονική διεύθυνση

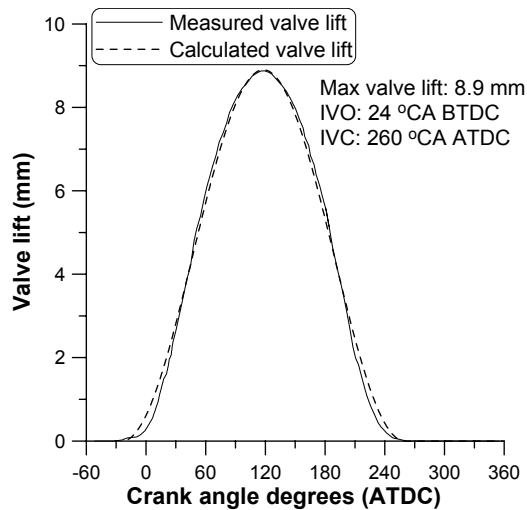
Κατά τη φάση της συμπίεσης η διαχείριση των πλεγματικών γραμμών λόγω της κίνησης του εμβόλου γίνεται με αντίστοιχο τρόπο.

4.2.2.2 Κίνηση της βαλβίδας και του στελέχους της

Ενώ η κίνηση του εμβόλου μπορεί να περιγραφεί με τις εξισώσεις που δόθηκαν παραπάνω (Εξισώσεις (9),(10)), η κίνηση της βαλβίδας και κατ' επέκταση και του στελέχους της είναι πιο πολύπλοκη. Αυτό ισχύει, γιατί ο εκκεντροφόρος μηχανισμός που ευθύνεται για την κίνηση των βαλβίδων έχει πιο πολύπλοκη γεωμετρία/λειτουργία από το στροφαλοφόρο μηχανισμό που ευθύνεται για την κίνηση του εμβόλου.

Είναι συνήθως γνωστό από τον κατασκευαστή το διάγραμμα βυθίσματος της βαλβίδας (L_v) ενός κινητήρα, απ' όπου μπορεί να προκύψει στη συνέχεια η στιγμιαία ταχύτητά της. Σε αυτήν την περίπτωση, προσεγγίζεται το διάγραμμα αυτό από μια αναλυτική σχέση. Στην παρούσα Διδακτορική Διατριβή για λόγους απλοποίησης εφαρμόστηκαν αντίστοιχες σχέσεις με τις Εξισώσεις (9),(10) για τον υπολογισμό της ταχύτητας της βαλβίδας και της μετατόπισής της, όπου τα γεωμετρικά χαρακτηριστικά που περιέχονται στις αντίστοιχες εξισώσεις προσαρμόστηκαν κατάλληλα, ώστε το υπολογισμένο προφίλ της κίνησης της βαλβίδας να προσεγγίζει όσο το δυνατόν περισσότερο το προφίλ που παρέχεται από τον κατασκευαστή. Πρέπει να σημειωθεί εδώ, ότι για διευκόλυνση της διαδικασίας αυτής, η διαδρομή του εμβόλου (s) αντικαταστάθηκε από το μέγιστο βύθισμα της βαλβίδας ($L_{v,max}$) στην αντίστοιχη Εξίσωση (9), ώστε να μειωθούν οι παράμετροι που μεταβάλλονται και να επιταχυνθεί ο απαιτούμενος χρόνος για την εύρεση των αναλυτικών σχέσεων που περιγράφουν την κίνηση της βαλβίδας.

Στο Σχήμα 21 παρουσιάζεται η μετατόπιση όπως υπολογίζεται από την προσεγγιστική σχέση, καθώς και η ακριβής καμπύλη της μετατόπισης μιας βαλβίδας εισαγωγής που δίνεται από τον κατασκευαστή. Παρατηρείται ότι οι τιμές των δύο καμπυλών είναι πολύ κοντά, ώστε να μπορεί να υποστηριχθεί ότι η ακρίβεια της απλουστευμένης αναλυτικής σχέσης είναι επαρκής. Η μόνη αξιόλογη διαφορά των δύο προφίλ εστιάζεται σε μικρά βυθίσματα της βαλβίδας (κατά το άνοιγμα και το κλείσιμό της), τα οποία όμως επιφέρουν αμελητέα διαφορά στην εισερχόμενη παροχή μάζας αερίου [15] και για τους σκοπούς της παρούσας εργασίας κρίνεται ικανοποιητικό το αποτέλεσμα.



Σχήμα 21. Βύθισμα βαλβίδας με τη χρήση της προσεγγιστικής σχέσης και σύγκρισή της με το μετρημένο

Σχετικά με τη διαχείριση της κίνησης των πλεγματικών γραμμών της βαλβίδας και του στελέχους της, ακολουθείται αντίστοιχη μεθοδολογία με αυτήν που παρουσιάστηκε προηγουμένως (κίνηση εμβόλου). Οι πλεγματικές γραμμές που ορίζουν το στερεό όριο της βαλβίδας μετακινούνται με στιγμιαία ταχύτητα ίση με αυτήν της βαλβίδας, παραμορφώνοντας τις κοντινές πλεγματικές γραμμές της, οι οποίες μετακινούνται με ταχύτητα που προκύπτει από τη μεταβολή των συντεταγμένων τους: $w_{\text{node}} = [z(t + dt) - z(t)]/dt$. Η παραμόρφωση αυτή είναι έντονη κοντά στη βαλβίδα, ενώ η επιρροή της είναι αμελητέα μερικά πλεγματικά επίπεδα μακριά της (περίπου 3-4 επίπεδα, αριθμός που εξαρτάται από την τοπική πυκνότητα των κόμβων).

Σχετικά με τους κόμβους που ορίζουν το στέλεχος της βαλβίδας, αυτοί δεν μετακινούνται και επομένως δεν παραμορφώνεται η διάταξη των πλεγματικών γραμμών πλησίον του στελέχους, εφόσον η κίνησή του δεν επιφέρει μεταβολή της γεωμετρίας. Η μόνη αλλαγή που προκύπτει για τους οριακούς κόμβους που εφάπτονται με το στέλεχος, είναι να τεθεί η ταχύτητά τους ίση με τη στιγμιαία ταχύτητα του στελέχους (οριακή συνθήκη μη ολίσθησης).

4.3 Υπολογισμός γεωμετρικών μεγεθών

Αφού παρουσιάστηκε ο τρόπος που κατασκευάζεται ένα υπολογιστικό πλέγμα και η διαχείριση της κίνησης του εμβόλου, της βαλβίδας και του στελέχους της, στην παρούσα υπο-παράγραφο θα δοθούν τα γεωμετρικά μεγέθη του υπολογιστικού πλέγματος και ο τρόπος που υπολογίζονται. Αυτά αφορούν τους γεωμετρικούς συντελεστές b_m^k (που παρουσιάστηκαν στο προηγούμενο κεφάλαιο), το εμβαδόν των παράπλευρων επιφανειών

των κελιών και τον όγκο του κάθε κελιού, τα οποία υπολογίζονται στην αρχή του κάθε χρονικού βήματος. Επιπλέον, οι τιμές των όγκων των υπολογιστικών κελιών του προηγούμενου χρονικού βήματος αποθηκεύονται σε έναν πίνακα, καθώς οι τιμές τους περιέχονται στους χρονικούς όρους των όρων πηγής.

Οι συντελεστές b_m^k εκφράζουν την προβολή επιφάνειας σε ένα επίπεδο κάθετο με τον άξονα x_k του καμπυλόγραμμου συστήματος συντεταγμένων και προκύπτουν από τις καρτεσιανές συντεταγμένες των κόμβων του καμπυλόγραμμου πλέγματος [5]. Οι συντελεστές αυτοί δίνονται αναλυτικά παρακάτω.

$$b_1^1 = [(dy_2)_2(dy_3)_3 - (dy_2)_3(dy_3)_2]$$

$$b_2^1 = [(dy_1)_3(dy_3)_2 - (dy_1)_2(dy_3)_3]$$

$$b_3^1 = [(dy_1)_2(dy_2)_3 - (dy_1)_3(dy_2)_2]$$

$$b_1^2 = [(dy_3)_1(dy_2)_3 - (dy_3)_3(dy_2)_1]$$

$$b_2^2 = [(dy_1)_1(dy_3)_3 - (dy_1)_3(dy_3)_1]$$

$$b_3^2 = [(dy_1)_3(dy_2)_1 - (dy_1)_1(dy_2)_3]$$

$$b_1^3 = [(dy_2)_1(dy_3)_2 - (dy_2)_2(dy_3)_1]$$

$$b_2^3 = [(dy_1)_2(dy_3)_1 - (dy_1)_1(dy_3)_2]$$

$$b_3^3 = [(dy_1)_1(dy_2)_2 - (dy_1)_2(dy_2)_1]$$

όπου $(dy_i)_k$ η στοιχειώδης μεταβολή της καρτεσιανής συντεταγμένης y_i (με $y_1=x$, $y_2=y$, και $y_3=z$) κατά τη διεύθυνση k του καμπυλόγραμμου συστήματος συντεταγμένων. Οι όροι αυτοί αντιστοιχούν ουσιαστικά στις διαστάσεις των κελιών κατά τη διεύθυνση k και δίνονται από τις παρακάτω σχέσεις.

$$(dy_1)_1 = (y_{1,e} - y_{1,w}) \quad (dy_1)_2 = (y_{1,n} - y_{1,s}) \quad (dy_1)_3 = (y_{1,d} - y_{1,u})$$

$$(dy_2)_1 = (y_{2,e} - y_{2,w}) \quad (dy_2)_2 = (y_{2,n} - y_{2,s}) \quad (dy_2)_3 = (y_{2,d} - y_{2,u})$$

$$(dy_3)_1 = (y_{3,e} - y_{3,w}) \quad (dy_3)_2 = (y_{3,n} - y_{3,s}) \quad (dy_3)_3 = (y_{3,d} - y_{3,u})$$

Στη συνέχεια, μπορούν να υπολογιστούν οι παράπλευρες επιφάνειες των κελιών, οι οποίες δίνονται από την παρακάτω γενική σχέση και που εξαρτώνται μόνο από τους συντελεστές b_m^k .

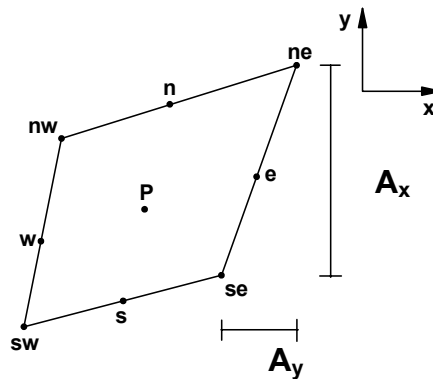
$$A_i = \sqrt{(b_{1,i}^k)^2 + (b_{2,i}^k)^2 + (b_{3,i}^k)^2}$$

όπου ο δείκτης i αντιστοιχεί στις πλαϊνές επιφάνειες των κελιών (e, w, n, s, d, u).

Για να γίνει πιο κατανοητό πώς εφαρμόζεται η παραπάνω γενική σχέση, δίνονται στη συνέχεια τρεις χαρακτηριστικές επιφάνειες, ενώ με αντίστοιχο τρόπο υπολογίζονται και οι υπόλοιπες.

$$A_e = \sqrt{(b_{1,e}^1)^2 + (b_{2,e}^1)^2 + (b_{3,e}^1)^2} \quad A_n = \sqrt{(b_{1,n}^2)^2 + (b_{2,n}^2)^2 + (b_{3,n}^2)^2} \quad A_d = \sqrt{(b_{1,d}^3)^2 + (b_{2,d}^3)^2 + (b_{3,d}^3)^2}$$

Η απεικόνιση της επιφάνειας αυτής δίνεται στο Σχήμα 22, όπου φαίνεται ένα διδιάστατο υπολογιστικό κελί για λόγους απλοποίησης με σημειωμένες τις κορυφές του.



Σχήμα 22. Διδιάστατο υπολογιστικό κελί

Για το συγκεκριμένο κελί του Σχήματος 22, το εμβαδόν της «east» πλαϊνής επιφάνειάς του υπολογίζεται με την παρακάτω σχέση σε συνάρτηση των καρτεσιανών συντεταγμένων των κορυφών του, ενώ η επέκταση στις τρεις διαστάσεις γίνεται άμεσα.

$$A_e = \sqrt{(b_{1,e}^1)^2 + (b_{2,e}^1)^2} = \sqrt{(y_{ne} - y_{se})^2 + (-x_{ne} + x_{se})^2} = \sqrt{(A_x)^2 + (A_y)^2}$$

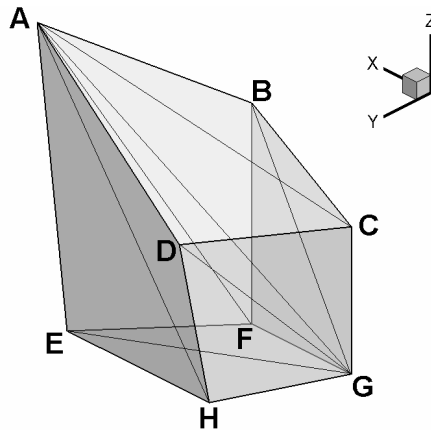
Το τελευταίο γεωμετρικό μέγεθος που εξετάζεται, είναι ο όγκος του υπολογιστικού κελιού. Το κάθε κελί είναι εξάεδρο (δομημένο πλέγμα), έχοντας μη κάθετες πλευρές, οπότε ο υπολογισμός του όγκου του δεν είναι άμεσος και προφανής. Η μεθοδολογία υπολογισμού του όγκου θα δοθεί στη συνέχεια.

Από δύο τυχαίες αντιδιαμετρικές κορυφές του εξάεδρου υπολογιστικού κελιού του Σχήματος 23, για παράδειγμα από τις κορυφές A,G (μπορούν να επιλεγούν και άλλα ζεύγη κορυφών, π.χ. οι B,H και οι D,F), φέρονται όλες οι πιθανές διαγώνιοι προς τις υπόλοιπες κορυφές. Οι διαγώνιοι αυτές είναι οι: (AH), (AC), (AF), (GE), (GD), (GB) και σε αυτές προστίθεται και η διαγώνιος που συνδέει τις δύο αντιδιαμετρικές κορυφές που έχουν επιλεγεί (AG). Με αυτόν τον τρόπο δημιουργούνται δύο τρίγωνα σε κάθε επιφάνεια, καθώς και έξι μη αλληλεπικαλυπτόμενες τετράεδρες πυραμίδες: (AGHD), (AGHE), (AGCB), (AGCD), (AGFE), (AGFB). Ο όγκος της κάθε μίας πυραμίδας υπολογίζεται ως το 1/6 του

γινομένου του εμβαδού της βάσης της επί το ύψος της. Επομένως, ο συνολικός όγκος του εξάεδρου υπολογιστικού κελιού θα είναι ίσος με:

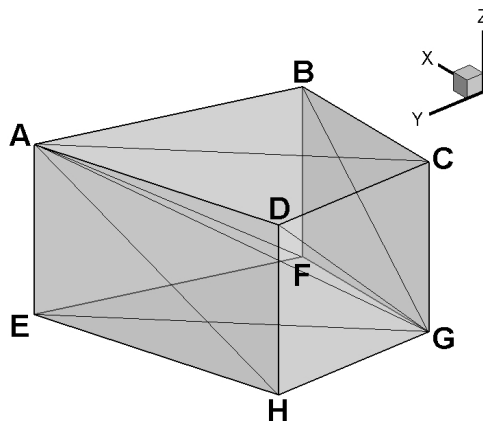
$$V = \frac{1}{6} \sum_1^6 V_{\text{pyr}} = \frac{1}{6} [V_{\text{AGHD}} + V_{\text{AGHE}} + V_{\text{AGCB}} + V_{\text{AGCD}} + V_{\text{AGFE}} + V_{\text{AGFB}}]$$

Το εμβαδόν της κάθε βάσης της πυραμίδας βρίσκεται εύκολα, αφού είναι το μισό της αντίστοιχης επιφάνειας A_i , που παρουσιάστηκε προηγουμένως, ενώ το ύψος προκύπτει εύκολα από τις συντεταγμένες των κορυφών του κελιού.



Σχήμα 23. Υπολογισμός όγκου εξάεδρου υπολογιστικού κελιού

Στις περισσότερες περιπτώσεις προσομοίωσης της παρούσας Διδακτορικής Διατριβής, τα υπολογιστικά κελιά δεν παρουσιάζουν τόσο έντονο μη ορθογώνιο χαρακτήρα, όπως αυτό του Σχήματος 23, αφού τα πλεγματικά επίπεδα κάθετα προς την αξονική διεύθυνση (z-διεύθυνση) είναι παράλληλα στις περισσότερες περιπτώσεις. Ένα τέτοιο υπολογιστικό κελί φαίνεται στο Σχήμα 24, όπου παρατηρείται ότι οι δύο κάθετες επιφάνειες στον z-άξονα είναι μεταξύ τους παράλληλες.



Σχήμα 24. Εξάεδρο υπολογιστικό κελί με δύο απέναντι επιφάνειες παράλληλες (ABCD και EFGH)

4.4 Μεθοδολογία αφαίρεσης/προσθήκης πλεγματικών επιπέδων

Κατά τη συμπίεση και αποτόνωση το συνολικό ύψος του κυλίνδρου μεταβάλλεται σημαντικά. Ειδικά σε περιπτώσεις μεγάλου βαθμού συμπίεσης, το έμβολο πλησιάζει αρκετά την κεφαλή του κυλίνδρου, οπότε και η αξονική διάσταση των κελιών μικραίνει σημαντικά [1], ακολουθώντας σε κάθε περίπτωση τη μεταβολή του ύψους του κυλίνδρου. Ακόμα, ο λόγος του ύψους (dz) προς το πλάτος των κελιών (dx ή dy) καλό είναι να μην λάβει ούτε πολύ μεγάλες τιμές (πάνω από 5-10) αλλά ούτε και πολύ μικρές (κάτω από 0.1-0.2) [5]. Κατά προτίμηση, διατηρούνται τιμές του λόγου αυτού κοντά στη μονάδα, ώστε να γίνεται σωστή η αποτύπωση της διαστρωμάτωσης των μεγεθών στο υπολογιστικό πεδίο, να εξασφαλίζεται όσο το δυνατόν περισσότερο η σταθερότητα του κώδικα και να μην οδηγείται σε απόκλιση η επαναληπτική διαδικασία. Επομένως, κρίνεται αναγκαία η προσθήκη και αφαίρεση πλεγματικών επιπέδων κατά την αποτόνωση και συμπίεση αντίστοιχα.

Αντίθετα, η κίνηση της βαλβίδας και του στελέχους της επιφέρει μια παραμόρφωση στο αρχικό υπολογιστικό πλέγμα, η οποία όμως δεν είναι τόσο έντονη όσο αυτή του εμβόλου, αφού η μέγιστη ανύψωση της βαλβίδας συνήθως δεν ξεπερνάει τα 10 mm. Επομένως, ο αριθμός των πλεγματικών επιπέδων στις περιοχές αυτές διατηρείται σταθερός και οι διαστάσεις των υπολογιστικών κελιών μεταβάλλονται, ώστε να «απορροφήσουν» τις μεταβολές της γεωμετρίας, όπως έχει περιγραφεί προηγουμένως. Ένας επιπλέον λόγος αποφυγής της αφαίρεσης ή προσθήκης πλεγματικών επιπέδων στην περιοχή της βαλβίδας, είναι ότι λόγω των αρκετά έντονων κλίσεων των ταχυτήτων στις περιοχές αυτές, εισάγεται κάποιο σφάλμα από τη γραμμική παρεμβολή που πραγματοποιείται για τον υπολογισμό των τιμών όλων των μεγεθών στο πλέγμα με το νέο αριθμό πλεγματικών γραμμών. Το σφάλμα αυτό είναι ανάλογο των τιμών $\partial\phi/\partial z$, οι οποίες στην περιοχή της βαλβίδας είναι υψηλές, επομένως το σφάλμα που θα προέκυπτε δεν θα ήταν αμελητέο.

Στη συνέχεια θα παρουσιαστεί η μεθοδολογία που ακολουθείται κατά την προσθήκη και αφαίρεση πλεγματικών επιπέδων στις φάσεις της αποτόνωσης και συμπίεσης αντίστοιχα.

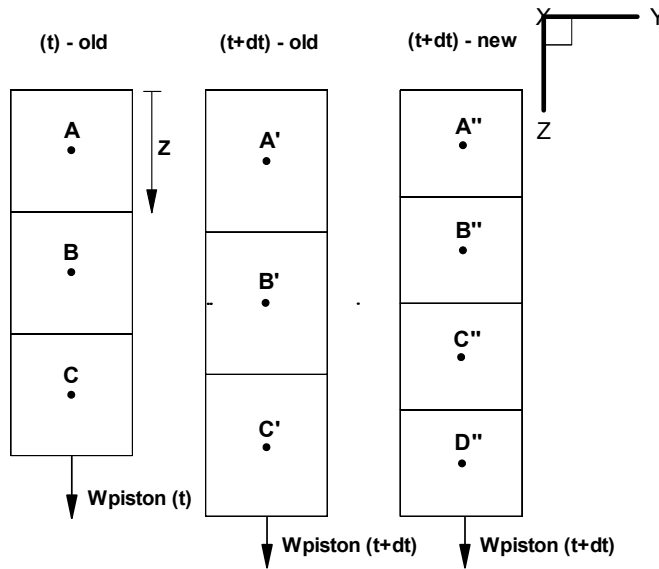
4.4.1 Προσθήκη πλεγματικών επιπέδων

Αρχίζοντας με την προσθήκη πλεγματικών επιπέδων, αυτή λαμβάνει χώρα όταν ο κύλινδρος βρίσκεται στη φάση της αποτόνωσης, όπου τα υπολογιστικά κελιά διογκώνονται. Καθώς το έμβολο πλησιάζει το κάτω νεκρό σημείο, αυξάνεται αρκετά η αξονική διάσταση των κελιών σε σχέση με τις άλλες δύο διαστάσεις τους, οπότε υπάρχει η ανάγκη για προσθήκη πλεγματικών επιπέδων. Επομένως, κριτήριο για την προσθήκη ενός επιπέδου

αποτελεί η αξονική διάσταση των κελιών, η κρίσιμη τιμή της οποίας επιλέγεται από το χρήστη. Στις προσομοιώσεις που έγιναν, η κρίσιμη αυτή τιμή είναι συνήθως 2 mm, που είναι περίπου ίση με τη διάσταση των κελιών στις άλλες δύο διαστάσεις, ώστε ο λόγος dz/dx (ή dz/dy) να βρίσκεται κοντά στη μονάδα. Η διαδικασία που ακολουθείται δίνεται παρακάτω.

1. Όταν συγκλίνει η επαναληπτική διαδικασία και η λύση προχωρήσει στο επόμενο χρονικό βήμα, υπολογίζεται το νέο πλέγμα, αφού έχουν μετατοπιστεί οι πλεγματικές γραμμές εξαιτίας της κίνησης του εμβόλου.
2. Στο πλέγμα αυτό ελέγχεται η αξονική διάσταση των κελιών. Αν βρεθεί ότι είναι μεγαλύτερη από την κρίσιμη τιμή που έχει επιλεγεί (περίπου 2 mm), δίνεται εντολή στην υπορουτίνα διαχείρισης του πλέγματος, να προστεθεί ένα πλεγματικό επίπεδο κάθετα στην αξονική διεύθυνση.
3. Υπολογίζεται εκ νέου το μετατοπισμένο πλέγμα λόγω της κίνησης του εμβόλου με τον ανανεωμένο αριθμό πλεγματικών γραμμών, καθώς και όλα τα γεωμετρικά του μεγέθη (π.χ. όγκος κελιών, επιφάνειες κελιών κτλ.).
4. Για την εξασφάλιση της διατήρησης της μάζας εξαιτίας της αλλαγής του συνολικού αριθμού των πλεγματικών επιπέδων, υπολογίζεται η μάζα του κάθε κελιού του ανανεωμένου πλέγματος, λαμβάνοντας υπόψιν τον όγκο και την πυκνότητά του. Επομένως, γίνεται γραμμική παρεμβολή με τελικό σκοπό να υπολογιστεί η νέα πυκνότητα όλων των κελιών (εφόσον οι όγκοι των κελιών έχουν υπολογιστεί προηγουμένως – Βήμα 3).
5. Στη συνέχεια γίνεται γραμμική παρεμβολή όλων των υπόλοιπων μεγεθών (π.χ. ταχύτητες, τυρβώδης κινητική ενέργεια κτλ.) από το προηγούμενο πλέγμα με ένα πλεγματικό επίπεδο λιγότερο, στο νέο πλέγμα με την προσθήκη του πλεγματικού επιπέδου.
6. Με γνωστά όλα τα μεγέθη στο νέο πλέγμα, η επίλυση του νέου χρονικού βήματος συνεχίζεται κανονικά, όπως έχει παρουσιαστεί στο προηγούμενο κεφάλαιο.

Η παραπάνω μεθοδολογία απεικονίζεται στο Σχήμα 25, όπου, αρχίζοντας από αριστερά προς τα δεξιά, φαίνεται ένα απλοϊκό πλέγμα στο προηγούμενο χρονικό βήμα (t). Στο επόμενο χρονικό βήμα ($t+dt$), όπου ο κύλινδρος έχει διογκωθεί, η αξονική διάσταση των κελιών έχει αυξηθεί και έχει ξεπεράσει την κρίσιμη τιμή που έχει δοθεί από το χρήστη, οπότε προστίθεται ένα πλεγματικό επίπεδο, όπως φαίνεται ξεκάθαρα στο δεξί πλέγμα του Σχήματος 25.



Σχήμα 25. Διαδικασία προσθήκης πλεγματικού επιπέδου

Αρχικά, γίνεται ο υπολογισμός των πυκνοτήτων των κελιών με το νέο αριθμό πλεγματικών γραμμών, με σκοπό να ικανοποιηθεί η διατήρηση της μάζας (Βήμα 4). Με βάση το Σχήμα 25, η μάζα του υπολογιστικού κελιού A' μοιράζεται σε ολόκληρη τη μάζα του κελιού A'' και σε ένα μέρος της μάζας του κελιού B'', που εξαρτάται από το ποσοστό επικάλυψης του κελιού B'' στο A' και δίνεται από το λόγο: $(dV_{A'} - dV_{A''})/dV_{A'}$. Πρωταρχικός σκοπός είναι να υπολογιστεί η νέα κατανομή των μαζών και πυκνοτήτων στο νέο πλέγμα με την προσθήκη του πλεγματικού επιπέδου. Επομένως, για τον υπολογισμό της μάζας του κελιού A'', που περιέχει ένα μέρος της μάζας του κελιού A' ισχύει:

$$m_{A''} = m_{A'} \frac{dV_{A''}}{dV_{A'}}$$

Αν θεωρηθεί ότι η διόγκωση των κελιών γίνεται μόνο κατά την z-διεύθυνση (όπως εφαρμόζεται στις προσομοιώσεις που έγιναν στην παρούσα Διδακτορική Διατριβή), η προηγούμενη σχέση απλοποιείται και γίνεται ($z=0$ στην κεφαλή του κυλίνδρου):

$$m_{A''} = m_{A'} \frac{dz_{A''}}{dz_{A'}} = m_{A'} \frac{z_{A''}}{z_{A'}}$$

Με γνωστή τη μάζα του κελιού A'', υπολογίζεται η πυκνότητα του κελιού A''.

$$m_{A''} = m_{A'} \frac{dV_{A''}}{dV_{A'}} \Rightarrow (\rho_{A''} dV_{A''}) = (\rho_{A'} dV_{A'}) \frac{dV_{A''}}{dV_{A'}} \Rightarrow$$

$$(\rho_{A''} z_{A''}) = (\rho_{A'} z_{A'}) \frac{z_{A''}}{z_{A'}} \Rightarrow \rho_{A''} = \rho_{A'}$$

Με αντίστοιχο τρόπο υπολογίζεται η μάζα και η πυκνότητα των κελιών B'', C'' και D'', λαμβάνοντας υπόψιν ότι η μεταβολή του όγκου των κελιών ισοδυναμεί με μεταβολή στη z-διεύθυνση (μετατόπιση κόμβων λόγω κίνησης του εμβόλου μόνο κατά τον z-άξονα).

Η μάζα του κελιού B'':

$$m_{B''} = m_{A'} \frac{z_{A'} - z_{A''}}{z_{A'}} + m_{B'} \frac{z_{B''} - z_{A'}}{z_{B'} - z_{A'}}$$

και η πυκνότητά του:

$$(\rho_{B''} (z_{B''} - z_{A''})) = (\rho_{A'} z_{A'}) \frac{z_{A'} - z_{A''}}{z_{A'}} + (\rho_{B'} (z_{B'} - z_{A'})) \frac{z_{B''} - z_{A'}}{z_{B'} - z_{A'}} \Rightarrow$$

$$\rho_{B''} = \rho_{A'} \frac{z_{A'} - z_{A''}}{z_{B''} - z_{A''}} + \rho_{B'} \frac{z_{B''} - z_{A'}}{z_{B''} - z_{A''}}$$

Για το κελί C'':

$$m_{C''} = m_{B'} \frac{z_{B'} - z_{B''}}{z_{B'} - z_{A'}} + m_{C'} \frac{z_{C''} - z_{B'}}{z_{C'} - z_{B'}}$$

και

$$(\rho_{C''} (z_{C''} - z_{B''})) = (\rho_{B'} (z_{B'} - z_{A'})) \frac{z_{B'} - z_{B''}}{z_{B'} - z_{A'}} + (\rho_{C'} (z_{C'} - z_{B'})) \frac{z_{C''} - z_{B'}}{z_{C'} - z_{B'}} \Rightarrow$$

$$\rho_{C''} = \rho_{B'} \frac{z_{B'} - z_{B''}}{z_{C''} - z_{B''}} + \rho_{C'} \frac{z_{C''} - z_{B'}}{z_{C''} - z_{B''}}$$

Και για το κελί D'':

$$m_{D''} = m_{C'} \frac{z_{C'} - z_{C''}}{z_{C'} - z_{B'}} + m_{D'} \frac{z_{D''} - z_{C'}}{z_{D'} - z_{C'}} = m_{C'} \frac{z_{C'} - z_{C''}}{z_{C'} - z_{B'}}$$

και

$$(\rho_{D''} (z_{D''} - z_{C''})) = (\rho_{C'} (z_{C'} - z_{B'})) \frac{z_{C'} - z_{C''}}{z_{C'} - z_{B'}} \Rightarrow$$

$$\rho_{D''} = \rho_{C'} \frac{z_{C'} - z_{C''}}{z_{D''} - z_{C''}} \Rightarrow \rho_{D''} = \rho_{C'}$$

Η πυκνότητα των οριακών κελιών (A'' και D'') είναι ίση με αυτήν των οριακών κελιών (A' και C') του πλέγματος με ένα πλεγματικό επίπεδο λιγότερο. Επιπρόσθετα, για τα εσωτερικά κελιά μπορεί να εξαχθεί η παρακάτω γενική έκφραση για τον υπολογισμό των πυκνοτήτων τους (εκτός των οριακών).

$$\rho_{M''} = \rho_{(M-1)'} \frac{z_{(M-1)'} - z_{(M-1)''}}{z_{M''} - z_{(M-1)''}} + \rho_{M'} \frac{z_{M''} - z_{(M-1)'}}{z_{M''} - z_{(M-1)''}}$$

Αφού υπολογιστεί η νέα κατανομή των μαζών και πυκνοτήτων στο πλέγμα με την προσθήκη του πλεγματού επιπέδου, το επόμενο βήμα είναι ο υπολογισμός της κατανομής και των υπόλοιπων μεγεθών στο νέο αυτό πλέγμα (Βήμα 5). Σκοπός εδώ είναι η διατήρηση της παράστασης $(\rho \phi dV)$ στο εσωτερικό του υπολογιστικού πεδίου. Αντίστοιχα με τον υπολογισμό των πυκνοτήτων, για τα οριακά κελιά του Σχήματος 25 (Α' και D'') θα ισχύει για τη γενική ιδιότητα ϕ η παρακάτω σχέση:

$$(\rho \phi dV)_{A''} = (\rho \phi dV)_{A'} \frac{Z_{A''}}{Z_{A'}} \Rightarrow \phi_{A''} dV_{A''} = \phi_{A'} dV_{A'} \frac{Z_{A''}}{Z_{A'}} \Rightarrow$$

$$\phi_{A''} = \phi_{A'}$$

Και με τον αντίστοιχο τρόπο προκύπτει για το οριακό κελί D'' ότι: $\phi_{D''} = \phi_{D'}$.

Ενώ για το εσωτερικό κελί B'' θα ισχύει:

$$(\rho \phi dV)_{B''} = (\rho \phi dV)_{A'} \frac{Z_{A'} - Z_{A''}}{Z_{A'}} + (\rho \phi dV)_{B'} \frac{Z_{B''} - Z_{A'}}{Z_{B'} - Z_{A'}} \Rightarrow$$

$$(\rho \phi)_{B''} (Z_{B''} - Z_{A''}) = (\rho \phi)_{A'} Z_{A'} \frac{Z_{A'} - Z_{A''}}{Z_{A'}} + (\rho \phi)_{B'} (Z_{B'} - Z_{A'}) \frac{Z_{B''} - Z_{A'}}{Z_{B'} - Z_{A'}} \Rightarrow$$

$$(\rho \phi)_{B''} = (\rho \phi)_{A'} \frac{Z_{A'} - Z_{A''}}{Z_{B''} - Z_{A''}} + (\rho \phi)_{B'} \frac{Z_{B''} - Z_{A'}}{Z_{B''} - Z_{A''}} \Rightarrow$$

$$\phi_{B''} = \frac{\rho_{A'}}{\rho_{B''}} \phi_{A'} \frac{Z_{A'} - Z_{A''}}{Z_{B''} - Z_{A''}} + \frac{\rho_{B'}}{\rho_{B''}} \phi_{B'} \frac{Z_{B''} - Z_{A'}}{Z_{B''} - Z_{A''}}$$

Με αντίστοιχο τρόπο υπολογίζεται η γενικευμένη ιδιότητα ϕ και για τα υπόλοιπα εσωτερικά κελιά (εκτός των οριακών κελιών), όπου μπορεί να εξαχθεί μια γενική έκφραση για τον υπολογισμό της.

$$\phi_{M''} = \frac{\rho_{(M-1)'}}{\rho_{M''}} \phi_{(M-1)'} \frac{Z_{(M-1)'} - Z_{(M-1)''}}{Z_{M''} - Z_{(M-1)''}} + \frac{\rho_{M'}}{\rho_{M''}} \phi_{M'} \frac{Z_{M''} - Z_{(M-1)'}}{Z_{M''} - Z_{(M-1)''}}$$

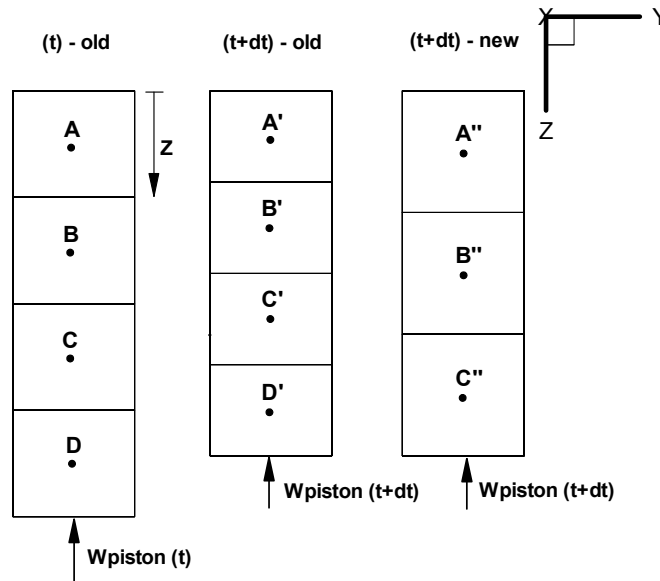
4.4.2 Αφαίρεση πλεγματού επιπέδων

Η αφαίρεση πλεγματού επιπέδων, λαμβάνει χώρα όταν ο κύλινδρος βρίσκεται στη φάση της συμπίεσης. Καθώς το έμβολο πλησιάζει το άνω νεκρό σημείο και η αξονική διάσταση των κελιών ελαττώνεται αρκετά, υπάρχει η ανάγκη για αφαίρεση πλεγματού επιπέδων για τους λόγους που αναφέρθηκαν προηγουμένως. Κριτήριο για την αφαίρεση κόμβων αποτελεί η αξονική διάσταση των κελιών, η κρίσιμη τιμή της οποίας επιλέγεται από το χρήστη. Στις προσομοιώσεις που έγιναν, η κρίσιμη τιμή αυτή είναι συνήθως ίση με 1 mm,

ώστε όταν το έμβολο βρίσκεται αρκετά κοντά στο άνω νεκρό σημείο να υπάρχει μεγάλη πυκνότητα κόμβων κατά την αξονική διεύθυνση. Η τιμή αυτή δίνει λόγο διαστάσεων κελιών περίπου ίσο με 2 (dz/dx ή dz/dy), ο οποίος είναι αρκετά ικανοποιητικός. Η διαδικασία που ακολουθείται είναι παρόμοια με την περίπτωση της προσθήκης πλεγματού επιπέδου και δίνεται παρακάτω.

1. Όταν συγκλίνει η επαναληπτική διαδικασία και προχωρήσει η λύση στο επόμενο χρονικό βήμα, υπολογίζεται το νέο πλέγμα, αφού έχουν μετατοπιστεί οι πλεγματού γραμμές εξαιτίας της κίνησης του εμβόλου.
2. Στο πλέγμα αυτό ελέγχεται η αξονική διάσταση των κελιών. Αν βρεθεί ότι είναι μικρότερη από την κρίσιμη τιμή που έχει επιλεγεί (περίπου 1 mm), δίνεται εντολή στην υπορουτίνα διαχείρισης του πλέγματος, να αφαιρεθεί ένα πλεγματού επίπεδο κάθετα στην αξονική διεύθυνση.
3. Υπολογίζεται εκ νέου το μετατοπισμένο πλέγμα λόγω της κίνησης του εμβόλου με τον ανανεωμένο αριθμό πλεγματού γραμμών, καθώς και όλα τα γεωμετρικά του μεγέθη (π.χ. όγκος κελιών, επιφάνειες κελιών κτλ.).
4. Για την εξασφάλιση της διατήρησης της μάζας εξαιτίας της αλλαγής του συνολικού αριθμού των πλεγματού επιπέδων, υπολογίζεται η μάζα του κάθε κελιού του ανανεωμένου πλέγματος, λαμβάνοντας υπόψιν τον όγκο του και την πυκνότητά του. Επομένως, γίνεται γραμμική παρεμβολή με τελικό σκοπό να υπολογιστεί η νέα πυκνότητα όλων των κελιών (εφόσον οι όγκοι των κελιών έχουν υπολογιστεί προηγουμένως – Βήμα 3).
5. Στη συνέχεια γίνεται γραμμική παρεμβολή όλων των υπόλοιπων μεγεθών (π.χ. ταχύτητες, τυρβώδης κινητική ενέργεια κτλ.) από το προηγούμενο πλέγμα με ένα πλεγματού επίπεδο περισσότερο, στο νέο πλέγμα με την αφαίρεση του πλεγματού επιπέδου.
6. Με γνωστά όλα τα μεγέθη στο νέο πλέγμα, η επίλυση του νέου χρονικού βήματος συνεχίζεται κανονικά, όπως έχει παρουσιαστεί στο προηγούμενο κεφάλαιο.

Η παραπάνω μεθοδολογία απεικονίζεται στο Σχήμα 26, όπου, αρχίζοντας από αριστερά προς δεξιά, φαίνεται ένα απλοϊκό πλέγμα στο προηγούμενο χρονικό βήμα (t). Στο επόμενο χρονικό βήμα ($t+dt$), όπου ο κύλινδρος έχει συμπιεστεί, η αξονική διάσταση των κελιών έχει ελαττωθεί και είναι μικρότερη από την κρίσιμη τιμή που έχει δοθεί, οπότε αφαιρείται ένα πλεγματού επίπεδο, όπως φαίνεται ξεκάθαρα στο δεξί πλέγμα του Σχήματος 26.



Σχήμα 26. Διαδικασία αφαίρεσης πλεγματικού επιπέδου

Αρχίζοντας με τον υπολογισμό των πυκνοτήτων στο νέο πλέγμα, η γενική έκφραση που μπορεί να εφαρμοστεί τόσο στα οριακά κελιά, όσο και στα εσωτερικά, φαίνεται παρακάτω.

$$\rho_{M''} = \rho_{M'} \frac{z_{M'} - z_{(M-1)'}}{z_{M''} - z_{(M-1)'}} + \rho_{(M+1)'} \frac{z_{M''} - z_{M'}}{z_{M''} - z_{(M-1)'}}$$

Η γενικευμένη ιδιότητα ϕ υπολογίζεται τόσο για τα οριακά κελιά, όσο και για τα εσωτερικά κελιά, με τη χρήση της ίδιας γενικής έκφρασης, η οποία φαίνεται παρακάτω.

$$\phi_{M''} = \frac{\rho_{M'}}{\rho_{M''}} \phi_{M'} \frac{(z_{M'} - z_{(M-1)'}) (z_{M''} - z_{(M-1)'})}{(z_{M''} - z_{(M-1)'})^2} + \frac{\rho_{(M+1)'}}{\rho_{M''}} \phi_{(M+1)'} \frac{(z_{(M+1)'} - z_{M'}) (z_{M''} - z_{M'})}{(z_{M''} - z_{(M-1)'})^2}$$

Πρέπει να επισημανθεί ότι για την εύρεση των δύο παραπάνω γενικών εκφράσεων της πυκνότητας και της γενικής ιδιότητας, εφαρμόστηκε παρόμοια μεθοδολογία με προηγουμένως (κατά την προσθήκη πλεγματικού επιπέδου).

Βιβλιογραφία Κεφαλαίου 4

- [1] Παριώτης ΕΓ. Ανάπτυξη μοντέλου για την μελέτη των φυσικών και χημικών διεργασιών της καύσης σε κινητήρες Ντίζελ. Διδακτορική Διατριβή, ΕΜΠ, Αθήνα; 2005.

- [2] Ahmadi-Befrui B, Gosman AD, Issa RI, Watkins AP. EPISO - An implicit non-iterative solution procedure for the calculation of flows in reciprocating engine chambers. *Comp Methods Appl Mech Eng* 1990;79(3):249–79.
- [3] El Tahry SH, Haworth DC. Directions in turbulence modeling for in-cylinder flows in reciprocating engines. *J Propul Power* 1992;8(5):1040–8.
- [4] Demirdzic I, Gosman AD, Issa RI, Peric M. A calculation procedure for turbulent flow in complex geometries. *Computers & Fluids* 1987;15(3):251–73.
- [5] Θεοδωρακάκος Α. Αριθμητική διερεύνηση των φάσεων εισαγωγής και συμπίεσης σε παλινδρομικές μηχανές εσωτερικής καύσης. Διδακτορική Διατριβή, ΕΜΠ, Αθήνα; 1998.
- [6] Lien FS, Leschziner MA. A general non-orthogonal collocated finite volume algorithm for turbulent flow at all speeds incorporating second-moment turbulence-transport closure, Part 1: Computational implementation. *Comp Methods Appl Mech Eng* 1994;114(1-2):123–48.
- [7] Rakopoulos CD, Kosmadakis GM, Pariotis EG. Evaluation of a new computational fluid dynamics model for internal combustion engines using hydrogen under motoring conditions. *Energy* 2009;34(12):2158–66.
- [8] Rakopoulos CD, Kosmadakis GM, Pariotis EG. Critical evaluation of current heat transfer models used in CFD in-cylinder engine simulations and establishment of a comprehensive wall-function formulation. *Appl Energy* 2010;87(5):1612–30.
- [9] Rakopoulos CD, Kosmadakis GM, Pariotis EG. Investigation of piston bowl geometry and speed effects in a motored HSDI diesel engine using a CFD against a quasi-dimensional model. *Energy Convers Manage* 2010;51(3):470–84.
- [10] Demirdzic I, Peric M. Finite volume method for prediction of fluid flow in arbitrarily shaped domains with moving boundaries. *Int J Num Methods Fluids* 1990;10(7):771–90.
- [11] Shih TI-P, Bailey RT, Nguyen HL, Roelke RJ. Algebraic grid generation for complex geometries. *Int J Numer Meth Fluids* 1991;13(1):1–31.
- [12] Thompson JF, Warsi ZUA, Mastin CW. *Numerical grid generation: Foundations and applications*. Amsterdam: Elsevier Science Publishers; 1985.
- [13] Hyman JM, Li S, Knupp P, Shashkov M. An algorithm for aligning a quadrilateral grid with internal boundaries. *J Comput Phys* 2000;163(1):133–49.
- [14] Christodoulou KN, Scriven LE. Discretization of free surface flows and other moving boundary problems. *J Comput Phys* 1992;99(1):39–55.
- [15] Zervantonakis I. CFD-study of the in-cylinder flow and mixing processes in internal combustion engines. Theoretical Diploma Thesis, Technical University of Munich, Germany, 2005.

5. ΑΝΑΠΤΥΞΗ ΜΟΝΤΕΛΩΝ ΜΕΤΑΦΟΡΑΣ ΘΕΡΜΟΤΗΤΑΣ ΚΑΙ ΔΙΑΚΕΝΩΝ

5.1 Εισαγωγή

Στο παρόν κεφάλαιο θα παρουσιαστούν δύο πρωτότυπα μοντέλα που αναπτύχθηκαν εξ ολοκλήρου στα πλαίσια της παρούσας Διδακτορικής Διατριβής. Το πρώτο μοντέλο αποτελεί μια λεπτομερή έκφραση για τον υπολογισμό της ροής θερμότητας διαμέσου των τοιχωμάτων του κυλίνδρου. Η έρευνα στον τομέα αυτόν σε εφαρμογές εμβολοφόρων ΜΕΚ είναι συνεχής, καθώς διαφαίνεται μια έλλειψη ενός αξιόπιστου μοντέλου, το οποίο θα είναι ικανό να προσομοιώσει ικανοποιητικά σε ποικίλους κινητήρες και σημεία λειτουργίας το μηχανισμό της μεταφοράς θερμότητας [1,2], χωρίς τη χρήση διορθωτικών συντελεστών [3]. Το μοντέλο που αναπτύχθηκε δοκιμάστηκε σε αρκετούς κινητήρες, όπου ήταν διαθέσιμα πειραματικά δεδομένα και διαφάνηκε η βελτίωση των υπολογισμών στις περισσότερες περιπτώσεις σε σχέση με τα πιο διαδεδομένα μοντέλα που είναι διαθέσιμα [4].

Το δεύτερο μοντέλο που αναπτύχθηκε είναι ένα φαινομενολογικό μοντέλο που προσομοιώνει τα διάκενα του εμβόλου και τη συναλλαγή μάζας του κυλίνδρου με αυτά [5], με σκοπό τον αξιόπιστο υπολογισμό της γόμωσης του κυλίνδρου (trapped mass). Προτιμήθηκε να είναι αρκετά απλό στη χρήση του, να χρειάζεται λίγα δεδομένα εισόδου και να μην περιέχει κάποιον διορθωτικό συντελεστή, ώστε να μπορεί να χρησιμοποιηθεί άμεσα σε κάθε περίπτωση. Η μορφή του βασίζεται σε απλές εξισώσεις μεταφοράς μάζας διαμέσου των διακένων του εμβόλου, ενώ τα υπολογιστικά αποτελέσματα με τη χρήση αυτού του μοντέλου, όπως θα φανεί σε επόμενο κεφάλαιο, ήταν ικανοποιητικά [5].

Με την ανάπτυξη των δύο αυτών μοντέλων και εν συνεχεία την ενσωμάτωσή τους στο ρευστομηχανικό μοντέλο, οι προσομοιώσεις γίνονται πιο ακριβείς. Η μεταφορά θερμότητας υπολογίζεται πιο αξιόπιστα σε σχέση με ορισμένα διαδεδομένα μοντέλα, στα οποία παρατηρείται ακόμα και απόκλιση της τάξης του 50% σε σχέση με μετρημένες τοπικές ροές θερμότητας. Επιπλέον, λαμβάνεται υπόψιν το φαινόμενο συναλλαγής μάζας του κυλίνδρου με τα διάκενα του εμβόλου (και των βαλβίδων και ενδεχομένως και του σπινθηριστή και του εγχυτήρα, που έχουν σαφώς μικρότερη επιρροή) σε όλη τη διάρκεια της λειτουργίας του κινητήρα, που γίνεται πιο έντονη όταν το έμβολο πλησιάζει το άνω νεκρό σημείο (κοντά στο

τέλος της φάσης της συμπίεσης) και όταν αυτό βρίσκεται στην αρχική περίοδο της αποτόνωσης.

Γενικά, η μεταφορά θερμότητας και μάζας επηρεάζει σε κάποιο βαθμό την πίεση του κυλίνδρου (P_{cyl}). Όντως, με τη χρήση της καταστατικής εξίσωσης των τελείων αερίων (Εξίσωση (1)) γίνεται αντιληπτό ότι η πίεση εξαρτάται γραμμικά τόσο από τη μέση θερμοκρασία (T) (άμεση επιρροή μεταφοράς θερμότητας), όσο και από τη μάζα γομώσεως του κυλίνδρου (m) (άμεση επιρροή διακένων).

$$P_{cyl} = \frac{m}{V}RT \quad (1)$$

Επομένως, η χρήση μη αξιόπιστου μοντέλου μεταφοράς θερμότητας οδηγεί συνήθως σε υποεκτίμηση των απωλειών θερμότητας, όπως θα παρουσιαστεί σε επόμενο κεφάλαιο (Κεφάλαιο 8), οπότε η μέση θερμοκρασία του αερίου του κυλίνδρου εμφανίζεται αυξημένη. Ταυτόχρονα, η μη χρήση μοντέλου προσομοίωσης των διακένων οδηγεί στην υπερεκτίμηση της μάζας του αερίου του κυλίνδρου σε κάθε χρονική στιγμή, αφού δεν λαμβάνεται υπόψη η μάζα που διαφεύγει και αποθηκεύεται στα διάκενα. Και οι δύο αυτοί μηχανισμοί επιφέρουν αύξηση της πίεσης του κυλίνδρου, συνήθως της τάξης του 10-20% της μέγιστης πίεσης σε σχέση με την αντίστοιχη πειραματική τιμή, γεγονός που έγινε αντιληπτό κατά τις αρχικές προσομοιώσεις [1]. Επομένως, η χρήση των δύο μοντέλων που αναπτύχθηκαν κρίνεται απαραίτητη, ώστε να προσομοιωθούν αξιόπιστα οι δύο αυτοί μηχανισμοί.

Πρέπει να τονιστεί στο σημείο αυτό, ότι η χρήση των δύο παραπάνω μοντέλων δεν επιφέρει ουσιαστική αύξηση του απαιτούμενου υπολογιστικού χρόνου, ενώ η συνδυασμένη τους χρήση ήταν επιτακτική, ώστε να αυξηθεί σημαντικά η αξιοπιστία των υπολογιστικών αποτελεσμάτων [6].

5.2 Ανάπτυξη μοντέλου μεταφοράς θερμότητας

5.2.1 Εισαγωγή

Οι απώλειες θερμότητας του κυλίνδρου έχουν άμεση επίπτωση στις θερμοδυναμικές παραμέτρους του αερίου (κυρίως στην πίεση και στη θερμοκρασία του), επομένως και στον υπολογισμό του παραγόμενου (ή καταναλισκόμενου) έργου κατά τη διάρκεια λειτουργίας του κινητήρα και κατ'επέκταση και στις υπολογισμένες εκπομπές ρύπων.

Με τη χρήση ενός μη αξιόπιστου μοντέλου μεταφοράς θερμότητας, συνήθως οι απώλειες θερμότητας υποεκτιμούνται, οπότε η πίεση του κυλίνδρου παρουσιάζεται αυξημένη. Αυτό

οδηγεί στη συνέχεια στο λανθασμένο υπολογισμό των φαινομένων καύσης και του παραγόμενου έργου. Στην περίπτωση αυτήν, η διαστρωμάτωση της θερμοκρασίας του αερίου στο εσωτερικό του κυλίνδρου δεν είναι τόσο έντονη, οπότε η διάδοση της φλόγας, η οποία εξαρτάται από την τοπική θερμοκρασία του μίγματος αέρα/καυσίμου δεν προσομοιώνεται αξιόπιστα, οδηγώντας πιθανώς σε λανθασμένα συμπεράσματα.

Έπειτα από τη μελέτη των υπαρχόντων μοντέλων μεταφοράς θερμότητας που υπάρχουν στη βιβλιογραφία, διαπιστώθηκε ότι δεν υπάρχει κάποιο που να μπορεί να υπολογίζει σε ικανοποιητικό βαθμό την τοπική ροή θερμότητας σε ποικίλες περιπτώσεις (π.χ. τύπος κινητήρα, συνθήκες λειτουργίας κτλ.). Έχουν προταθεί αρκετά μοντέλα και παραλλαγές τους, αλλά ακόμα δεν υπάρχει κάποιο που να είναι κοινώς αποδεκτό και να έχει αποδείξει την αξιοπιστία του, ώστε σε ποικίλες συνθήκες λειτουργίας να υπολογίζει τέτοια απαιτητικά μη-μόνιμα φαινόμενα [4,7].

Τα περισσότερα μοντέλα θερμότητας που χρησιμοποιούνται σε ρευστομηχανικά μοντέλα προσομοίωσης βασίζονται σε συναρτήσεις τοιχώματος (wall functions). Αυτό συμβαίνει γιατί είναι ένας αρκετά αποδοτικός τρόπος να επιλυθεί το θερμικό οριακό στρώμα (thermal boundary layer), χωρίς να πυκνώσει αρκετά το υπολογιστικό πλέγμα κοντά στα τοιχώματα [8-10], το οποίο θα αυξήσει σημαντικά τον απαιτούμενο υπολογιστικό χρόνο. Υπάρχει βέβαια και η δυνατότητα συνδυασμού τους (πύκνωση πλέγματος πλησίον των τοιχωμάτων και εφαρμογή συναρτήσεων τοιχώματος), όπου προκύπτουν ικανοποιητικά αποτελέσματα, χωρίς βέβαια να έχουν δοθεί περισσότερες λεπτομέρειες σχετικά με την αύξηση του απαιτούμενου χρόνου προσομοίωσης [9]. Εναλλακτικά, μπορούν να εκφραστούν οι απώλειες θερμότητας του αερίου προς τα τοιχώματα του κυλίνδρου μέσω του συντελεστή συναγωγής (h : $W/m^2/K$), η οποία είναι η ενδεδειγμένη μέθοδος σε μονο/πολυζωνικά μοντέλα προσομοίωσης. Σε ρευστομηχανικά μοντέλα όμως, η μέθοδος αυτή σπάνια εφαρμόζεται, καθώς απαιτεί την ύπαρξη διορθωτικών συντελεστών [3].

Στην παρούσα Διδακτορική Διατριβή για τη μοντελοποίηση των φαινομένων μεταφοράς θερμότητας, έχουν ληφθεί υπόψιν μόνο συναρτήσεις τοιχώματος [4] και όχι η πυκνωση του πλέγματος στο εσωτερικό του θερμικού οριακού στρώματος ή η χρήση του συντελεστή συναγωγής, αφού βασικός σκοπός ήταν να κρατηθεί ο απαιτούμενος υπολογιστικός χρόνος σε χαμηλά επίπεδα και να μη γίνει χρήση διορθωτικών συντελεστών.

5.2.2 Παρουσίαση διαδεδομένων μοντέλων μεταφοράς θερμότητας

Αρχικά, θα περιγραφούν τα τέσσερα πιο διαδεδομένα μοντέλα θερμότητας. Η επιλογή τους βασίστηκε στο γεγονός ότι είναι τα πιο αντιπροσωπευτικά, ενώ μπορούν να βρεθούν

στη βιβλιογραφία και αρκετές παραλλαγές τους. Επιπροσθέτως, χρησιμοποιούνται κατά κόρον σε εμπορικούς ρευστομηχανικούς κώδικες, καθώς και σε ερευνητικούς.

Τα συγκεκριμένα μοντέλα μεταφοράς θερμότητας βασίζονται σε συναρτήσεις τοιχώματος. Σύμφωνα με τη μέθοδο αυτήν, το θερμοκρασιακό προφίλ του αερίου στο εσωτερικό του θερμικού οριακού στρώματος συσχετίζεται με ορισμένες θερμοδυναμικές ιδιότητες, καθώς και με την απόσταση από το τοίχωμα. Η συσχέτιση αυτή αποτελεί μία από τις βασικότερες διαφορές των διάφορων μοντέλων. Μία άλλη βασική διαφοροποίησή τους είναι κατά πόσο η πυκνότητα του ρευστού στο οριακό στρώμα θεωρείται σταθερή ή όχι. Επομένως, προκύπτουν εκφράσεις που βασίζονται στη συμπιεστή και στη μη-συμπιεστή έκφραση της συνάρτησης τοιχώματος, όπως θα παρουσιαστούν στη συνέχεια.

Το πιο απλό μοντέλο που βασίζεται σε συνάρτηση τοιχώματος και είναι από τα πρώτα που εφαρμόστηκαν σε εμβολοφόρες ΜΕΚ είναι το μοντέλο των Launder και Spalding [10]. Αναπτύχθηκε στη δεκαετία του '70 σαν γενικής εφαρμογής μοντέλο και εν συνεχεία εφαρμόστηκε ακόμα και σε κινητήρες. Έχει εφαρμοστεί από πολλούς ερευνητές και οι περισσότεροι εμπορικοί κώδικες το περιλαμβάνουν, αφού είναι αρκετά απλό μοντέλο και περιέχει λίγους εμπειρικούς (σταθερούς) συντελεστές. Με την πάροδο των χρόνων όμως, έχει διαπιστωθεί ότι υποεκτιμά σε μεγάλο βαθμό τη ροή θερμότητας διαμέσου των τοιχωμάτων (σε μερικές περιπτώσεις η υποεκτίμηση φτάνει και το 50-60% της μέγιστης μετρημένης ροής θερμότητας σε συνθήκες ετεροκίνησης), πράγμα που επαληθεύτηκε και στην παρούσα Διδακτορική Διατριβή [4]. Αυτό οφείλεται στο γεγονός ότι το μοντέλο αυτό αναπτύχθηκε για μη-συμπιεστές ροές σταθερής πυκνότητας. Παρόλ' αυτά, σε απλές εφαρμογές όπου δεν απαιτείται υψηλή ακρίβεια στον υπολογισμό των θερμοδυναμικών χαρακτηριστικών του αερίου, αλλά δίνεται περισσότερη προσοχή στα φαινόμενα ροής και τύρβης, το συγκεκριμένο μοντέλο μεταφοράς θερμότητας μπορεί να χρησιμοποιηθεί ασφαλώς, διότι το πεδίο ταχυτήτων έχει πολύ μικρή εξάρτηση από τις απώλειες θερμότητας [5].

Σε αρκετές προσομοιώσεις με τη χρήση του μοντέλου των Launder και Spalding [10] διαφάνηκε η αδυναμία της ικανοποιητικής πρόβλεψης φαινομένων καύσης και απόδοσης εμβολοφόρων ΜΕΚ, που οφείλεται στην υποεκτίμηση των απωλειών θερμότητας. Μία πρώτη βελτίωση του μοντέλου των Launder και Spalding [10] έγινε με την προσθήκη ενός όρου πίεσης στην έκφραση υπολογισμού της ροής θερμότητας. Το μοντέλο αυτό αναπτύχθηκε από τους Huh και συνεργάτες [11] το 1990, και παρουσιάζει βελτιωμένα αποτελέσματα σε περιορισμένο εύρος συνθηκών λειτουργίας (κυρίως σε μεγάλους βαθμούς συμπίεσης), ενώ στις περισσότερες περιπτώσεις επίσης υποεκτιμά σε μεγάλο βαθμό την τοπική ροή θερμότητας, φτάνοντας και πάλι το 50-60% της μέγιστης μετρημένης ροής θερμότητας σε συνθήκες ετεροκίνησης.

Στη δεκαετία του '90 υπήρχε έντονη ερευνητική δραστηριότητα στη διερεύνηση της μεταφοράς θερμότητας, αφού και η διαθέσιμη υπολογιστική ισχύς αυξανόταν και οι ρευστομηχανικοί κώδικες χρησιμοποιούνταν όλο και περισσότερο. Ένα από τα μοντέλα που αναπτύχθηκαν την περίοδο αυτήν είναι το μοντέλο των Angelberger και συνεργατών [12], το οποίο υπολογίζει με μεγαλύτερη ακρίβεια τη ροή θερμότητας, σύμφωνα με τη βιβλιογραφία [13,14]. Σημαντικό χαρακτηριστικό του μοντέλου αυτού είναι ότι λαμβάνει υπόψη τη μεταβολή της πυκνότητας και της συνεκτικότητας στο εσωτερικό του θερμικού οριακού στρώματος λόγω μεταβολής της θερμοκρασίας του αερίου. Με άλλα λόγια αποτελεί μια βελτιωμένη έκδοση για συμπιεστές ροές του μοντέλου των Launder και Spalding [10]. Παρόμοια χαρακτηριστικά έχει και το μοντέλο των Han και Reitz [8], οι οποίοι επιπλέον συμπεριέλαβαν πιο λεπτομερείς εκφράσεις για τη μεταβολή της τυρβώδους αγωγιμότητας και συνεκτικότητας στο εσωτερικό του θερμικού οριακού στρώματος με τη χρήση κατάλληλων ημι-εμπειρικών εκφράσεων, ώστε να αυξηθεί η αξιοπιστία των υπολογισμών τους [13]. Με τη χρήση των δύο τελευταίων μοντέλων (Angelberger και συνεργατών [12] και Han και Reitz [8]) τα υπολογιστικά αποτελέσματα είναι πιο αξιόπιστα σε σχέση με τα αντίστοιχα με τη χρήση των μοντέλων των Launder και Spalding [10] και Huh και συνεργατών [11], καθώς οι αποκλίσεις τους από τις μετρημένες τιμές είναι συνήθως μικρότερες από 20-30% (σχετικά με τη μέγιστη μετρημένη ροή θερμότητας σε συνθήκες ετεροκίνησης).

Στον Πίνακα 1 δίνονται οι εκφράσεις που εφαρμόζονται για τον υπολογισμό του θερμοκρασιακού προφίλ στο στρωτό και στο πλήρες τυρβώδες υπόστρωμα με τη χρήση των τεσσάρων μοντέλων που παρουσιάστηκαν. Τα σύμβολα που χρησιμοποιούνται δίνονται παρακάτω, ενώ περισσότερες λεπτομέρειες για τον τρόπο ενσωμάτωσής τους στο ρευστομηχανικό μοντέλο μπορούν να βρεθούν σε προηγούμενο κεφάλαιο (Κεφάλαιο 3), όπου αναλύονται οι οριακές συνθήκες τοιχώματος:

- $y^+ = yu_\tau/\nu$ είναι η αδιάστατη απόσταση από το τοίχωμα (y η κάθετη απόσταση από το τοίχωμα και ν η κινηματική συνεκτικότητα)
- $u_\tau = \sqrt{\tau_w/\rho} = C_\mu^{1/4} \sqrt{k}y/\nu$ είναι η ταχύτητα τριβής (friction velocity)
- τ_w η τοπική διατμητική τάση τοιχώματος (local wall shear stress)
- T^+ είναι η αδιάστατη θερμοκρασία (ως προς τη ροή θερμότητας) της συνάρτησης τοιχώματος
- $P(\text{Pr}/\text{Pr}_t) = (\pi/4)/(\sin(\pi/4))(A/\kappa)^{0.5} (\text{Pr}/\text{Pr}_t - 1)(\text{Pr}/\text{Pr}_t)^{0.25}$ είναι μια εμπειρική σταθερά που συχνά αναφέρεται και ως συνεκτικός συντελεστής υποστρωματικής θερμικής αντίστασης (viscous sublayer thermal resistance factor)
- $S^+ = Sv/q_w u_\tau$ είναι ο αδιάστατος όρος της πίεσης (pressure work term) με $S = -dP/dt$

Πίνακας 1. Συναρτήσεις τοιχώματος των τεσσάρων μοντέλων μεταφοράς θερμότητας

Μοντέλο	Προφίλ θερμοκρασίας	Ισχύον y^+	Συνάρτηση τοιχώματος
Launder και Spalding [10]	$T^+ = Pr y^+$	$y^+ \leq 11.63$	$T^+ = \frac{\rho u_T c_p (T_w - T)}{q_w}$
	$T^+ = Pr_t \left[\frac{1}{\kappa} \ln(Ey^+) + P \left(\frac{Pr}{Pr_t} \right) \right]$	$y^+ > 11.63$	
Huh και συνεργατών [11]	$T^+ = Pr y^+ - 0.5 Pr S^+ (y^+)^2$	$y^+ \leq 13.2$	$T^+ = \frac{\rho u_T c_p (T_w - T)}{q_w}$
	$T^+ = 13.2 Pr + 2.195 \ln(y^+) - 5.66 - S^+ (87.12 Pr + 2.195 y^+ - 28.98)$	$y^+ > 13.2$	
Angelberger και συνεργατών [12]	$T^+ = Pr y^+$	$y^+ \leq 11.63$	$T^+ = \frac{\rho u_T c_p T}{q_w} \ln \left(\frac{T_w}{T} \right)$
	$T^+ = Pr_t \left[\frac{1}{\kappa} \ln(Ey^+) + P \left(\frac{Pr}{Pr_t} \right) \right]$	$y^+ > 11.63$	
Han και Reitz [8]	$T^+ = 2.1 \ln(y^+) + 2.5$	Για κάθε y^+	$T^+ = \frac{\rho u_T c_p T}{q_w} \ln \left(\frac{T_w}{T} \right)$

Στις παραπάνω εξισώσεις οι συντελεστές κ , E , A έχουν τιμές 0.4187, 9.79 και 26, αντίστοιχα, ενώ η ροή θερμότητας q_w εισέρχεται στον όρο πηγής της εξίσωσης διατήρησης της ενέργειας (S_h) για τα οριακά κελιά δίπλα από στερεά τοιχώματα, όπως έχει ήδη παρουσιαστεί σε προηγούμενο κεφάλαιο. Στον Πίνακα 1 γίνεται εύκολα αντιληπτή η συμπιεστή και η μη-συμπιεστή έκφραση της συνάρτησης τοιχώματος (τελευταία στήλη), ενώ η έκφραση του μοντέλου των Han και Reitz [8] ισχύει για όλο το εύρος της αδιάστατης απόστασης από το τοίχωμα (y^+).

Περισσότερες λεπτομέρειες σχετικά με τα παραπάνω μοντέλα μεταφοράς θερμότητας μπορούν να αναζητηθούν στις αντίστοιχες ερευνητικές εργασίες [8,10-12].

5.2.3 Ανάπτυξη νέου μοντέλου μεταφοράς θερμότητας

Η ανάγκη για την αξιόπιστη προσομοίωση του μηχανισμού των απωλειών θερμότητας σε κυλίνδρους εμβολοφόρων ΜΕΚ σε διάφορες συνθήκες λειτουργίας οδήγησε στην ανάπτυξη ενός νέου μοντέλου μεταφοράς θερμότητας. Το νέο αυτό μοντέλο συνδυάζει ουσιαστικά τα θετικά χαρακτηριστικά που αναφέρθηκαν προηγουμένως (π.χ. τη συμπιεστή μορφή της συνάρτησης τοιχώματος και τη χρήση ενός όρου πίεσης), χωρίς η μορφή του να είναι πολύπλοκη, ώστε να μπορεί να ενσωματωθεί εύκολα σε οποιοδήποτε ρευστομηχανικό κώδικα.

Το βασικό χαρακτηριστικό που διαθέτει το νέο μοντέλο είναι ότι λαμβάνεται υπόψιν η μεταβολή της πυκνότητας και συνεκτικότητας του αερίου στο εσωτερικό του θερμικού οριακού στρώματος με αντίστοιχο τρόπο, όπως στα μοντέλα των Angelberger και συνεργατών [12] και Han και Reitz [8], εφόσον το εργαζόμενο μέσο συμπιέζεται αρκετά κατά τη διάρκεια του κλειστού κύκλου λειτουργίας του κινητήρα (έντονη μεταβολή της πυκνότητάς του). Το χαρακτηριστικό αυτό έχει διερευνηθεί με λεπτομέρεια από τους Kleemann και συνεργάτες [14], οι οποίοι κατέληξαν στο συμπέρασμα ότι για να αυξηθεί η αξιοπιστία των υπολογιστικών αποτελεσμάτων σε ότι έχει να κάνει με το μηχανισμό μεταφοράς θερμότητας, είναι επιθυμητό να εφαρμοστεί η συμπιεστή μορφή του νόμου του τοιχώματος (compressible version of the standard law-of-the-wall), που αναπτύχθηκε από τους Launder και Spalding [10].

Επιπλέον, οι Huh και συνεργάτες [11] και οι Nijeweme και συνεργάτες [15] κατέληξαν στο συμπέρασμα ότι η προσθήκη του όρου πίεσης στην έκφραση της συνάρτησης του τοιχώματος, έχει σημαντική επίπτωση στην απόλυτη τιμή της μέγιστης ροής θερμότητας, καθώς και στη χρονική στιγμή εμφάνισής της, ειδικά σε κινητήρες με υψηλό βαθμό συμπίεσης, ενώ σε χαμηλούς/μεσαίους βαθμούς συμπίεσης ο όρος αυτός έχει μικρή επίδραση. Εκτός από τη μέγιστη τιμή της ροής θερμότητας, ο Lawton [16], στηριζόμενος σε πειραματικά αποτελέσματα μέτρησης της ροής θερμότητας στην κεφαλή του κυλίνδρου ενός κινητήρα Diesel, έφτασε στο συμπέρασμα ότι και στην περίοδο της συμπίεσης και αποτόνωσης ο όρος της πίεσης (και κατ' επέκταση οι μη μόνιμοι όροι στη μονοδιάστατη εξίσωση ενέργειας στο θερμικό οριακό στρώμα) μπορεί να έχει κάποια επίπτωση στη ροή θερμότητας, ειδικά στις περιπτώσεις όπου ο βαθμός συμπίεσης είναι υψηλός και τα φαινόμενα μεταφοράς θερμότητας πιο έντονα. Επομένως, ο όρος της πίεσης καλό θα είναι να συμπεριλαμβάνεται στο εκάστοτε μοντέλο θερμότητας που χρησιμοποιείται.

Το παραπάνω χαρακτηριστικό συμπεριλήφθηκε στο νέο μοντέλο θερμότητας που αναπτύχθηκε, το οποίο βασίστηκε στο μοντέλο των Han και Reitz [8] με την προσθήκη κάποιων επιπλέον παραμέτρων στην έκφρασή του, όπως της μεταβολής του στρωτού αριθμού Prandtl. Αρχικά, η έκφραση του νέου μοντέλου μεταφοράς θερμότητας αναπτύχθηκε για συνθήκες ετεροκίνησης, οπότε είχε αμεληθεί ο όρος της καύσης, ώστε να είναι δυνατόν να «απομονωθεί» η επίδρασή της στη μετάδοση θερμότητας [4]. Στη συνέχεια, θα παρουσιαστεί το πλήρες μοντέλο (περιλαμβάνοντας την επίδραση της καύσης) και θα επισημαίνονται οι τυχόν αλλαγές που υπάρχουν ανάλογα με τις συνθήκες λειτουργίας (ετεροκίνησης ή με καύση).

Στο εσωτερικό του θερμικού οριακού στρώματος μπορεί να εφαρμοστεί η μονοδιάστατη εξίσωση ενέργειας (Εξίσωση (2)), καθώς και η εξίσωση της συνέχειας (Εξίσωση (3)). Πρέπει να επισημανθεί εδώ, ότι η εξίσωση ενέργειας στο εσωτερικό του θερμικού οριακού στρώματος θεωρείται μονοδιάστατη, αφού στη διεύθυνση παράλληλα με το τοίχωμα δεν

μεταβάλλονται ιδιαίτερα οι ιδιότητες και η θερμοκρασία του αερίου [8]. Επομένως, και η μεταφορά θερμότητας σε διεύθυνση παράλληλη με το τοίχωμα είναι αρκετά μικρή. Το μέγεθος y είναι η κάθετη απόσταση από το τοίχωμα (όπου $y=0$ η επιφάνεια του τοιχώματος), και v η ταχύτητα του αερίου κάθετα στο τοίχωμα. Οι δύο αυτές εξισώσεις φαίνονται παρακάτω.

$$\underbrace{c_p \frac{\partial(\rho T)}{\partial t}}_{\text{μη μόνιμος όρος}} + \underbrace{c_p \frac{\partial(\rho v T)}{\partial y}}_{\text{συναγωγή}} = \frac{\partial}{\partial y} \left[\underbrace{(\lambda + \lambda_t) \frac{\partial T}{\partial y}}_{\text{αγωγή}} \right] + \underbrace{\frac{\partial P}{\partial t}}_{\text{όρος πίεσης}} + \underbrace{q_{comb}}_{\text{όρος καύσης}} \quad (2)$$

$$\underbrace{\frac{\partial \rho}{\partial t}}_{\text{μη μόνιμος όρος}} + \underbrace{\frac{\partial(\rho v)}{\partial y}}_{\text{συναγωγή}} = 0 \quad (3)$$

όπου q_{comb} είναι η θερμότητα καύσης ανά μονάδα όγκου και χρόνου (σε μονάδες: W/m^3), που αμελείται σε συνθήκες ετεροκίνησης και λ, λ_t η στρωτή και τυρβώδης θερμική αγωγιμότητα αντίστοιχα.

Στη συνάρτηση τοιχώματος των Launder και Spalding [10] ο μη μόνιμος όρος, ο όρος συναγωγής, καθώς και οι όροι πίεσης και καύσης της Εξίσωσης (2) αμελούνται. Αυτές οι απλοποιήσεις μπορούν να γίνουν με μικρό σφάλμα, όταν η ροή είναι σταθερής πυκνότητας (ή εναλλακτικά έχει μικρή μεταβολή). Αλλά στις ροές στο εσωτερικό των κυλίνδρων των εμβολοφόρων ΜΕΚ, η πίεση, η θερμοκρασία και η σύσταση (άρα και η πυκνότητα) μεταβάλλονται σε μεγάλο βαθμό κατά τη διάρκεια του κύκλου λειτουργίας. Επομένως, αυτές οι απλοποιήσεις επιφέρουν κάποιο σφάλμα στους υπολογισμούς. Για να εξακριβωθεί το συγκεκριμένο σφάλμα που προκύπτει από την απαλοιφή αυτών των όρων, θα αναλυθεί στη συνέχεια κάθε όρος ξεχωριστά σε ρεαλιστικές περιπτώσεις λειτουργίας εμβολοφόρων ΜΕΚ, ώστε να γίνει ξεκάθαρη ποιά είναι η συνεισφορά και η τάξη μεγέθους του καθενός.

Στην Εξίσωση (2) ο πρώτος όρος στο αριστερό μέλος είναι ο μη μόνιμος όρος της θερμοκρασίας και είναι ίσος με:

$$c_p \frac{\partial(\rho T)}{\partial t} = c_p \frac{\partial \left(\frac{P}{R} \right)}{\partial t} = \frac{c_p}{R} \frac{\partial P}{\partial t} \quad (4)$$

Στην παραπάνω εξίσωση έγιναν οι εξής παραδοχές:

- Το αέριο είναι τέλειο και ακολουθεί την καταστατική εξίσωση των τέλειων αερίων: $\rho = P/RT$, με R τη σταθερά του αερίου.
- Η σταθερά του αερίου, R , είναι ανεξάρτητη της σύστασης και επομένως και του χρόνου. Η παραδοχή αυτή ισχύει χωρίς κανένα σφάλμα σε συνθήκες ετεροκίνησης, αφού τότε η σύσταση είναι σταθερή (αέρας), ενώ σε συνθήκες με καύση εισάγεται ένα μικρό

σφάλμα, εφόσον υπάρχει η χρονική μεταβολή της σύστασης κατά τη διάρκεια της καύσης (εφόσον ο όρος αυτός θα διαγραφεί στη συνέχεια, δεν υπεισέρχεται τελικά κανένα σφάλμα, όπως φαίνεται παρακάτω).

Ο δεύτερος όρος στο αριστερό μέλος της Εξίσωσης (2) είναι ο όρος συναγωγής και έχοντας λάβει υπόψιν ότι η χρονική παράγωγος της πυκνότητας είναι ίση με: $\frac{\partial \rho}{\partial t} = \frac{\rho}{P} \frac{\partial P}{\partial t} - \frac{\rho}{T} \frac{\partial T}{\partial t}$ και με τη χρήση της εξίσωσης της συνέχειας (Εξίσωση (3)), προκύπτει η Εξίσωση (5).

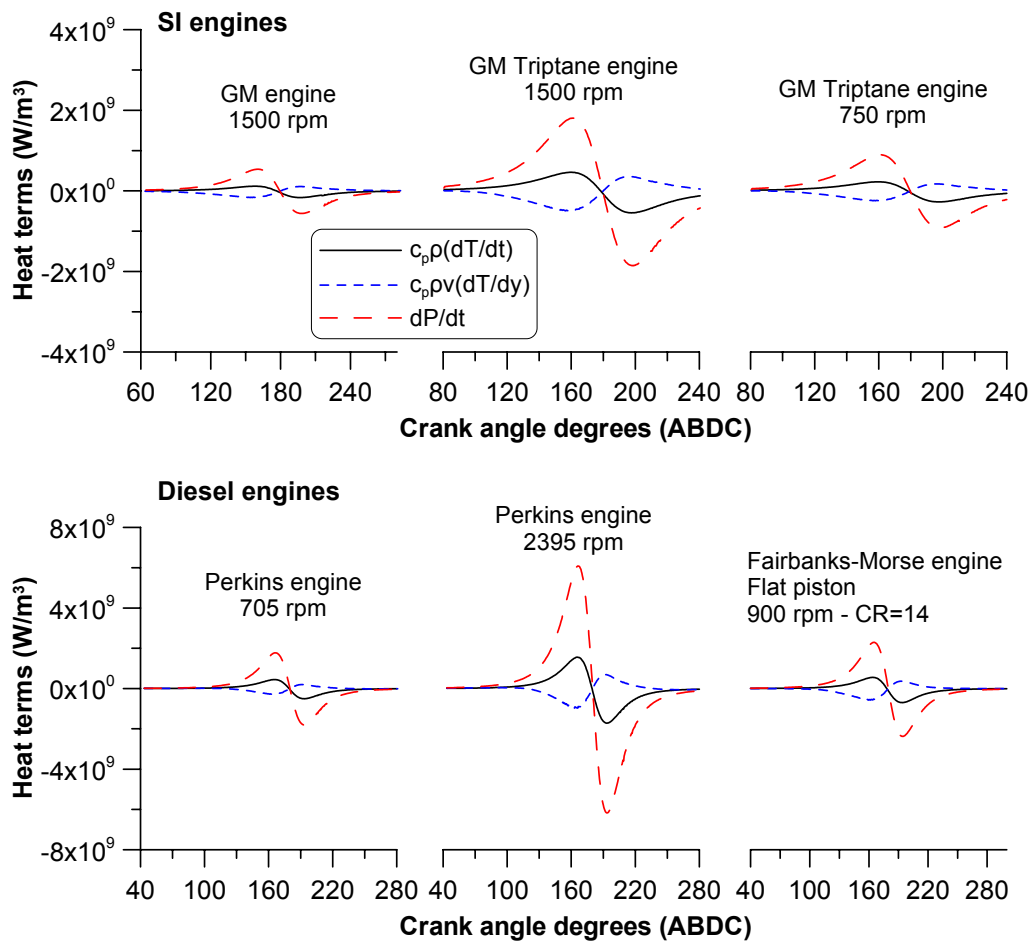
$$\begin{aligned} c_p \frac{\partial(\rho v T)}{\partial y} &= c_p \left[\rho v \frac{\partial T}{\partial y} + T \frac{\partial(\rho v)}{\partial y} \right] = c_p \left[\rho v \frac{\partial T}{\partial y} - T \frac{\partial \rho}{\partial t} \right] = \\ &= c_p \left[\rho v \frac{\partial T}{\partial y} - T \left(\frac{\rho}{P} \frac{\partial P}{\partial t} - \frac{\rho}{T} \frac{\partial T}{\partial t} \right) \right] = \\ &= c_p \rho v \frac{\partial T}{\partial y} - \frac{c_p}{R} \frac{\partial P}{\partial t} + c_p \rho \frac{\partial T}{\partial t} \end{aligned} \quad (5)$$

Όταν στη μονοδιάστατη εξίσωση ενέργειας (Εξίσωση (2)) αντικατασταθούν ο μη μόνιμος όρος και ο όρος συναγωγής (Εξισώσεις (4),(5)), οι όροι $(c_p/R) \partial P/\partial t$ αλληλοαναιρούνται και προκύπτει η Εξίσωση (6), όπου χρησιμοποιήθηκε η παραδοχή ότι η πίεση είναι τοπικά σταθερή, αλλά όχι και χρονικά, το οποίο είναι πρακτικά αληθές στο εσωτερικό του κυλίνδρου.

$$c_p \rho \frac{\partial T}{\partial t} + c_p \rho v \frac{\partial T}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left[(\lambda + \lambda_t) \frac{\partial T}{\partial y} \right] + \frac{dP}{dt} + q_{\text{comb}} \quad (6)$$

Οι δύο όροι στο αριστερό μέλος της Εξίσωσης (6), σύμφωνα με τους Huih και συνεργάτες [11], μπορούν να αμεληθούν, διότι η τοπική και χρονική μεταβολή της θερμοκρασίας στο εσωτερικό του θερμικού οριακού στρώματος είναι αρκετά μικρή. Αυτό δεν είναι απόλυτα σωστό, με την έννοια ότι οι τιμές κάθε ενός από αυτούς τους όρους δεν είναι αμελητέες, όμως το άθροισμά τους σε κάθε χρονική στιγμή είναι περίπου ίσο με μηδέν. Για να γίνει αυτό κατανοητό, ακολουθεί μια ανάλυση, όπου γίνεται αντιληπτή η σχετική βαρύτητα των δύο αυτών όρων. Στο Σχήμα 1 φαίνονται οι τιμές των τριών όρων (χρονική, $c_p \rho \partial T/\partial t$, και τοπική παράγωγος της θερμοκρασίας, $c_p \rho v \partial T/\partial y$, και χρονική παράγωγος της πίεσης, dP/dt) σε συγκεκριμένα σημεία στην επιφάνεια της κεφαλής του κυλίνδρου κατά τη διάρκεια του κλειστού κύκλου λειτουργίας σε συνθήκες ετεροκίνησης, ενώ παρόμοια αποτελέσματα προκύπτουν και σε συνθήκες με καύση. Οι όροι αυτοί φαίνονται σε δύο κινητήρες Otto (σε κινητήρα GM και GM Triptane) και σε δύο κινητήρες Diesel (σε κινητήρα Perkins και Fairbanks-Morse). Οι μη μόνιμοι όροι υπολογίζονται με χρονικό βήμα ίσο με 0.5

μοίρα γωνίας στροφάλου, ενώ για τους τοπικούς όρους τα υπολογιστικά κελιά δίπλα από το τοίχωμα (όπου εκεί υπολογίζονται οι τοπικοί όροι) έχουν πάχος περίπου ίσο με 0.5 mm.



Σχήμα 1. Σχετική βαρύτητα των τριών όρων της μονοδιάστατης εξίσωσης ενέργειας στο εσωτερικό του θερμικού οριακού στρώματος σε κινητήρες Otto (πάνω) και κινητήρες Diesel (κάτω)

Ο χρονικός όρος της θερμοκρασίας παίρνει θετικές τιμές κατά τη διάρκεια της συμπίεσης, ενώ γίνεται αρνητικός κατά την αποτόνωση σε όλες τις περιπτώσεις. Με άλλα λόγια ακολουθεί αυστηρά τη μεταβολή της τοπικής θερμοκρασίας των κελιών που βρίσκονται δίπλα από τα τοιχώματα του κυλίνδρου. Ο όρος που περιέχει τον τοπικό όρο της θερμοκρασίας παίρνει αρνητικές τιμές κατά τη συμπίεση, και παρόλο που η τοπική θερμοκρασία αυξάνει μακριά από το τοίχωμα του κυλίνδρου, η πυκνότητα του αερίου δίπλα από το τοίχωμα μειώνεται σε σχέση με αυτήν στο κέντρο του κυλίνδρου [17]. Αυτή η διαφορά ωθεί το αέριο να κινηθεί προς το τοίχωμα, συμπιέζοντας περαιτέρω το θερμικό οριακό στρώμα. Το αντίθετο συμβαίνει κατά την αποτόνωση, το οποίο έχει επίσης παρατηρηθεί από τους Nijeweme και συνεργάτες [15]. Επιπλέον, στους κινητήρες Diesel ο

μη μόνιμος όρος της πίεσης είναι αρκετά μεγαλύτερος απ' ό τι στους κινητήρες Otto, λόγω του μεγαλύτερου βαθμού συμπίεσής τους.

Από το Σχήμα 1 φαίνεται ξεκάθαρα ότι οι δύο παράγωγοι της θερμοκρασίας (χρονικός και τοπικός) είναι της ίδιας τάξης μεγέθους, αλλά με αντίθετο πρόσημο σε κάθε χρονικό σημείο. Επιπροσθέτως, είναι περίπου τέσσερις φορές μικρότεροι από τη χρονική παράγωγο της πίεσης. Αυτός είναι ουσιαστικά ο λόγος που οι δύο παράγωγοι της θερμοκρασίας πρακτικά αλληλοαναιρούνται και μπορούν να αμεληθούν στη συνέχεια από τον υπολογισμό της ροής θερμότητας, αφού φαίνεται ξεκάθαρα ότι η ενσωμάτωσή τους στους υπολογισμούς της ροής θερμότητας δεν θα επιφέρει ουσιαστικά καμία αλλαγή στις υπολογισμένες τιμές, ενώ ταυτόχρονα θα αυξήσει σε μικρό βαθμό τον απαιτούμενο υπολογιστικό χρόνο και σε μεγάλο βαθμό την πολυπλοκότητα της έκφρασης της ροής θερμότητας.

Πρέπει να τονιστεί στο σημείο αυτό ότι στα πλαίσια της Διδακτορικής Διατριβής έγινε αντίστοιχη διερεύνηση και σε άλλους κινητήρες, καθώς και σε άλλα σημεία λειτουργίας και σημεία των τοιχωμάτων τους (σε συνθήκες ετεροκίνησης και με καύση) και έχουν εξαχθεί παρόμοια συμπεράσματα.

Σύμφωνα με την προηγούμενη ανάλυση και λαμβάνοντας υπόψιν τα συμπεράσματά της, η μορφή της μονοδιάστατης εξίσωσης της ενέργειας στο θερμικό οριακό στρώμα (Εξίσωση (6)) παίρνει την παρακάτω απλοποιημένη μορφή, η οποία περιλαμβάνει τον όρο της πίεσης, που συντελεί στην πιο ρεαλιστική προσομοίωση των φαινομένων μεταφοράς θερμότητας, σύμφωνα με τους Nijeweme και συνεργάτες [15] και Nishiwaki και συνεργάτες [9], καθώς υπεισέρχονται λιγότερες παραδοχές στον υπολογισμό της ροής θερμότητας προς τα τοιχώματα.

$$\frac{\partial}{\partial y} \left[(\lambda + \lambda_t) \frac{\partial T}{\partial y} \right] + \frac{dP}{dt} + q_{comb} = 0 \quad (7)$$

Το επόμενο βήμα της ανάλυσης είναι η εύρεση της έκφρασης υπολογισμού της ροής θερμότητας, μετασχηματίζοντας την απλοποιημένη μορφή της ενεργειακής εξίσωσης (Εξίσωση (7)). Με την ολοκλήρωση της Εξίσωσης (7) από το τοίχωμα ($y=0$) μέχρι τον πρώτο υπολογιστικό κόμβο (σε απόσταση y) προκύπτει η Εξίσωση (8).

$$(\lambda + \lambda_t) \frac{dT}{dy} + q_w + \left(\frac{dP}{dt} + q_{comb} \right) y = 0 \quad (8)$$

Η Εξίσωση (8) στη συνέχεια αδιαστατοποιείται με τη χρήση της αδιάστατης κινηματικής συνεκτικότητας $v^+ = v_t/v$, της αδιάστατης απόστασης από το τοίχωμα $y^+ = y u_T/v$, του αδιάστατου όρου της πίεσης και της καύσης $P^+ = \left(\frac{dP}{dt} + q_{comb} \right) v / (q_w u_T)$, και την έκφραση

της θερμικής αγωγιμότητας (στρωτής και τυρβώδης αντίστοιχα): $\lambda = c_p \mu / Pr$ και $\lambda_t = c_p \mu_t / Pr_t$, οπότε προκύπτει η Εξίσωση (9).

$$-\frac{\rho c_p u_T}{q_w} dT = \frac{1}{\left(\frac{1}{Pr} + \frac{v^+}{Pr_t}\right)} dy^+ + \frac{P^+ y^+}{\left(\frac{1}{Pr} + \frac{v^+}{Pr_t}\right)} dy^+ \quad (9)$$

Ακολουθώντας τη μεθοδολογία που αναλύεται στην εργασία [8] για την εύρεση εκφράσεων του όρου v^+ / Pr_t σε συνάρτηση της αδιάστατης απόστασης από το τοίχωμα, προκύπτουν οι Εξισώσεις (10),(11).

$$\frac{v^+}{Pr_t} = 0.1 + 0.025y^+ + 0.012(y^+)^2, \text{ εάν } y^+ \leq 40 \quad (10)$$

και

$$\frac{v^+}{Pr_t} = 0.4767y^+, \text{ εάν } y^+ > 40 \quad (11)$$

Η Εξίσωση (9) ολοκληρώνεται εκ νέου στη συνέχεια, όπου το αριστερό της μέλος γίνεται:

$$T^+ = -\int_{T_w}^T \frac{\rho c_p u_T}{q_w} dT = -\int_{T_w}^T \left[\frac{P}{RT} \frac{c_p u_T}{q_w} \right] dT = -\frac{P}{R} \frac{c_p u_T}{q_w} \int_{T_w}^T \frac{dT}{T} = -\frac{\rho c_p u_T}{q_w} T \ln\left(\frac{T}{T_w}\right) \quad (12)$$

Ενώ το δεξί μέλος της Εξίσωσης (9) με τη χρήση των εκφράσεων των όρων v^+ / Pr_t (Εξισώσεις (10),(11)) γίνεται:

$$\begin{aligned} T^+ &= \int_0^{y^+} \left[\frac{1}{\left(\frac{1}{Pr} + \frac{v^+}{Pr_t}\right)} + \frac{P^+ y^+}{\left(\frac{1}{Pr} + \frac{v^+}{Pr_t}\right)} \right] dy^+ = \\ &= \int_0^{40} \left[\frac{1}{\left(\frac{1}{Pr} + 0.1 + 0.025y^+ + 0.012(y^+)^2\right)} + \frac{P^+ y^+}{\left(\frac{1}{Pr} + 0.1 + 0.025y^+ + 0.012(y^+)^2\right)} \right] dy^+ + \\ &+ \int_{40}^{y^+} \left[\frac{1}{\left(\frac{1}{Pr} + 0.4767y^+\right)} + \frac{P^+ y^+}{\left(\frac{1}{Pr} + 0.4767y^+\right)} \right] dy^+ = \\ &= \frac{1}{0.4767} \left[\ln\left(y^+ + \frac{1}{0.4767Pr}\right) - \ln\left(40 + \frac{1}{0.4767Pr}\right) \right] + \\ &+ 10.2384 + P^+ \left(\frac{y^+ - 40}{0.4767 + \frac{1}{Pr}} + 117.31 \right) \end{aligned} \quad (13)$$

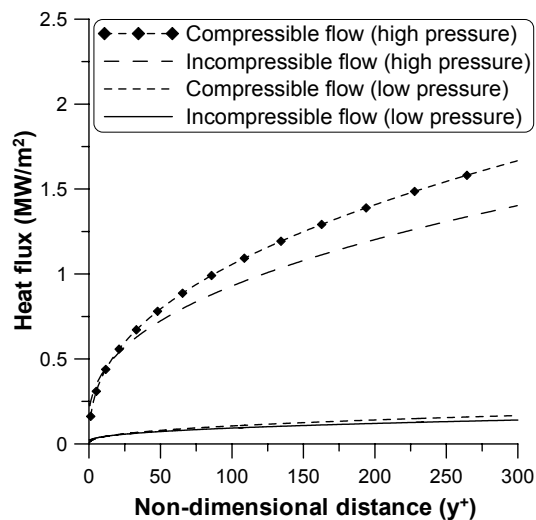
Από τις Εξισώσεις (12),(13) μπορεί να υπολογιστεί η ροή θερμότητας (q_w), όπως θα παρουσιαστεί στη συνέχεια, η οποία εν συνεχεία εισάγεται στον όρο πηγής της εξίσωσης διατήρησης της ενθαλπίας (S_h) για τα οριακά κελιά δίπλα από στερεά τοιχώματα.

Στον Πίνακα 2 είναι συγκεντρωμένες οι εκφράσεις της ροής θερμότητας (σε W/m^2) που προκύπτουν από τα τέσσερα μοντέλα θερμότητας που παρουσιάστηκαν στην προηγούμενη υπο-παράγραφο, καθώς και αυτού που αναπτύχθηκε εδώ. Η ροή θερμότητας δίνεται για κάθε περιοχή του οριακού στρώματος (στρωτό και πλήρες τυρβώδες υπόστρωμα) σαν συνάρτηση της αδιάστατης απόστασης από το τοίχωμα (y^+). Στο μοντέλο των Han και Reitz [8], καθώς και στο νέο που αναπτύχθηκε στα πλαίσια της παρούσας Διδακτορικής Διατριβής, εφαρμόζεται η ίδια έκφραση για κάθε αδιάστατη απόσταση.

Πίνακας 2. Εκφράσεις ροής θερμότητας των τεσσάρων μοντέλων μεταφοράς θερμότητας, καθώς και του νέου μοντέλου που αναπτύχθηκε

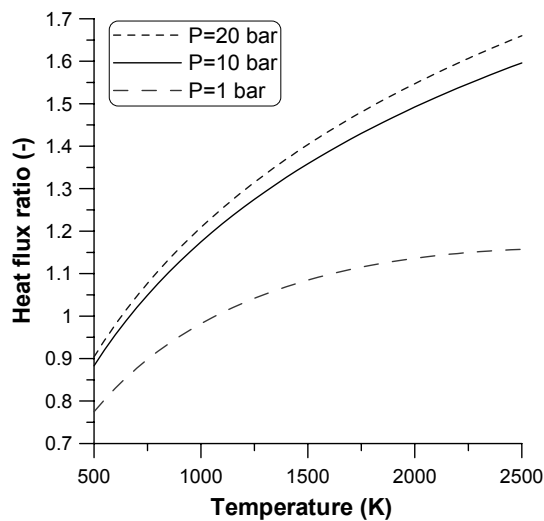
Μοντέλο	Έκφραση ροής θερμότητας	Ισχύουν y^+
Launder και Spalding [10]	$q_w = \frac{\rho u_T c_p (T_w - T)}{Pr y^+}$	$y^+ \leq 11.63$
	$q_w = \frac{\rho u_T c_p (T_w - T)}{Pr_t \left[\frac{1}{K} \ln(Ey^+) + P \left(\frac{Pr}{Pr_t} \right) \right]}$	$y^+ > 11.63$
Huh και συνεργατών [11]	$q_w = \frac{\rho u_T c_p (T_w - T) - 0.5Pr \frac{dP}{dt} \frac{v}{u_T} (y^+)^2}{Pr y^+}$	$y^+ \leq 13.2$
	$q_w = \frac{\rho u_T c_p (T_w - T) - \frac{dP}{dt} \frac{v}{u_T} (87.12Pr + 2.195y^+ - 28.98)}{13.2Pr + 2.195 \ln(y^+) - 5.66}$	$y^+ > 13.2$
Angelberger και συνεργατών [12]	$q_w = \frac{\rho u_T c_p T \ln\left(\frac{T_w}{T}\right)}{Pr y^+}$	$y^+ \leq 11.63$
	$q_w = \frac{\rho u_T c_p T \ln\left(\frac{T_w}{T}\right)}{Pr_t \left[\frac{1}{K} \ln(Ey^+) + P \left(\frac{Pr}{Pr_t} \right) \right]}$	$y^+ > 11.63$
Han και Reitz [8]	$q_w = \frac{\rho u_T c_p T \ln\left(\frac{T_w}{T}\right)}{2.1 \ln(y^+) + 2.5}$	Για κάθε y^+
Νέο μοντέλο μεταφοράς θερμότητας [4]	$q_w = \frac{\rho u_T c_p T \ln\left(\frac{T_w}{T}\right) - \left(\frac{dP}{dt} + q_{comb} \right) \frac{v}{u_T} \left(\frac{y^+ - 40}{0.4767 + \frac{1}{Pr}} + 117.31 \right)}{\frac{1}{0.4767} \left[\ln\left(y^+ + \frac{1}{0.4767Pr} \right) - \ln\left(40 + \frac{1}{0.4767Pr} \right) \right] + 10.2384}$	Για κάθε y^+

Για τη διερεύνηση της επίδρασης της πίεσης στη ροή θερμότητας, εφαρμόστηκαν οι εκφράσεις του μοντέλου των Launder και Spalding [10] και του νέου που αναπτύχθηκε στην παρούσα Διδακτορική Διατριβή. Τα αποτελέσματα φαίνονται στο Σχήμα 2, όπου φαίνεται ξεκάθαρα η απόκλιση της ροής θερμότητας σε συνθήκες παρόμοιες με αυτές που επικρατούν σε εμβολοφόρες ΜΕΚ. Σε χαμηλή πίεση ίση με 1 bar (low pressure) οι υπολογισμένες τιμές των ροών θερμότητας από τις εκφράσεις για συμπιεστή και ασυμπιεστή ροή είναι πολύ κοντά. Σε αντίθεση, όταν η πίεση αυξάνεται και γίνεται ίση με 10 bar (high pressure), οι τιμές που υπολογίζονται από τις δύο εκφράσεις αποκλίνουν αρκετά. Στο Σχήμα 2 φαίνεται χαρακτηριστικά η τάξη μεγέθους της υποεκτίμησης της ροής θερμότητας των μοντέλων που βασίζονται στην ασυμπιεστή έκδοση του μοντέλου των Launder και Spalding [10] σε υψηλές πιέσεις, η οποία είναι της τάξης του 20-30%, ανάλογα της αδιάστατης απόστασης από το τοίχωμα.



Σχήμα 2. Υπολογισμένες ροές θερμότητας σε συνάρτηση της αδιάστατης απόστασης από το τοίχωμα για συμπιεστή και ασυμπιεστή ροή (χαμηλής και υψηλής πίεσης)

Στο Σχήμα 3 φαίνεται ο λόγος των ροών θερμότητας που προκύπτουν από το νέο μοντέλο που αναπτύχθηκε στην παρούσα Διδακτορική Διατριβή προς αυτές του μοντέλου των Launder και Spalding [10], για διάφορες πιέσεις σε συνάρτηση της θερμοκρασίας. Παρατηρείται ότι σε χαμηλή πίεση (ίση με 1 bar) ο λόγος αυτός είναι πολύ κοντά στη μονάδα σε όλο το εύρος των θερμοκρασιών. Αντίθετα, όσο αυξάνει η πίεση και η θερμοκρασία ο λόγος των ροών θερμότητας αυξάνεται σημαντικά, πλησιάζοντας την τιμή 1.7. Εντύπωση προκαλεί το γεγονός ότι για χαμηλές θερμοκρασίες η ροή θερμότητας του μοντέλου των Launder και Spalding [10] είναι υψηλότερη κατά 20-25% σε σχέση με την αντίστοιχη του νέου μοντέλου μεταφοράς θερμότητας, το οποίο βέβαια αντιστρέφεται, όταν αυξηθεί η θερμοκρασία (περίπου στους 600 K για υψηλή πίεση).



Σχήμα 3. Υπολογισμένος λόγος ροών θερμότητας σε συνάρτηση της πίεσης και θερμοκρασίας

Η αποτίμηση του νέου μοντέλου μεταφοράς θερμότητας που αναπτύχθηκε θα παρουσιαστεί σε επόμενο κεφάλαιο (Κεφάλαιο 8), όπου θα συγκριθούν υπολογισμένες ροές θερμότητας με τις αντίστοιχες μετρημένες σε αρκετούς κινητήρες και σημεία λειτουργίας, ώστε να φανεί η χρησιμότητα και η αξιοπιστία του σε συνθήκες ετεροκίνησης [4]. Ενώ η αποτίμηση του μοντέλου αυτού σε συνθήκες με καύση θα πραγματοποιηθεί στο Κεφάλαιο 9.

5.3 Ανάπτυξη μοντέλου διακένων του εμβόλου

5.3.1 Εισαγωγή

Κατά τη διάρκεια κατασκευής του υπολογιστικού κώδικα διαφάνηκε η αδυναμία του να υπολογίσει με αρκετή ακρίβεια την πίεση του κυλίνδρου κατά τη φάση της συμπίεσης και αποτόνωσης, όπως αναφέρθηκε και προηγουμένως. Ειδικά η μέγιστη πίεση του κυλίνδρου υπερεκτιμόταν στις περισσότερες περιπτώσεις σε σύγκριση με την αντίστοιχη μετρημένη τιμή. Αντίθετα, στα φαινομενολογικά μοντέλα προσομοίωσης (μονο/πολυζωνικά κ.τ.λ.) δεν παρατηρείται σημαντική απόκλιση της πίεσης του κυλίνδρου, καθώς συνήθως χρησιμοποιείται ένας διορθωτικός συντελεστής που μεταβάλλει τις απώλειες θερμότητας, ώστε το υπολογισμένο δυναμοδεικτικό διάγραμμα να ταιριάζει στο μετρημένο. Αυτή η πρακτική είναι εγγενές χαρακτηριστικό τους, λόγω των ημι-εμπειρικών σχέσεων που περιλαμβάνουν. Στην ανάπτυξη του ρευστομηχανικού κώδικα όμως ακολουθήθηκε μια

διαφορετική προσέγγιση, ώστε να ληφθούν υπόψιν όσο περισσότερα φαινόμενα γίνεται στους υπολογισμούς.

Ένα από αυτά είναι και η μεταφορά μάζας διαμέσου των διακένων [18]. Πιο συγκεκριμένα, η μάζα του αερίου του κυλίνδρου κατά την περίοδο της συμπίεσης, όπου αυξάνεται αρκετά η πίεσή του, εισέρχεται στην περιοχή των διακένων του εμβόλου (piston crevices), όπου και αποθηκεύεται, ενώ ένα ποσοστό της διαφεύγει στο στροφαλοθάλαμο (blow-by) [19]. Η αντίστροφη κίνηση γίνεται κατά τη φάση της αποτόνωσης. Η κίνηση αυτή σχετίζεται άμεσα με τη χρονική μεταβολή της πίεσης του κυλίνδρου (dP/dt). Μία χαρακτηριστική γεωμετρία ενός εμβόλου με τα διάκενα και τα τρία ελατήριά του φαίνεται στο Σχήμα 4, όπου διακρίνεται και το κενό (ring-gap) του δεύτερου ελατηρίου.



Σχήμα 4. Έμβολο με τα διάκενα και ελατήριά του

Η μεταβολή της μάζας γομώσεως, που βρίσκεται σε κάθε χρονική στιγμή εντός του κυλίνδρου, έχει επίδραση σε διάφορες παραμέτρους, που αναφέρονται στη συνέχεια.

- Στην εμφάνιση άκαυστου καυσίμου στο εσωτερικό του κυλίνδρου μετά το πέρας της καύσης. Το μίγμα αέρα-καυσίμου εισέρχεται στην περιοχή των διακένων κατά τη συμπίεση και εξέρχεται κατά την αποτόνωση, όπου όμως η θερμοκρασία έχει μειωθεί αρκετά, οπότε συνήθως δεν προλαβαίνει να καεί πλήρως πριν το άνοιγμα της βαλβίδας εξαγωγής [20,21]. Για τη μέτρηση του άκαυστου καυσίμου λόγω των διακένων απαιτούνται σύνθετες μετρητικές διατάξεις, όπου έχουν και μεγάλο σφάλμα μέτρησης. Ορισμένες μελέτες έχουν δείξει ότι περίπου το 40% των ακαύστων που παρατηρούνται στον οχετό εξαγωγής [20], προέρχεται από την ύπαρξη των διακένων του εμβόλου.
- Στην πίεση του κυλίνδρου, το οποίο αποτελεί ένα μέγεθος που μπορεί εύκολα να μετρηθεί και να γίνει η επεξεργασία του [22]. Έχει διαπιστωθεί ότι περίπου το 10% της μάζας γομώσεως αποθηκεύεται στα διάκενα, όταν το έμβολο βρίσκεται στο άνω νεκρό σημείο [23-25], μειώνοντας αισθητά κυρίως τη μέγιστη πίεση.

- Στη θερμότητα που χάνεται προς τα τοιχώματα του κυλίνδρου με έμμεσο τρόπο, αφού όπως αναφέρθηκε παραπάνω, η ύπαρξη των διακένων επηρεάζει τη μάζα του αερίου που βρίσκεται σε κάθε χρονική στιγμή στον κύλινδρο [6].

Στη συνέχεια θα παρουσιαστούν οι πιο διαδεδομένες υπολογιστικές μέθοδοι προσομοίωσης των διακένων, καθώς και του μοντέλου που αναπτύχθηκε στα πλαίσια της παρούσας Διδακτορικής Διατριβής [5]. Με την ενσωμάτωσή του τελευταίου στο ρευστομηχανικό κώδικα περιγράφεται αρκετά ρεαλιστικά το φαινόμενο μεταφοράς μάζας, χωρίς να απαιτείται περισσότερος υπολογιστικός χρόνος για τις προσομοιώσεις.

5.3.2 Μοντέλα διακένων του εμβόλου

Υπάρχουν ποικίλες προσεγγίσεις στη βιβλιογραφία για το πώς μπορεί να προσομοιωθεί η μεταβολή της μάζας γομώσεως του κυλίνδρου εξαιτίας των διακένων του εμβόλου κατά τη λειτουργία του κινητήρα. Παρόλ' αυτά, τρεις μεθοδολογίες εφαρμόζονται συνηθέστερα σε μοντέλα προσομοίωσης εμβολοφόρων ΜΕΚ (ρευστομηχανικά και μη), οι οποίες αναφέρονται παρακάτω, δύο εκ των οποίων βασίζονται στη χρήση ενός φαινομενολογικού μοντέλου. Εναλλακτικά, μπορεί να επεκταθεί το υπολογιστικό πλέγμα στο χώρο των διακένων για την προσομοίωση της μεταφοράς μάζας, με την ταυτόχρονη πύκνωση του πλέγματος πλησίον των τοιχωμάτων. Τέτοια προσέγγιση δεν μελετάται στην παρούσα Διδακτορική Διατριβή, διότι αυξάνει σημαντικά τον απαιτούμενο υπολογιστικό χρόνο.

Η πιο απλή μεθοδολογία που μπορεί να ακολουθηθεί είναι η ελαφριά μείωση του βαθμού συμπίεσης (CR) του κυλίνδρου, ώστε να ληφθεί υπόψιν ο συνολικός όγκος των διακένων (V_{cr}) στο νεκρό όγκο (V_c), όπως περιγράφεται στην εργασία [26]. Ο τρόπος που γίνεται αυτό φαίνεται με την παρακάτω εξίσωση.

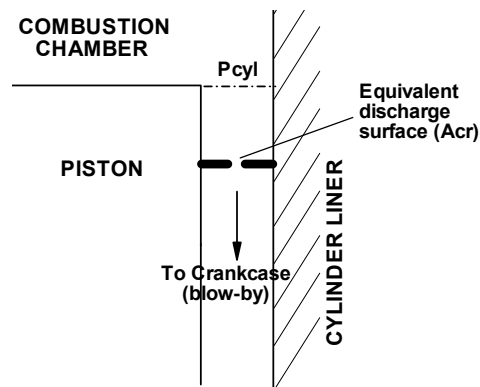
$$CR = \frac{V_s + V_c}{V_c} \geq CR' = \frac{V_s + (V_c + V_{cr})}{(V_c + V_{cr})} \quad (14)$$

όπου V_s ο όγκος εμβολισμού, ενώ ο όγκος των διακένων εμφανίζεται συνήθως ως ένα ποσοστό του νεκρού (επιζήμιου) όγκου της τάξης του 1-2%.

Με αυτόν τον τρόπο όμως οι θερμοδυναμικές ιδιότητες (π.χ. θερμοκρασία, σύσταση κλπ.) του αερίου που βρίσκεται στα διάκενα παραβλέπονται και τίθενται ίσες με τις μέσες τιμές της γομώσεως του κυλίνδρου [27]. Η μέθοδος αυτή είναι αρκετά απλή, αφού δεν απαιτείται ξεχωριστό μοντέλο για την προσομοίωση των διακένων και η μόνη παρέμβαση που γίνεται είναι στα γεωμετρικά χαρακτηριστικά του κυλίνδρου. Με τη χρήση της μεθόδου αυτής η υπολογισμένη πίεση πλησιάζει αρκετά την αντίστοιχη μετρημένη τιμή, ενώ έχει

αρνητικό αντίκτυπο στον αξιόπιστο υπολογισμό κυρίως των ακαύστων [28], αφού οι τοπικές συνθήκες που επικρατούν στην περιοχή του εμβόλου κοντά στα διάκενα (χαμηλή θερμοκρασία) ευνοούν την ατελή καύση του μίγματος, γεγονός που δεν λαμβάνεται υπόψη με τη μέθοδο αυτήν. Γίνεται αντιληπτό, ότι παρόλο που η μέθοδος αυτή μπορεί να εφαρμοστεί άμεσα στο ρευστομηχανικό κώδικα που αναπτύχθηκε χωρίς καμία επιπλέον τροποποίηση, θα επηρεάσει σε σημαντικό βαθμό την αξιοπιστία υπολογισμού των ρύπων. Επιπλέον, είναι επιθυμητή η ρεαλιστική προσομοίωση των φαινομένων μεταφοράς στο εσωτερικό του κυλίνδρου και για το λόγο αυτόν διερευνήθηκαν άλλες μέθοδοι, που να μπορούν να περιγράψουν πιο ρεαλιστικά τα φαινόμενα που παρατηρούνται, αυξάνοντας όμως ταυτόχρονα την πολυπλοκότητα του κώδικα, όχι όμως και τον απαιτούμενο υπολογιστικό χρόνο.

Μια πιο σύνθετη μέθοδος προσομοίωσης των διακένων είναι με τη χρήση μιας ισοδύναμης ακτίνας εκροής (dr) της τάξης του 1 mm, η οποία εκτείνεται ανάμεσα στο έμβολο και στον κύλινδρο [22]. Υπολογίζεται στη συνέχεια μια ισοδύναμη επιφάνεια εκροής: $A_{cr} = \pi D dr$ (όπου D η διάμετρος του κυλίνδρου), που χρησιμοποιείται για τον καθορισμό της μάζας που συναλλάσσεται με το στροφαλοθάλαμο, όπως φαίνεται στο Σχήμα 5.

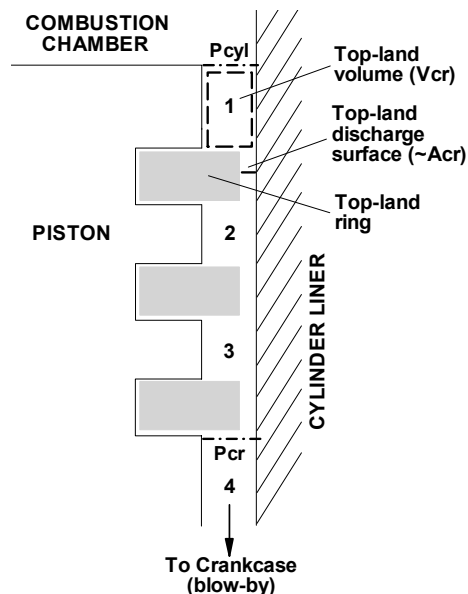


Σχήμα 5. Ισοδύναμη επιφάνεια εκροής ανάμεσα στο έμβολο και το τοίχωμα του κυλίνδρου

Με τη μέθοδο αυτήν απλοποιείται η γεωμετρία των διακένων, ώστε προκύπτει μόνο μία επιφάνεια συναλλαγής μάζας με το στροφαλοθάλαμο και η παροχή μάζας αυτή σε κάθε χρονικό βήμα υπολογίζεται με τη χρήση ισεντροπικών εξισώσεων για συμπιεστή ροή και ενός συντελεστή εκροής. Η μέθοδος αυτή, όπως γίνεται αντιληπτό, είναι αρκετά απλή και δεν αυξάνει ουσιαστικά καθόλου τον απαιτούμενο υπολογιστικό χρόνο. Το μειονέκτημά της είναι ότι δεν προσομοιώνει ρεαλιστικά την αποθήκευση μάζας στο εσωτερικό των διακένων, η οποία θα επανέρθει στον κύλινδρο κατά την αποτόνωση. Επιπλέον, λόγω της απλούστευσης της γεωμετρίας των διακένων με τη χρήση μίας και μόνο επιφάνειας εκροής (A_{cr}), γίνεται απαραίτητη η μεταβολή της ακτίνας εκροής (dr) και του συντελεστή εκροής μέσα σε επιτρεπτά επίπεδα, ώστε το υπολογισμένο δυναμοδεικτικό διάγραμμα να

πλησιάσει όσο το δυνατόν περισσότερο το μετρημένο [27]. Στο ρευστομηχανικό κώδικα που αναπτύχθηκε όμως, έγινε προσπάθεια να συμπεριληφθούν όσο το δυνατόν λιγότεροι διορθωτικοί συντελεστές, οπότε αποφεύγεται η χρήση της μεθόδου αυτής για την προσομοίωση των διακένων του εμβόλου.

Η επόμενη μέθοδος προσομοίωσης των διακένων που θα παρουσιαστεί είναι και η πιο ρεαλιστική σε σχέση με τις προηγούμενες. Αναπτύχθηκε από τους Namazian και Heywood [18] και περιγράφεται με πολύ λεπτομέρεια στην εργασία [19]. Το μοντέλο αυτό ανήκει στην κατηγορία των φαινομενολογικών μοντέλων και λαμβάνει υπόψιν του την κίνηση των ελατηρίων των διακένων (ring motion), καθώς και την ακριβή γεωμετρία τους (ring-pack geometry). Παρόλο που υπάρχουν αρκετές παραλλαγές του μοντέλου αυτού [24,25,29-31], η βασική του μεθοδολογία διατηρείται, καθώς έχει αποδειχθεί αρκετά αξιόπιστο για την προσομοίωση τέτοιων φαινομένων. Πιο συγκεκριμένα, στο μοντέλο αυτό οι οριακές συνθήκες που εφαρμόζονται είναι ότι η πίεση του πρώτου διακένου (top-land region) ισούται με την πίεση του κυλίνδρου, καθώς και η πίεση της περιοχής κάτω από το τελευταίο ελατήριο ισούται με την πίεση του στροφαλοθαλάμου (συνήθως ίση με την ατμοσφαιρική πίεση, 1 bar). Με γνωστές τις οριακές συνθήκες, ορίζονται οι διακριτοί όγκοι της περιοχής των διακένων, που χωρίζονται στον όγκο του πρώτου διακένου (top-land volume), του δεύτερου διακένου (second-land volume) κτλ., όπως φαίνεται στο Σχήμα 6.



Σχήμα 6. Διακριτοί όγκοι και γεωμετρικά χαρακτηριστικά της περιοχής των διακένων

Ανάμεσα στους διακριτούς αυτούς όγκους υπολογίζονται οι παροχές μάζας, λαμβάνοντας υπόψιν τις πιθανές διεξόδους που έχει το αέριο σε κάθε περιοχή, π.χ. αέριο μπορεί να κινηθεί από περιοχή σε περιοχή πίσω από τα ελατήρια (ring-grooves) και ανάμεσα από το κενό των ελατηρίων (ring-gaps). Με την εφαρμογή της εξίσωσης

διατήρησης της μάζας σε κάθε περιοχή, υπολογίζονται οι πιέσεις του κάθε διακένου, καθώς και η μάζα του αερίου που βρίσκεται σε καθένα από αυτά σε κάθε χρονικό βήμα. Με τον τρόπο αυτόν μπορούν να υπολογιστούν κάποιες σημαντικές παράμετροι, όπως η μάζα που εισέρχεται ή εξέρχεται των διακένων, η μάζα που καταλήγει στο στροφαλοθάλαμο (blow-by) και η κίνηση των ελατηρίων (ring motion) [32,33].

Ένα σημαντικό μειονέκτημα της μεθόδου αυτής είναι η εφαρμογή των αρχικών συνθηκών, σχετικά με την αξονική θέση των ελατηρίων. Η αρχική αυτή θέση επηρεάζει σε κάποιο βαθμό το ποσοστό της γομώσεως του κυλίνδρου που διαφεύγει στο χώρο των διακένων [21]. Μια λύση είναι να προσομοιωθούν πολλαπλοί κύκλοι λειτουργίας, μέχρι η υπολογισμένη αρχική θέση των ελατηρίων να συγκλίνει. Το γεγονός αυτό όμως αυξάνει αρκετά τον υπολογιστικό χρόνο [23], οπότε γίνεται αντιληπτό ότι τα απαιτούμενα αυτά μεγέθη συνήθως προσεγγίζονται [21], ενώ σε μερικές περιπτώσεις μεταβάλλονται ελαφρά μέσα στα όρια των μετρημένων γεωμετρικών μεγεθών [23], μέχρι τα υπολογιστικά αποτελέσματα να πλησιάσουν τα πειραματικά (εξετάζεται κυρίως η πίεση του κυλίνδρου). Η σημαντική αβεβαιότητα των αρχικών συνθηκών οδήγησε στη διερεύνηση εναλλακτικών προσεγγίσεων για την ικανοποιητική προσομοίωση του φαινομένου.

Στην παρούσα Διδακτορική Διατριβή αποφασίστηκε να αναπτυχθεί ένα πιο απλό φαινομενολογικό μοντέλο σε σχέση με αυτό των Namazian και Heywood [18] και εν συνεχεία να προσαρμοστεί στο ρευστομηχανικό κώδικα. Το μοντέλο που αναπτύχθηκε αποτελεί ουσιαστικά συνδυασμό των δύο τελευταίων μεθόδων που παρουσιάστηκαν παραπάνω, όπως θα παρουσιαστεί στην επόμενη υπο-παράγραφο.

5.3.3 Ανάπτυξη μοντέλου διακένων του εμβόλου

Το μοντέλο προσομοίωσης των διακένων που αναπτύχθηκε και ενσωματώθηκε στο ρευστομηχανικό κώδικα είναι ένα φαινομενολογικό μοντέλο που αποτελεί μια απλουστευμένη έκδοση του μοντέλου των Namazian και Heywood [18]. Ο τρόπος που διαχειρίζονται οι διακριτοί όγκοι των διακένων είναι ο ίδιος (βλέπε Σχήμα 6), με μόνη διαφορά τον υπολογισμό της παροχής μάζας, που έχει απλουστευτεί αρκετά [34], ώστε να μπορεί να χρησιμοποιηθεί το μοντέλο αυτό εύκολα και χωρίς πολλές αβεβαιότητες ως προς τις αρχικές και οριακές συνθήκες του.

Οι πιθανές διαδρομές του ρευστού ανάμεσα στα ελατήρια έχουν ελαττωθεί σε μία μόνο, αφού έχει αμεληθεί η κίνηση των ελατηρίων και η διαφυγή του αερίου πίσω από αυτά (ανάμεσα στο έμβολο και τα ελατήρια – ring-side clearance). Πιο συγκεκριμένα, σε κάθε ελατήριο έχει υπολογιστεί μια ισοδύναμη επιφάνεια μεταφοράς μάζας, απ' όπου διέρχεται το

ρευστό και για τον υπολογισμό της εφαρμόζονται ισεντροπικές εξισώσεις συμπιεστού ρευστού με τη χρήση ημι-εμπειρικών συντελεστών.

Η προσέγγιση αυτή έγινε, διότι είναι πολύ δύσκολος ο υπολογισμός των γεωμετρικών χαρακτηριστικών των ελατηρίων κατά τη λειτουργία του κινητήρα (σε θερμές συνθήκες λειτουργίας). Επομένως οι αρχικές συνθήκες που θα εφαρμοζόντουσαν θα ήταν πολύ δύσκολο να προσδιοριστούν αξιόπιστα [5,23], ενώ επιπροσθέτως τα μεγέθη αυτά μεταβάλλονται κατά τη διάρκεια ζωής του κινητήρα [35,36].

Το μοντέλο προσομοίωσης των διακένων που αναπτύχθηκε δεν χρειάζεται αρκετά δεδομένα εισόδου, παρά μόνο τις προσεγγιστικές τιμές των διαστάσεων των περιοχών των διακένων. Αυτές αφορούν μόνο την ισοδύναμη επιφάνεια εκροής του κάθε ελατηρίου (που σχετίζεται με το κενό των ελατηρίων – ring-gap) και τον όγκο του κάθε διακένου. Ακόμα, χρειάζεται να εισαχθεί σαν δεδομένο ο συνολικός αριθμός ελατηρίων. Γίνεται αντιληπτό ότι απαιτούνται λιγότερα δεδομένα εισόδου από το μοντέλο που αναπτύχθηκε στην εργασία [18], πράγμα που κάνει την εφαρμογή του μοντέλου πιο εύκολη και γρήγορη.

Ένα χαρακτηριστικό που πρέπει να αναφερθεί είναι ότι με το μοντέλο των διακένων που αναπτύχθηκε υπολογίζεται αξιόπιστα η μεταβολή της μάζας του κυλίνδρου, καθώς και η πίεσή του. Από την άλλη, υπάρχει μια αβεβαιότητα σχετικά με τις υπολογισμένες τοπικές πιέσεις που επικρατούν σε κάθε διάκενο και τις παροχές μάζας του αερίου από περιοχή σε περιοχή. Βέβαια, για προσομοιώσεις λειτουργίας των κυλίνδρων κινητήρων (in-cylinder simulations), δεν είναι άμεσου ενδιαφέροντος η πρόβλεψη της ακριβούς θερμοδυναμικής κατάστασης του αερίου των διακένων, παρά μόνο η συναλλαγή μάζας με τον κύλινδρο. Επομένως, το μειονέκτημα αυτό έχει μικρή επίδραση στα μεγέθη του αερίου στον κύλινδρο.

Υπάρχει η δυνατότητα να προσομοιωθούν με αντίστοιχο τρόπο και τα υπόλοιπα διάκενα του κυλίνδρου, όπως τα διάκενα των βαλβίδων, του σπινθηριστή και του εγχυτήρα ή ακόμα να συμπεριληφθεί η συνεισφορά τους στα διάκενα του εμβόλου. Έχει αποδειχθεί όμως ότι τα διάκενα του εμβόλου ευθύνονται για τη μεγαλύτερη μεταβολή της μάζας του αερίου του κυλίνδρου [20]. Για το λόγο αυτόν, μόνο ο συγκεκριμένος μηχανισμός ενσωματώθηκε στο μοντέλο διακένων που αναπτύχθηκε.

5.3.3.1 Περιγραφή νέου μοντέλου διακένων του εμβόλου

Η περιγραφή του νέου μοντέλου βασίζεται στην ύπαρξη διακριτών όγκων στην περιοχή των διακένων, όπως φαίνεται παραπάνω στο Σχήμα 6. Στην περίπτωση που απεικονίζεται υπάρχουν τρία ελατήρια, τέσσερις διακριτοί όγκοι (V_{cr}), ενώ φαίνεται και η ισοδύναμη επιφάνεια των ελατηρίων (A_{cr}). Ο τελευταίος διακριτός όγκος (περιοχή 4) δεν υπεισέρχεται στους υπολογισμούς, αφού αποτελεί μέρος του στροφαλοθαλάμου. Για τον υπολογισμό των

απαιτούμενων γεωμετρικών μεγεθών, εφαρμόζονται κάποιες απλοϊκές παραδοχές/εμπειρικές συσχετίσεις. Σύμφωνα με αυτές, ο λόγος του όγκου του κάθε διακένου προς την επιφάνεια συναλλαγής σε εμβολοφόρες ΜΕΚ είναι της τάξης των 100 mm [18,23], ενώ η επιφάνεια συναλλαγής ισούται με το 10% της ποσότητας $\pi D dr$ (όπου D η διάμετρος του κυλίνδρου και dr η ισοδύναμη ακτίνα συναλλαγής ίση με 1 mm).

Οι οριακές συνθήκες που εφαρμόζονται είναι ότι η πίεση του πρώτου διακένου (top-land region) ισούται με την εκάστοτε πίεση του κυλίνδρου ($P_1=P_{cyl}$), ενώ η πίεση στην περιοχή κάτω από το τελευταίο διάκενο (περιοχή 4) ισούται με την πίεση του στροφαλοθαλάμου ($P_4=P_{crank}$) [18]. Επιπλέον, η ροή μάζας ανάμεσα στον κύλινδρο και το πρώτο διάκενο θεωρείται ως πλήρως διαμορφωμένη στρωτή ροή (Couette flow) με αμελητέα πτώση πίεσης. Η παραδοχή αυτή είναι ρεαλιστική, καθώς στην εργασία [19] μετρήθηκε η ροή αυτή και διαπιστώθηκε ότι η πτώση πίεσης είναι πολύ μικρή, της τάξης του 0.2%. Στην ίδια εργασία [19] διερευνήθηκε επίσης το είδος της ροής στα διάκενα και βρέθηκε ότι μπορεί να προσεγγιστεί ικανοποιητικά με ισοθερμοκρασιακή ροή, ενώ επιπλέον στις εργασίες [37,38] διαπιστώθηκε ότι η μεταφορά θερμότητας στα διάκενα είναι πολύ έντονη. Επομένως, μπορεί να θεωρηθεί με καλή προσέγγιση ότι η θερμοκρασία του αερίου στα διάκενα είναι ίση με τη μέση τιμή των θερμοκρασιών των τοιχωμάτων του εμβόλου και του κυλίνδρου [39,40]. Σχετικά με τις αρχικές συνθήκες που εφαρμόστηκαν, η πίεση του αερίου του κάθε διακένου μεταβάλλεται γραμμικά ανάμεσα στην αρχική πίεση του κυλίνδρου και στην πίεση του στροφαλοθαλάμου. Το ίδιο ισχύει και για τη σύσταση, η οποία έχει γραμμική εξάρτηση από τη μέση σύσταση του κυλίνδρου και τη σύσταση του αερίου στο στροφαλοθάλαμο (θεωρήθηκε ότι εκεί το αέριο έχει τη σύσταση του ατμοσφαιρικού αέρα).

Για τον υπολογισμό της ροής μάζας στις περιοχές των διακένων εφαρμόστηκαν ισεντροπικές εξισώσεις για συμπιεστή ροή. Επομένως, η παροχή μάζας δίνεται από την παρακάτω Εξίσωση (15).

$$\dot{m}_{ring} = \frac{C_D A_{cr} P_U F_m}{\sqrt{R_U T_U}} \quad (15)$$

όπου ο συντελεστής εκροής C_D λαμβάνει τιμές κοντά στο 0.86 [19,24] και σύμφωνα με τις εργασίες [24,29], ο συντελεστής αυτός υπολογίζεται από την παρακάτω έκφραση: $C_D = 0.85 - 0.25(P_D/P_U)^2$, η μεταβλητή A_{cr} είναι η ισοδύναμη επιφάνεια εκροής, που σχετίζεται με το διάκενο του κάθε ελατηρίου, οι δείκτες “U” και “D” σχετίζονται με τα μεγέθη της ανάντι και κατάντι ροής αντίστοιχα (upstream και downstream) και ο συντελεστής γ είναι ο λόγος των ειδικών θερμοχωρητικοτήτων του αερίου (c_p/c_v) με τιμή κοντά στο 1.4, ανάλογα με τη σύσταση. Επιπλέον, ο συντελεστής F_m της Εξίσωσης (15) παίρνει τις παρακάτω εκφράσεις (Εξισώσεις (16α),(16β)), ανάλογα αν η ροή είναι ηχητική ή υποηχητική.

$$F_m = \gamma^{0.5} \left(\frac{2}{\gamma+1} \right)^{\frac{(\gamma+1)}{2(\gamma-1)}}, \quad \text{av } \frac{P_D}{P_U} \leq \left(\frac{2}{\gamma+1} \right)^{\frac{\gamma}{(\gamma-1)}} \quad (16\alpha)$$

$$F_m = \left(\frac{P_D}{P_U} \right)^{\frac{1}{\gamma}} \left\{ \frac{2\gamma}{\gamma-1} \left[1 - \left(\frac{P_D}{P_U} \right)^{\frac{(\gamma-1)}{\gamma}} \right] \right\}^{0.5}, \quad \text{av } \frac{P_D}{P_U} > \left(\frac{2}{\gamma+1} \right)^{\frac{\gamma}{(\gamma-1)}} \quad (16\beta)$$

Αφού υπολογιστεί η παροχή μάζας διαμέσου κάθε ισοδύναμης επιφάνειας (Εξίσωση (15)), εφαρμόζεται η εξίσωση διατήρησης της μάζας σε κάθε διακριτό όγκο των διακένων, η οποία συσχετίζει την εισερχόμενη και εξερχόμενη παροχή με τη χρονική μεταβολή της πίεσης του διακένου. Αυτή η εξίσωση εφαρμόζεται στο πρώτο διάκενο, όπως φαίνεται στην Εξίσωση (17).

$$\frac{m_{0,1}}{P_{0,1}} \frac{dP_1}{dt} = \dot{m}_{\text{cyl} \leftrightarrow 1} - \dot{m}_{1 \leftrightarrow 2} \quad (17)$$

όπου $\dot{m}_{\text{cyl} \leftrightarrow 1}$ είναι η συναλλαγή μάζας του κυλίνδρου και του πρώτου διακένου, $\dot{m}_{1 \leftrightarrow 2}$ είναι η συναλλαγή μάζας του πρώτου διακένου με το δεύτερο, P_1 είναι η ομοιόμορφη πίεση που επικρατεί στο πρώτο διάκενο, η οποία όπως αναφέρθηκε παραπάνω ισούται με την πίεση του κυλίνδρου, και τα μεγέθη $P_{0,1}$ και $m_{0,1}$ είναι η πίεση και η μάζα του αερίου του πρώτου διακένου αντίστοιχα κατά την αρχή της προσομοίωσης.

Για τα υπόλοιπα διάκενα, η γενική μορφή της εξίσωσης διατήρησης της μάζας (αντίστοιχη με την Εξίσωση (17)) φαίνεται παρακάτω (Εξίσωση (18)).

$$\frac{m_{0,N}}{P_{0,N}} \frac{dP_N}{dt} = \dot{m}_{N-1 \leftrightarrow N} - \dot{m}_{N \leftrightarrow N+1} \quad (18)$$

όπου $\dot{m}_{N-1 \leftrightarrow N}$ η συναλλαγή μάζας του $(N-1)_{ou}$ διακένου με το $(N)_o$, $\dot{m}_{N \leftrightarrow N+1}$ η συναλλαγή μάζας του $(N)_{ou}$ διακένου με το $(N+1)_o$, P_N η ομοιόμορφη πίεση που επικρατεί στο $(N)_o$ διάκενο, και τα μεγέθη $P_{0,N}$ και $m_{0,N}$ είναι η πίεση και η μάζα του αερίου του $(N)_{ou}$ διακένου κατά την αρχή της προσομοίωσης αντίστοιχα. Πρέπει να σημειωθεί ότι η Εξίσωση (18) εφαρμόζεται για $2 \leq N \leq N_{cr} - 1$ διάκενα, όπου N_{cr} είναι ο συνολικός αριθμός των διακριτών όγκων, αφού ο τελευταίος όγκος ($N=N_{cr}$) (περιοχή 4 του Σχήματος 6) αποτελεί μέρος του στροφαλοθαλάμου, ενώ για το πρώτο διάκενο ($N=1$) εφαρμόζεται η Εξίσωση (17).

Ο λόγος των αρχικών τιμών της πίεσης προς τη μάζα του κάθε διακένου, που υπολογίζεται κατά την έναρξη της προσομοίωσης, είναι ίσος με:

$$\frac{m_{0,N}}{P_{0,N}} = \frac{V_{0,N}}{R_{0,N} T_{0,N}} \quad (19)$$

όπου $R_{0,N}$ η σταθερά του αερίου στην αρχή της προσομοίωσης, η οποία εξαρτάται από την κατά μάζα σύσταση του αερίου, $T_{0,N}$ η θερμοκρασία του αερίου του διακένου στην αρχή της προσομοίωσης (ίση με τη μέση τιμή της θερμοκρασίας των τοιχωμάτων του εμβόλου και του κυλίνδρου) και $V_{0,N}$ ο όγκος του κάθε διακένου (σταθερή τιμή).

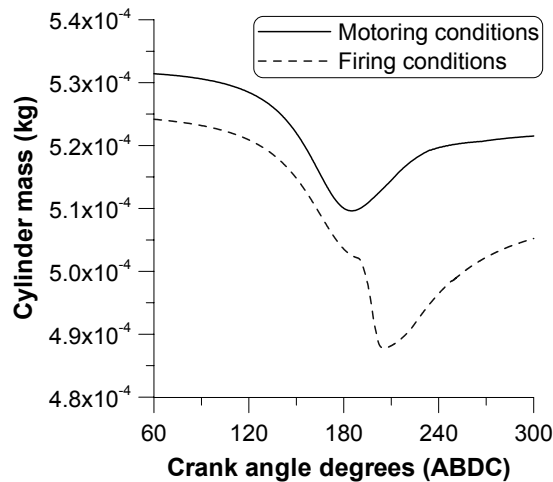
Η διαδικασία επίλυσης για το παράδειγμα του Σχήματος 6 έχει ως εξής:

1. Επιλύονται αρχικά οι Εξισώσεις (15),(16), οπότε και υπολογίζεται η συναλλαγή μάζας του κάθε διακένου.
2. Οι παροχές μάζας που έχουν βρεθεί («Βήμα 1») χρησιμοποιούνται για την εφαρμογή της εξίσωσης διατήρησης της μάζας κάθε διακένου (Εξισώσεις (17),(18)). Εφαρμόζεται πρώτα η Εξίσωση (17) για το πρώτο διάκενο, όπου εισέρχεται και η γνωστή πίεση του κυλίνδρου ($P_1=P_{cyl}$) και στη συνέχεια επιλύονται και οι υπόλοιπες δύο εξισώσεις διατήρησης για τα υπόλοιπα 2 διάκενα (Εξίσωση (18)), με οριακή συνθήκη του τρίτου διακένου $P_4=P_{3,D}=P_{crank}$.
3. Τα «Βήματα 1,2» επαναλαμβάνονται με χρήση υποχαλάρωσης (ίσης με 0.5) για τις πιέσεις και τις μάζες του αερίου των διακένων, αφού οι εξισώσεις που περιγράφουν το μηχανισμό της μεταφοράς μάζας στα διάκενα παρουσιάζεται ελαφρά πεπλεγμένος. Συνήθως τρεις με τέσσερις επαναλήψεις είναι αρκετές, ώστε να συγκλίνει αυτή η επαναληπτική διαδικασία.
4. Όταν συγκλίνει η επαναληπτική διαδικασία, η συναλλαγή μάζας του πρώτου διακένου με τον κύλινδρο εισέρχεται σαν όρος πηγής στις εξισώσεις του ρευστομηχανικού μοντέλου ($S_{\phi,cr}$), για τα γειτονικά κελιά από τα διάκενα. Υπάρχει ξεχωριστή διαχείριση του όρου πηγής αυτού, που εξαρτάται από το αν η ροή είναι από τον κύλινδρο προς το πρώτο διάκενο ή αντίστροφα και εφαρμόζονται αντίστοιχα οριακές συνθήκες εισόδου/εξόδου, όπως θα εξεταστεί στη συνέχεια.

Πρέπει να σημειωθεί ότι η παραπάνω διαδικασία («Βήματα 1-4») λαμβάνει χώρα μόνο στην αρχή κάθε χρονικού βήματος. Υπολογίζονται τότε όλοι οι όροι πηγής, οι οποίοι για τις επαναλήψεις του ίδιου χρονικού βήματος διατηρούνται σταθεροί. Σε δοκιμαστικές προσομοιώσεις που έγιναν δεν διαφάνηκε αισθητή διαφορά των υπολογιστικών αποτελεσμάτων, αν η ίδια διαδικασία γινόταν επιπλέον και στην αρχή της κάθε επανάληψης του εκάστοτε χρονικού βήματος. Για το λόγο αυτόν επιλέχθηκε να γίνεται εφαρμογή της διαδικασίας αυτής μόνο μια φορά στην αρχή του κάθε χρονικού βήματος, ώστε να μην αυξηθεί ο απαιτούμενος υπολογιστικός χρόνος.

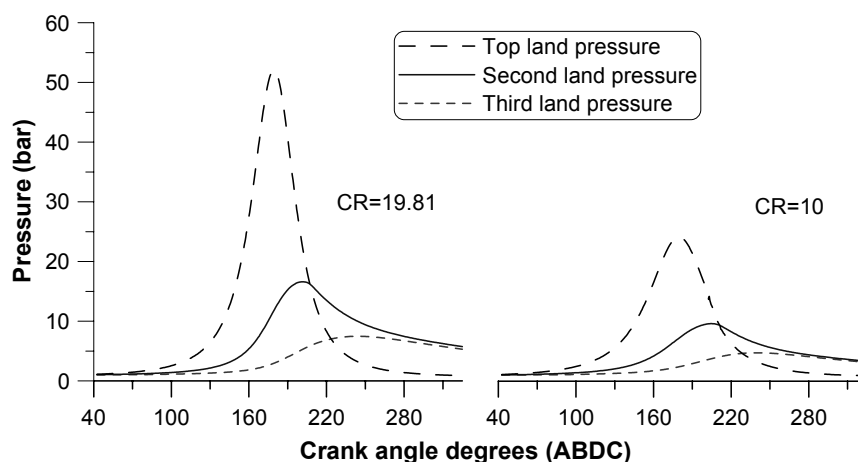
Με τη χρήση του μοντέλου των διακένων που αναπτύχθηκε, υπολογίζεται η μεταβολή της μάζας του αερίου στο εσωτερικό του κυλίνδρου, όπως φαίνεται χαρακτηριστικά στο παράδειγμα του Σχήματος 7, όπου παρατηρείται η μεταβολή αυτή κατά τον κλειστό κύκλο

λειτουργίας ενός κινητήρα Otto με ταχύτητα περιστροφής ίση με 600 rpm τόσο σε συνθήκες ετεροκίνησης όσο και με καύση (motoring/firing conditions), υπολογισμένη από το ρευστομηχανικό κώδικα. Στην περίπτωση που υπάρχει καύση το φαινόμενο μεταβολής της μάζας γίνεται πιο έντονο, αφού και η μεταβολή της πίεσης είναι μεγαλύτερη στον κύλινδρο.



Σχήμα 7. Μεταβολή της μάζας γομώσεως κατά τον κλειστό κύκλο λειτουργίας σε συνθήκες ετεροκίνησης και με καύση σε κινητήρα Otto

Πλέον, στο Σχήμα 8 φαίνεται η μεταβολή της πίεσης των διακένων στη διάρκεια του κλειστού κύκλου λειτουργίας σε κινητήρα Diesel με ταχύτητα περιστροφής ίση με 1500 rpm με αλλαγή του βαθμού συμπίεσης σε συνθήκες ετεροκίνησης. Οι υπολογισμένες τιμές που παρουσιάζονται είναι αντίστοιχες με αυτές που έχουν υπολογιστεί στις εργασίες [24,25], όπου έχει εφαρμοστεί ένα λεπτομερέστερο μοντέλο προσομοίωσης διακένων, που λαμβάνει υπόψιν του την κίνηση των ελατηρίων [24,25].



Σχήμα 8. Μεταβολή της πίεσης των διακένων σε συνθήκες ετεροκίνησης για δύο βαθμούς συμπίεσης σε κινητήρα Diesel

5.3.3.2 Όροι πηγής λόγω του νέου μοντέλου διακένων του εμβόλου

Οι όροι πηγής ($S_{\phi,cr}$), που εμφανίζονται στις εξισώσεις διατήρησης του ρευστομηχανικού κώδικα (βλέπε Κεφάλαιο 3) για τα γειτονικά κελιά των διακένων, φαίνονται στον παρακάτω Πίνακα 3, ανάλογα με το αν η μεταφορά μάζας γίνεται από τον κύλινδρο προς τα διάκενα (\dot{m}_{in}) ή το αντίστροφο (\dot{m}_{out}).

Πίνακας 3. Όροι πηγής (εισόδου/εξόδου) των εξισώσεων διατήρησης λόγω των διακένων

Εξίσωση διατήρησης	Όρος πηγής $S_{\phi,cr}$	
	Εισερχόμενη ροή στα διάκενα	Εξερχόμενη ροή από τα διάκενα
Συνέχειας (διόρθωση πίεσης)	$\dot{m}_{in} = \dot{m}_{cyl \rightarrow 1} \geq 0$	$\dot{m}_{out} = \dot{m}_{1 \rightarrow cyl} \leq 0$
u_1 -ορμής	–	–
u_2 -ορμής	–	–
u_3 -ορμής (αξονική)	$-\left \dot{m}_{in} w_{cr,in} \right $	$\left \dot{m}_{out} w_{cr,out} \right $
Τυρβώδους κινητικής ενέργειας	$-\left \dot{m}_{in} k_{cyl} \right $	$\left \dot{m}_{out} k_{cr} \right $
Ρυθμού καταστροφής τυρβώδους κινητικής ενέργειας	$-\left \dot{m}_{in} \epsilon_{cyl} \right $	$\left \dot{m}_{out} \epsilon_{cr} \right $
Ενθαλπίας	$-\left \dot{m}_{in} h_{cyl} \right $	$\left \dot{m}_{out} h_{cr} \right $
Συστατικού (i)	$-\left \dot{m}_{in} Y_{i,cyl} \right $	$\left \dot{m}_{out} Y_{cr} \right $

Όταν εισέρχεται μάζα στα διάκενα από τον κύλινδρο, χάνεται ένα μέρος της ποσότητας της γενικευμένης μεταβλητής (ϕ) από τα γειτονικά κελιά προς αυτά [21]. Γι' αυτόν το λόγο υπάρχει και το αρνητικό πρόσημο στους όρους πηγής στις περιπτώσεις αυτές (Πίνακας 3). Αντίθετα, κατά την είσοδο αερίου στον κύλινδρο από τα διάκενα, λόγω της αύξησης της μάζας των γειτονικών κελιών των διακένων, εμφανίζεται μια θετική ποσότητα στον όρο πηγής $S_{\phi,cr}$.

Οι όροι που έχουν το δείκτη “ cr ” στον Πίνακα 3 αναφέρονται στα μεγέθη των γειτονικών υπολογιστικών κελιών από τα διάκενα (δηλαδή σε συνθήκες κυλίνδρου). Οι ποσότητες με το δείκτη “ cr ” αναφέρονται σε μεγέθη που υπολογίζονται από τα χαρακτηριστικά του πρώτου διακένου, τα οποία δίνονται παρακάτω.

Για την αξονική ταχύτητα (εισόδου και εξόδου αντίστοιχα):

$$w_{cr,in} = \frac{\dot{m}_{in}}{\rho_{cyl} A_{cr}} \quad \text{και} \quad w_{cr,out} = \frac{\dot{m}_{out}}{\rho_{cr} A_{cr}}$$

Για την τυρβώδη κινητική ενέργεια (ο συντελεστής 0.05 είναι εμπειρική σταθερά [2]):

$$k_{cr} = 0.05 w_{cr,out}^2$$

Για το ρυθμό καταστροφής της τυρβώδους κινητικής ενέργειας (ο συντελεστής 0.07 έχει προκύψει από θεωρητικές μελέτες εισόδου ροών σε αγωγούς [41]):

$$\varepsilon_{cr} = \frac{C_{\mu}^{0.75} k_{cr}^{1.5}}{0.07 dr_{cr}}$$

Η ενθαλπία υπολογίζεται σύμφωνα με τη θερμοκρασία και τη σύσταση του αερίου του πρώτου διακένου (θερμοκρασία τοιχώματος):

$$h_{cr} = h(T_w, Y_{i,cr})$$

Για τα συστατικά μεταφέρεται η σύσταση του αερίου του πρώτου διακένου:

$$Y_{i,cr} = Y_{i,1}$$

Στις παραπάνω εξισώσεις, A_{cr} είναι η επιφάνεια του πρώτου διακένου που υπολογίζεται ως: $A_{cr} = \pi D dr_{cr}$ όπου D η διάμετρος του εμβόλου και dr_{cr} η στοιχειώδης ακτίνα των διακένων. Για τον υπολογισμό των συστατικών στα διάκενα, θεωρείται ότι γίνεται αδιαβατική ανάμιξη κατά τη συναλλαγή μάζας.

Η αποτίμηση του μοντέλου των διακένων που αναπτύχθηκε θα παρουσιαστεί σε επόμενο κεφάλαιο (Κεφάλαιο 8), όπου θα συγκριθούν υπολογιστικά αποτελέσματα με τα αντίστοιχα πειραματικά σε ποικίλα σημεία λειτουργίας, ώστε να φανεί η χρησιμότητα και η αξιοπιστία του. Ενώ η αποτίμηση του μοντέλου αυτού σε συνθήκες με καύση θα πραγματοποιηθεί στο Κεφάλαιο 9.

Βιβλιογραφία Κεφαλαίου 5

- [1] Rakopoulos CD, Kosmadakis GM, Pariotis EG. Investigation of piston bowl geometry and speed effects in a motored HSDI diesel engine using a CFD against a quasi-dimensional model. *Energy Convers Manage* 2010;51(3):470–84.
- [2] Reitz RD, Kuo T-W. Modeling of HC emissions due to crevice flows in premixed-charge engines. *Trans SAE, J Fuels Lubricants* 1989;98:922–39 [SAE Paper no. 892085].
- [3] Pariotis EG, Hountalas DT, Rakopoulos CD. Sensitivity analysis of multi-zone modeling for combustion and emissions formation in Diesel engines. SAE Paper no. 2006-01-1383; 2006.
- [4] Rakopoulos CD, Kosmadakis GM, Pariotis EG. Critical evaluation of current heat transfer models used in CFD in-cylinder engine simulations and establishment of a comprehensive wall-function formulation. *Appl Energy* 2010;87(5):1612–30.
- [5] Rakopoulos CD, Kosmadakis GM, Dimaratos AM, Pariotis EG. Investigating the effect of crevice flow on internal combustion engines using a new simple crevice model implemented in a CFD code. *Appl Energy* 2011;88(1):111–26.
- [6] Rakopoulos CD, Kosmadakis GM, Pariotis EG. Simulation of a motored internal combustion engine using an improved CFD code, In: Proc of the 23rd International Conference on Efficiency, Cost, Optimization, Simulation and Environmental Impact of Energy Systems (ECOS 2010), June 14–17 2010, Lausanne, Switzerland, paper #295.
- [7] Nuutinen M, Kaario O, Larmi M. Conjugate heat transfer in CI engine CFD simulations. SAE Paper no. 2008-01-0973; 2008.
- [8] Han Z, Reitz RD. A temperature wall function formulation for variable-density turbulent flows with application to engine convective heat transfer modeling. *Int J Heat Mass Transfer* 1997;40(3):613–25.
- [9] Nishiwaki K. Modeling engine heat transfer and flame-wall interaction. In: Proc of 4th Int Symposium on “Diagnostics and Modelling of Combustion in Internal Combustion Engines (COMODIA 1998)”, Kyoto, Japan, July 1998, pp. 35–44.
- [10] Launder BE, Spalding DB. The numerical computation of turbulent flows. *Computer Methods Appl Mechanics Eng* 1974;3(2):269–89.
- [11] Huh KY, Chang IP, Martin JK. A comparison of boundary layer treatments for heat transfer in IC engines. SAE Paper no. 900252; 1990.
- [12] Angelberger C, Poinso T, Delhaye B. Improving near-wall combustion and wall heat transfer modeling in SI engine computations. SAE Paper no. 972881; 1997.

- [13] Park HJ. Development of an in-cylinder heat transfer model with variable density effects on thermal boundary layers. Ph.D. Thesis, Univ Michigan, USA, 2009 (http://deepblue.lib.umich.edu/bitstream/2027.42/62428/1/heejun_1.pdf).
- [14] Kleemann AP, Gosman AD, Binder KB. Heat transfer in diesel engines: A CFD evaluation study. In: Proc of 5th Int Symposium on “Diagnostics and Modelling of Combustion in Internal Combustion Engines (COMODIA 2001)”, Nagoya, Japan, July 2001, pp. 123–31.
- [15] Nijeweme DJO, Kok JBW, Stone CR, Wyszynski L. Unsteady in-cylinder heat transfer in a spark ignition engine: Experiments and modeling. Proc Inst Mech Engrs, Part D, J Automobile Eng 2001;215(6):747–60.
- [16] Lawton B. Effect of compression and expansion on instantaneous heat transfer in reciprocating internal combustion engines. Proc Inst Mech Engrs, Part A, 1987;201:175–86.
- [17] Lin QZ, Yan FC, Gao XY, Chen ZH. Investigation on compression temperature field in a diesel combustion chamber. In: Proc of 2nd Int Symposium on “Diagnostics and Modelling of Combustion in Internal Combustion Engines (COMODIA 1990)”, Kyoto, Japan, September 1990, pp. 337–40.
- [18] Namazian M. Studies of combustion and crevice gas motion in a flow-visualization spark-ignition engine. Ph.D. Thesis, Massachusetts Institute of Technology, Dept. of Mechanical Engineering, Cambridge, MA, USA, 1981. (<http://dspace.mit.edu/handle/1721.1/15857>)
- [19] Namazian M, Heywood JB. Flow in the piston-cylinder-ring crevices of a spark-ignition engine: effect on hydrocarbon emissions, efficiency and power. Trans SAE (Section 1) 1982;91:261–88 [SAE Paper no. 820088].
- [20] Alkidas AC. Combustion-chamber crevices: the major source of engine-out hydrocarbon emissions under fully warmed conditions. Prog Energy Combust Sci 1999;25(3):253–73.
- [21] Reitz RD, Kuo T-W. Modeling of HC emissions due to crevice flows in premixed-charge engines. Trans SAE, J Fuels Lubricants 1989;98:922–39 [SAE Paper no. 892085].
- [22] Kouremenos DA, Rakopoulos CD, Hountalas DT, Kouremenos AD. The maximum compression pressure position relative to top dead centre as an indication of engine cylinder condition and blowby. Energy Convers Manage 1994;35(10):857–70.
- [23] Kuo T-W, Sellnau MC, Theobald MA, Jones JD. Calculation of flow in the piston-cylinder-ring crevices of a homogeneous-charge engine and comparison with experiment. SAE Paper no. 890838; 1989.

- [24] Tian T, Noordzij LB, Wong VW, Heywood JB. Modeling piston-ring dynamics, blowby, and ring-twist effects. *Trans ASME, J Eng Gas Turbines Power* 1998;120(4):843–54.
- [25] Rabute R, Tian T. Challenges involved in piston top ring designs for modern SI engines. *Trans ASME, J Eng Gas Turbines Power* 2001;123(2):448–59.
- [26] Chryssakis CA, Assanis DN, Kook S, Bae C. Effect of multiple injections on fuel-air mixing and soot formation in diesel combustion using direct flame visualization and CFD techniques. In *ASME Internal Combustion Engine Division 2005 Spring Technical Conference, ICES2005-1016, April 5-7, 2005, Chicago, IL, USA, 2005.*
- [27] Su H, Mosbach S, Kraft M, Bhave A, Kook S, Bae C. Two-stage fuel direct injection in a diesel fuelled HCCI engine. *SAE Paper no. 2007-01-1880; 2007.*
- [28] Laget O, Pacaud P, Perrin H. Cold start on low compression ratio diesel engine: experimental and 3D RANS computation investigations. *Oil Gas Sci Technol* 2009;64(3):407–29.
- [29] Kurbet SN, Kumar RK. Finite element modelling of piston-ring dynamics and blow-by estimation in a four-cylinder diesel engine. *Proc Inst Mech Engrs, Part D, J Automob Eng* 2007;221(11):1405–14.
- [30] Truscott R, Reid T, Ruddy B. Ring dynamics in a diesel engine and its effect on oil consumption and blowby. *SAE Paper no. 831282; 1983.*
- [31] Zhao JX, Lee CF. Modeling of blow-by in a small-bore high-speed direct-injection optically accessible diesel engine. *SAE Paper no. 2006-01-0649; 2006.*
- [32] Kouremenos DA, Rakopoulos CD, Kotsos KG. Phasing cylinder pressure to crank angle in a direct injection diesel engine, by simulation of compression curve and elaboration of measured pressure data. *Forschung im Ingenieurwesen* 1991;57(3):87–95.
- [33] Kouremenos DA, Rakopoulos CD, Kotsos KG. Simulation mathematique des pertes de gaz a la segmentation d' un moteur diesel (in French). *Entropie* 1993;174/175:51–60.
- [34] Aghdam EA, Kabir MM. Validation of a blowby model using experimental results in motoring condition with the change of compression ratio and engine speed. *Exp Thermal Fluid Sci* 2010;34(2):197–209.
- [35] Keribar R, Dursunkaya Z, Flemming MF. An integrated model of ring pack performance. *Trans ASME, J Eng Gas Turbines Power* 1991;113(3):382–9.
- [36] Richardson DE. Comparison of measured and theoretical inter-ring gas pressure on a diesel engine. *Trans SAE, J Engines* 1996;105:1910–23 [SAE Paper no. 961909].
- [37] Furuhashi S, Tada T. On the flow of gas through the piston-rings. 1st Report: The discharge coefficient and temperature of leakage gas. *Bulletin JSME* 1961;4(16):684–90.

- [38] Furuhashi S, Tada T. On the flow of gas through the piston-rings. 2nd Report: The character of gas leakage. Bulletin JSME 1961;4(16):691–8.
- [39] Min K, Cheng W, Heywood J. The effects of crevices on the engine-out hydrocarbon emissions in SI engines. SAE Paper no. 940306; 1994.
- [40] Dober GG, Watson HC. A wall sub-model in KIVA3 for the prediction of transient exhaust HC concentrations. Combust Theory Modelling 2007;11(2):165–85.
- [41] Yakhot A, Orszag SA. Numerical simulation of turbulent flow in the inlet region of a smooth pipe. J Scientific Computing 1993;8(2):111–21.

6. ΑΝΑΠΤΥΞΗ ΜΟΝΤΕΛΟΥ ΚΑΥΣΗΣ ΥΔΡΟΓΟΝΟΥ ΣΕ ΚΙΝΗΤΗΡΑ ΟΤΤΟ

6.1 Εισαγωγή

Στο κεφάλαιο αυτό θα παρουσιαστεί το μοντέλο καύσης που αναπτύχθηκε στην παρούσα Διδακτορική Διατριβή, το οποίο αποτελεί συνδυασμό κάποιων υπομοντέλων που χρησιμοποιούνται για την περιγραφή της καύσης διάφορων καυσίμων σε κινητήρες Otto. Ο τρόπος όμως που υπολογίζει το ρυθμό αντίδρασης του κάθε συστατικού σε κάθε χρονική στιγμή και η εφαρμογή του σε κινητήρα υδρογόνου το κάνουν να έχει κάποια στοιχεία πρωτοτυπίας. Συγκεκριμένα, η προσέγγιση του μοντέλου που αναπτύχθηκε, για τον τρόπο που διαδίδεται το μέτωπο της προαναμεμιγμένης φλόγας (premixed flame propagation) και για τον υπολογισμό του ρυθμού καύσης (reaction rate) στα υπολογιστικά κελιά που περικλείονται από τη φλόγα, είναι αρκετά διαφορετικός από τα αντίστοιχα μοντέλα, που περιλαμβάνονται σε εμπορικούς και ερευνητικούς κώδικες.

Σαν γενικά χαρακτηριστικά του μοντέλου αξίζει να αναφερθούν ότι περιλαμβάνει πρόσφατες εκφράσεις για τον υπολογισμό της στρωτής ταχύτητας της φλόγας (laminar flame speed) του υδρογόνου, οι οποίες διερευνήθηκαν, με σκοπό να επιλεγεί η πιο αξιόπιστη και να ενσωματωθεί στο ρευστομηχανικό κώδικα. Η πραγματική ταχύτητα της φλόγας ενός προαναμεμιγμένου μίγματος, που ουσιαστικά παρατηρείται μετά την έναυση σε έναν θάλαμο καύσης ενός κινητήρα Otto, είναι η τυρβώδης ταχύτητα της φλόγας (turbulent flame speed), η οποία σχετίζεται με τη στρωτή και η έκφρασή της είναι πιο πολύπλοκη και περιλαμβάνει περισσότερες παραμέτρους. Οι δύο αυτές εκφράσεις χρησιμοποιούνται για τον υπολογισμό της ταχύτητας της φλόγας σε κάθε χρονική στιγμή της περιόδου της καύσης (έναυση και τυρβώδης διάδοση της φλόγας) και σε κάθε κελί του υπολογιστικού πλέγματος του κυλίνδρου κινητήρων Otto.

Με τον τρόπο αυτόν διακρίνονται τα κελιά όπου έχει φτάσει η φλόγα, στα οποία υπολογίζεται έπειτα ο ρυθμός αντίδρασης των εννέα συστατικών που λαμβάνονται υπόψη (H_2 , O_2 , N_2 , H_2O , H , O , N , OH και NO). Οι ρυθμοί αντίδρασης υπολογίζονται με τη χρήση ενός υπομοντέλου που βασίζεται στο χαρακτηριστικό χρόνο αντίδρασης (characteristic conversion time-scale). Σύμφωνα με αυτό, υπολογίζεται μια κλίμακα χρόνου, που εξαρτάται

από το στρωτό χρόνο αντίδρασης (laminar conversion time) και τον τυρβώδη χρόνο ανάμιξης (turbulent mixing time), και καθορίζει το ποσοστό της χημικής ισορροπίας (chemical equilibrium) που έχει φτάσει το μίγμα αερίων σε ένα προκαθορισμένο χρονικό βήμα. Επομένως, με την εύρεση των τιμών της χημικής ισορροπίας των συστατικών μπορεί στη συνέχεια να υπολογιστεί ο ρυθμός αντίδρασης του κάθε συστατικού.

Γίνεται αντιληπτό, ότι οι φυσικές και χημικές διεργασίες της καύσης σε κινητήρες Otto διαφέρουν από τις αντίστοιχες σε κινητήρες Diesel και HCCI. Για παράδειγμα, για τη μελέτη της προαναμεμιγμένης διάδοσης της φλόγας σε κινητήρες Otto, όπου η έναυση γίνεται σε προκαθορισμένο χρονικό σημείο (spark-timing), είναι αναγκαία η γνώση της ταχύτητας που διαδίδεται το μέτωπο της φλόγας, το οποίο σχετίζεται με τη στρωτή ταχύτητα της φλόγας. Αντίθετα, η ιδιότητα του καυσίμου αυτή δεν χρησιμοποιείται για τη διερεύνηση φαινομένων καύσης σε κινητήρες Diesel και HCCI. Πιο συγκεκριμένα, στους κινητήρες Diesel σημαντικό χαρακτηριστικό για τον έλεγχο της καύσης είναι η ανάμιξη του αέρα και του καυσίμου και η αυτανάφλεξη του μίγματος (auto-ignition) με μέγεθος ιδιάζουσας σημασίας την καθυστέρηση ανάφλεξης (ignition delay) (ή αλλιώς καθυστέρηση αυτανάφλεξης) [1], στους δε κινητήρες HCCI σημαντικό ρόλο παίζει ο μηχανισμός της χημικής κινητικής των συστατικών που λαμβάνονται υπόψιν [2].

Στη συνέχεια θα παρουσιαστεί το μοντέλο καύσης που αναπτύχθηκε και θα αναλυθούν οι λεπτομέρειές του, όπως εφαρμόζεται σε κινητήρες Otto για την προσομοίωση των φαινομένων καύσης με καύσιμο το υδρογόνο. Τα διάφορα υπομοντέλα που το απαρτίζουν θα επεξηγηθούν, ενώ θα δικαιολογηθεί η τελική επιλογή τους σε σχέση με άλλα παρόμοια που μπορούν να βρεθούν στη βιβλιογραφία.

6.2 Στρωτή ταχύτητα της φλόγας

6.2.1 Εισαγωγή

Ένα βασικό μέγεθος που χρησιμοποιείται στο μοντέλο που αναπτύχθηκε είναι η στρωτή ταχύτητα της φλόγας. Αυτή αποτελεί τη σταθερή (steady-state) ταχύτητα (σε m/s) που διαδίδεται το μέτωπο της φλόγας σε έναν θάλαμο καύσης, όπου επικρατεί στρωτό πεδίο ταχυτήτων (ή κατά προτίμηση μηδενικό), σε συγκεκριμένες συνθήκες πίεσης, θερμοκρασίας (του ακαύστου μίγματος) και σύστασης. Το μέγεθος αυτό αποτελεί ιδιότητα του κάθε καυσίμου (ή μίγμα καυσίμων) και χαρακτηρίζει το ρυθμό καύσης του σε συγκεκριμένες συνθήκες, όπου για την έναυση χρησιμοποιείται κάποιος ελεγχόμενος τρόπος (συνήθως σπινθηριστής).

Σχετικά με τη διερεύνηση της στρωτής ταχύτητας φλόγας ενός καυσίμου, έχουν γίνει ποικίλες πειραματικές μετρήσεις, συμπεριλαμβανομένου και του υδρογόνου [3-10]. Οι περισσότερες σχετικές εργασίες επικεντρώνονται:

- Στην κατανόηση του μηχανισμού της (στρωτής) καύσης σε ένα εύρος συνθηκών (πίεσης, θερμοκρασίας κτλ.).
- Στην ποσοτικοποίηση της ταχύτητας διάδοσης της φλόγας σε ελεγχόμενες συνθήκες (με ελεγχόμενη έναυση του μίγματος).
- Στην εύρεση της τάσης της φλόγας (flame stretch) και υπό ποιές συνθήκες αυτή ευνοείται.
- Στην εύρεση αναλυτικών εκφράσεων, οι οποίες να περιγράφουν τη στρωτή ταχύτητα της φλόγας σε συνάρτηση της πίεσης, θερμοκρασίας και σύστασης.

Περισσότερες λεπτομέρειες σχετικά με τις πειραματικές διατάξεις και τον τρόπο υπολογισμού της στρωτής ταχύτητας της φλόγας μπορούν να βρεθούν στις εργασίες [11-13], ενώ δεν θα γίνει περαιτέρω διερεύνηση των τεχνικών μέτρησης του μεγέθους αυτού, καθώς στην παρούσα Διδακτορική Διατριβή το άμεσο ενδιαφέρον βρίσκεται στη μοντελοποίηση των φυσικών και χημικών διεργασιών της καύσης. Για το λόγο αυτόν χρήσιμη είναι η εύρεση μιας αναλυτικής έκφρασης της στρωτής ταχύτητας της φλόγας, που βασίζεται σε πειραματικά δεδομένα, να μπορεί να τα αναπαράγει και να μπορεί εύκολα να ενσωματωθεί στο μοντέλο καύσης.

Οι περισσότερες εκφράσεις της στρωτής ταχύτητας της φλόγας για οποιοδήποτε καύσιμο δίνονται από την παρακάτω γενική σχέση [14], η οποία μπορεί εύκολα να εφαρμοστεί σε κάποιο μοντέλο καύσης:

$$u_1 = u_{10} \left(\frac{T_u}{T_0} \right)^\alpha \left(\frac{P}{P_0} \right)^\beta (1 - \gamma f) \quad (1)$$

όπου u_{10} η στρωτή ταχύτητα σε συνθήκες αναφοράς (P_0, T_0), T_u η θερμοκρασία του ακαύστου μίγματος (unburned gas temperature), P η πίεση του μίγματος, α, β, γ συντελεστές της θερμοκρασίας, πίεσης και κατάλοιπου καυσαερίου από τον προηγούμενο κύκλο λειτουργίας (ή ενδεχομένως ανακυκλοφορούμενο καυσαέριο) αντίστοιχα, ενώ f η κατ' όγκο σύσταση του παραμένοντος καυσαερίου στην αρχή της συμπίεσης (residual gas fraction) [11].

Για να μπορούν να συγκριθούν τα πειραματικά αποτελέσματα που αφορούν το ίδιο καύσιμο μεταξύ τους, καθώς και οι υπολογισμένες τιμές της στρωτής ταχύτητας της φλόγας (Εξίσωση (1)) καλό θα είναι οι τιμές της ταχύτητας να μην περιλαμβάνουν την τάση της φλόγας, δηλαδή να έχουν υποστεί κάποια διόρθωση, ώστε να έχει απομονωθεί το φαινόμενο αυτό. Η τάση αυτή επηρεάζει διαφορετικά τα φαινόμενα καύσης ανάλογα με τις

συνθήκες πίεσης, θερμοκρασίας και σύστασης που επικρατούν. Πρέπει να επισημανθεί, ότι με τον όρο τάση της φλόγας, εννοείται ένα σύνολο παραμέτρων που απομακρύνουν τη μορφή της φλόγας από την ιδανική (σφαιρική διάδοση φλόγας) και περιλαμβάνουν μια σειρά από μηχανισμούς αστάθειας, οι οποίοι ενδεικτικά αναφέρονται παρακάτω [11]:

- Υδροδυναμική αστάθεια (ή αστάθεια Darrieus–Landau), λόγω της ασυνέχειας των πυκνοτήτων του καμένου και άκαυστου μίγματος ($\rho_u \rightarrow \rho_b$).
- Βαρυτική αστάθεια (ή αστάθεια Rayleigh–Taylor), λόγω των διαφορετικών βαρυτικών δυνάμεων που ασκούνται στα ρευστά που έχουν διαφορετική πυκνότητα (ρ_u, ρ_b).
- Λόγω διαφορετικών συντελεστών διάχυσης (θερμικής και μάζας) μεταξύ του καμένου και άκαυστου αερίου. Ο λόγος των συντελεστών αυτών δίνουν τον αριθμό Lewis (Lewis number). Αν η τιμή του αριθμού αυτού είναι διαφορετική της μονάδας, προκαλούνται αστάθειες στο μέτωπο της φλόγας, επιταχύνοντας ή επιβραδύνοντάς την.

Όλοι οι παραπάνω μηχανισμοί συνεισφέρουν ταυτόχρονα στη δημιουργία της τάσης της φλόγας, η οποία μπορεί είτε να μεγαλώνει το μέτωπο της φλόγας (θετική τάση) είτε να το μικραίνει (αρνητική τάση), οπότε αντίστοιχα αυξάνεται ή μειώνεται η τιμή της στρωτής ταχύτητας της φλόγας (της μη διορθωμένης ταχύτητας). Η γενική σχέση που εκφράζει την τάση της φλόγας (a) δίνεται από την Εξίσωση (2) [11].

$$a = \frac{1}{A} \frac{dA}{dt} \quad (2)$$

όπου A η επιφάνεια του μετώπου της φλόγας.

Από την Εξίσωση (2) προκύπτει, ότι στην περίπτωση μηδενικής τάσης (a), η επιφάνεια της φλόγας (A) αυξάνει γραμμικά με το χρόνο (t), που αποτελεί μια προϋπόθεση εξ ορισμού της στρωτής ταχύτητας της φλόγας.

Στην επόμενη υπο-παράγραφο θα παρουσιαστεί η στρωτή ταχύτητα της φλόγας του υδρογόνου και θα διερευνηθούν ορισμένα χαρακτηριστικά του συγκεκριμένου καυσίμου.

6.2.2 Αναλυτική έκφραση στρωτής ταχύτητας της φλόγας του υδρογόνου

Για την εύρεση μιας αναλυτικής σχέσης της στρωτής ταχύτητας της φλόγας του υδρογόνου, αντίστοιχη της Εξίσωσης (1), εφαρμόζονται δύο μεθοδολογίες:

- Πειραματική διερεύνηση [14-19].
- Μοντέλα χημικής κινητικής [20-22].

Όσον αφορά τη δεύτερη μεθοδολογία, χρησιμοποιούνται κώδικες μονοδιάστατης ανάλυσης αντιδράσεων με χημική κινητική με τη χρήση ενός από τους πολλούς μηχανισμούς που είναι διαθέσιμοι για το υδρογόνο [20-22], με σκοπό τον υπολογισμό της στρωτής ταχύτητας της φλόγας χωρίς τάση φλόγας (stretch-free). Όμως, το μοντέλο καύσης που αναπτύχθηκε στην παρούσα Διδακτορική Διατριβή απαιτεί τις τιμές της στρωτής ταχύτητας της φλόγας που περιλαμβάνει την τάση. Επομένως, γίνεται αντιληπτό, ότι στην περίπτωση που συμπεριλαμβανόταν μια αναλυτική έκφραση που έχει προκύψει από τη χρήση της χημικής κινητικής, θα έπρεπε να προστεθούν τα φαινόμενα της τάσης της φλόγας με μια επιπλέον έκφραση, η οποία δυστυχώς τις περισσότερες φορές περιλαμβάνει και διορθωτικούς συντελεστές, όπως η έκφραση που αναλύεται στην εργασία [23]. Για το λόγο αυτό χρησιμοποιήθηκε μια σχέση της στρωτής ταχύτητας της φλόγας, η οποία να περιέχει εκ των προτέρων την τάση της φλόγας στην έκφρασή της, με σκοπό η προσομοίωση να γίνει πιο άμεση.

Σχετικά με την πρώτη μέθοδο, υπάρχουν πολλές πειραματικές εργασίες που εξετάζουν την ιδιότητα της στρωτής ταχύτητας της φλόγας υδρογόνου σε συνθήκες περιβάλλοντος. Κάποιες από αυτές διορθώνουν τις τιμές της ταχύτητας, ώστε να λαμβάνουν υπόψιν και την τάση της φλόγας [10,13], ενώ σε άλλες δεν υφίσταται αυτή η διόρθωση [15,16]. Αντίθετα, παρόμοιες εργασίες σε υψηλές πιέσεις και θερμοκρασίες, που σχετίζονται περισσότερο με τις πραγματικές συνθήκες λειτουργίας εμβολοφόρων ΜΕΚ, συναντώνται σπάνια, διότι η αστάθεια της φλόγας σε τέτοιες συνθήκες είναι αυξημένη, πράγμα που κάνει δύσκολη την αξιόπιστη μέτρηση της ταχύτητας [11]. Στον Πίνακα 1 φαίνονται ορισμένες αντιπροσωπευτικές πειραματικές εργασίες με μετρήσεις σε υψηλή θερμοκρασία ή/και πίεση, καθώς και τα σχετικά τους εύρη συνθηκών, που περιέχουν την επιρροή της τάσης της φλόγας.

Πίνακας 1. Αντιπροσωπευτικές πειραματικές εργασίες για τη μέτρηση της στρωτής ταχύτητας φλόγας του υδρογόνου, που περιέχουν την επιρροή της τάσης της φλόγας

Πειραματική εργασία	Λόγος ισοδυναμίας	Εύρος θερμοκρασίας (K)	Εύρος πίεσης
Milton και Keck [14]	$\varphi = 1$	$300 \leq T_u \leq 550$	$0.5 \leq P \leq 7 \text{ atm}$
Liu και MacFarlane [15]	$0.23 \leq \varphi \leq 1.9$	$296 \leq T_u \leq 523$	$P = 1 \text{ atm}$
Iijima και Takeno [17]	$0.5 \leq \varphi \leq 4$	$291 \leq T_u \leq 500$	$0.5 \leq P \leq 25 \text{ atm}$
Verhelst [11]	$0.3 \leq \varphi \leq 1$	$300 \leq T_u \leq 430$	$1 \leq P \leq 10 \text{ bar}$
Gerke και συνεργάτες [18]	$0.4 \leq \varphi \leq 2.5$	$350 \leq T_u \leq 700$	$5 \leq P \leq 45 \text{ bar}$

Από τις πειραματικές εργασίες του Πίνακα 1 έχουν προκύψει αλγεβρικές εκφράσεις της στρωτής ταχύτητας της φλόγας, που ισχύουν με ικανοποιητική ακρίβεια σε ένα συγκεκριμένο εύρος πίεσης, θερμοκρασίας και σύστασης, ενώ περιλαμβάνουν την τάση της φλόγας. Οι εκφράσεις αυτές μπορούν να προσαρμοστούν σε οποιοδήποτε μοντέλο καύσης για την προσομοίωση εμβολοφόρων ΜΕΚ [19].

Για την επιλογή της κατάλληλης έκφρασης για να ενσωματωθεί στο μοντέλο καύσης που αναπτύχθηκε, διερευνήθηκαν αναλυτικές σχέσεις που περιλαμβάνουν την επίδραση της τάσης της φλόγας και έχουν προκύψει από πειραματικές μετρήσεις (Πίνακας 1). Επιπρόσθετα, είναι επιθυμητό η αναλυτική σχέση που θα χρησιμοποιηθεί να έχει εξαχθεί από ένα μεγάλο εύρος πιέσεων/θερμοκρασιών/σύστασης, που να πλησιάζει τις συνθήκες που επικρατούν στον κύλινδρο κατά την περίοδο της καύσης [4,24]. Από τις διαθέσιμες που πληρούν τις παραπάνω προϋποθέσεις (Πίνακας 1), παρατηρείται ότι η έκφραση των:

- Milton και Keck [14], αντιστοιχεί μόνο σε στοιχειομετρική λειτουργία και σπάνια χρησιμοποιείται σε μοντέλα προσομοίωσης.
- Liu και MacFarlane [15], αντιστοιχεί μόνο σε ατμοσφαιρική πίεση, ενώ έχει αποδειχθεί στην εργασία [11] ότι η στρωτή ταχύτητα της φλόγας του υδρογόνου εξαρτάται σε κάποιο βαθμό από την πίεση.

Για τους λόγους αυτούς οι δύο παραπάνω εκφράσεις κρίνονται ακατάλληλες να χρησιμοποιηθούν στο μοντέλο καύσης που αναπτύχθηκε, καθώς αντιστοιχούν σε ένα περιορισμένο εύρος λειτουργίας, παρόλο που οι αναλυτικές εκφράσεις τους μπορούν να επεκταθούν και να εφαρμοστούν εκτός των ορίων ισχύος τους (πίεσης, θερμοκρασίας, σύστασης) και να προκύψουν και πάλι φυσικά σωστές τιμές αλλά όχι αξιόπιστες.

Από τις υπόλοιπες τρεις εργασίες του Πίνακα 1 έχουν προκύψει και ισάριθμες αναλυτικές σχέσεις, που παρουσιάζουν ικανοποιητικά εύρη του λόγου ισοδυναμίας, της πίεσης και της θερμοκρασίας, ενώ η έκφραση των Gerke και συνεργατών [18] φαίνεται να πλεονεκτεί των υπολοίπων, λόγω κυρίως του μεγαλύτερου εύρους θερμοκρασίας της. Οι αναλυτικές σχέσεις που εκφράζουν τη στρωτή ταχύτητα της φλόγας των τριών αυτών εργασιών [11,17,18] παρουσιάζονται παρακάτω, ενώ για την έκφραση των Iijima και Takeno [17] που δεν λαμβάνει υπόψιν της την επιρροή της παραμένουσας μάζας καυσαερίων από τον προηγούμενο κύκλο λειτουργίας, έχει προστεθεί η αντίστοιχη έκφραση του Verhelst [11], η οποία είναι και η μοναδική αξιόπιστη που μπορεί να βρεθεί στη βιβλιογραφία για το συγκεκριμένο μέγεθος [24].

Έκφραση των Iijima και Takeno [17] (ισχύει για $0.5 \leq \phi \leq 4$, $291 \leq T_u \leq 500 K$ και $0.5 \leq P \leq 25 atm$):

$$u_i = u_{i0} \left[1 + \beta \log \left(\frac{P}{P_0} \right) \right] \left(\frac{T_u}{T_0} \right)^\alpha (1 - \gamma f)$$

$$u_{i0} = 2.98 - (\varphi - 1.7)^2 + 0.32(\varphi - 1.7)^3$$

$$\alpha = 1.54 + 0.026(\varphi - 1)$$

$$\beta = 0.43 + 0.003(\varphi - 1)$$

$$\gamma = 2.715 - 0.5\varphi$$

$$P_0 = 1 \text{ atm} \quad , \quad T_0 = 291 \text{ K}$$

Έκφραση του Verhelst [11] (ισχύει για $0.3 \leq \varphi \leq 1$, $300 \leq T_u \leq 430 \text{ K}$ και $1 \leq P \leq 10 \text{ bar}$):

$$u_i = u_{i0} \left(\frac{T_u}{T_0} \right)^\alpha \left(\frac{P}{P_0} \right)^\beta (1 - \gamma f)$$

$$u_{i0} = -4.77\varphi^3 + 8.65\varphi^2 - 0.394\varphi - 0.296$$

$$\alpha = 1.232$$

$$\beta = \begin{cases} 2.9\varphi^3 - 6.69\varphi^2 + 5.06\varphi - 1.16 & \varphi < 0.6 \\ 0.0246\varphi + 0.0781 & \varphi \geq 0.6 \end{cases}$$

$$\gamma = 2.715 - 0.5\varphi$$

$$P_0 = 5 \text{ bar} \quad , \quad T_0 = 365 \text{ K}$$

Έκφραση των Gerke και συνεργατών [18] (ισχύει για $0.4 \leq \varphi \leq 2.5$, $350 \leq T_u \leq 700 \text{ K}$ και $10 \leq P \leq 45 \text{ bar}$):

$$u_i = u_{i0} \left(\frac{T_u}{T_0} \right)^\alpha \left(\frac{P}{P_0} \right)^\beta (1 - \gamma f)$$

$$u_{i0} = \begin{cases} 0.25\varphi^6 - 3.4774\varphi^5 + 18.498\varphi^4 - 46.525\varphi^3 + 52.317\varphi^2 - 13.976\varphi + 1.2994 & \varphi \leq 2.5 \\ 10.41096 - 1.272384(\varphi - 2.5) & \varphi > 2.5 \end{cases}$$

$$\alpha = 0.0163 \left(\frac{1}{\varphi} \right) + 2.2937$$

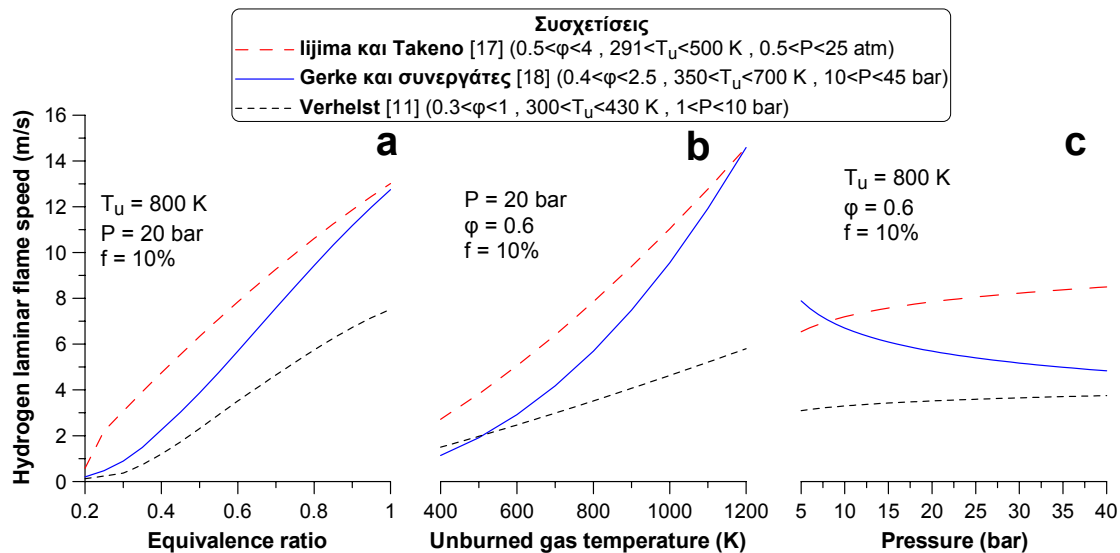
$$\beta = 0.2037 \left(\frac{1}{\varphi} \right) - 0.575$$

$$\gamma = 2.715 - 0.5\varphi$$

$$P_0 = 20 \text{ bar} \quad , \quad T_0 = 600 \text{ K}$$

Πρέπει να αναφερθεί, ότι η εφαρμογή των παραπάνω σχέσεων σε συνθήκες λειτουργίας εκτός του εύρους απ' όπου έχουν προκύψει, μπορεί να γίνει και να υπολογιστούν φυσικά σωστές λύσεις, αυξάνοντας όμως την αβεβαιότητα της υπολογισμένης τιμής. Στη συνέχεια, θα εξεταστούν οι τρεις παραπάνω εκφράσεις με περισσότερη λεπτομέρεια, μελετώντας τις τιμές που προκύπτουν από την εφαρμογή τους, με σκοπό την επιλογή της πιο κατάλληλης για χρήση στο μοντέλο καύσης του υδρογόνου. Το Σχήμα 1 δείχνει ενδεικτικά τις υπολογισμένες τιμές της στρωτής ταχύτητας της φλόγας του υδρογόνου με τη χρήση των

τριών προαναφερθέντων εκφράσεων. Οι συνθήκες εφαρμογής είναι παραπλήσιες με αυτές των κινητήρων Otto με καύσιμο υδρογόνο, ενώ η κατ' όγκο σύσταση του παραμένουτος καυσαερίου από τον προηγούμενο κύκλο λειτουργίας ισούται με 10%, που είναι ρεαλιστική τιμή κινητήρων υδρογόνου στην περίπτωση που δεν εφαρμόζεται ανακυκλοφορία καυσαερίων (EGR) [25].



Σχήμα 1. Επίδραση του (α): λόγου ισοδυναμίας, (β): θερμοκρασίας του άκαυστου μίγματος, (γ): πίεσης, στη στρωτή ταχύτητα της φλόγας του υδρογόνου με τη χρήση τριών εκφράσεων (Πίνακας 1) σε συνθήκες παραπλήσιες με αυτές των κινητήρων Otto

Η έκφραση των Iijima και Takeno [17] έχει εξαχθεί κάτω από συνθήκες, όπου η φλόγα βρίσκεται σε ασταθή κατάσταση, ενώ παρουσιάζεται επίσης τεταμένη, όπως περιγράφεται με λεπτομέρεια στην εργασία [26]. Για το λόγο αυτόν παρατηρούνται υψηλές τιμές της ταχύτητας της φλόγας (Σχήμα 1a-c). Αντίθετα, η έκφραση του Verhelst [11] υπολογίζει χαμηλές τιμές της στρωτής ταχύτητας της φλόγας υδρογόνου, τόσο για μεταβολές του λόγου ισοδυναμίας (Σχήμα 1a) όσο και της πίεσης (Σχήμα 1c), ενώ το γεγονός αυτό επαληθεύεται μόνο για θερμοκρασίες υψηλότερες των 500 K (Σχήμα 1b). Στο Σχήμα 1c παρατηρείται ότι για πίεση χαμηλότερη του εύρους ισχύος της έκφρασης των Gerke και συνεργατών [18] (10 bar) υπολογίζεται μια ξαφνική αύξηση της στρωτής ταχύτητας. Γενικά, η στρωτή ταχύτητα της φλόγας μεταβάλλεται περισσότερο με τη μεταβολή του λόγου ισοδυναμίας και της θερμοκρασίας, ενώ η επίδραση της πίεσης είναι αρκετά μικρότερη.

Συμπερασματικά, παρατηρείται μια ευρεία διασπορά των τιμών καθώς μεταβάλλονται οι παράμετροι από τις οποίες εξαρτάται η στρωτή ταχύτητα της φλόγας, παρόλο που και οι τρεις εκφράσεις έχουν εξαχθεί για περιπτώσεις που λαμβάνουν υπόψιν την τάση της φλόγας. Για παράδειγμα, για λόγο ισοδυναμίας ίσο με 0.5 (Σχήμα 1a) οι υπολογισμένες τιμές κυμαίνονται από περίπου 2.4 έως 6.5 m/s, για θερμοκρασία του ακαύστου μίγματος

ίση με 800 K (Σχήμα 1b) οι υπολογισμένες τιμές κυμαίνονται από περίπου 3.5 έως 7.5 m/s, ενώ σημαντική επίσης είναι και η διασπορά για πίεση ίση με 15 bar (Σχήμα 1c), όπου οι υπολογισμένες τιμές κυμαίνονται από περίπου 3 έως 7 m/s.

Στο μοντέλο καύσης που αναπτύχθηκε, αποφασίστηκε να μην χρησιμοποιηθεί η έκφραση των Iijima και Takeno [17], αφού δεν λαμβάνει υπόψιν της κάποια χαρακτηριστικά της στρωτής ταχύτητας της φλόγας που ευρέθησαν πρόσφατα [12], όπως η ύπαρξη της ασταθούς περιοχής της [27], με αποτέλεσμα οι υπολογισμένες της τιμές να είναι σημαντικά αυξημένες.

Οι υπόλοιπες δύο εκφράσεις [11,18] χρησιμοποιήθηκαν με επιτυχία στο μοντέλο καύσης που αναπτύχθηκε, έχοντας παρόμοια υπολογιστικά αποτελέσματα, ύστερα από την απαραίτητη ρύθμιση ενός διορθωτικού συντελεστή σε ένα σημείο λειτουργίας, όπως θα παρουσιαστεί σε επόμενο κεφάλαιο. Πρέπει να επισημανθεί ότι οι τιμές των δύο αυτών εκφράσεων είναι παραπλήσιες για χαμηλούς λόγους ισοδυναμίας και θερμοκρασίες, καθώς και για υψηλές πιέσεις. Σε επόμενο κεφάλαιο (Κεφάλαιο 9) θα παρουσιαστούν συγκριτικά αποτελέσματα προσομοίωσης με τη χρήση των δύο αυτών εκφράσεων και θα συγκριθούν με διαθέσιμα πειραματικά αποτελέσματα, με τελικό σκοπό να τεκμηριωθεί η τελική επιλογή μίας εκ των δύο εκφράσεων.

6.3 Τυρβώδης ταχύτητα της φλόγας

6.3.1 Εισαγωγή

Όπως αναφέρθηκε παραπάνω, η στρωτή ταχύτητα της φλόγας αντιστοιχεί στη μονοδιάστατη μόνιμη ταχύτητα της φλόγας σε μίγμα αέρα-καυσίμου που βρίσκεται αρχικά σε ακινησία. Βέβαια, στο εσωτερικό του θαλάμου καύσης εμβολοφόρων ΜΕΚ, το ρευστό δεν είναι ποτέ ακίνητο, ούτε ακόμα και στο άνω νεκρό σημείο, όπου συνήθως παρατηρούνται οι χαμηλότερες τιμές των ταχυτήτων του ρευστού. Επομένως, η φλόγα προανάμιξης που συναντάται σε κινητήρες Otto με καύσιμο το υδρογόνο θα έχει ταχύτητα μεγαλύτερη ή ίση με την ταχύτητα της στρωτής φλόγας σε κάθε χρονική στιγμή [28], ανάλογα με τις συνθήκες που επικρατούν.

Η πραγματική ταχύτητα της φλόγας ενός προαναμεμιγμένου μίγματος, που ουσιαστικά παρατηρείται μετά την έναυσή του σε έναν θάλαμο καύσης ενός κινητήρα Otto, είναι η τυρβώδης, η οποία σχετίζεται με τη στρωτή, όπως θα φανεί στη συνέχεια. Υπάρχουν αρκετές πειραματικές και υπολογιστικές εργασίες για την κατανόηση της ταχύτητας εξάπλωσης της φλόγας διάφορων καυσίμων [29-34] και για το πώς η ταχύτητα αυτή

επηρεάζεται από κρίσιμες παραμέτρους, όπως την πίεση, τη θερμοκρασία, την ένταση της τύρβης, τη σύσταση, τον αριθμό Lewis κτλ. Ένας από τους σκοπούς των εργασιών αυτών είναι και η εύρεση εκφράσεων της τυρβώδους ταχύτητας της φλόγας (σε συνάρτηση της στρωτής), που να μπορούν σε ικανοποιητικό βαθμό να εφαρμοστούν σε κώδικες προσομοίωσης [28,31,35-38].

Η πιο απλή έκφραση που μπορεί να χρησιμοποιηθεί για την περιγραφή της τυρβώδους ταχύτητας της φλόγας ενός καυσίμου, είναι αυτή του Damköhler [39], η οποία δίνεται από την Εξίσωση (3).

$$u_t = u_i + u' \quad (3)$$

όπου u' είναι η rms τυρβώδης ταχύτητα που δίνεται από τη σχέση: $u' = \sqrt{2k/3}$ (ή αλλιώς ένταση της τύρβης) και u_i η τεταμένη στρωτή ταχύτητα της φλόγας.

Η έκφραση αυτή είναι αρκετά απλή και μπορεί να δώσει ενδεικτικά κάποια τάξη μεγέθους της τυρβώδους ταχύτητας. Βέβαια, έχει αποδειχτεί ότι για λεπτομερείς υπολογισμούς καλό είναι να αποφεύγεται, αφού δεν λαμβάνει υπόψιν της κάποιες επιπλέον παραμέτρους, όπως την επιρροή της πίεσης [35] και του αριθμού Lewis [40].

Η παραπάνω σχέση (Εξίσωση (3)) ανήκει σε μια ευρύτερη κατηγορία εκφράσεων της παρακάτω μορφής [41]:

$$\frac{u_t}{u_i} = \left[1 + B \left(\frac{u'}{u_i} \right)^m \right]^n \quad (4)$$

όπου B, m, n είναι διορθωτικοί συντελεστές. Παρατηρείται ότι η έκφραση του Damköhler (Εξίσωση (3)) προκύπτει ουσιαστικά από την Εξίσωση (4) για $B=m=n=1$.

Η ύπαρξη τριών συντελεστών στην έκφραση της Εξίσωσης (4) καθιστά την εύρεσή τους δύσκολη και πολύπλοκη, ενώ υπάρχει περίπτωση οι συντελεστές αυτοί να μην κρατούν σταθερή την τιμή τους για διαφορετικό καύσιμο ή σημείο λειτουργίας του κινητήρα. Για τους λόγους αυτούς αποφεύγεται η χρήση εκφράσεων αυτής της μορφής, κυρίως σε ρευστομηχανικούς κώδικες, και αναζητούνται άλλες που περιέχουν λιγότερους συντελεστές.

Μια πιο πρόσφατη έκφραση της τυρβώδους ταχύτητας της φλόγας είναι αυτή που έχει προταθεί από τους Bradley και συνεργάτες [42,43], που περιέχει έναν μόνο διορθωτικό συντελεστή και η σχέση που την περιγράφει φαίνεται στην Εξίσωση (5).

$$u_t = C(\text{Le})^{-0.3} (u')^{0.55} u_i^{0.6} \nu_u^{-0.15} L_t^{0.15} + u_i \quad (5)$$

όπου C είναι ο διορθωτικός συντελεστής με ενδεικτική τιμή ίση με 1.5336, ν_u η κινηματική συνεκτικότητα του ακαύστου μίγματος, Le ο αριθμός Lewis και L_t η τυρβώδης κλίμακα μήκους που δίνεται από τη σχέση: $L_t = 0.37 (u')^3 / \varepsilon$.

Μια παρόμοια έκφραση για την τυρβώδη ταχύτητα της φλόγας είναι αυτή των Zimont και Lipatnikov [33,34], όπου χρησιμοποιείται και πάλι μόνο ένας διορθωτικός συντελεστής και φαίνεται στην Εξίσωση (6).

$$u_t = A (u')^{3/4} u_t^{1/2} D_{T,u}^{-1/4} L_t^{1/4} + u_t \quad (6)$$

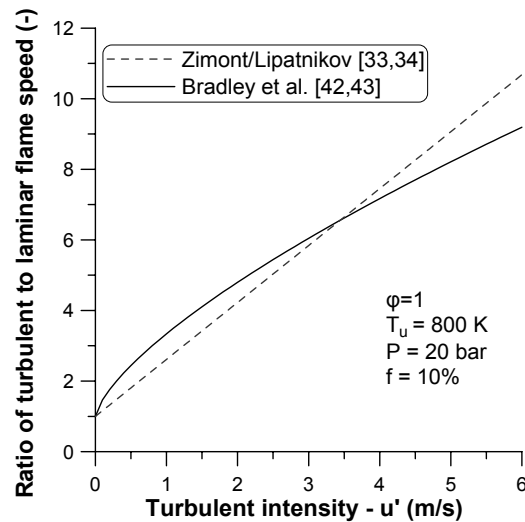
όπου A είναι ο διορθωτικός συντελεστής με τυπικές τιμές από 0.40 έως 1 [12,35] και $D_{T,u}$ ο θερμικός συντελεστής διάχυσης του ακαύστου μίγματος.

Γενικά, οι εκφράσεις που παρουσιάστηκαν έως τώρα αποτελούν ένα χαρακτηριστικό δείγμα αυτών που υπάρχουν στη βιβλιογραφία και που μπορούν να χρησιμοποιηθούν σε μοντέλα προσομοίωσης. Επιπλέον, μέσω αυτών των εκφράσεων γίνεται αντιληπτή η εξέλιξη που έχει το συγκεκριμένο ερευνητικό πεδίο, καθώς υπάρχει έντονη δραστηριότητα, αφού η τυρβώδης καύση εμπλέκεται όχι μόνο στη διερεύνηση κινητήρων Otto αλλά και σε ποικίλες άλλες εφαρμογές.

Αξίζει να αναφερθεί, ότι δεν έχει αναπτυχθεί ξεχωριστή έκφραση για κάθε καύσιμο, οπότε όλες μπορούν να εφαρμοστούν και στην περίπτωση της προαναμεμιγμένης καύσης του υδρογόνου, με κατάλληλη ρύθμιση του διορθωτικού συντελεστή. Στην επόμενη υποπαράγραφο θα επιλεγεί η κατάλληλη έκφραση της τυρβώδους ταχύτητας της φλόγας και θα δοθούν ενδεικτικά οι μεταβολές της σαν συνάρτηση κάποιων βασικών παραμέτρων.

6.3.2 Αναλυτική έκφραση τυρβώδους ταχύτητας της φλόγας του υδρογόνου

Για την τυρβώδη ταχύτητα της φλόγας του υδρογόνου χρήσιμες είναι οι εργασίες [11,12,38], όπου διερευνήθηκαν ποικίλες εκφράσεις της ταχύτητας αυτής με εφαρμογή σε κινητήρες Otto με καύσιμο το υδρογόνο. Οι δύο εκφράσεις που χρησιμοποιήθηκαν με επιτυχία στις εργασίες [11,12] είναι αυτές των Zimont και Lipatnikov [33,34] και των Bradley και συνεργατών [42,43]. Για το λόγο αυτόν θα διερευνηθούν μόνο οι δύο αυτές εκφράσεις, αφού υπάρχει η εμπειρία στη χρήση τους σε παρόμοια υπολογιστικά μοντέλα. Στο Σχήμα 2 φαίνεται η εφαρμογή των δύο αυτών σχέσεων (Εξισώσεις (5),(6)) για συνθήκες λειτουργίας παρόμοιες με αυτές που συναντώνται σε κινητήρες Otto με καύσιμο το υδρογόνο σαν συνάρτηση της έντασης της τύρβης (u'). Η αδιαστατοποίηση της τυρβώδους ταχύτητας της φλόγας του υδρογόνου έχει γίνει με τη στρωτή ταχύτητα της φλόγας, χρησιμοποιώντας την έκφραση του Verhelst [11].

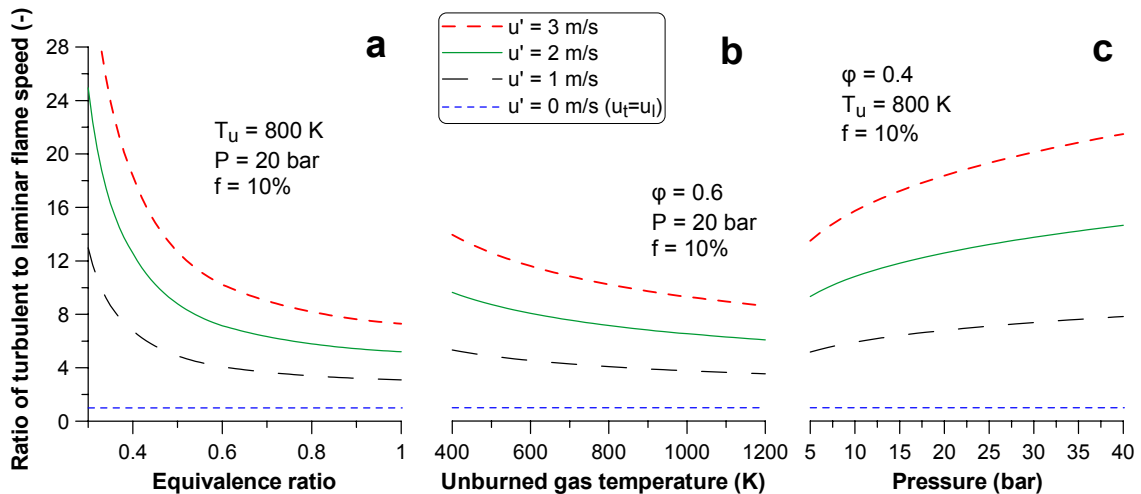


Σχήμα 2. Λόγος της τυρβώδους προς τη στρωτή ταχύτητα της φλόγας του υδρογόνου σαν συνάρτηση της έντασης της τύρβης υπολογισμένη από τις εκφράσεις των Zimont και Lipatnikov [33,34] και των Bradley και συνεργατών [42,43]

Παρατηρείται από το Σχήμα 2 ότι οι υπολογισμένες τιμές των δύο εκφράσεων έχουν κοντινές τιμές για όλο το διάστημα της έντασης της τύρβης που συνήθως επικρατεί στον κύλινδρο ενός κινητήρα Otto στο σημείο έναυσης (πλησίον του ANΣ). Επιπρόσθετα, οι δύο αυτές αναλυτικές εκφράσεις της τυρβώδους ταχύτητας της φλόγας υδρογόνου εφαρμόστηκαν στην εργασία [11] σε ένα διζωνικό μοντέλο προσομοίωσης του κλειστού κύκλου λειτουργίας, ενώ στην εργασία [12] σε ένα ρευστομηχανικό μοντέλο προσομοίωσης του πλήρους κύκλου λειτουργίας. Και στις δύο περιπτώσεις διαφάνηκε ότι τα συγκεκριμένα μοντέλα μπορούν να προσομοιώσουν ικανοποιητικά τα φαινόμενα καύσης, ενώ ένα σημαντικό πλεονέκτημά τους είναι ότι περιλαμβάνουν μόνο έναν διορθωτικό συντελεστή. Το τελευταίο έχει κρίσιμη σημασία για ρευστομηχανικούς υπολογισμούς, καθώς ελαττώνεται αρκετά ο απαιτούμενος χρόνος για την εύρεση της τιμής του (tuning constant). Ο Gerke [12] κατέληξε στο συμπέρασμα ότι σε έναν ρευστομηχανικό κώδικα καλό είναι να χρησιμοποιείται η έκφραση των Zimont και Lipatnikov [33,34] για την περιγραφή της τυρβώδους ταχύτητας της φλόγας του υδρογόνου, ώστε η υπολογισμένη πίεση και ο ρυθμός έκλυσης θερμότητας να πλησιάζουν περισσότερο τις μετρημένες τιμές. Το συμπέρασμα αυτό λήφθηκε σοβαρά υπόψιν στην παρούσα Διδακτορική Διατριβή και προτιμήθηκε η χρήση της έκφρασης των Zimont και Lipatnikov [33,34] στο μοντέλο καύσης που αναπτύχθηκε.

Διερευνώντας περαιτέρω την έκφραση των Zimont και Lipatnikov [33,34], στο Σχήμα 3a παρατηρείται η εξάρτηση του λόγου της τυρβώδους προς τη στρωτή ταχύτητα της φλόγας υδρογόνου (έκφραση του Verhelst [11]) από το λόγο ισοδυναμίας του μίγματος για συνθήκες παραπλήσιες με αυτές που επικρατούν σε κινητήρες Otto. Η εξάρτηση αυτή είναι

σε συμφωνία με τα πειραματικά δεδομένα των εργασιών [44,45], όπου διαπιστώνεται ότι για μίγματα κοντά στη στοιχειομετρία ο λόγος αυτός έχει μικρές τιμές, ενώ για πιο φτωχά, ο λόγος λαμβάνει αρκετά υψηλές τιμές [46].



Σχήμα 3. Επίδραση του (a): λόγου ισοδυναμίας, (b): θερμοκρασίας του άκαυστου μίγματος, (c): πίεσης, στο λόγο τυρβώδους προς στρωτής ταχύτητας της φλόγας του υδρογόνου σε συνάρτηση της έντασης της τύρβης, σε συνθήκες παραπλήσιες με αυτές των κινητήρων Otto

Στο Σχήμα 3b παρατηρείται η εξάρτηση του λόγου των ταχυτήτων από τη θερμοκρασία του ακαύστου μίγματος σαν συνάρτηση της έντασης της τύρβης. Η εξάρτηση αυτή είναι μικρή και οφείλεται στο μεγαλύτερο βαθμό στη μεταβολή της τιμής της στρωτής ταχύτητας της φλόγας (Σχήμα 1b) και του θερμικού συντελεστή διάχυσης, ο οποίος περιέχεται στην έκφραση της τυρβώδους ταχύτητας (Εξίσωση (6)).

Η επόμενη παράμετρος που διερευνάται είναι η μεταβολή της πίεσης (Σχήμα 3c), που έχει διαπιστωθεί από αρκετούς ερευνητές ότι παίζει κάποιο ρόλο στην τιμή της τυρβώδους ταχύτητας της φλόγας [35,44,47]. Η επιρροή αυτή διαφαίνεται μόνο για αρκετά φτωχά μίγματα, όπου ο λόγος ισοδυναμίας είναι μικρότερος από 0.5 [44]. Στο Σχήμα αυτό παρατηρείται η εξάρτηση του λόγου της τυρβώδους προς τη στρωτή ταχύτητα της φλόγας του υδρογόνου σε συνάρτηση της πίεσης και της έντασης της τύρβης για λόγο ισοδυναμίας ίσο με 0.4. Η επίδραση γίνεται έντονη κυρίως σε υψηλότερες εντάσεις της τύρβης, ενώ για χαμηλή ένταση η εξάρτηση του λόγου των ταχυτήτων από την πίεση είναι μικρή. Επιπρόσθετα, σε χαμηλές πιέσεις ανεξαρτήτως της έντασης της τύρβης, ο λόγος της τυρβώδους προς τη στρωτή ταχύτητα επηρεάζεται σε σημαντικό βαθμό από την πίεση, πράγμα που συμβαδίζει με τα πειραματικά αποτελέσματα της εργασίας [44].

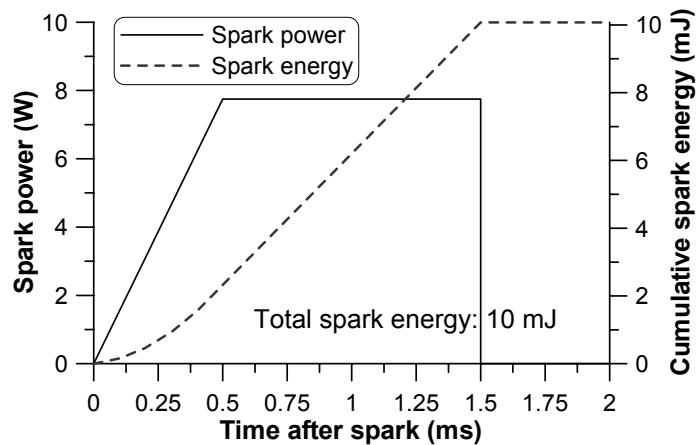
Επομένως, φαίνεται ότι η έκφραση της τυρβώδους ταχύτητας της φλόγας του υδρογόνου που επιλέχθηκε (Εξίσωση (6)), περιγράφει (τουλάχιστον ποιοτικά) με ικανοποιητικό τρόπο

τη μεταβολή του λόγου ισοδυναμίας, θερμοκρασίας του ακαύστου μίγματος και της πίεσης σε συνάρτηση με την ένταση της τύρβης, για ένα μεγάλο εύρος συνθηκών που εξετάστηκαν.

6.4 Περίοδος έναυσης

6.4.1 Έναρξη έναυσης

Η περίοδος έναυσης ξεκινάει με την πρόσδοση ενέργειας από το σπινθηριστή στο κατάλληλο υπολογιστικό κελί [48-51], που αντιστοιχεί στο πραγματικό σημείο του κυλίνδρου που βρίσκεται ο σπινθηριστής, ακολουθώντας κάποια ιδιαίτερη μορφή σχετικά με τη διάρκεια και το προφίλ της. Συγκεκριμένα, η πρόσδοση ενέργειας, η οποία εμφανίζεται σαν ένας πρόσθετος όρος πηγής στην εξίσωση διατήρησης της ενθαλπίας [52,53], διαρκεί για χρονικό διάστημα περίπου 1.5 ms, σύμφωνα με μετρημένες τιμές τυπικών συστημάτων έναυσης κινητήρων Otto [23,49,54], εξαρτώμενο από το σύστημα έναυσης που χρησιμοποιείται κάθε φορά. Η συνολικά προσδιδόμενη ενέργεια στο μίγμα αέρα-καυσίμου είναι ίση με 10 mJ, η οποία είναι σχετικά χαμηλή τιμή, αλλά περιλαμβάνει και τις απώλειες θερμότητας στα ηλεκτρόδια του σπινθηριστή, εφόσον δεν συμπεριλαμβάνεται ξεχωριστό υπομοντέλο για την προσομοίωση των απωλειών αυτών, λόγω της μεγάλης αβεβαιότητας του ακριβούς σχήματος των ηλεκτροδίων, της θερμοκρασίας τους και των ακραίων μη-μόνιμων φαινομένων στο διάκενό τους [55]. Με αυτόν τον τρόπο ο γενικευμένος τρόπος έναυσης που χρησιμοποιείται, μπορεί να εφαρμοστεί χωρίς αλλαγές σε οποιαδήποτε περίπτωση προσομοίωσης κινητήρα Otto. Επιπλέον, η τιμή της προσδιδόμενης ενέργειας που χρησιμοποιήθηκε (10 mJ) δεν βασίστηκε σε κάποια μετρημένα μεγέθη, ενώ η ανάλυση ευαισθησίας που διενεργήθηκε με την εφαρμογή του ρευστομηχανικού κώδικα έδειξε ότι η μεταβολή του μεγέθους αυτού εντός λογικών ορίων έχει αμελητέα επίδραση στην απόδοση του κινητήρα και στο ρυθμό έκλυσης θερμότητας [54]. Σχετικά με το προφίλ της προσδιδόμενης ενέργειας, εξετάστηκαν διάφορα και αυτό που τελικά χρησιμοποιήθηκε αντιστοιχεί σε ένα τυπικό προφίλ, που έχει αρκετές ομοιότητες με ορισμένα μετρημένα [54,56] και φαίνεται στο Σχήμα 4. Πρέπει να σημειωθεί ότι χρήση διαφορετικού προφίλ προσδιδόμενης ενέργειας στο υπολογιστικό κελί (π.χ. ορθογωνικό προφίλ ισχύος) για την προσομοίωση της έναυσης αντίστοιχο με αυτό του Σχήματος 4, δεν επιφέρει ουσιαστική μεταβολή στα υπολογισμένα μεγέθη του ρευστομηχανικού κώδικα. Το γεγονός αυτό ισχύει για ένα σημαντικό εύρος λειτουργικών συνθηκών που εξετάστηκαν. Επομένως, δεν διερευνήθηκε με περισσότερη λεπτομέρεια το συγκεκριμένο υπομοντέλο, αφού φάνηκε ότι έχει αμελητέα επιρροή στους υπολογισμούς.



Σχήμα 4. Προσδιδόμενη ισχύς και ενέργεια στο αέριο από το σπινθηριστή κατά τη διάρκεια της έναυσης

6.4.2 Αρχική περίοδος διάδοσης της φλόγας

Για την περιγραφή της περιόδου έναυσης (ignition phase) του μίγματος (αρχική περίοδος διάδοσης της φλόγας) χρησιμοποιήθηκε μια απλή μέθοδος, σύμφωνα με την οποία η φλόγα διαδίδεται με ταχύτητα ίση περίπου με τη στρωτή ταχύτητα της φλόγας. Η παραδοχή αυτή είναι αρκετά ικανοποιητική και έχει επιβεβαιωθεί από πολλούς ερευνητές [12,48,49]. Επομένως, η στρωτή ανάπτυξη της φλόγας εκφράζεται με την Εξίσωση (7) [12].

$$\frac{dr_k}{dt} = \frac{\rho_u}{\rho_b} u_l \quad (7)$$

όπου r_k η ακτίνα της φλόγας, ρ_u η πυκνότητα του ακαύστου μίγματος και ρ_b η πυκνότητα του καμένου μίγματος.

Η χρονική διακριτοποίηση της παραπάνω σχέσης δίνει την Εξίσωση (8), η οποία χρησιμοποιείται τελικά για την περιγραφή της χρονικής μεταβολής της ακτίνας της φλόγας κατά την περίοδο της έναυσης.

$$r_k^{t+1} = dt \frac{\rho_u^t}{\rho_b^t} u_l^t + r_k^t \quad (8)$$

όπου με $(t+1)$ συμβολίζονται οι τιμές που αντιστοιχούν στο τρέχον χρονικό βήμα, ενώ με (t) αυτές του προηγούμενου χρονικού βήματος και dt είναι το χρονικό βήμα που χρησιμοποιείται.

Η αρχική συνθήκη για την ακτίνα της φλόγας (r_k^0) κατά τη χρονική στιγμή της έναυσης ($t=t_{ign}$) τίθεται ίση με 0.5 mm [14] (διάμετρος ίση με 1 mm), που είναι περίπου ίση με το

διάκενο (spark-plug) των περισσότερων σπινθηριστών που χρησιμοποιούνται σε συστήματα έναυσης κινητήρων Otto.

Η Εξίσωση (8) χρησιμοποιείται για τον υπολογισμό της ακτίνας της φλόγας σε κάθε σημείο της επιφάνειάς της, ώστε να διαπιστωθεί ποιά υπολογιστικά κελιά καλύπτονται από τη φλόγα στο τρέχον χρονικό βήμα. Ο τρόπος που γίνεται αυτό θα δοθεί με λεπτομέρεια σε επόμενη υπο-παράγραφο, όπου θα παρουσιαστεί η τυρβώδης ανάπτυξη της φλόγας.

6.4.3 Τερματισμός της έναυσης

Την περίοδο έναυσης διαδέχεται η περίοδος της τυρβώδους ανάπτυξης της φλόγας. Το χρονικό σημείο που εντοπίζεται αυτή η μετάβαση είναι όταν η ακτίνα της φλόγας ξεπεράσει μία κρίσιμη τιμή (critical radius). Υπάρχουν δύο διαδεδομένες μέθοδοι για τον υπολογισμό της κρίσιμης αυτής τιμής. Η πρώτη θεωρεί μια σταθερή τιμή της κρίσιμης ακτίνας [12], ενώ η δεύτερη τη συσχετίζει με την κλίμακα μήκους της τύρβης [50]. Στην τελευταία περίπτωση η κρίσιμη ακτίνα ισούται με δύο έως τρεις φορές την κλίμακα μήκους της τύρβης [51], πράγμα που σημαίνει ότι υπεισέρχεται μια επιπλέον παράμετρος διόρθωσης, γεγονός που δεν είναι επιθυμητό. Παρόλ' αυτά, οι δύο τιμές των κρίσιμων ακτινών που προκύπτουν από τις δύο αυτές μεθόδους είναι παραπλήσιες.

Στο μοντέλο καύσης που αναπτύχθηκε εφαρμόστηκε η πρώτη μέθοδος (σταθερή τιμή της κρίσιμης ακτίνας), ώστε να αποφευχθεί η χρήση ενός επιπλέον διορθωτικού συντελεστή, αλλά επιπλέον επειδή είναι πιο απλή και εξίσου αξιόπιστη. Η κρίσιμη τιμή της ακτίνας της φλόγας που εφαρμόστηκε είναι $r_{k,crit}=4 \text{ mm}$, αντίστοιχα με την εργασία [12]. Σύμφωνα με παραμετρικές αναλύσεις που έγιναν με εφαρμογή του ρευστομηχανικού μοντέλου, η μεταβολή των τιμών της κρίσιμης ακτίνας από 3 έως 5 mm δεν επέφερε καμία ουσιαστική αλλαγή στις υπολογισμένες τιμές.

6.5 Περίοδος τυρβώδους ανάπτυξης της φλόγας

Όπως αναφέρθηκε στην προηγούμενη υπο-παράγραφο, όταν η ακτίνα της φλόγας ξεπεράσει μια κρίσιμη τιμή, η οποία τέθηκε ίση με 4 mm, η περίοδος έναυσης τελειώνει, ενώ ξεκινάει η κύρια περίοδος της καύσης, η οποία αναφέρεται και ως περίοδος τυρβώδους ανάπτυξης της φλόγας (turbulent flame development phase). Από το σημείο αυτό και έπειτα η ταχύτητα της φλόγας επηρεάζεται κυρίως από τυρβώδη χαρακτηριστικά, που είναι ίση με την τυρβώδη ταχύτητα (μεγαλύτερη της στρωτής), εφόσον η διάσταση της φλόγας πλέον είναι άμεσα συγκρίσιμη με την τυρβώδη κλίμακα μήκους,.

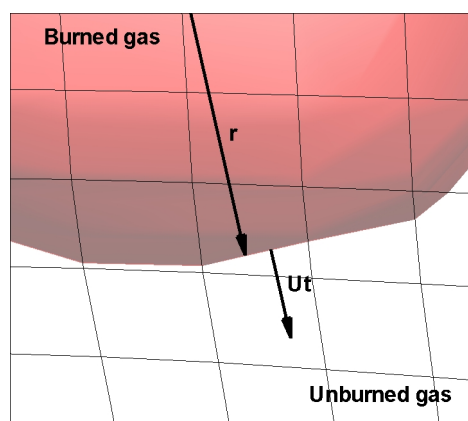
Οπότε, γίνεται αντιληπτό ότι οι Εξισώσεις (7),(8) δεν ισχύουν πλέον και στη θέση τους εφαρμόζονται οι Εξισώσεις (9),(10), που περιέχουν την τυρβώδη ταχύτητα της φλόγας (u_t), με σκοπό να υπολογιστεί η τοπική ακτίνα της φλόγας.

$$\frac{dr_k}{dt} = \frac{\rho_u}{\rho_b} u_t \quad (9)$$

Με τη χρονική διακριτοποίηση της παραπάνω σχέσης (Εξίσωσης (9)) προκύπτει η Εξίσωση (10), η οποία χρησιμοποιείται για να διαπιστωθεί σε ποιά υπολογιστικά κελιά έχει διαδοθεί η φλόγα.

$$r_k^{t+1} = dt \frac{\rho_u}{\rho_b} u_t + r_k^t \quad (10)$$

Ο έλεγχος αυτός γίνεται με τη σύγκριση της απόστασης του υπολογιστικού κελιού από το σπινθηριστή με την ακτίνα της φλόγας που υπολογίζεται από την Εξίσωση (10). Πρέπει να σημειωθεί ότι σε κάθε κελί που βρίσκεται στα όρια της φλόγας υπολογίζεται και διαφορετική τυρβώδης ταχύτητα ανάλογα με τα τοπικά χαρακτηριστικά που επικρατούν, όπως η πίεση, η θερμοκρασία κτλ. Επομένως, σε κάποια κελιά που ισοαπέχουν από το σπινθηριστή είναι δυνατόν να υπολογίζεται διαφορετική ακτίνα της φλόγας. Το γεγονός αυτό σημαίνει ότι η φλόγα δεν κρατάει την ακριβή σφαιρική της γεωμετρία, καθώς η ακτίνα της αυξάνεται [51]. Παρόλ' αυτά, η απόκλιση από τη σφαιρική μορφή είναι μικρή, όπως θα παρουσιαστεί στο αντίστοιχο κεφάλαιο των αποτελεσμάτων (Κεφάλαιο 9), το οποίο συμφωνεί με τα πειραματικά αποτελέσματα της εργασίας [55]. Στο Σχήμα 5 φαίνεται μια χαρακτηριστική γεωμετρία φλόγας, όπου παρατηρείται η διάδοση της φλόγας σε ορισμένα υπολογιστικά κελιά, διακρίνοντας τις καμένες και άκαυστες περιοχές.



Σχήμα 5. Υπολογιστικά κελιά με καμένες και άκαυστες περιοχές

Για τη διαχείριση του καμένου και άκαυστου όγκου του κάθε υπολογιστικού κελιού χρησιμοποιείται μια υπο-πλεγματική προσέγγιση (sub-grid approach), η οποία περιγράφεται στη συνέχεια. Εφόσον υπολογιστεί η τοπική ακτίνα της φλόγας (υπολογισμένη από τις τοπικές παραμέτρους), συγκρίνεται με την απόσταση του υπολογιστικού κελιού από το σπινθηριστή (τη μέγιστη και ελάχιστη απόσταση του κελιού από το σπινθηριστή). Δηλαδή, εξετάζεται σε κάθε κελί η ακριβής θέση της φλόγας, ώστε να διαπιστωθεί αν υπάρχει κάποιο καμένο κομμάτι του κελιού. Στην περίπτωση που η φλόγα φτάσει σε ένα υπολογιστικό κελί (ακτίνα μεγαλύτερη της ελάχιστης απόστασης κελιού/σπινθηριστή), ορίζεται ο λόγος του καμένου όγκου του κελιού προς το συνολικό όγκο του. Για τον υπολογισμό του καμένου όγκου θεωρείται ότι η φλόγα στο εσωτερικό του κελιού είναι μια επίπεδη επιφάνεια. Αυτό είναι μια πολύ καλή προσέγγιση για κελιά που βρίσκονται μακριά από το σπινθηριστή, όπου η ακτίνα έχει μεγαλώσει αρκετά. Αλλά για κελιά κοντά σε αυτόν υπάρχει μια μικρή απόκλιση. Για να ληφθεί υπόψη το ποσοστό του όγκου του κελιού που έχει καεί, υπεισέρχεται μόνο ο καμένος όγκος στον όρο πηγής (S_{γ_i}) στις εξισώσεις διατήρησης των συστατικών για τα υπολογιστικά κελιά, που εισέρχονται στη φλόγα στο τρέχον χρονικό βήμα. Με τον τρόπο αυτόν γίνεται μικρότερη η επιρροή των διαστάσεων των κελιών στους υπολογισμούς και παράλληλα οι υπολογιστικές λύσεις είναι αρκετά ανεξάρτητες από το συνολικό πλήθος των κελιών που χρησιμοποιούνται.

Πρέπει να τονιστεί εδώ, ότι παρόμοιος τρόπος ελέγχου των κελιών που βρίσκονται εντός ή εκτός της φλόγας και της διαχείρισής τους, εφαρμόζεται και κατά την περίοδο της έναυσης. Σε αυτήν την περίπτωση χρησιμοποιείται η ακτίνα της φλόγας που εξαρτάται από τη στρωτή ταχύτητα της φλόγας (Εξίσωση (8)).

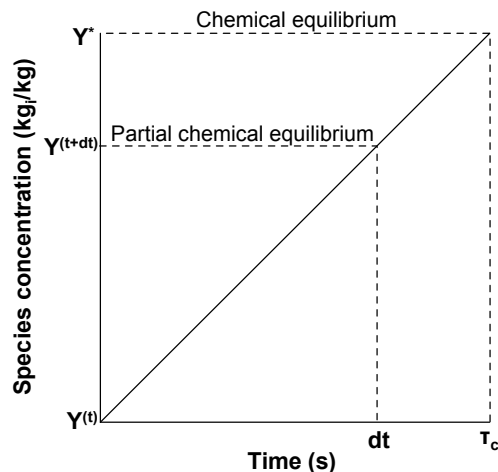
6.6 Υπολογισμός ρυθμών αντίδρασης

6.6.1 Εισαγωγή

Εφόσον διαπιστωθούν τα υπολογιστικά κελιά που συμμετέχουν στην καύση μέσω του υπολογισμού της στρωτής και τυρβώδους ταχύτητας της φλόγας, καθώς και της ακτίνας της φλόγας, υπολογίζεται στη συνέχεια ο ρυθμός αντίδρασης (reaction rate) του κάθε συστατικού των κελιών, που περιέχουν, έστω σε ένα μέρος τους, καμένο αέριο.

Το βασικό υπομοντέλο που χρησιμοποιήθηκε για τον υπολογισμό των ρυθμών αντίδρασης βασίζεται στη μέθοδο του χαρακτηριστικού χρόνου αντίδρασης (characteristic conversion time-scale method). Σύμφωνα με αυτό, υπολογίζεται μια κλίμακα χρόνου, που είναι το άθροισμα του στρωτού χρόνου αντίδρασης (laminar conversion time) και του

τυρβώδους χρόνου ανάμιξης (turbulent mixing time) και καθορίζει το ποσοστό της χημικής ισορροπίας (chemical equilibrium), που έχει φτάσει το μίγμα αέρα-καυσίμου σε ένα προκαθορισμένο χρονικό βήμα. Χαρακτηριστικό παράδειγμα φαίνεται στο Σχήμα 6, όπου διακρίνεται ο απαιτούμενος χρόνος (τ_c) για να φτάσει σε χημική ισορροπία ένα συστατικό, το χρονικό βήμα (dt) και η κατά μάζα σύσταση ενός συστατικού (χημικής ισορροπίας και πραγματική), ενώ υποτέθηκε ότι η μεταβολή της συγκέντρωσης είναι γραμμική.



Σχήμα 6. Βασική μεθοδολογία μερικής χημικής ισορροπίας

Από το Σχήμα 6 συμπεραίνεται ότι αν το αέριο έχει αρκετό διαθέσιμο χρόνο (μεγάλο dt), θα προλάβει να φτάσει στη χημική του ισορροπία (Y^*) στη διάρκεια του τρέχοντος χρονικού βήματος. Βέβαια, στις περισσότερες προσομοιώσεις που διενεργήθηκαν στην παρούσα Διδακτορική Διατριβή, οι δύο χρόνοι αυτοί (dt και τ_c) είχαν παραπλήσιες τιμές, ειδικά κατά την περίοδο έναυσης και κατά το τελευταίο στάδιο της καύσης και της αποτόνωσης των αερίων. Ειδικότερα, στις περιοχές πίσω από το μέτωπο της φλόγας, όπου λαμβάνουν χώρα αντιδράσεις μετάκαυσης (post-flame reactions), σχεδόν σε όλες τις περιπτώσεις οι δύο αυτοί χρόνοι είχαν ίσες τιμές σε όλα τα στάδια της καύσης. Στην περίπτωση που το χρονικό βήμα (dt) είναι μεγαλύτερο του χαρακτηριστικού χρόνου (τ_c), τίθεται ο δεύτερος ίσος με το χρονικό βήμα, οπότε το μίγμα προλαβαίνει να φτάσει στη χημική του ισορροπία εντός του τρέχοντος χρονικού βήματος. Η κύρια διαφορά των δύο χρόνων (dt μικρότερο του τ_c) εντοπίζεται στο μέτωπο της φλόγας και κυρίως στα υπολογιστικά κελιά που μόλις έχει φτάσει η φλόγα κατά την κύρια περίοδο της καύσης, δηλαδή στις χρονικές στιγμές με υψηλό ρυθμό έκλυσης θερμότητας (heat release rate), όπου και η μεταβολή των θερμοδυναμικών μεγεθών είναι πολύ έντονη.

Η βασική μεθοδολογία για τον υπολογισμό του ρυθμού αντίδρασης που ακολουθείται προέρχεται από την εργασία των Abraham και συνεργατών [57], η οποία εκδόθηκε το 1985 και έκτοτε έχει υποστεί αρκετές βελτιώσεις [50], ενώ έχει επεκταθεί και σε άλλους τύπους

κινητήρων με χρήση διάφορων καυσίμων. Αξίζει να αναφερθεί ότι αντίστοιχη μεθοδολογία εφαρμόζεται επιτυχημένα σε κινητήρες Diesel [58,59], σε κινητήρες HCCI [60,61], καθώς και σε κινητήρες Otto τόσο με προαναμεμιγμένη καύση [50,52], όσο και αμέσου εγχύσεως [62].

6.6.2 Συστατικά και χημική ισορροπία

Τα συστατικά που λαμβάνονται υπόψιν για την καύση του υδρογόνου δεν περιέχουν άτομα άνθρακα και είναι τα ακόλουθα: H₂, O₂, N₂, H₂O, H, O, N, OH, NO. Στην αρχή του κάθε χρονικού βήματος υπολογίζονται οι ρυθμοί αντίδρασης όλων των συστατικών εκτός του μονοξειδίου του αζώτου (NO) με την εφαρμογή της Εξίσωσης (11). Ο ρυθμός αντίδρασης του μονοξειδίου του αζώτου ελέγχεται από τη χημική κινητική και ο υπολογισμός του θα παρουσιαστεί στην επόμενη υπο-παράγραφο.

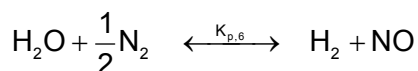
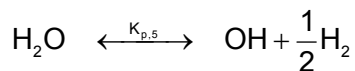
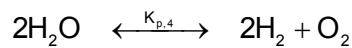
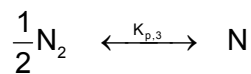
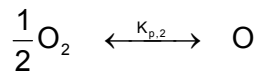
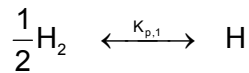
$$\left(\frac{dY_i}{dt}\right)^{t+1} = -\frac{(Y_i)^t - (Y_i^*)^t}{\tau_c} \quad (11)$$

όπου $(Y_i)^t$ είναι η κατά μάζα σύσταση του συστατικού i του προηγούμενου χρονικού βήματος, $(Y_i^*)^t$ είναι η κατά μάζα σύσταση του συστατικού i που αντιστοιχεί στη χημική ισορροπία του προηγούμενου χρονικού βήματος, τ_c είναι ο χαρακτηριστικός χρόνος αντίδρασης και $\left(\frac{dY_i}{dt}\right)^{t+1}$ (σε μονάδες: kg/kg/s) είναι οι ρυθμοί αντίδρασης των συστατικών του τρέχοντος χρονικού βήματος, οι οποίοι εισέρχονται στους όρους πηγής των εξισώσεων διατήρησης των συστατικών για τα κελιά που έχει φτάσει η φλόγα.

Στην Εξίσωση (11) εφαρμόζεται μη πεπλεγμένη έκφραση (explicit) του ρυθμού αντίδρασης, ώστε στην αρχή του κάθε χρονικού βήματος υπολογίζονται οι ρυθμοί αντίδρασης, οι οποίοι διατηρούνται σταθεροί για τις επαναλήψεις του τρέχοντος χρονικού βήματος. Για το λόγο αυτόν το χρονικό βήμα μειώνεται αρκετά, ώστε η μεθοδολογία αυτή να υπολογίζει αξιόπιστα αποτελέσματα και να μην παρουσιάζεται απόκλιση της υπολογιστικής διαδικασίας. Με τον τρόπο αυτόν μειώνεται αρκετά ο απαιτούμενος υπολογιστικός χρόνος, ενώ τα υπολογιστικά αποτελέσματα (εφόσον μειωθεί το χρονικό βήμα) σχεδόν συμπίπτουν με αυτά που προκύπτουν, εάν οι ρυθμοί αντίδρασης υπολογίζονται στην αρχή κάθε επανάληψης.

Σχετικά με τις τιμές των συστάσεων που αντιστοιχούν στη χημική ισορροπία για κάθε συστατικό, υπολογίζονται μέσω μιας ειδικά διαμορφωμένης υπορουτίνας [63]. Αυτή προσαρμόστηκε εξ ολοκλήρου για τις ανάγκες του μοντέλου καύσης του υδρογόνου που αναπτύχθηκε, καθώς παραλήφθηκαν όλα τα συστατικά και οι αντίστοιχοι συντελεστές που

περιλαμβάνουν άτομα ή ενώσεις άνθρακα, όπως το CO_2 και CO [1,64]. Τα δεδομένα εισόδου της υπορουτίνας αυτής είναι οι τοπικές τιμές της πίεσης, θερμοκρασίας και σύστασης, ενώ τα αποτελέσματά της αφορούν τις τιμές της χημικής ισορροπίας του κάθε συστατικού σε κάθε υπολογιστικό κελί [1]. Οι χημικές εξισώσεις ισορροπίας που χρησιμοποιήθηκαν φαίνονται παρακάτω, όπου $K_{p,i}$ η σταθερά της χημικής ισορροπίας της κάθε εξίσωσης i .



Η σταθερά της χημικής ισορροπίας ($K_{p,i}$) δίνεται από τις παρακάτω σχέσεις για κάθε χημική εξίσωση (x_i το γραμμομοριακό κλάσμα του κάθε συστατικού και P η πίεση σε atm).

$$K_{p,1} = \frac{x_{\text{H}}}{(x_{\text{H}_2})^{1/2}} P^{1/2}$$

$$K_{p,2} = \frac{x_{\text{O}}}{(x_{\text{O}_2})^{1/2}} P^{1/2}$$

$$K_{p,3} = \frac{x_{\text{N}}}{(x_{\text{N}_2})^{1/2}} P^{1/2}$$

$$K_{p,4} = \frac{(x_{\text{H}_2})^2 x_{\text{O}_2}}{(x_{\text{H}_2\text{O}})^2} P$$

$$K_{p,5} = \frac{x_{\text{OH}} (x_{\text{H}_2})^{1/2}}{x_{\text{H}_2\text{O}}} P^{1/2}$$

$$K_{p,6} = \frac{x_{\text{H}_2} x_{\text{NO}}}{x_{\text{H}_2\text{O}} (x_{\text{N}_2})^{1/2}} P^{1/2}$$

Για την επίλυση του παραπάνω μη γραμμικού συστήματος των εξισώσεων χημικής ισορροπίας, ακολουθείται η ίδια μεθοδολογία, που αναλύεται στην εργασία [63]. Αυτή έχει εφαρμοστεί με επιτυχία στις εργασίες [1,64], ενώ και στο μοντέλο καύσης που αναπτύχθηκε εδώ δεν παρουσιάστηκε κανένα πρόβλημα με τη χρήση της [65]. Στο σημείο αυτό δεν θα γίνει περαιτέρω παρουσίαση της μεθοδολογίας αυτής, καθώς υπάρχει εκτεταμένη περιγραφή της στις εργασίες [1,63].

6.6.3 Χαρακτηριστικός χρόνος αντίδρασης

Ο απαιτούμενος χρόνος, ώστε το καύσιμο μίγμα να φτάσει στη χημική του ισορροπία ισούται με το χαρακτηριστικό χρόνο αντίδρασης (τ_c). Ακολουθώντας τη μεθοδολογία που

αναπτύχθηκε στις εργασίες [50,57], ο χρόνος αυτός είναι ο ίδιος και για τα εννέα συστατικά που λαμβάνονται υπόψιν και δίνεται ως το άθροισμα του στρωτού χρόνου αντίδρασης με το τυρβώδη χρόνο ανάμιξης, σύμφωνα με την Εξίσωση (12) [57].

$$\tau_c = \tau_l + \tau_t \quad (12)$$

Ο στρωτός χρόνος αντίδρασης δίνεται από την Εξίσωση (13), ενώ ο τυρβώδης χρόνος ανάμιξης από την Εξίσωση (14).

$$\tau_l = \frac{D_{\tau,u}}{u_l^2} \quad (13)$$

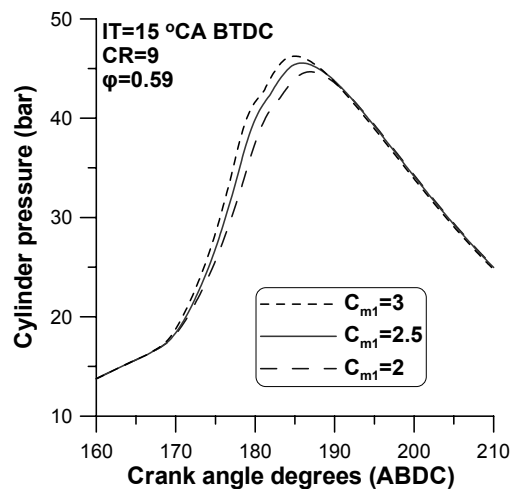
$$\tau_t = c_{m,\varphi} f_d \frac{k}{\varepsilon} \quad (14)$$

Ο συντελεστής $c_{m,\varphi}$ που περιέχεται στην Εξίσωση (14) είναι συνάρτηση του λόγου ισοδυναμίας, σύμφωνα με την εργασία [50], ώστε τα φαινόμενα καύσης που προσομοιώνονται να λαμβάνουν υπόψιν τους την εκάστοτε μεταβολή της σύστασης του αρχικού μίγματος. Στο μοντέλο καύσης που αναπτύχθηκε ο συντελεστής αυτός ($c_{m,\varphi}$) λαμβάνει την τιμή 0.054 για τα μεσαία φορτία (μεσαίος λόγος ισοδυναμίας, $\varphi=0.59$), όπως προτείνεται και στις εργασίες [50,62], ενώ για πιο φτωχά μίγματα ($\varphi=0.5$) παίρνει υψηλότερες τιμές (περίπου 0.07) και για τα πιο πλούσια ($\varphi=1$) χαμηλότερες (περίπου 0.01). Επιπρόσθετα, ο συντελεστής καθυστέρησης (delay coefficient), f_d , που επίσης περιέχεται στην Εξίσωση (14), δίνεται από την Εξίσωση (15), σύμφωνα με την εργασία [50].

$$f_d = 1 - \left[e^{-(t-t_s)/\tau_d} \right] \quad (15)$$

Στην Εξίσωση (15) ($t-t_s$) είναι ο χρόνος μετά την έναυση, ενώ $\tau_d = C_{m1} L_t / u_l$ είναι ο χρόνος που χρειάζεται η στρωτή φλόγα να διαδοθεί κατά C_{m1} φορές την τυρβώδη κλίμακα μήκους. Ο συντελεστής C_{m1} λαμβάνει τιμές από 2 έως 3 [50], ενώ στο μοντέλο καύσης που αναπτύχθηκε έχει σταθερή τιμή ίση με 2.5 για όλες τις περιπτώσεις προσομοίωσης, όπως προτείνεται και στην εργασία [57]. Δεν αποπειράθηκε η χρήση μεταβλητού συντελεστή C_{m1} , σε αντίθεση με τις εργασίες [50,62], διότι ήταν επιθυμητό να υπάρχουν όσο το δυνατόν λιγότεροι διορθωτικοί συντελεστές. Με τη διενέργεια μιας παραμετρικής μελέτης προέκυψε ότι με την αύξηση του συντελεστή αυτού η χρονική στιγμή της μέγιστης πίεσης εμφανίζεται νωρίτερα, ενώ το αντίθετο συμβαίνει όταν ελαττώνεται ο συντελεστής αυτός. Επιπλέον, ο συντελεστής C_{m1} έχει μικρή επιρροή στην τιμή της μέγιστης αυτής πίεσης, όπως φαίνεται χαρακτηριστικά στο Σχήμα 7, όπου παρατηρείται η πίεση του κυλίνδρου υπολογισμένη από το ρευστομηχανικό κώδικα για την προσομοίωση ενός κινητήρα Otto με καύσιμο υδρογόνο

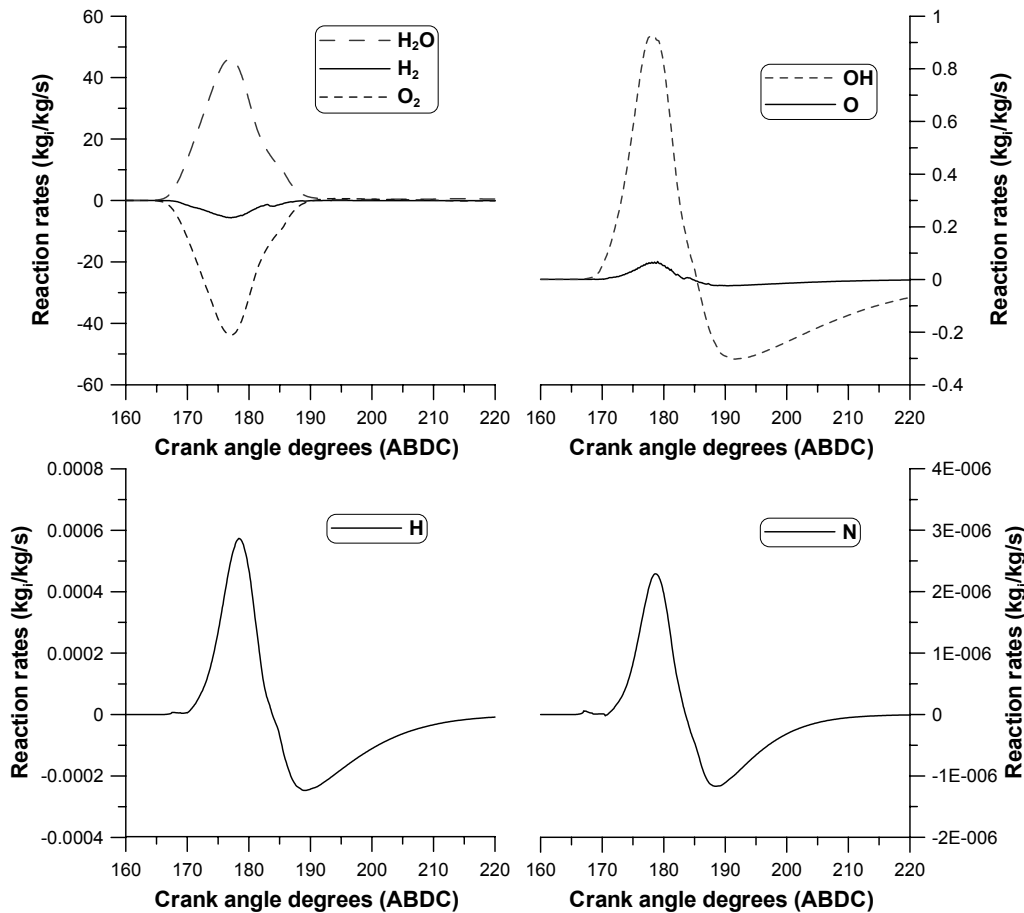
για ταχύτητα περιστροφής ίση με 600 rpm, για μεταβλητό συντελεστή C_{m1} (για τιμές από 2 έως 3).



Σχήμα 7. Υπολογισμένο δυναμοδεικτικό διάγραμμα με μεταβλητό συντελεστή C_{m1}

Ακολουθώντας τη μεθοδολογία που περιγράφηκε, προκύπτουν οι ρυθμοί αντίδρασης των συστατικών (εκτός του NO, που θα παρουσιαστεί στην επόμενη υπο-παράγραφο) για τα υπολογιστικά κελιά, στα οποία έχει φτάσει η φλόγα. Ενδεικτικές τιμές των ρυθμών αντίδρασης φαίνονται στο Σχήμα 8, οι οποίες προκύπτουν από την εφαρμογή του ρευστομηχανικού κώδικα με το μοντέλο καύσης που παρουσιάστηκε, για την προσομοίωση ενός κινητήρα Otto με καύσιμο υδρογόνο. Αρνητικός ρυθμός αντίδρασης σημαίνει ότι το συγκεκριμένο συστατικό εκείνη τη χρονική στιγμή καταναλώνεται, ενώ το αντίθετο συμβαίνει όταν ο ρυθμός αντίδρασης είναι θετικός.

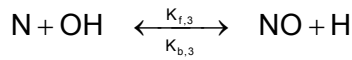
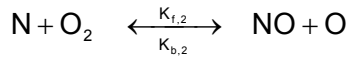
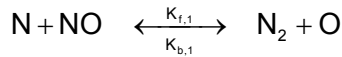
Παρατηρείται από το Σχήμα 8, ότι το H_2 και το O_2 καταναλώνονται σε όλη τη διάρκεια του κύκλου λειτουργίας, ενώ αντίθετα το H_2O παράγεται συνεχώς, που είναι αναμενόμενο. Μικτή συμπεριφορά έχουν τα συστατικά OH , O , H και N , όπου παράγονται στα πρώτα στάδια της καύσης, όπου και η θερμοκρασία είναι υψηλή και ευνοείται η διάσπαση των προϊόντων, ενώ από ένα σημείο και μετά έχουν αρνητικό ρυθμό αντίδρασης (ωστόσο μικρό), οπότε και καταναλώνονται σε κάποιο ποσοστό τους.



Σχήμα 8. Ρυθμοί αντίδρασης συστατικών (εκτός του NO) σε κινητήρα Otto με καύσιμο το υδρογόνο

6.7 Υπολογισμός ρυθμού αντίδρασης μονοξειδίου του αζώτου

Στην τελευταία υπο-παράγραφο θα παρουσιαστεί η μέθοδος υπολογισμού του ρυθμού αντίδρασης του μονοξειδίου του αζώτου (NO), ο οποίος έχει διαπιστωθεί ότι ελέγχεται από τη χημική κινητική, ενώ υπάρχουν ποικίλα μοντέλα περιγραφής των χημικών εξισώσεων που περιγράφουν το μηχανισμό του. Κάποια από αυτά λαμβάνουν υπόψιν τους αρκετές χημικές αντιδράσεις και ενδιάμεσα χημικά στοιχεία για την καύση του υδρογόνου [66,67]. Η χρήση αυτών των μηχανισμών αυξάνει κατακόρυφα τον απαιτούμενο υπολογιστικό χρόνο, ενώ η αβεβαιότητα των υπολογιστικών αποτελεσμάτων διατηρείται σε κάποιο βαθμό. Για το λόγο αυτόν προτιμήθηκε η χρήση ενός απλοποιημένου μοντέλου υπολογισμού του μονοξειδίου του αζώτου, που βασίζεται σε τρεις χημικές εξισώσεις, γνωστό και ως εκτεταμένος μηχανισμός Zeldovich (extended Zeldovich mechanism) [68]. Το μοντέλο αυτό είναι ίσως το πιο διαδεδομένο, έχει εφαρμοστεί σε αρκετές εργασίες, ενώ υπάρχει σημαντική αβεβαιότητα στις τιμές των συντελεστών του. Οι χημικές εξισώσεις που λαμβάνονται υπόψιν φαίνονται παρακάτω.



Οι ρυθμοί αντίδρασης της ευθείας και αντίστροφης αντίδρασης, $K_{f,i}$ και $K_{b,i}$ αντίστοιχα, εκφράζονται με εξισώσεις Arrhenius μορφής [24] (Εξίσωση (16)).

$$K_{f/b,i} = A_{f/b,i} T^{\beta_{f/b,i}} e^{-\left(\frac{E_{f/b,i}}{R_m T}\right)}, \quad i = 1-3 \quad (16)$$

Η μεθοδολογία που ακολουθήθηκε για τον υπολογισμό του ρυθμού αντίδρασης του μονοξειδίου του αζώτου είναι η ίδια με αυτήν των εργασιών [1,64], ενώ οι συντελεστές που χρησιμοποιήθηκαν αναφέρονται στην εργασία [68] και φαίνονται στον Πίνακα 2 (όπου R_m η γενική σταθερά των τέλειων αερίων με τιμή 8.31447 J/mol/K). Βέβαια, οι συντελεστές αυτοί έχουν προκύψει από διερεύνηση της καύσης υδρογονανθράκων και η αβεβαιότητά τους (που είναι ήδη αρκετά υψηλή), αυξάνεται στις περιπτώσεις που εφαρμόζονται για τον υπολογισμό του ρυθμού αντίδρασης του μονοξειδίου του αζώτου, όταν στο καύσιμο δεν περιέχονται άτομα/ενώσεις του άνθρακα [24].

Πίνακας 2. Συντελεστές χημικών εξισώσεων για τον υπολογισμό του NO [68]

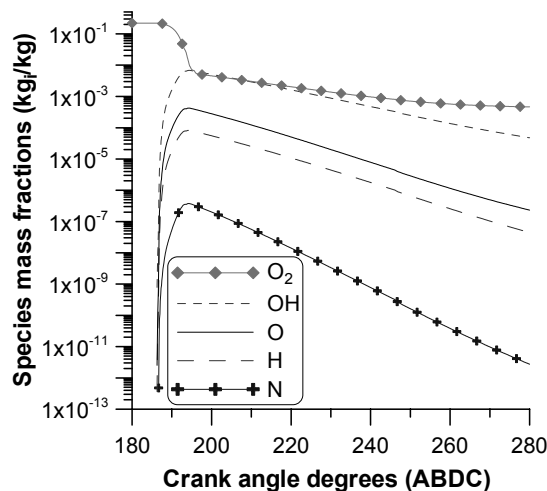
Χημικές εξισώσεις	Ρυθμός αντίδρασης: $K_{f/b,i} = A_{f/b,i} T^{\beta_{f/b,i}} e^{-\left(\frac{E_{f/b,i}}{R_m T}\right)}, \quad i = 1-3$					
	A_f (mol/m ³ /s)	A_b (mol/m ³ /s)	β_f (-)	β_b (-)	E_f (J/mol)	E_b (J/mol)
1. $\text{N} + \text{NO} \leftrightarrow \text{N}_2 + \text{O}$	1.6×10^7	7.6×10^7	0	0	0	31.6×10^4
2. $\text{N} + \text{O}_2 \leftrightarrow \text{NO} + \text{O}$	6.4×10^3	1.5×10^3	1	1	26.2×10^3	16.2×10^4
3. $\text{N} + \text{OH} \leftrightarrow \text{NO} + \text{H}$	4.1×10^7	2.0×10^8	0	0	0	19.7×10^4

Οι ρυθμοί αντίδρασης των συστατικών NO και N των αμφίδρομων χημικών εξισώσεων φαίνονται παρακάτω (Εξισώσεις (17),(18)), όπου οι συγκεντρώσεις που φαίνονται μέσα σε αγκύλες ([...]) έχουν μονάδες mol/m³, ενώ ο ρυθμός αντίδρασης δίνεται σε mol/m³/s.

$$\frac{d[\text{NO}]}{dt} = -K_{f,1}[\text{N}][\text{NO}] + K_{f,2}[\text{N}][\text{O}_2] + K_{f,3}[\text{N}][\text{OH}] + K_{b,1}[\text{N}_2][\text{O}] - K_{b,2}[\text{NO}][\text{O}] - K_{b,3}[\text{NO}][\text{H}] \quad (17)$$

$$\frac{d[N]}{dt} = -K_{f,1}[N][NO] - K_{f,2}[N][O_2] - K_{f,3}[N][OH] + K_{b,1}[N_2][O] + K_{b,2}[NO][O] + K_{b,3}[NO][H] \quad (18)$$

Έχει παρατηρηθεί ότι η συγκέντρωση του ατομικού αζώτου (N) είναι πολλές τάξεις μεγέθους μικρότερη σε σχέση με τα υπόλοιπα συστατικά που περιλαμβάνονται στις παραπάνω τρεις χημικές εξισώσεις [68]. Το γεγονός αυτό επιβεβαιώνεται στο Σχήμα 9, όπου φαίνονται ενδεικτικά οι υπολογισμένες τιμές κλασμάτων μάζας των συστατικών στη διάρκεια του κλειστού κύκλου λειτουργίας ενός κινητήρα Otto με στοιχειομετρικό μίγμα υδρογόνου (έντονη διάσταση προϊόντων), που προκύπτουν από την εφαρμογή του ρευστομηχανικού κώδικα.



Σχήμα 9. Ενδεικτικές τιμές κλασμάτων μάζας συστατικών σε κινητήρα Otto με καύσιμο το υδρογόνο

Παρατηρείται από το Σχήμα 9, ότι λόγω της μικρής τιμής του ατομικού αζώτου, μπορεί χωρίς μεγάλο σφάλμα να γίνει η παραδοχή ότι η μεταβολή του παραμένει πρακτικά σταθερή στο χρόνο. Έτσι, ο ρυθμός αντίδρασής του θα ισούται με:

$$\frac{d[N]}{dt} = 0 \quad (19)$$

Αν στη σχέση που δίνει το ρυθμό αντίδρασης του μονοξειδίου του αζώτου (Εξίσωση (17)) αντικατασταθεί η Εξίσωση (18), λαμβάνοντας υπόψιν και την Εξίσωση (19), προκύπτει μια απλοποιημένη έκφραση για το ρυθμό αντίδρασης του NO, η οποία δίνεται από την Εξίσωση (20).

$$\frac{d[\text{NO}]}{dt} = \frac{2R_1 \left\{ 1 - \left(\frac{[\text{NO}]}{[\text{NO}]_{\text{eq}}} \right)^2 \right\}}{1 + \left(\frac{[\text{NO}]}{[\text{NO}]_{\text{eq}}} \right) \frac{R_1}{R_2 + R_3}} \quad (20)$$

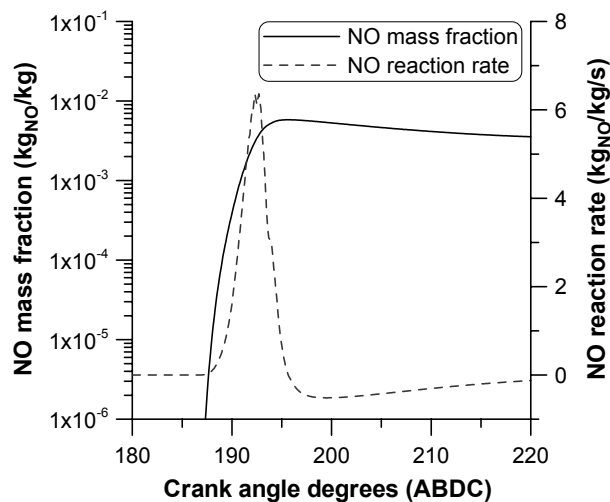
όπου $[\text{NO}]_{\text{eq}}$ είναι η συγκέντρωση χημικής ισορροπίας του μονοξειδίου του αζώτου και R_1 , R_2 , R_3 είναι οι ρυθμοί σχηματισμού ή διάστασης κατά τη χημική ισορροπία και δίνονται από τις παρακάτω σχέσεις.

$$R_1 = K_{f,1}[\text{N}][\text{NO}] = K_{b,1}[\text{N}_2][\text{O}]$$

$$R_2 = K_{f,2}[\text{N}][\text{O}_2] = K_{b,2}[\text{NO}][\text{O}]$$

$$R_3 = K_{f,3}[\text{N}][\text{OH}] = K_{b,3}[\text{NO}][\text{H}]$$

Με την εφαρμογή της Εξίσωσης (20) υπολογίζεται ο ρυθμός αντίδρασης του μονοξειδίου του αζώτου, ο οποίος υπεισέρχεται στον όρο πηγής της εξίσωσης διατήρησης του συγκεκριμένου συστατικού. Η υπολογισμένη τιμή κλάσματος μάζας του NO, καθώς και ο ρυθμός αντίδρασής του σε κινητήρα Otto με καύσιμο το υδρογόνο ($\phi=1$), φαίνονται στο Σχήμα 10, που προέκυψαν ακολουθώντας τη μεθοδολογία που παρουσιάστηκε παραπάνω.



Σχήμα 10. Ενδεικτική τιμή κλάσματος μάζας και ρυθμού αντίδρασης του μονοξειδίου του αζώτου σε κινητήρα Otto με καύσιμο το υδρογόνο

Σε αντίθεση με τις συγκεντρώσεις των υπόλοιπων συστατικών (Σχήμα 9), η συγκέντρωση του NO αυξάνει ραγδαία κατά τη διάρκεια των πρώτων σταδίων της καύσης και στη συνέχεια διατηρεί μια περίπου σταθερή τιμή ή, όπως συνηθίζεται να λέγεται, «παγώνει». Αντίστοιχο φαινόμενο παρατηρείται και στο ρυθμό αντίδρασης. Αυτό συμβαίνει,

γιατί ο ρυθμός αντίδρασης έχει μια έντονη εξάρτηση από τη θερμοκρασία (Arrhenius μορφή), οπότε σε υψηλές θερμοκρασίες υπάρχει έντονη παραγωγή NO. Αν μειωθεί η θερμοκρασία κάτω από το όριο σχηματισμού των οξειδίων αυτών, το οποίο είναι περίπου 2000 K (στο Σχήμα 10 αυτό συμβαίνει περίπου στις 195 °ΓΣ ΜΚΝΣ), οι συγκεντρώσεις στη συνέχεια παραμένουν πρακτικά αμετάβλητες.

Περισσότερες λεπτομέρειες σχετικά με τον τρόπο παραγωγής των ρύπων αυτών, καθώς και η χωρική και χρονική κατανομή τους, θα παρουσιαστούν σε επόμενο κεφάλαιο (Κεφάλαιο 9), όπου θα γίνει η λεπτομερής διερεύνηση ενός κινητήρα Otto με καύσιμο το υδρογόνο σε ποικίλες συνθήκες λειτουργίας [65].

6.8 Ενσωμάτωση των ρυθμών αντιδράσεων στις εξισώσεις διατήρησης του ρευστομηχανικού κώδικα

Αφού υπολογιστούν οι ρυθμοί αντίδρασης του κάθε συστατικού στην αρχή του κάθε χρονικού βήματος, εμφανίζονται σαν όροι πηγής στις αντίστοιχες εξισώσεις διατήρησης των συστατικών. Αυτό συμβαίνει μόνο για τα υπολογιστικά κελιά, στα οποία έχει φτάσει το μέτωπο της φλόγας και το καύσιμο μίγμα έχει αρχίσει να καίγεται, όπως επίσης και για τα κελιά που βρίσκονται πίσω από το μέτωπο της φλόγας, όπου λαμβάνουν χώρα αντιδράσεις μετάκαυσης, οι οποίες υπολογίζονται ακολουθώντας την ίδια μεθοδολογία. Οι όροι πηγής S_{Y_i} φαίνονται παρακάτω (Εξίσωση (21)).

$$S_{Y_i} = \rho \omega_i dV = \rho \left(\frac{dY_i}{dt} \right)^{t+1} dV \quad (21)$$

Πρέπει να τονιστεί ότι το μέγεθος dV της Εξίσωσης (21) είναι ο όγκος του υπολογιστικού κελιού που συμμετέχει στην καύση. Στην περίπτωση που η φλόγα δεν καλύπτει ολόκληρο το κελί, dV θεωρείται ο καμένος όγκος, όπως αναλύθηκε προηγουμένως. Στην περίπτωση που το κελί βρίσκεται πίσω από το μέτωπο της φλόγας, dV θεωρείται ο συνολικός όγκος του υπολογιστικού κελιού.

Βιβλιογραφία Κεφαλαίου 6

- [1] Παριώτης ΕΓ. Ανάπτυξη μοντέλου για την μελέτη των φυσικών και χημικών διεργασιών της καύσης σε κινητήρες Ντίζελ. Διδακτορική Διατριβή, ΕΜΠ, Αθήνα; 2005.

- [2] Komninou NP, Hountalas DT. Improvement and validation of a multi-zone model for HCCI engine combustion concerning performance and emissions. *Energy Convers Manage* 2008;49(10):2530–7.
- [3] Dong C, Zhou Q, Zhao Q, Zhang Y, Xu T, Hui S. Experimental study on the laminar flame speed of hydrogen/carbon monoxide/air mixtures. *Fuel* 2009;88(10):1858–63.
- [4] Hu E, Huang Z, He J, Jin C, Zheng J. Experimental and numerical study on laminar burning characteristics of premixed methane–hydrogen–air flames. *Int J Hydrogen Energy* 2009;34(11):4876–88.
- [5] Conte E, Boulouchos K. Experimental investigation into the effect of reformer gas addition on flame speed and flame front propagation in premixed, homogeneous charge gasoline engines. *Combust Flame* 2006;146(1-2):329–47.
- [6] Jerzembeck S, Peters N, Pepiot-Desjardins P, Pitsch H. Laminar burning velocities at high pressure for primary reference fuels and gasoline: Experimental and numerical investigation. *Combust Flame* 2009;156(2):292–301.
- [7] Verhelst S, Woolley R, Lawes M, Sierens R. Laminar and unstable burning velocities and Markstein lengths of hydrogen–air mixtures at engine-like conditions. *Proc Combust Inst* 2005;30(1):209–16.
- [8] Hu E, Huang Z, He J, Miao H. Experimental and numerical study on laminar burning velocities and flame instabilities of hydrogen–air mixtures at elevated pressures and temperatures. *Int J Hydrogen Energy* 2009;34(20):8741–55.
- [9] Pareja J, Burbano HJ, Ogami Y. Measurements of the laminar burning velocity of hydrogen–air premixed flames. *Int J Hydrogen Energy* 2010;35(4):1812–8.
- [10] Vagelopoulos CM, Egolfopoulos FN, Law CK. Further considerations on the determination of laminar flame speeds with the counterflow twin-flame technique. *Symp (Int) Combust [Proc]* 1994;25(1):1341–7.
- [11] Verhelst S. A study of the combustion in hydrogen-fuelled internal combustion engines. Ph.D. Thesis, Ghent University, Ghent, Belgium, 2005 (<http://hdl.handle.net/1854/3378>).
- [12] Gerke U. Numerical analysis of mixture formation and combustion in a hydrogen direct-injection internal combustion engine. Ph.D. Thesis, Diss. ETH No. 17477, Cuvillier Göttingen, ETH Zurich, Switzerland, 2007 (<http://e-collection.ethbib.ethz.ch/eserv/eth:30102/eth-30102-02.pdf>).
- [13] Kwon OC, Faeth GM. Flame/stretch interactions of premixed hydrogen-fueled flames: measurements and predictions. *Combust Flame* 2001;124(4):590–610.
- [14] Milton B, Keck J. Laminar burning velocities in stoichiometric hydrogen and hydrogen–hydrocarbon gas mixtures. *Combust Flame* 1984;58(1):13–22.

- [15] Liu DDS, MacFarlane R. Laminar burning velocities of hydrogen–air and hydrogen–air–steam flames. *Combust Flame* 1983;49(1-3):59–71.
- [16] Koroll GW, Kumar RK, Bowles EM. Burning velocities of hydrogen-air mixtures. *Combust Flame* 1993;94(3):330–40.
- [17] Iijima T, Takeno T. Effects of temperature and pressure on burning velocity. *Combust Flame* 1986;65(1):35–43.
- [18] Gerke U, Steurs K, Rebecchi P, Boulouchos K. Derivation of burning velocities of premixed hydrogen/air flames at engine-relevant conditions using a single-cylinder compression machine with optical access. *Int J Hydrogen Energy* 2010;35(6):2566–77.
- [19] Verhelst S, Sierens R. A quasi-dimensional model for the power cycle of a hydrogen-fuelled ICE. *Int J Hydrogen Energy* 2007;32(15):3545–54.
- [20] Marinov NM, Curran HJ, Pitz WJ, Westbrook CK. Chemical kinetic modeling of hydrogen under conditions found in internal combustion engines. *Energy Fuels* 1998;12(1):78–82.
- [21] O’Conaire M, Curran HJ, Simmie JM, Pitz WJ, Westbrook CK. A comprehensive modeling study of hydrogen oxidation. *Int J Chem Kinetics* 2004;36(11):603–22.
- [22] Konnov AA. Remaining uncertainties in the kinetic mechanism of hydrogen combustion. *Combust Flame* 2008;152(4):507–28.
- [23] Herweg R, Maly RR. A fundamental model for flame kernel formation in S.I. engines. SAE Paper no. 922243; 1992.
- [24] Knop V, Benkenida A, Jay S, Colin O. Modelling of combustion and nitrogen oxide formation in hydrogen-fuelled internal combustion engines within a 3D CFD code. *Int J Hydrogen Energy* 2008;33(19):5083–97.
- [25] Verhelst S, Sierens R. Combustion studies for PFI hydrogen IC engines. SAE Paper no. 2007-01-3610; 2007.
- [26] Verhelst S, Wallner T. Hydrogen-fueled internal combustion engines. *Prog Energy Combust Sci* 2009;35(6):490–527.
- [27] Bradley D, Lawes M, Liu K, Verhelst S, Woolley R. Laminar burning velocities of lean hydrogen–air mixtures at pressures up to 1.0 MPa. *Combust Flame* 2007;149(1-2):162–72.
- [28] Ewald J, Peters N. On unsteady premixed turbulent burning velocity prediction in internal combustion engines. *Proc Combust Inst* 2007;31(2):3051–8.
- [29] Duclos JM, Veynante D, Poinso T. A comparison of flamelet models for premixed turbulent combustion. *Combust Flame* 1993;95(1-2):101–17.
- [30] Weller HG, Uslu S, Gosman AD, Maly RR, Herweg R, Heel B. Prediction of combustion in homogeneous-charge spark-ignition engines. In: Proc of 3rd Int

- Symposium on “Diagnostics and Modelling of Combustion in Internal Combustion Engines (COMODIA 1994)”, Yokohama, Japan, July 1994, pp. 163–9.
- [31] Peters N. The turbulent burning velocity for large-scale and small-scale turbulence. *J Fluid Mechanics* 1999;384(1):107–32.
- [32] Gülder OL. Turbulent premixed flame propagation models for different combustion regimes. *Symp (Int) Combust [Proc]* 1990;23(1):743–50.
- [33] Zimont VL. Gas premixed combustion at high turbulence. Turbulent flame closure combustion model. *Exp Therm Fluid Sci* 2000;21(1-3):179–86.
- [34] Lipatnikov AN, Chomiak J. A simple model of unsteady turbulent flame propagation. *Trans SAE, J Engines* 1997;106:2441–52 [SAE Paper no. 972993].
- [35] Lipatnikov AN, Chomiak J. Modeling of pressure and non-stationary effects in spark ignition engine combustion: A comparison of different approaches. *Trans SAE, J Engines* 2000;109:1833–50 [SAE Paper no. 2000-01-2034].
- [36] Dinkelacker F, Hoelzler S. Investigation of a turbulent flame speed closure approach for premixed flame calculations. *Combust Sci Technol* 2000;158(1):321–40.
- [37] Lipatnikov AN. Testing premixed turbulent combustion models by studying flame dynamics. *Int J Spray Combustion Dynamics* 2009;1(1):39–66.
- [38] Abdel-Gayed RG, Bradley D. Dependence of turbulent burning velocity on turbulent Reynolds number and ratio of laminar burning velocity to r.m.s. turbulent velocity. *Symp (Int) Combust [Proc]* 1976;16(1):1725–35.
- [39] Damköhler G. Influence of turbulence on the velocity of flame in gas mixtures. *Z Elektrochem* 1950;46:601-26. English translation, NACA-TM-I 112 (1947).
- [40] Lipatnikov AN, Chomiak J. Lewis number effects in premixed turbulent combustion and highly perturbed laminar flames. *Combust Sci Technol* 1998;137(1):277–98.
- [41] Andrews GE, Bradley D, Lawes M. Turbulence and turbulent flame propagation—A critical appraisal. *Combust Flame* 1975;24:285–304.
- [42] Bradley D, Lau AKC, Lawes M. Flame stretch rate as a determinant of turbulent burning velocity. *Phil Trans R Soc Lond* 1992;A-338:359–87.
- [43] Abdel-Gayed RG, Bradley D, Lawes M. Turbulent burning velocities: a general correlation in terms of straining rates. *Proc R Soc Lond* 1987;A-414:389–413.
- [44] Kitagawa T, Nakahara T, Maruyama K, Kado K, Hayakawa A, Kobayashi S. Turbulent burning velocity of hydrogen-air premixed propagating flames at elevated pressures. *Int J Hydrogen Energy* 2008;33(20):5842–9.
- [45] Kumar RK, Tamm H. Turbulent combustion of hydrogen in large volumes. *Can J Chem Eng* 1985;63(4):662–7.
- [46] Korolla GW, Kumar RK, Bowles EM. Burning velocities of hydrogen-air mixtures. *Combust Flame* 1993;94(3):330–40.

- [47] Brandl A, Pfitzner M, Mooney JD, Durst B, Kern W. Comparison of combustion models and assessment of their applicability to the simulation of premixed turbulent combustion in IC-engines. *Flow Turbulence Combust* 2005;75(1-4):335–50.
- [48] Willems H, Sierens R. Modeling the initial growth of the plasma and flame kernel in SI engines. *Trans ASME, J Eng Gas Turb Power* 2003;125(2):479–84.
- [49] Pischinger S, Heywood JB. A model for flame kernel development in a spark-ignition engine. *Symp (Int) Combust [Proc]* 1991;23(1):1033–40.
- [50] Fan L, Reitz RD. Development of an ignition and combustion model for spark-ignition engines. *Trans SAE, J Engines* 2000;109:1977–89 [SAE Paper no. 2000-01-2809].
- [51] Tan Z, Reitz RD. An ignition and combustion model based on the level-set method for spark-ignition engine multidimensional modeling. *Combust Flame* 2006;145(1-2):1–15.
- [52] Kuo T-W. Multidimensional port-and-cylinder gas flow, fuel spray, and combustion calculations for a port-fuel-injection engine. SAE Paper no. 920515; 1992.
- [53] Yossefi D, Maskell SJ, Ashcroft SJ, Belmont MR. Ignition source characteristics for natural-gas-burning vehicle engines. *Proc Inst Mech Engrs, Part D, J Automob Eng* 2000;214(2):171–80.
- [54] Heywood JB, Vilchis FR. Comparison of flame development in a spark-ignition engine fueled with propane and hydrogen. *Combust Sci Technol* 1984;38(5):313–24.
- [55] Aleiferis PG, Taylor AMKP, Ishii K, Urata Y. The relative effects of fuel concentration, residual-gas fraction, gas motion, spark energy and heat losses to the electrodes on flame-kernel development in a lean-burn spark ignition engine. *Proc Inst Mech Engrs, Part D, J Automob Eng* 2004;218(4):411–25.
- [56] Arcoumanis C, Bae C-S. Correlation between spark ignition characteristics and flame development in a constant-volume combustion chamber. *Trans SAE, J Engines* 1992;101:556–70 [SAE Paper no. 920413].
- [57] Abraham J, Bracco FV, Reitz RD. Comparison of computed and measured premixed charge engine combustion. *Combust Flame* 1985;60(3):309–22.
- [58] Kong S-C, Han Z, Reitz RD. The development and application of a diesel ignition and combustion model for multidimensional engine simulations. *Trans SAE, J Engines* 1995;104:502–18 [SAE Paper no. 950278].
- [59] Masood M, Ishrat MM, Reddy AS. Computational combustion and emission analysis of hydrogen-diesel blends with experimental verification. *Int J Hydrogen Energy* 2007;32(13):2539–47.
- [60] Kong S-C, Ayoub N, Reitz RD. Modeling combustion in compression ignition homogeneous charge engines. *Trans SAE, J Engines* 1992;101:896–911 [SAE Paper no. 920512].

- [61] Kim S, Ito K, Yoshihara D, Wakisaka T. Application of a genetic algorithm to the optimization of rate constants in chemical reaction submodels for engine combustion simulation. In: Proc of 6th Int Symposium on “Diagnostics and Modelling of Combustion in Internal Combustion Engines (COMODIA 2004)”, Yokohama, Japan, August 2004, pp. 43–51.
- [62] Fan L, Li G, Han Z, Reitz RD. Modelinf fuel preparation and stratified combustion in a gasoline direct injection engine. Trans SAE, J Engines 1999;108:105–19 [SAE Paper no. 1999-01-0175].
- [63] Rakopoulos CD, Hountalas DT, Tzanos EI, Taklis GN. A fast algorithm for calculating the composition of diesel combustion products using 11 species chemical equilibrium scheme. Adv Eng Softw 1994;19(2):109–19.
- [64] Rakopoulos CD, Michos CN, Giakoumis EG. Thermodynamic analysis of SI engine operation on variable composition biogas-hydrogen blends using a quasi-dimensional, multi-zone combustion model. SAE Int J Engines 2009;2(1):880–910 [SAE Paper no. 2009-01-0931].
- [65] Rakopoulos CD, Kosmadakis GM, Pariotis EG. Evaluation of a combustion model for the simulation of hydrogen spark-ignition engines using a CFD code. Int J Hydrogen Energy 2010;35(22):12545–60.
- [66] Frassoldati A, Faravelli T, Ranzi E. A wide range modeling study of NO_x formation and nitrogen chemistry in hydrogen combustion. Int J Hydrogen Energy 2006;31(15):2310–28.
- [67] Skottene M, Rian KE. A study of NO_x formation in hydrogen flames. Int J Hydrogen Energy 2007;32(15):3572–85.
- [68] Lavoie GA, Heywood JB, Keck JC. Experimental and theoretical study of nitric oxide formation in internal combustion engines. Combust Sci Technol 1970;1(4):313–26.

7. ΑΠΟΤΙΜΗΣΗ ΝΕΟΥ ΡΕΥΣΤΟΜΗΧΑΝΙΚΟΥ ΜΟΝΤΕΛΟΥ

7.1 Εισαγωγή

Πρωταρχικό μέλημα κατά την κατασκευή του ρευστομηχανικού κώδικα ήταν ο αξιόπιστος υπολογισμός των ροϊκών και θερμοδυναμικών μεγεθών στο εσωτερικό των κυλίνδρων εμβολοφόρων ΜΕΚ, πράγμα που επιτεύχθηκε με επιτυχία, όπως θα παρουσιαστεί στο παρόν κεφάλαιο. Σκοπός του κεφαλαίου είναι η διερεύνηση αρχικά του ρευστομηχανικού προβλήματος, με τη μελέτη του πεδίου ροής (μέσων και τοπικών ταχυτήτων) και τη σύγκρισή του είτε με αντίστοιχες τιμές από άλλους υπολογιστικούς κώδικες είτε με διαθέσιμα πειραματικά αποτελέσματα. Επιπλέον, θα διερευνηθούν και οι θερμοδυναμικές ιδιότητες (πίεση και θερμοκρασία), καθώς και θα μελετηθεί η τυρβώδης ανάμιξης του αέρα με αέριο καύσιμο (υδρογόνο).

Όπως θα φανεί στη συνέχεια, το πεδίο ροής προσομοιώνεται ικανοποιητικά σε διάφορες περιπτώσεις που μελετήθηκαν, το οποίο αποτελεί τη βάση για τον αξιόπιστο υπολογισμό στη συνέχεια και των υπόλοιπων μεγεθών, όπως η πίεση του κυλίνδρου, η ανάμιξη του αέρα με το αέριο καύσιμο, η απόδοση του κινητήρα, οι εκπεμπόμενοι ρύποι κτλ.

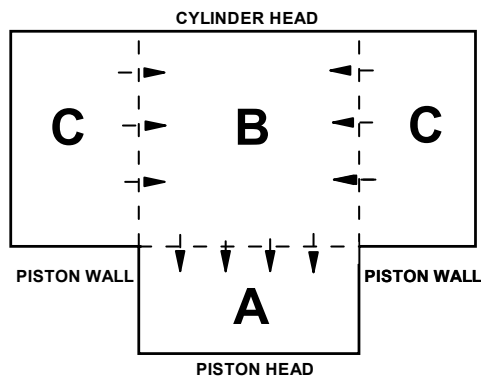
Όλες οι περιπτώσεις που εξετάστηκαν στο παρόν κεφάλαιο είναι σε συνθήκες ετεροκίνησης. Η προκαταρκτική αποτίμηση γίνεται σε κινητήρα Diesel, όπου τα υπολογιστικά αποτελέσματα (πίεση, μέση θερμοκρασία, μέσες τιμές των ταχυτήτων) του ρευστομηχανικού μοντέλου συγκρίνονται με τα αντίστοιχα ενός ημι-διαστατικού μοντέλου για διάφορες γεωμετρίες της διαμόρφωσης του εμβόλου και ταχύτητες περιστροφής. Στη συνέχεια, προσομοιώθηκε ο ανοιχτός κύκλος ενός κινητήρα Otto, για τον οποίο είναι διαθέσιμα πειραματικά δεδομένα σχετικά με τις τοπικές ταχύτητες σε διάφορες χρονικές στιγμές, καθώς και ένα μέρος των αντίστοιχων υπολογιστικών αποτελεσμάτων ενός εμπορικού ρευστομηχανικού κώδικα. Στο τελευταίο μέρος του κεφαλαίου μελετήθηκε ποιοτικά η ανάμιξη του αέρα με αέριο καύσιμο (υδρογόνο). Η προσομοίωση της τυρβώδους ανάμιξης έγινε αρχικά σε μια απλή γεωμετρία οχετού-εγχυτήρα σε μόνιμες συνθήκες, όπου είναι διαθέσιμο έπειτα από επεξεργασία το εύρος διασποράς των μετρήσεων. Στη συνέχεια, ακολούθησε μια πιο λεπτομερής προσομοίωση της ανάμιξης, όπου στον ίδιο κινητήρα Otto με προηγουμένως προστέθηκε ένας εγχυτήρας στον οχετό εισαγωγής και τα υπολογιστικά

αποτελέσματα που προέκυψαν συγκρίθηκαν με τα αντίστοιχα ενός εμπορικού ρευστομηχανικού κώδικα.

7.2 Προκαταρκτική διερεύνηση μέσου πεδίου ροής και θερμοδυναμικών ιδιοτήτων σε κινητήρα Diesel

7.2.1 Εισαγωγή

Η προκαταρκτική διερεύνηση των μέσων ταχυτήτων και θερμοδυναμικών ιδιοτήτων έγινε σε έναν κινητήρα Diesel με διάφορες γεωμετρίες της διαμόρφωσης εμβόλου και της ταχύτητας περιστροφής σε συνθήκες ετεροκίνησης. Σκοπός της συγκεκριμένης μελέτης είναι να εξεταστεί το μέσο πεδίο ροής στο εσωτερικό του κυλίνδρου, καθώς και κάποια θερμοδυναμικά χαρακτηριστικά και να συγκριθούν τα αποτελέσματα του ρευστομηχανικού κώδικα που αναπτύχθηκε με τα αντίστοιχα αποτελέσματα ενός ημι-διαστατικού υπολογιστικού μοντέλου [1-4]. Τα μεγέθη που συμπεριλαμβάνονται στη συγκεκριμένη διερεύνηση είναι η πίεση, η μέση θερμοκρασία και οι μέσες τιμές της ακτινικής και αξονικής ταχύτητας του αέρα στο εσωτερικό του κυλίνδρου. Το μέσο πεδίο ροής ορίζεται με βάση το Σχήμα 1, όπου μπορούν να διακριθούν τρεις διαφορετικές περιοχές του κυλίνδρου.



Σχήμα 1. Εσωτερικό του κυλίνδρου, όπου φαίνεται ο διαχωρισμός των τριών περιοχών και των μέσων ταχυτήτων

Η περιοχή “Α” βρίσκεται στο εσωτερικό της διαμόρφωσης του εμβόλου, η περιοχή “Β” βρίσκεται εκτός της διαμόρφωσης του εμβόλου, αλλά περικλείεται από ακτίνα ίση με αυτήν της διαμόρφωσης, ενώ η περιοχή “C” καταλαμβάνει τον όγκο του κυλίνδρου που έχει διάμετρο μεγαλύτερη από τη διάμετρο της διαμόρφωσης. Επομένως, μπορεί να οριστεί η μέση ακτινική ταχύτητα του αερίου (radial velocity) που διέρχεται από την περιοχή “C” προς

την περιοχή “B” και αντίστροφα (στο όριο των περιοχών “B-C”), η οποία στη βιβλιογραφία συναντάται και με την ονομασία ταχύτητα σύνθλιψης (squish velocity) [5], καθώς και η μέση αξονική ταχύτητα (axial velocity) από την περιοχή “B” προς την περιοχή “A” και αντίστροφα (στο όριο των περιοχών “A-B”). Κατά την περίοδο της συμπίεσης το ρευστό συμπιέζεται στην περιοχή “C” και μετακινείται προς την περιοχή “B”. Η κίνηση αυτή του αερίου γίνεται πιο έντονη λίγο πριν το έμβολο φτάσει στο ΑΝΣ, ενώ η αντίστροφη κίνηση λαμβάνει χώρα κατά την αποτόνωση. Παρόμοια μορφή έχει και η μέση αξονική ταχύτητα.

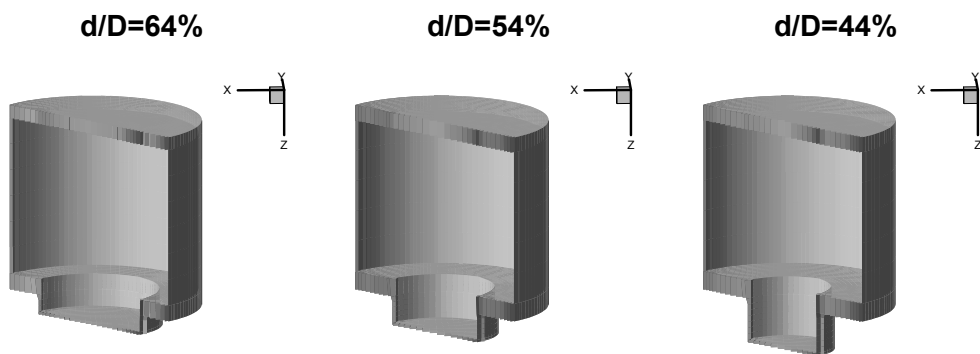
7.2.2 Υπολογιστικά δεδομένα

Η εξέταση της πίεσης, της μέσης θερμοκρασίας και των μέσων ταχυτήτων έγινε σε τετράχρονο κινητήρα Diesel, φυσικής αναπνοής, αερόψυκτο, σε διάφορες ταχύτητες περιστροφής και γεωμετρίες της διαμόρφωσης του εμβόλου. Στον Πίνακα 1 φαίνονται τα κύρια γεωμετρικά χαρακτηριστικά του κινητήρα αυτού, καθώς και ορισμένες αρχικές και οριακές συνθήκες που εφαρμόστηκαν.

Πίνακας 1. Χαρακτηριστικά του κινητήρα Diesel

Τύπος κινητήρα	LISTER LV1, μονοκύλινδρος κινητήρας Diesel, τετράχρονος, αερόψυκτος, φυσικής αναπνοής	
Διάμετρος εμβόλου	85.73 mm	
Διαδρομή εμβόλου	82.55 mm	
Ύψος νεκρού όγκου	1.28 mm	
Μήκος διωστήρα	177.7 mm	
Βαθμός συμπίεσης	17.6:1	
Αρχική πίεση αερίου	1.1 bar	
Αρχική θερμοκρασία αερίου	320 K	
Θερμοκρασία τοιχωμάτων	380 K	
Αρχικός λόγος συστροφής	1.5	
Ταχύτητα περιστροφής	1500, 2000, 2500 rpm	
Χρονισμός βαλβίδων	Άνοιγμα βαλβίδας εισαγωγής	15 °ΓΣ ΠΑΝΣ
	Κλείσιμο βαλβίδας εισαγωγής	40 °ΓΣ ΜΚΝΣ
	Άνοιγμα βαλβίδας εξαγωγής	40 °ΓΣ ΠΚΝΣ
	Κλείσιμο βαλβίδας εξαγωγής	15 °ΓΣ ΜΑΝΣ

Αξίζει να επισημανθεί ότι η γεωμετρία αναφοράς είναι αυτή που αντιστοιχεί σε λόγο διαμέτρου της διαμόρφωσης εμβόλου προς τη διάμετρο του κυλίνδρου ίσο με 64% ($d/D=64\%$) [5], ενώ επιπλέον εξετάστηκαν γεωμετρίες με λόγους ίσους με 54% και 44% για όλο το εύρος ταχυτήτων περιστροφής (1500–2500 rpm). Στις διαφορετικές αυτές γεωμετρίες διατηρείται ο βαθμός συμπίεσης σταθερός, οπότε για κάθε διάμετρο της διαμόρφωσης του εμβόλου χρησιμοποιήθηκε διαφορετικό ύψος της διαμόρφωσης, ώστε ο συνολικός της όγκος: $V_{bowl} = (\pi d^2/4)h_{bowl}$ να παραμένει σταθερός. Οι διαφορετικές γεωμετρίες κυλίνδρου που εξετάστηκαν φαίνονται σε τομή στο Σχήμα 2.



Σχήμα 2. Διαφορετικές γεωμετρίες της διαμόρφωσης εμβόλου του κινητήρα Diesel που εξετάστηκαν ($d/D=64,54,44\%$)

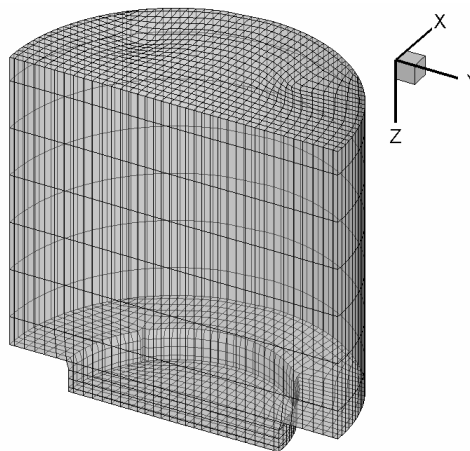
Η προσομοίωση του κλειστού κύκλου λειτουργίας του κινητήρα έγινε για τις τρεις γεωμετρίες της διαμόρφωσης του εμβόλου και για τρεις ταχύτητες περιστροφής (1500, 2000, 2500 rpm) σε συνθήκες ετεροκίνησης, ώστε να εξεταστούν οι θερμοδυναμικές ιδιότητες και το μέσο πεδίο ροής, χωρίς να επηρεάζονται από τα φαινόμενα καύσης. Οι κυριότερες οριακές και αρχικές συνθήκες φαίνονται στον προηγούμενο Πίνακα 1, ενώ η αρχική τιμή της τυρβώδους κινητικής ενέργειας (k_{IVC}) κατά το κλείσιμο της βαλβίδας εισαγωγής (40 °ΓΣ ΜΚΝΣ) εξαρτάται από το τετράγωνο της μέσης ταχύτητας του εμβόλου ($k_{IVC} \sim U_{m,p}^2$). Η μέση ταχύτητα του εμβόλου δίνεται από την Εξίσωση (1).

$$U_{m,p} = \frac{2sn}{60} \quad (1)$$

όπου s η διαδρομή του εμβόλου και n η ταχύτητα περιστροφής σε rpm.

Επιπρόσθετα, η αρχική τιμή του ρυθμού καταστροφής της τυρβώδους κινητικής ενέργειας εξαρτάται από την τυρβώδη κινητική ενέργεια, σύμφωνα με την αναλογία: $\epsilon_{IVC} \sim k_{IVC}^{1.5}$. Επομένως, για κάθε ταχύτητα περιστροφής χρησιμοποιούνται διαφορετικές αρχικές τιμές των παραμέτρων της τύρβης [6].

Σχετικά με το υπολογιστικό πλέγμα που χρησιμοποιήθηκε, κατασκευάστηκε με τη μεθοδολογία που παρουσιάστηκε σε προηγούμενο κεφάλαιο και η τριδιάστατη όψη του σε τομή που διέρχεται από τον άξονα του κυλίνδρου φαίνεται στο Σχήμα 3 (για $d/D=64\%$) κατά το κλείσιμο της βαλβίδας εισαγωγής. Το πλέγμα αυτό αποτελείται από $38 \times 38 \times 16$ πλεγματικές γραμμές στις τρεις διευθύνσεις αντίστοιχα (x,y,z), ενώ είναι επιβεβλημένη η εφαρμογή της τεχνικής αφαίρεσης και προσθήκης πλεγματικών επιπέδων λόγω της κίνησης του εμβόλου [7], εξαιτίας του πολύ μικρού ύψους του νεκρού όγκου, όπως έχει ήδη αναλυθεί. Τέλος, το υπολογιστικό χρονικό βήμα που χρησιμοποιήθηκε είναι ίσο με αυτό που αντιστοιχεί σε $0.5 \text{ }^\circ\text{C}$, που είναι αρκετά μικρό, ώστε να υπολογιστούν λύσεις ανεξάρτητες από το χρονικό βήμα [6].



Σχήμα 3. Τριδιάστατο υπολογιστικό πλέγμα του κυλίνδρου σε τομή ($d/D=64\%$) κατά το κλείσιμο της βαλβίδας εισαγωγής

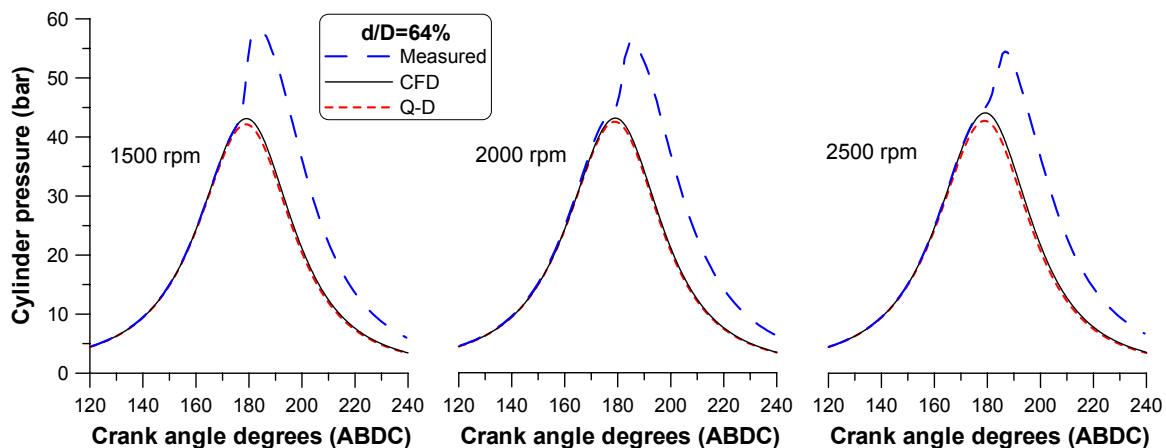
7.2.3 Αποτελέσματα

Στη συνέχεια, παρουσιάζονται τα υπολογιστικά αποτελέσματα του ρευστομηχανικού κώδικα που αναπτύχθηκε και συγκρίνονται με τα αντίστοιχα ενός ημι-διαστατικού μοντέλου [1], στο οποίο όλα τα υπολογιστικά δεδομένα (αρχικές/οριακές συνθήκες, πυκνότητα πλέγματος, χρονικό βήμα κτλ.) είναι τα ίδια. Ο σκοπός που γίνεται αυτή η σύγκριση είναι να γίνει μια προκαταρκτική αποτίμηση των δυνατοτήτων του μοντέλου που αναπτύχθηκε, καθώς και της αξιοπιστίας των υπολογισμών του, όσο αφορά τις θερμοδυναμικές ιδιότητες και το μέσο πεδίο ροής του αέρα στο εσωτερικό του κυλίνδρου, σε σχέση με ένα άλλο μοντέλο προσομοίωσης.

7.2.3.1 Θερμοδυναμικές ιδιότητες

Αρχικά, θα παρουσιαστεί η πίεση και η μέση θερμοκρασία του αερίου που υπολογίζονται από το ρευστομηχανικό κώδικα και θα συγκριθούν με τις αντίστοιχες τιμές του ημι-διαστατικού μοντέλου [8]. Επιπλέον, είναι διαθέσιμο το μετρημένο δυναμοδεικτικό διάγραμμα για τις τρεις ταχύτητες περιστροφής για την περίπτωση της διαμόρφωσης εμβόλου με διάμετρο ίση με $d/D=64\%$ [2], το οποίο χρησιμοποιείται για τη σύγκριση με τα αντίστοιχα υπολογισμένα δυναμοδεικτικά διαγράμματα κατά την περίοδο της συμπίεσης μέχρι να εκκινήσει η έγχυση του καυσίμου (στις 168 °ΓΣ ΜΚΝΣ). Πρέπει να επισημανθεί εδώ, ότι το διάγραμμα αυτό είναι μετρημένο σε συνθήκες με καύση σε χαμηλό φορτίο και είναι ενδεικτικό της περιόδου της συμπίεσης [8].

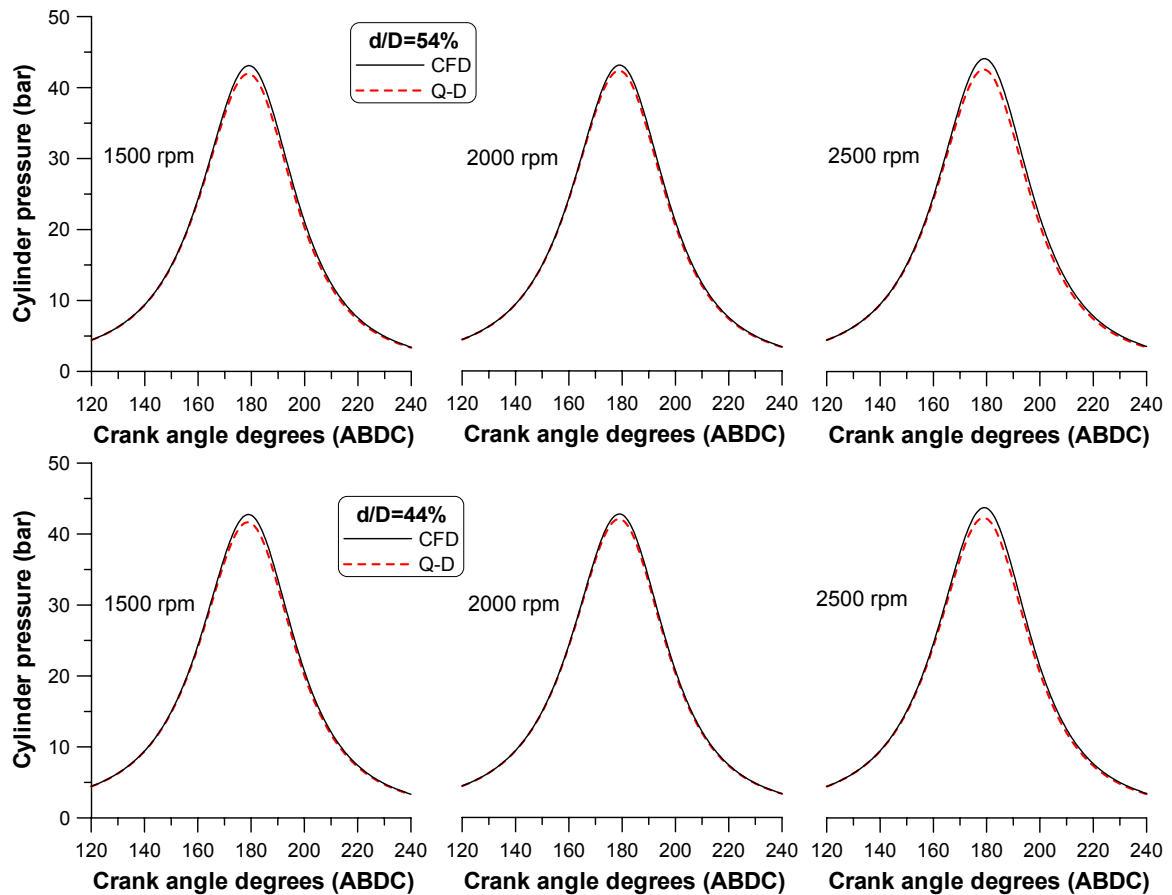
Στο Σχήμα 4 φαίνεται η πίεση του κυλίνδρου, όπως υπολογίζεται από το ρευστομηχανικό κώδικα, καθώς και η σύγκρισή της με τις υπολογισμένες τιμές του ημι-διαστατικού μοντέλου και τις μετρημένες τιμές για τις τρεις ταχύτητες περιστροφής και για λόγο διαμέτρου διαμόρφωσης εμβόλου προς διάμετρο του κυλίνδρου (d/D) ίσο με 64%.



Σχήμα 4. Σύγκριση υπολογισμένης πίεσης κυλίνδρου του ρευστομηχανικού μοντέλου με την αντίστοιχη από το ημι-διαστατικό μοντέλο και τη μετρημένη τιμή για $d/D=64\%$ για τις τρεις ταχύτητες περιστροφής

Παρατηρείται από το Σχήμα 4 ότι οι υπολογισμένες τιμές της πίεσης του ρευστομηχανικού μοντέλου προσομοίωσης βρίσκονται πολύ κοντά στις αντίστοιχες τιμές του ημι-διαστατικού μοντέλου σε όλη τη διάρκεια του κλειστού κύκλου λειτουργίας, ενώ και η μέγιστη πίεση έχει αρκετά κοντινή τιμή. Επιπλέον, υπάρχει πολύ καλή σύμπτωση με τη μετρημένη τιμή σε όλη τη διάρκεια της συμπίεσης μέχρι την αρχή της έγχυσης καυσίμου (στις 168 °ΓΣ ΜΚΝΣ). Το γεγονός αυτό ισχύει για όλο το εύρος της ταχύτητας περιστροφής (1500, 2000 και 2500 rpm).

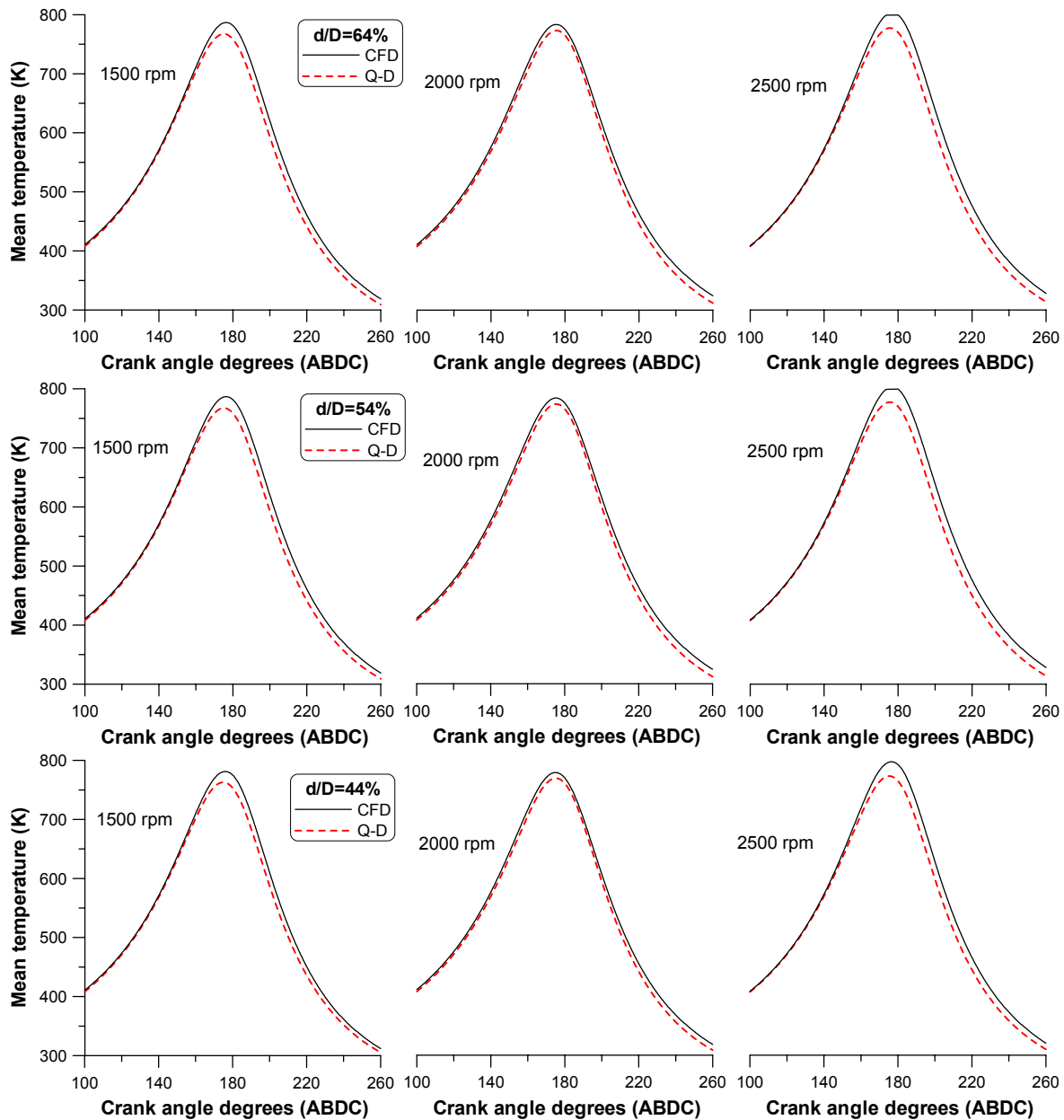
Τα αντίστοιχα αποτελέσματα για τις άλλες δύο γεωμετρίες της διαμόρφωσης του εμβόλου ($d/D=54\%$ και $d/D=44\%$) φαίνονται στο Σχήμα 5, όπου υπάρχει μόνο η σύγκριση της υπολογισμένης πίεσης των δύο μοντέλων προσομοίωσης, διότι δεν είναι διαθέσιμη η μετρημένη τιμή.



Σχήμα 5. Σύγκριση υπολογισμένης πίεσης κυλίνδρου του ρευστομηχανικού μοντέλου με την αντίστοιχη από το ημι-διαστατικό μοντέλο για $d/D=54$ και 44% για τις τρεις ταχύτητες περιστροφής

Από τις περιπτώσεις που φαίνονται στο Σχήμα 5, συμπεραίνεται ότι το ρευστομηχανικό μοντέλο που αναπτύχθηκε δείχνει να υπολογίζει επαρκώς την πίεση του κυλίνδρου, σε σύγκριση βέβαια με ένα άλλο μοντέλο προσομοίωσης, καθώς οι μέγιστες τιμές της πίεσης που υπολογίζουν είναι περίπου οι ίδιες, ενώ επιπλέον κατά τις φάσεις της συμπίεσης και αποτόνωσης υπάρχει μια αρκετά καλή σύμπτωση των προβλέψεων για όλες τις ταχύτητες περιστροφής και γεωμετρίες ($d/D=54$ και 44%).

Στη συνέχεια, στο Σχήμα 6 φαίνεται η υπολογισμένη μέση θερμοκρασία του αερίου του κυλίνδρου με την εφαρμογή του ρευστομηχανικού κώδικα κατά τη διάρκεια του κλειστού κύκλου λειτουργίας του κινητήρα Diesel, για τις τρεις γεωμετρίες και τις τρεις ταχύτητες περιστροφής, και η σύγκρισή της με τις αντίστοιχες τιμές του ημι-διαστατικού μοντέλου.



Σχήμα 6. Σύγκριση υπολογισμένης μέσης θερμοκρασίας αερίου του ρευστομηχανικού μοντέλου με την αντίστοιχη από το ημι-διαστατικό μοντέλο για $d/D=64$, 54 και 44% για τις τρεις ταχύτητες περιστροφής

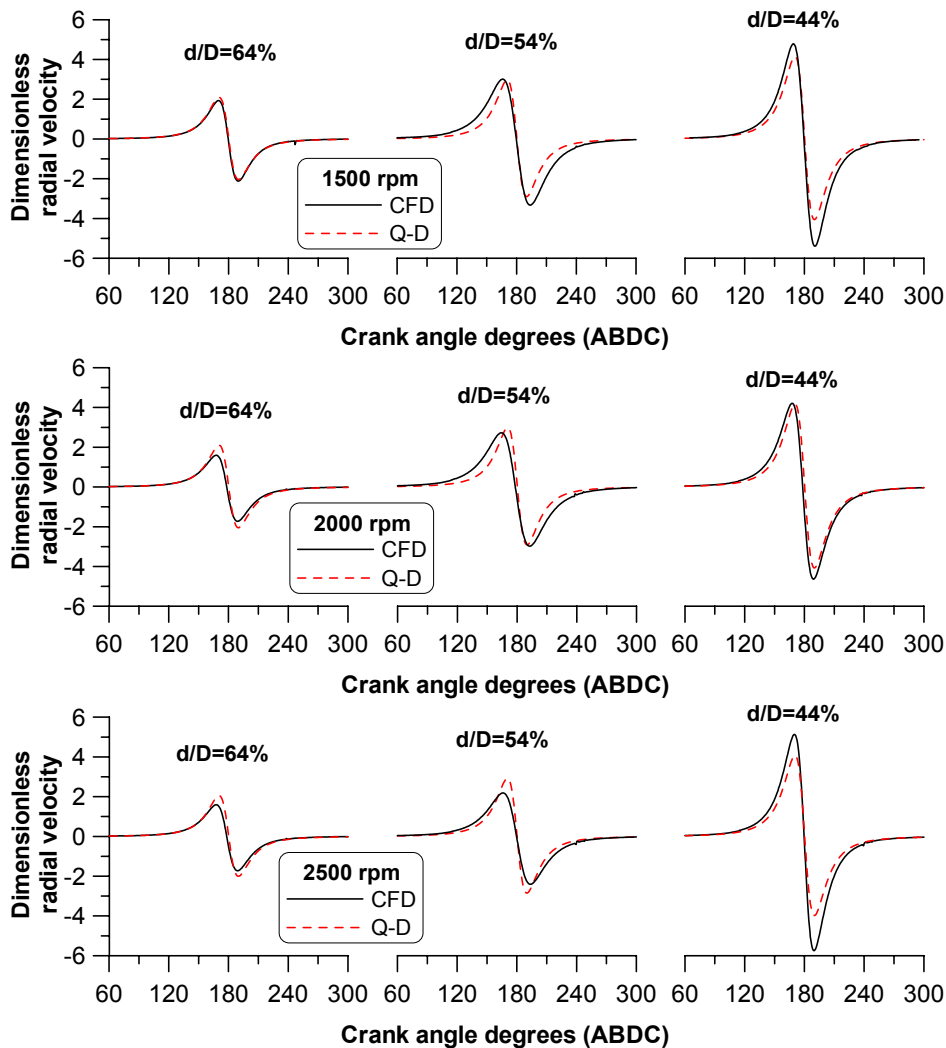
Η υπολογισμένη μέση θερμοκρασία των δύο μοντέλων προσομοίωσης κατά τη διάρκεια της συμπίεσης έχει πολύ κοντινές τιμές. Καθώς όμως το έμβολο πλησιάζει το ΑΝΣ παρατηρείται μια μικρή απόκλιση των μέγιστων τιμών, κυρίως στις 2500 rpm. Η μικρή αυτή διαφορά (σε απόλυτη τιμή μικρότερη των 30 K) διατηρείται κατά τη διάρκεια της αποτόνωσης μέχρι το άνοιγμα της βαλβίδας εξαγωγής. Εφόσον τα δύο μοντέλα χρησιμοποιούν διαφορετική προσέγγιση για την περιγραφή του μηχανισμού μεταφοράς θερμότητας με τα τοιχώματα του κυλίνδρου, τέτοιες μικρές αποκλίσεις είναι αναμενόμενες.

Το σημαντικό συμπέρασμα που προκύπτει από τη διερεύνηση των θερμοδυναμικών ιδιοτήτων, είναι ότι το ρευστομηχανικό μοντέλο που αναπτύχθηκε μπορεί να υπολογίσει ικανοποιητικά την πίεση και τη μέση θερμοκρασία του αερίου του κυλίνδρου κατά τη μεταβολή της γεωμετρίας της διαμόρφωσης του εμβόλου και της ταχύτητας περιστροφής ενός κινητήρα Diesel, σε σύγκριση με τα αντίστοιχα αποτελέσματα ενός αξιόπιστου ημι-διαστατικού μοντέλου [2,5,8].

7.2.3.2 Μέσο πεδίο ροής

Η προκαταρκτική αποτίμηση του ρευστομηχανικού μοντέλου περιλαμβάνει τη διερεύνηση, εκτός των θερμοδυναμικών ιδιοτήτων, και του μέσου πεδίου ροής του αερίου στο εσωτερικό του κυλίνδρου.

Στο Σχήμα 7 παρουσιάζεται η σύγκριση των αδιάστατων μέσων ακτινικών ταχυτήτων (ταχύτητα ρευστού από την περιοχή "B" στην περιοχή "C" του Σχήματος 1), όπως υπολογίζονται από το ρευστομηχανικό μοντέλο που αναπτύχθηκε στην παρούσα Διδακτορική Διατριβή και το ημι-διαστατικό μοντέλο [5]. Οι μέσες ταχύτητες έχουν αδιαστατοποιηθεί με τη διαίρεσή τους με τη μέση ταχύτητα του εμβόλου ($U_{m,p}$), σε κάθε περίπτωση. Η σύγκριση πραγματοποιείται για τις τρεις γεωμετρίες της διαμόρφωσης του εμβόλου και τις τρεις ταχύτητες περιστροφής του κινητήρα Diesel. Πρέπει να επισημανθεί εδώ, ότι ο πρωτότυπος τρόπος που υπολογίζονται οι μέσες ταχύτητες του ημι-διαστατικού μοντέλου περιγράφεται λεπτομερώς στις εργασίες [1,8].

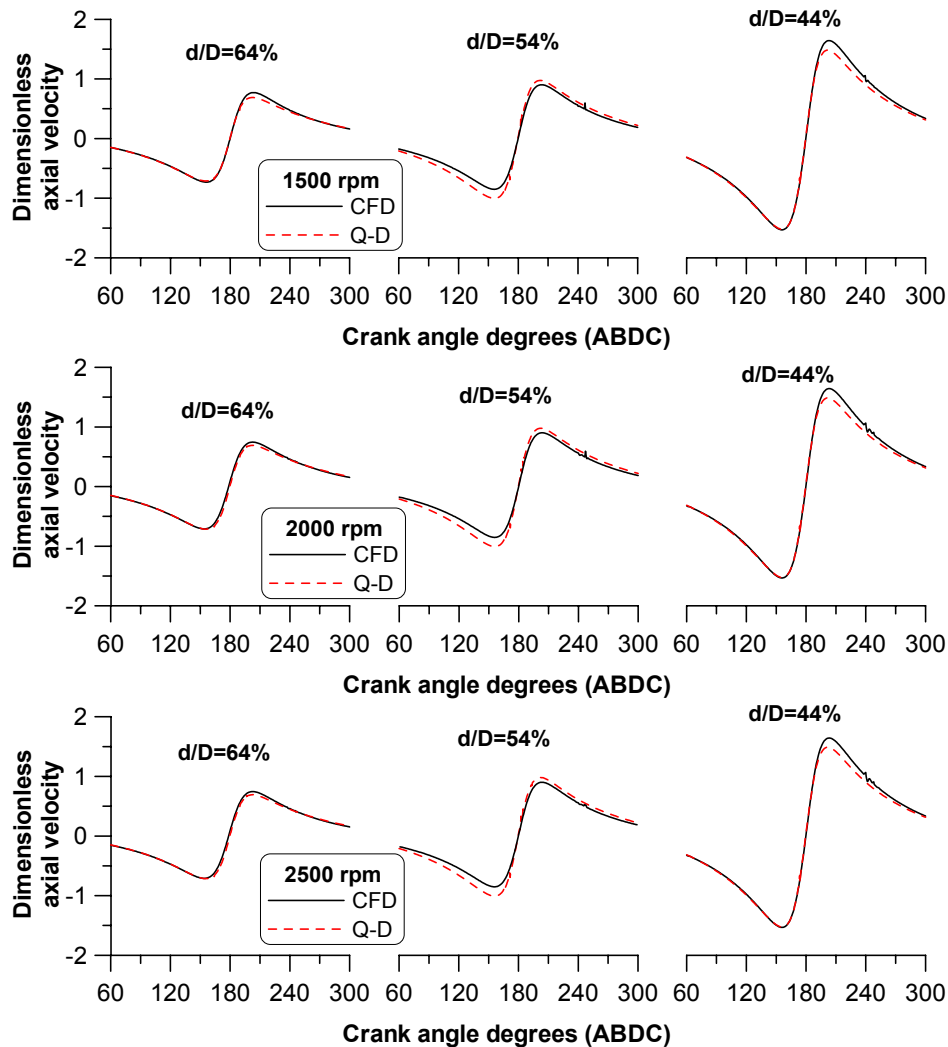


Σχήμα 7. Σύγκριση μέσης ακτινικής ταχύτητας για τις τρεις γεωμετρίες διαμόρφωσης του εμβόλου και τις τρεις ταχύτητες περιστροφής

Η σύγκριση των υπολογιστικών αποτελεσμάτων των δύο μοντέλων είναι αρκετά ικανοποιητική, αφού σε όλες τις περιπτώσεις οι μέσες τιμές της ταχύτητας είναι πολύ κοντά. Οι μόνες αξιόλογες διαφορές που προκύπτουν είναι για $d/D=44\%$ και 54% και στις τρεις ταχύτητες περιστροφής, όπου η μέγιστη απόλυτη τιμή της αδιάστατης ακτινικής ταχύτητας διαφέρει σε μικρό βαθμό. Αυτές οι μικρές αποκλίσεις των αποτελεσμάτων είναι όμως αναμενόμενες, λόγω του εντελώς διαφορετικού χαρακτήρα των δύο μοντέλων προσομοίωσης και του τρόπου που υπολογίζουν το πεδίο ροής. Γενικά, οι τιμές της μέσης ακτινικής ταχύτητας κατά τη διάρκεια του κλειστού κύκλου λειτουργίας, καθώς και οι μέγιστες απόλυτες τιμές που λαμβάνει αυτή είναι σε πλήρη αντιστοιχία με τα υπολογιστικά αποτελέσματα της εργασίας [9].

Στη συνέχεια, παρουσιάζεται η σύγκριση της μέσης αδιάστατης αξονικής ταχύτητας (ταχύτητα ρευστού από την περιοχή "B" στην περιοχή "A" του Σχήματος 1), υπολογισμένη από τα δύο μοντέλα προσομοίωσης, η οποία φαίνεται στο Σχήμα 8. Η σύγκριση των

υπολογιστικών αποτελεσμάτων των δύο μοντέλων για όλες τις περιπτώσεις που λαμβάνονται υπόψιν (μεταβολή γεωμετρίας διαμόρφωσης του εμβόλου και ταχύτητας περιστροφής) είναι και πάλι αρκετά καλή, αφού παρατηρούνται ελάχιστες διαφορές μεταξύ τους, οι οποίες εντοπίζονται κυρίως στις μέγιστες τιμές για $d/D=44\%$ και στις τρεις ταχύτητες περιστροφής.



Σχήμα 8. Σύγκριση μέσης αξονικής ταχύτητας για τις τρεις γεωμετρίες διαμόρφωσης του εμβόλου και τις τρεις ταχύτητες περιστροφής

Από τη σύγκριση των μέσων ταχυτήτων του αερίου (Σχήματα 7,8) προκύπτει το γενικό συμπέρασμα, ότι το ρευστομηχανικό μοντέλο που αναπτύχθηκε μπορεί να προσομοιώνει επαρκώς, σε ποιοτικό τουλάχιστον επίπεδο, το μέσο πεδίο ροής του αερίου στο εσωτερικό του κυλίνδρου μιας εμβολοφόρου ΜΕΚ που έχει διαμόρφωση εμβόλου. Το γεγονός αυτό επαληθεύτηκε για διάφορες γεωμετρίες της διαμόρφωσης και ταχύτητες περιστροφής.

Βέβαια, για πιο λεπτομερή αποτίμηση των υπολογισμών είναι αναγκαία η σύγκριση των υπολογιστικών αποτελεσμάτων του ρευστομηχανικού μοντέλου με τα αντίστοιχα μετρημένα

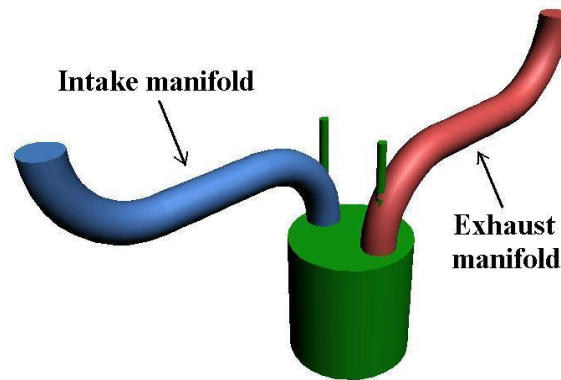
τοπικά μεγέθη στο εσωτερικό του κυλίνδρου [10], ώστε το υπολογισμένο πεδίο ροής να θεωρείται με περισσότερη βεβαιότητα αξιόπιστο [11,12]. Μια τέτοιου είδους αποτίμηση παρουσιάζεται στην επόμενη υπο-παράγραφο.

7.3 Διερεύνηση του τοπικού πεδίου ροής σε κινητήρα Otto

Στην παρούσα υπο-παράγραφο θα διερευνηθεί ένας κινητήρας Otto, ως προς το τοπικό πεδίο ροής του αερίου στο εσωτερικό του κυλίνδρου, όπου θα συγκριθούν οι υπολογισμένες ταχύτητες όχι μόνο με τις αντίστοιχες μετρημένες σε διάφορα σημεία και χρονικές στιγμές, αλλά και με υπολογιστικά αποτελέσματα ενός εμπορικού ρευστομηχανικού κώδικα, ώστε να διαφανεί η αξιοπιστία του μοντέλου που αναπτύχθηκε. Για το σκοπό αυτόν εφαρμόστηκε το ρευστομηχανικό μοντέλο για την προσομοίωση του ανοιχτού κύκλου λειτουργίας ενός κινητήρα Otto σε συνθήκες ετεροκίνησης [11]. Τα χαρακτηριστικά του κινητήρα αυτού φαίνονται στον Πίνακα 2, ενώ η γεωμετρία του φαίνεται στο Σχήμα 9. Πρέπει να επισημανθεί ότι η ρυθμιστική δικλείδα είναι μερικώς ανοιχτή, οπότε η πίεση εισαγωγής είναι μικρότερη της ατμοσφαιρικής.

Πίνακας 2. Χαρακτηριστικά κινητήρα Otto

Τύπος κινητήρα	General Motors, μονοκύλινδρος κινητήρας Otto, τετράχρονος, φυσικής αναπνοής	
Διάμετρος εμβόλου	92 mm	
Διαδρομή εμβόλου	85.85 mm	
Ύψος νεκρού όγκου	12.25 mm	
Μήκος διωστήρα	223.5 mm	
Βαθμός συμπίεσης	8:1	
Διάμετρος βαλβίδας εισαγωγής/εξαγωγής	30 mm	
Διάμετρος οχετού εισαγωγής/εξαγωγής	25.4 mm	
Μέγιστη ανύψωση βαλβίδων	8.9 mm	
Πίεση εισαγωγής	0.41 bar	
Ταχύτητα περιστροφής	1200 rpm	
Χρονισμός βαλβίδων	Άνοιγμα βαλβίδας εισαγωγής	24 °ΓΣ ΠΑΝΣ
	Κλείσιμο βαλβίδας εισαγωγής	80 °ΓΣ ΜΚΝΣ
	Άνοιγμα βαλβίδας εξαγωγής	72 °ΓΣ ΠΚΝΣ
	Κλείσιμο βαλβίδας εξαγωγής	32 °ΓΣ ΜΑΝΣ



Σχήμα 9. Γεωμετρία κινητήρα Otto, όπου διακρίνεται ο σχετός εισαγωγής και εξαγωγής, τα στελέχη των βαλβίδων και ο κύλινδρος

Η βαλβίδα εισαγωγής του κινητήρα φέρει διάφραγμα (shroud) γωνίας 120° , για την αύξηση της συστροφής του εισερχομένου ρευστού στον κύλινδρο. Με επεξεργασία μετρήσεων διαπιστώθηκε ότι ο λόγος συστροφής της γόμωσης του κυλίνδρου κατά το κλείσιμο της βαλβίδας εξαγωγής έχει τιμή ίση με 3.57, ενώ στην αρχή της περιόδου αναρρόφησης (ΑΝΣ) έχει τιμή περίπου 2 [13].

7.3.1 Πειραματικές μετρήσεις

Η πειραματική διερεύνηση του συγκεκριμένου κινητήρα έχει διενεργηθεί από τους Reuss και συνεργάτες [13], οι οποίοι χρησιμοποίησαν ένα έμβολο με διαφανή κεφαλή (transparent combustion chamber) για τη μέτρηση της ακτινικής και περιφερειακής ταχύτητας του αέρα με τη μέθοδο PIV (Particle Image Velocimetry) σε διάφορα σημεία στο εσωτερικό του κυλίνδρου κατά την αναρρόφηση και συμπίεση, καθώς και της τυρβώδους κινητικής ενέργειας μόνο σε μια χρονική στιγμή (στο ΑΝΣ) σε ένα επίπεδο. Όλες οι μετρήσεις έχουν λάβει χώρα σε κάθετα επίπεδα προς την αξονική διεύθυνση του κυλίνδρου για διάφορες χρονικές στιγμές, όπως φαίνεται στον Πίνακα 3, όπου βρίσκονται οι διαθέσιμες μετρήσεις των Reuss και συνεργατών [13]. Για τον προσδιορισμό των ταχυτήτων καταγράφηκαν οι στιγμιαίες τοπικές ταχύτητες για 20 με 30 διαδοχικούς κύκλους λειτουργίας, ώστε να υπολογιστεί στη συνέχεια το μέσο πεδίο ταχυτήτων. Οι μετρήσεις τους περιγράφονται με λεπτομέρεια στις εργασίες [13-15], ενώ αναφέρεται ότι η στατιστική αβεβαιότητα των μετρημένων ταχυτήτων με τη χρήση συνολικά 30 μετρήσεων τη χρονική στιγμή που το έμβολο βρίσκεται κοντά στο ΑΝΣ είναι περίπου 2.5% [13].

Πίνακας 3. Διαθέσιμες μετρήσεις της ακτινικής και περιφερειακής ταχύτητας των Reuss και συνεργατών [13]

Περίοδος	°ΓΣ ΜΑΝΣ	Αξονική απόσταση από την κεφαλή του κυλίνδρου, z (mm)
Εισαγωγή	90	23
	180 (ΚΝΣ)	23
Συμπύεση	290	23
	320	2.5
	360 (ΑΝΣ)	2.5, 6.1, 10

7.3.2 Υπολογιστικά δεδομένα

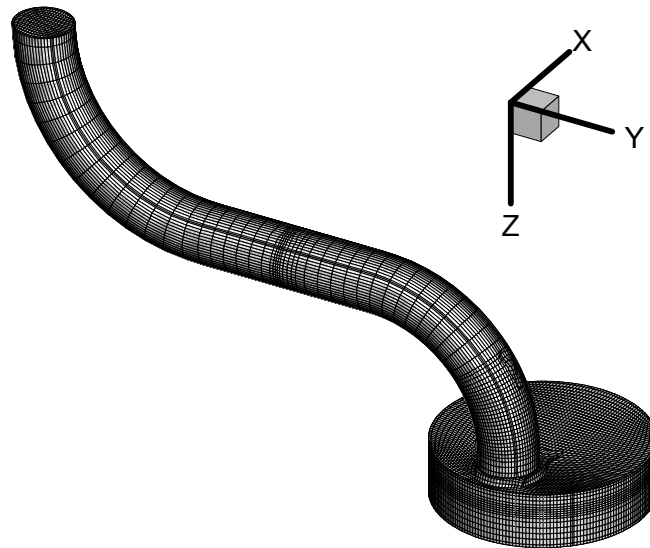
Η προσομοίωση του κινητήρα έγινε για σταθερή ταχύτητα περιστροφής ίση με 1200 rpm και για λειτουργία σε συνθήκες ετεροκίνησης (εργαζόμενο μέσο αέρας), ενώ έχει προσομοιωθεί ο ανοιχτός κύκλος λειτουργίας (αναρρόφηση-συμπύεση-αποτόνωση). Το γεγονός αυτό αυξάνει αρκετά τον απαιτούμενο υπολογιστικό χρόνο και την πολυπλοκότητα του πλέγματος λόγω των κινούμενων βαλβίδων και στελεχών τους. Εφόσον όμως η μελέτη αυτή επικεντρώνεται στο πεδίο ταχυτήτων κατά τη διάρκεια της συμπύεσης, προτιμάται αυτή η προσέγγιση, ώστε οι υπολογισμοί των ταχυτήτων να είναι περισσότερο αξιόπιστοι [16]. Επιπλέον, οι οριακές και αρχικές συνθήκες στο χρονικό σημείο που ξεκινάνε οι υπολογισμοί (κλείσιμο της βαλβίδας εξαγωγής: 32 °ΓΣ ΜΑΝΣ) μπορούν να εκτιμηθούν καλύτερα σε σχέση με τις αντίστοιχες στο κλείσιμο της βαλβίδας εισαγωγής (προσομοίωση κλειστού κύκλου λειτουργίας). Με τον τρόπο αυτόν υπολογίζεται το αναπτυσσόμενο πεδίο ταχυτήτων κατά την περίοδο της αναρρόφησης, ώστε η περίοδος της συμπύεσης να εκκινήσει με ένα ρεαλιστικό και αξιόπιστο πεδίο ταχυτήτων, που να εξαρτάται σε μικρότερο βαθμό από το αρχικό πεδίο που εφαρμόστηκε. Η μέθοδος αυτή προτείνεται και στις εργασίες [17-19] για τον υπολογισμό αξιόπιστων ταχυτήτων του αερίου κυρίως στο τέλος της συμπύεσης.

Οι αρχικές και οριακές συνθήκες που εφαρμόζονται έχουν προκύψει είτε από πειραματικές μετρήσεις είτε από εκτιμήσεις. Οι πιο σημαντικές φαίνονται στον Πίνακα 4, ενώ το υπολογιστικό χρονικό βήμα που χρησιμοποιήθηκε, έπειτα και από μια μελέτη ανεξαρτησίας χρονικού βήματος, αντιστοιχεί σε χρόνο ίσο με 0.5 °ΓΣ. Επισημαίνεται ότι η ρυθμιστική δικλείδα είναι μερικώς ανοιχτή, επομένως η αρχική πίεση του αέρα τέθηκε ίση με την πίεση εισαγωγής (0.41 bar).

Πίνακας 4. Αρχικές και οριακές συνθήκες που εφαρμόστηκαν για την προσομοίωση του κινητήρα Otto

Πίεση εισαγωγής	0.41 bar
Αρχική πίεση	0.41 bar
Θερμοκρασία εισαγωγής	313 K
Αρχική θερμοκρασία	313 K
Θερμοκρασία τοιχωμάτων	313 K
Ένταση της τυρβώδους κινητικής ενέργειας στην εισαγωγή	1%
Αρχική τυρβώδης κινητική ενέργεια	1.18 m ² /s ²
Αρχικός ομοιόμορφος λόγος συστροφής	3.57

Το υπολογιστικό πλέγμα αποτελείται από τον οχετό εισαγωγής, τη βαλβίδα εισαγωγής και το στέλεχός της, καθώς και από τον κύλινδρο, ενώ δεν περιλαμβάνεται η βαλβίδα εξαγωγής, καθώς δεν προσομοιώθηκε η εξαγωγή του αερίου, εφόσον οι διαθέσιμες μετρήσεις αφορούν τις τοπικές ταχύτητες μόνο κατά την περίοδο της αναρρόφησης και συμπίεσης. Το πλέγμα κατασκευάστηκε με τη μεθοδολογία που παρουσιάστηκε σε προηγούμενο κεφάλαιο και αποτελείται από περίπου 140.000 ενεργά υπολογιστικά κελιά κατά το κλείσιμο της βαλβίδας εξαγωγής (εκκίνηση προσομοίωσης), εκ των οποίων τα περίπου 100.000 βρίσκονται στην περιοχή της βαλβίδας και τον κύλινδρο και τα υπόλοιπα στον οχετό εισαγωγής. Όταν το έμβολο βρίσκεται στο ΚΝΣ (έναρξη συμπίεσης), τα ενεργά κελιά έχουν αυξηθεί σε περίπου 200.000, λόγω της προσθήκης πλεγματικών επιπέδων στο εσωτερικό του κυλίνδρου, εφόσον εφαρμόστηκε η μέθοδος της προσθήκης/αφαίρεσης πλεγματικών επιπέδων κατά την κίνηση του εμβόλου. Πρέπει να επισημανθεί ότι δεν παρατηρήθηκαν ζητήματα απόκλισης της επαναληπτικής διαδικασίας, που να σχετίζονται με την κίνηση της βαλβίδας και των υψηλών ταχυτήτων του αέρα που συναντώνται στην περιοχή κοντά στη βαλβίδα. Το προφίλ της κίνησης της βαλβίδας είναι διαθέσιμο από τον κατασκευαστή, το οποίο προσομοιώθηκε από μια αναλυτική σχέση, όπως περιγράφηκε σε προηγούμενο κεφάλαιο (Κεφάλαιο 4). Το πλέγμα κατά την αρχή της προσομοίωσης (32 °ΓΣ ΜΑΝΣ) φαίνεται σε τριδιάστατη όψη στο Σχήμα 10, όπου παρατηρείται ο οχετός εισαγωγής και ο κύλινδρος.

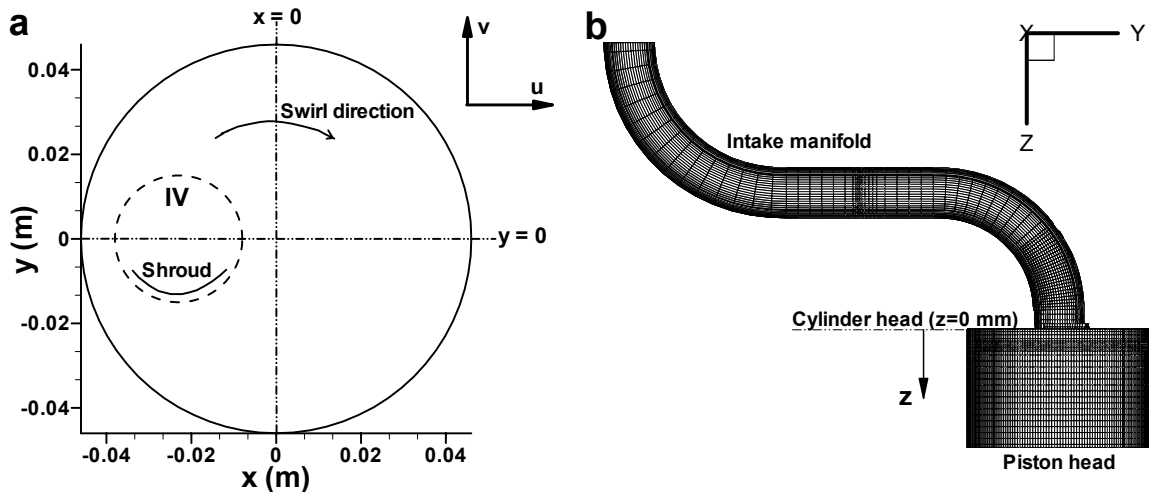


Σχήμα 10. Τριδιάστατη όψη του υπολογιστικού πλέγματος κατά το κλείσιμο της βαλβίδας εξαγωγής (32 °ΓΣ ΜΑΝΣ)

7.3.3 Αποτελέσματα

Στη συνέχεια, θα παρουσιαστούν τα υπολογιστικά αποτελέσματα που αφορούν την τοπική ακτινική και περιφερειακή ταχύτητα του αέρα σε διάφορες τομές κάθετα στον άξονα του κυλίνδρου και σε ποικίλες χρονικές στιγμές κατά τη διάρκεια της αναρρόφησης και συμπίεσης. Οι ταχύτητες αυτές θα συγκριθούν με τις αντίστοιχες μετρημένες [13]. Επιπλέον, είναι διαθέσιμο ένα μέρος των υπολογιστικών αποτελεσμάτων ενός εμπορικού ρευστομηχανικού κώδικα [20], με τα οποία θα γίνει μια παρόμοια σύγκριση, ώστε επιπροσθέτως να εξακριβωθεί η ικανότητα του ρευστομηχανικού μοντέλου που αναπτύχθηκε να προβλέπει το πεδίο ροής του αέρα σε σχέση με έναν εμπορικό κώδικα. Ο εμπορικός κώδικας είναι ο Ansys CFX 5.7.1 [21].

Για την καλύτερη κατανόηση της γεωμετρίας του κυλίνδρου και για τον ορισμό των αξόνων και των ταχυτήτων, χρήσιμο είναι το Σχήμα 11. Στο Σχήμα 11a φαίνεται η κάτοψη της κεφαλής του κυλίνδρου, όπου σημειώνεται η κατεύθυνση της συστροφής, οι άξονες x και y, οι οποίοι είναι κάθετοι στον άξονα του κυλίνδρου (διεύθυνση z), οι ταχύτητες u και v, η θέση της βαλβίδας και το διάφραγμα γωνίας 120°. Ενώ στο Σχήμα 11b, φαίνεται η πλάγια όψη του κυλίνδρου και του οχετού εισαγωγής, όπου σημειώνεται και η απόσταση (z) από την κεφαλή του κυλίνδρου.

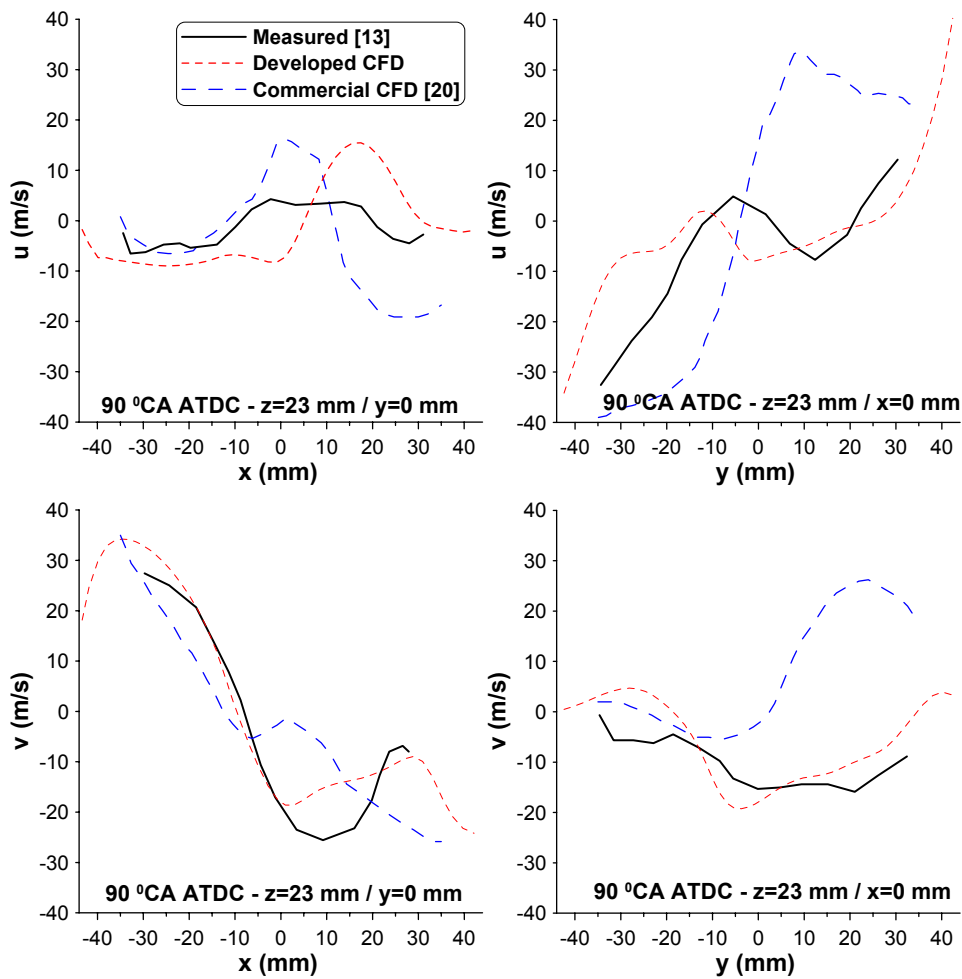


Σχήμα 11. (a): Κάτοψη του κυλίνδρου, (b): πλάγια όψη του κυλίνδρου και του οχετού εισαγωγής

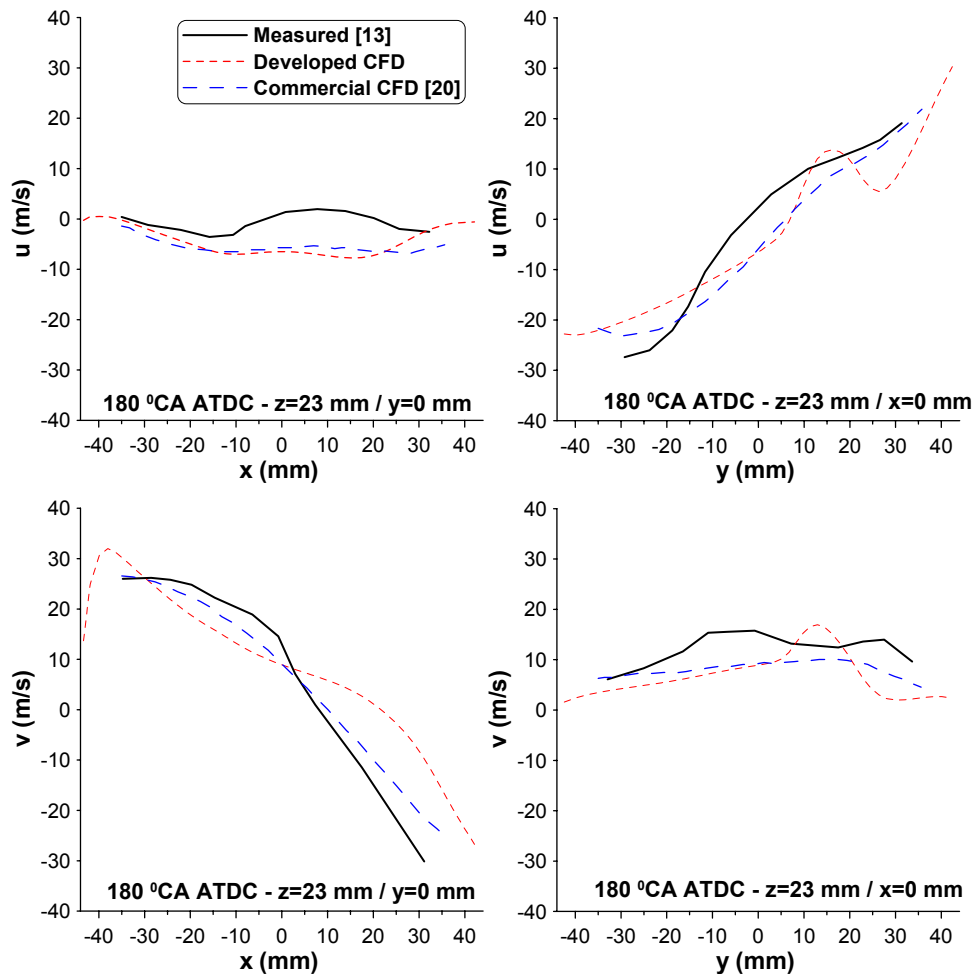
Αρχικά, θα διερευνηθούν οι τοπικές ταχύτητες του αερίου κατά την περίοδο της αναρρόφησης. Για την περίοδο αυτήν είναι διαθέσιμα πειραματικά δεδομένα για δύο χρονικές στιγμές, στις 90 °ΓΣ ΜΑΝΣ και στις 180 °ΓΣ ΜΑΝΣ, σε απόσταση $z=23$ mm από την κεφαλή του κυλίνδρου. Στο Σχήμα 12 φαίνονται οι ακτινικές ($u-x$ και $v-y$) και περιφερειακές ταχύτητες ($u-y$ και $v-x$), όπως υπολογίζονται από το ρευστομηχανικό μοντέλο που αναπτύχθηκε και από ένα εμπορικό ρευστομηχανικό μοντέλο [20], καθώς και οι μετρημένες τιμές τη χρονική στιγμή 90 °ΓΣ ΜΑΝΣ, ενώ στο Σχήμα 13 παρατηρούνται οι αντίστοιχες τιμές στις 180 °ΓΣ ΜΑΝΣ (ΚΝΣ).

Αυτό που γίνεται αντιληπτό από τα Σχήματα 12,13 (περίοδος αναρρόφησης) είναι, ότι το ρευστομηχανικό μοντέλο που αναπτύχθηκε υπολογίζει τις τοπικές τιμές των ταχυτήτων με καλή ποιοτική ακρίβεια σε σχέση με τις μετρημένες σε όλες σχεδόν τις περιπτώσεις. Μοναδική εξαίρεση ίσως αποτελεί η περίπτωση της ακτινικής ταχύτητας ($u-x$) στις 90 °ΓΣ ΜΑΝΣ, όπου υπάρχει μια απόκλιση. Βέβαια, η ακρίβεια των προβλέψεων του μοντέλου σε απόλυτες τιμές χαρακτηρίζεται μέτρια. Αυτό οφείλεται στο γεγονός, ότι τη χρονική αυτή στιγμή το πεδίο ροής έχει πολύ υψηλές τιμές και επιπλέον υπάρχει και η μερική αβεβαιότητα των αρχικών συνθηκών (κατά το κλείσιμο της βαλβίδας εξαγωγής), όπου υποτέθηκε ένα αρχικό ομοιόμορφο πεδίο ροής. Παρόλ' αυτά, το εύρος των υπολογισμένων τιμών είναι εντός του εύρους των μετρημένων και επιπλέον η μορφή τους (trend) είναι παρόμοια με τα πειραματικά δεδομένα των Reuss και συνεργατών [13]. Εξάλλου, είναι σημαντικό το γεγονός ότι το ρευστομηχανικό μοντέλο που αναπτύχθηκε δείχνει να υπολογίζει με μεγαλύτερη ακρίβεια τις τοπικές τιμές των ταχυτήτων σε σχέση με το εμπορικό ρευστομηχανικό μοντέλο, αφού στις περισσότερες περιπτώσεις των Σχημάτων 12,13 οι τιμές του είναι πιο κοντά στις μετρημένες. Αυτό είναι πιο εμφανές στις 90 °ΓΣ ΜΑΝΣ, όπου τότε οι απαιτήσεις για μεγαλύτερη ακρίβεια είναι αυξημένες, καθώς το έμβολο

έχει τη μέγιστη ταχύτητά του και το εισερχόμενο ρευστό παρουσιάζει υψηλές ταχύτητες εισόδου [14].

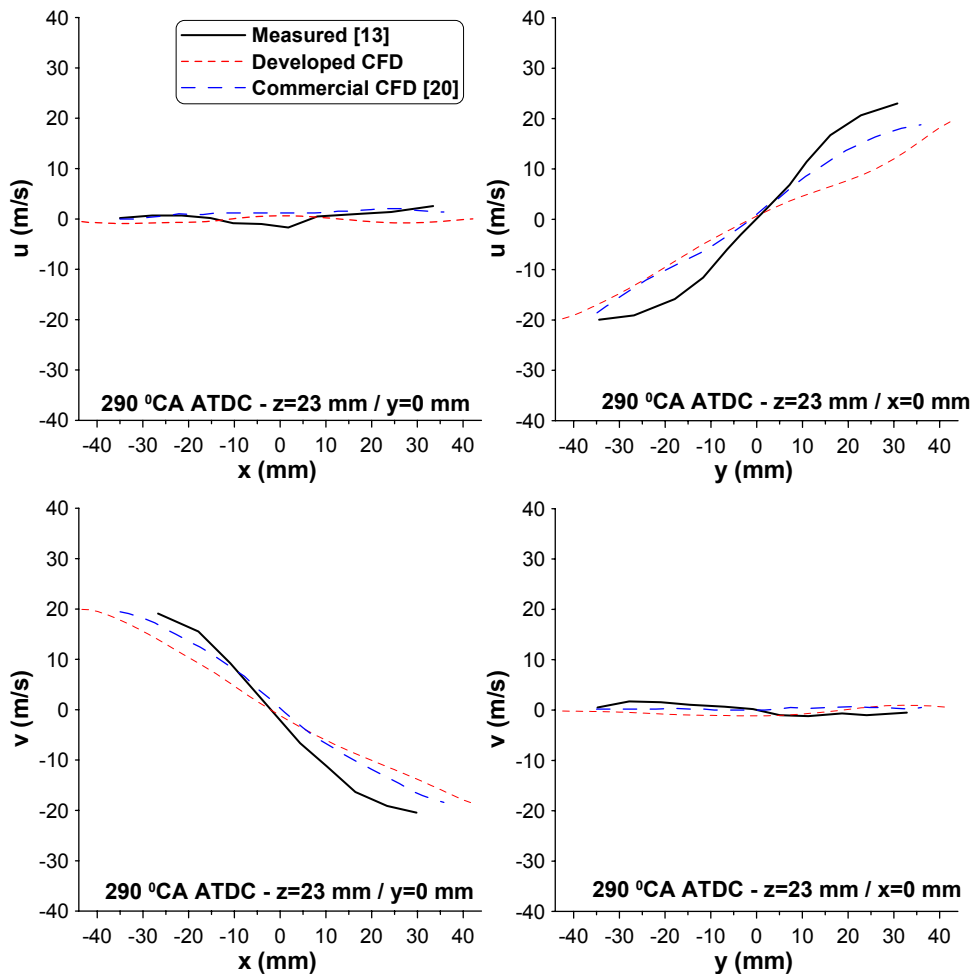


Σχήμα 12. Ακτινικές και περιφερειακές ταχύτητες στις 90 °ΓΣ ΜΑΝΣ σε απόσταση $z=23$ mm από την κεφαλή του κυλίνδρου



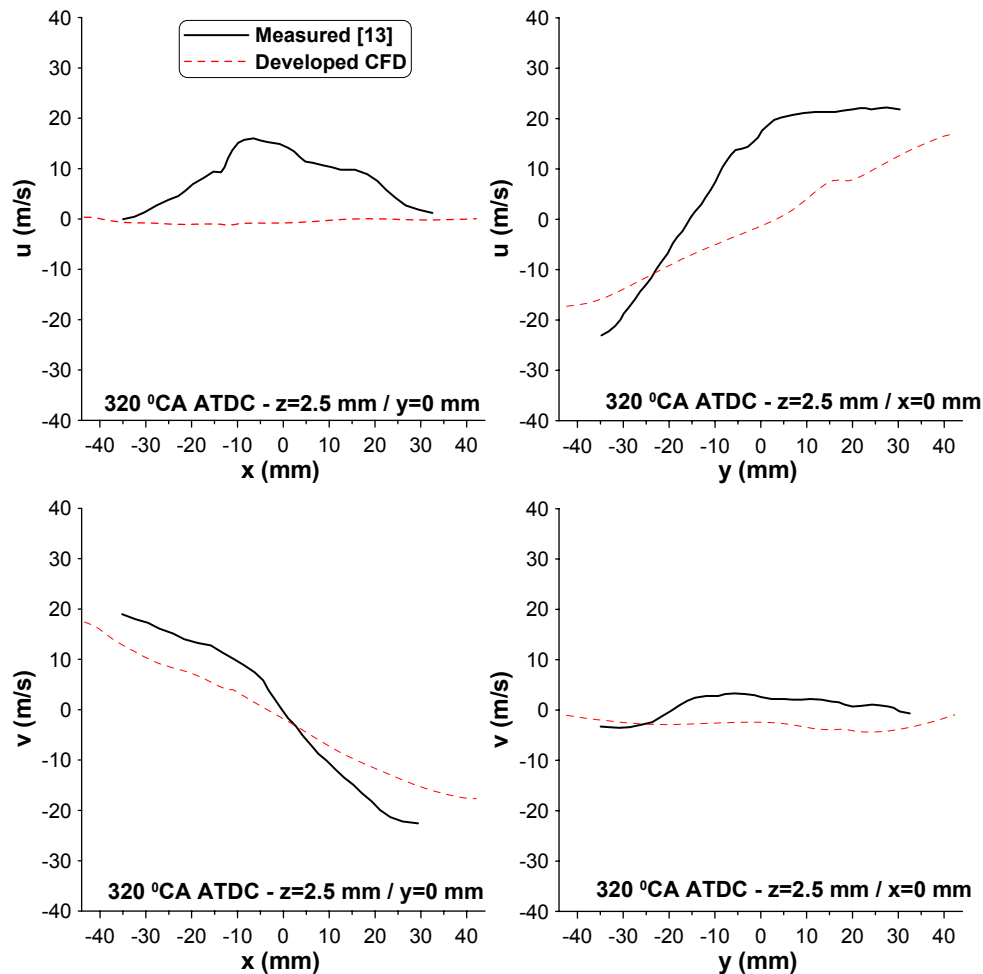
Σχήμα 13. Ακτινικές και περιφερειακές ταχύτητες στις 180 °ΓΣ ΜΑΝΣ σε απόσταση $z=23$ mm από την κεφαλή του κυλίνδρου

Στη συνέχεια, κατά τη φάση της συμπίεσης, το πεδίο ταχυτήτων έχει σαφώς μειωμένες απόλυτες τιμές σε σχέση με αυτές της περιόδου αναρρόφησης. Στη μέση της περιόδου της συμπίεσης (στις 290 °ΓΣ ΜΑΝΣ) οι ακτινικές ταχύτητες ($u-x$ και $v-y$) έχουν σχεδόν μηδενική τιμή σε κάθετο επίπεδο στην αξονική διεύθυνση ($z=23$ mm), ενώ και οι περιφερειακές ($u-y$ και $v-x$) έχουν τιμή περίπου ανάλογη της απόστασης από το κέντρο περιστροφής του αερίου, όπως φαίνεται στο Σχήμα 14. Δηλαδή, το ρευστό δείχνει να περιστρέφεται γύρω από ένα σημείο, που βρίσκεται κοντά στο κέντρο του κυλίνδρου ($x=y=0$), έχοντας στο κέντρο περιστροφής του μηδενική ακτινική και περιφερειακή ταχύτητα [13]. Το γεγονός αυτό υπολογίζεται και από το ρευστομηχανικό μοντέλο που αναπτύχθηκε, όπου τη χρονική στιγμή αυτήν τα αποτελέσματά του είναι αρκετά κοντά σε όλες τις μετρημένες τιμές των τοπικών ταχυτήτων, όπως και τα αντίστοιχα του εμπορικού κώδικα.



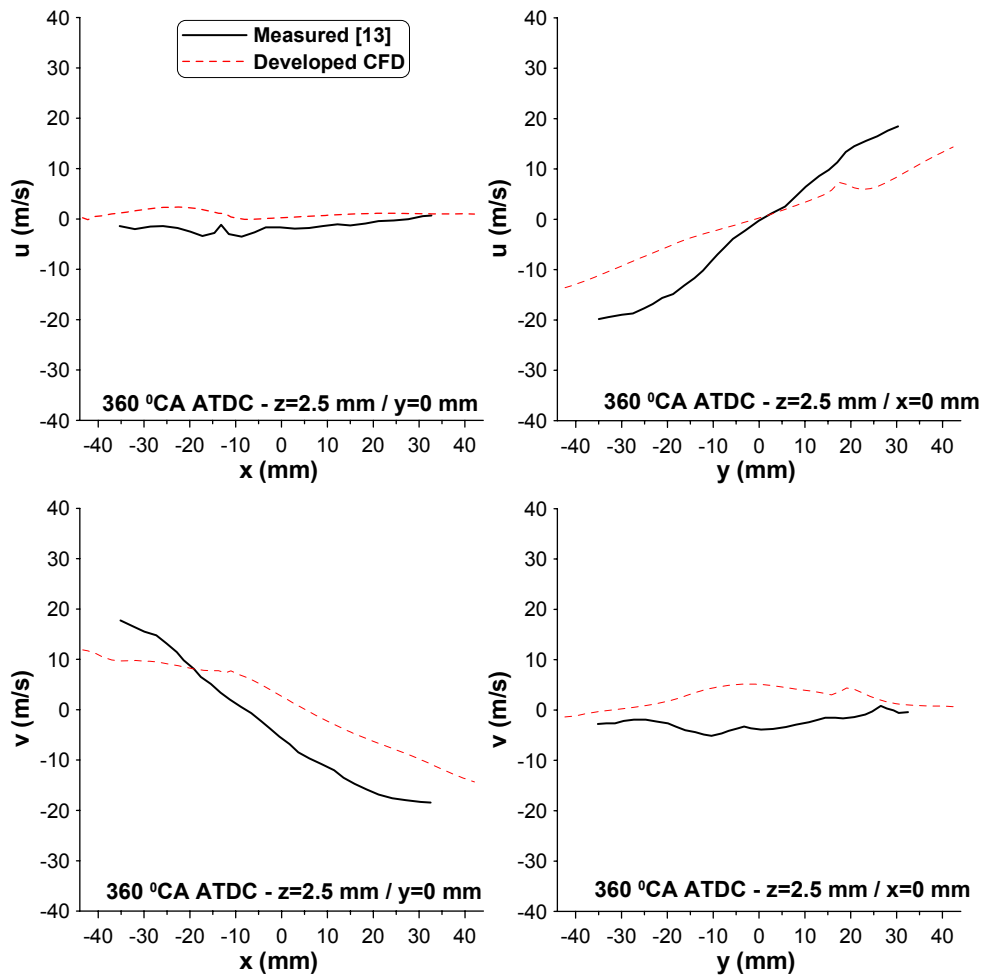
Σχήμα 14. Ακτινικές και περιφερειακές ταχύτητες στις 290 °ΓΣ ΜΑΝΣ σε απόσταση $z=23$ mm από την κεφαλή του κυλίνδρου

Βέβαια, σε άλλες αξονικές αποστάσεις από την κεφαλή του κυλίνδρου (z) η περιστροφή του αέρα δεν γίνεται γύρω από σημείο πλησίον του κέντρου του κυλίνδρου [13,20,22], όπως φαίνεται χαρακτηριστικά στο Σχήμα 15. Στο Σχήμα αυτό παρατηρούνται οι υπολογισμένες ακτινικές και περιστροφικές ταχύτητες σε απόσταση $z=2.5$ mm από την κεφαλή του κυλίνδρου τη χρονική στιγμή 320 °ΓΣ ΜΑΝΣ (δηλαδή 40 °ΓΣ ΠΑΝΣ) κοντά στο τέλος της συμπίεσης, όπου συγκρίνονται με τις πειραματικές τιμές. Πρέπει να σημειωθεί, ότι οι υπολογισμένες τιμές αντιστοιχούν μόνο στο ρευστομηχανικό μοντέλο που αναπτύχθηκε, διότι δεν είναι διαθέσιμες οι υπολογιστικές τιμές του εμπορικού κώδικα. Η σύγκριση των τοπικών ταχυτήτων είναι αρκετά καλή, εκτός από την περίπτωση της ακτινικής ταχύτητας ($u-x$), όπου παρατηρείται μια ποιοτική απόκλιση των υπολογισμένων τιμών από τις μετρημένες.

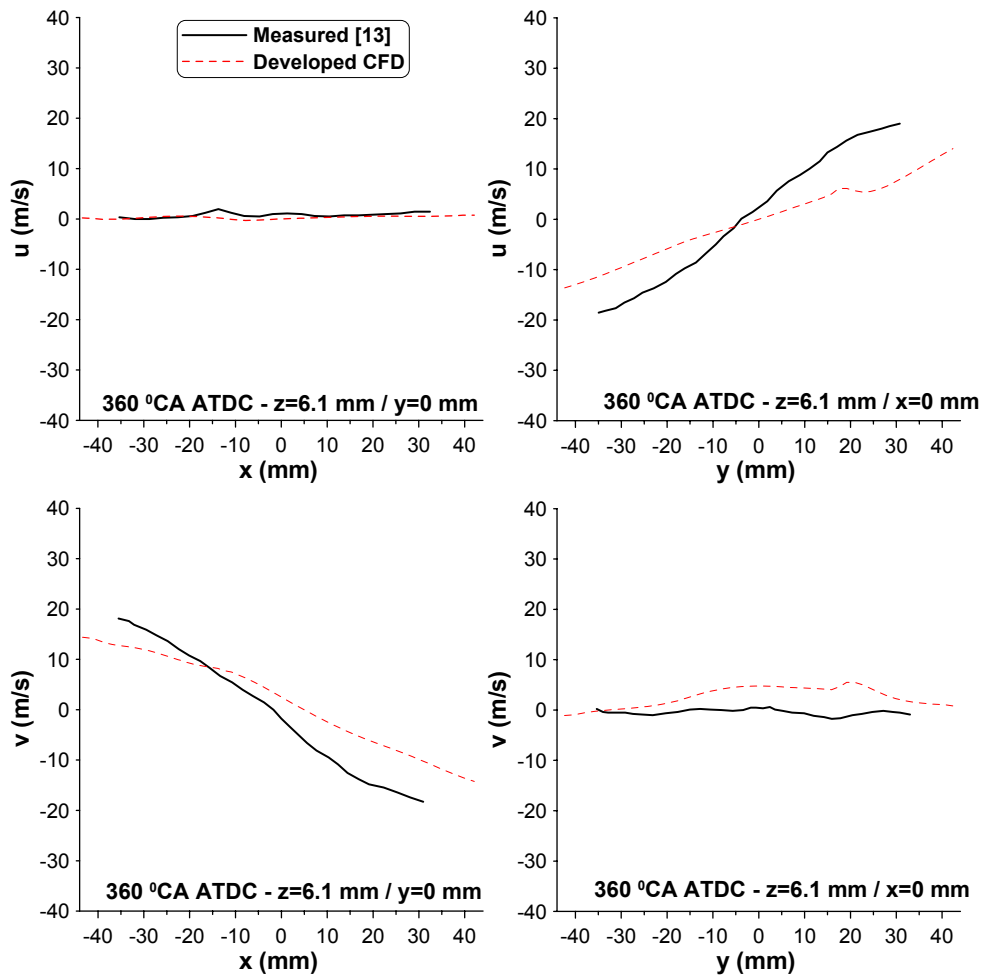


Σχήμα 15. Ακτινικές και περιφερειακές ταχύτητες στις 320 °ΓΣ ΜΑΝΣ σε απόσταση z=2.5 mm από την κεφαλή του κυλίνδρου

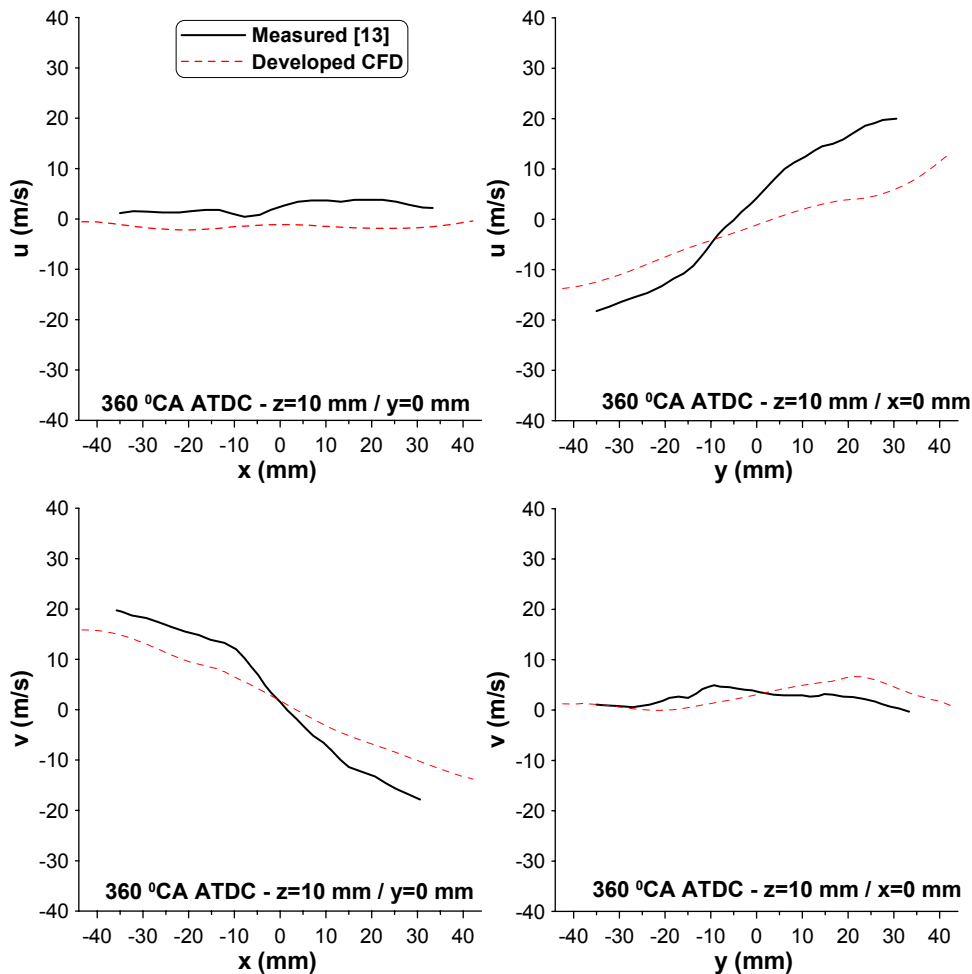
Στο τέλος της συμπίεσης (ΑΝΣ) το πεδίο ροής φαίνεται να έχει πάρει μια μορφή που αντιστοιχεί σε περιστροφή στερεού σώματος (solid body rotation), ενώ το κέντρο της περιστροφικής κίνησης του ρευστού σχεδόν συμπίπτει με το κέντρο του κυλίνδρου [23-25]. Αυτό γίνεται αντιληπτό σε διάφορα κάθετα επίπεδα στην αξονική διεύθυνση, όπου είναι διαθέσιμα πειραματικά δεδομένα. Η σύγκριση των υπολογισμένων ακτινικών και περιφερειακών ταχυτήτων με τις αντίστοιχες μετρημένες τιμές φαίνεται στα Σχήματα 16-18 σε τρία διαφορετικά κάθετα επίπεδα στην αξονική διεύθυνση, σε αποστάσεις z=2.5, 6.1 και 10 mm από την κεφαλή του κυλίνδρου. Το επίπεδο z=2.5 mm βρίσκεται κοντά στην κεφαλή του κυλίνδρου, ενώ το επίπεδο z=10 mm κοντά στην κεφαλή του εμβόλου.



Σχήμα 16. Ακτινικές και περιφερειακές ταχύτητες στις 360 °ΓΣ ΜΑΝΣ σε απόσταση z=2.5 mm από την κεφαλή του κυλίνδρου



Σχήμα 17. Ακτινικές και περιφερειακές ταχύτητες στις 360 °ΓΣ ΜΑΝΣ σε απόσταση $z=6.1$ mm από την κεφαλή του κυλίνδρου

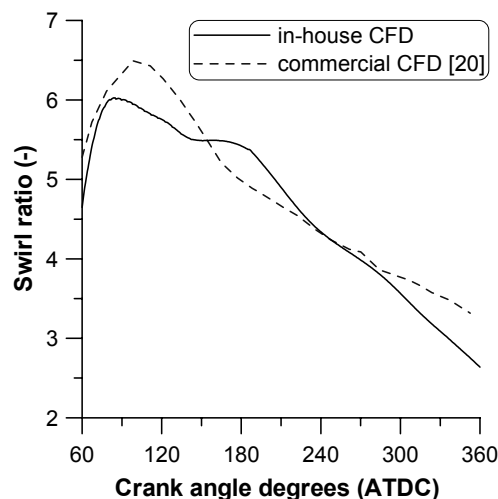


Σχήμα 18. Ακτινικές και περιφερειακές ταχύτητες στις 360 °ΓΣ ΜΑΝΣ σε απόσταση z=10 mm από την κεφαλή του κυλίνδρου

Από τα Σχήματα 16-18 γίνεται αντιληπτό ότι το πεδίο ροής του αέρα στο εσωτερικό του κυλίνδρου εμφανίζεται αρκετά ομοιόμορφο και στα τρία κάθετα επίπεδα στην αξονική διεύθυνση (z=2.5, 6.1 και 10 mm) στο ΑΝΣ. Επιπλέον, φαίνεται ξεκάθαρα ότι η περιστροφική κίνηση του αέρα, που δημιουργήθηκε κατά την περίοδο της αναρρόφησης και διατηρήθηκε σε όλη τη διάρκεια της συμπίεσης, έχει αποδυναμωθεί αρκετά [25]. Αυτό που διακρίνεται από τα παραπάνω Σχήματα είναι ότι το κέντρο της περιστροφής βρίσκεται στο κέντρο του κυλίνδρου (x=y=0) και στις τρεις αποστάσεις από την κεφαλή του κυλίνδρου. Επιπρόσθετα, οι περιφερειακές ταχύτητες εμφανίζονται γραμμικές σε συνάρτηση της απόστασης από το κέντρο του κυλίνδρου, ενώ οι ακτινικές έχουν μειωθεί περαιτέρω και έχουν, πλέον, σχεδόν μηδενικές τιμές. Σχετικά με τη σύγκριση των υπολογισμένων τιμών με τις μετρημένες, υπάρχει μια πολύ καλή σύμπτωση σε όλες τις αποστάσεις από την κεφαλή του κυλίνδρου, πράγμα που υποδηλώνει την ικανότητα του ρευστομηχανικού κώδικα να προσομοιώνει τέτοιες πολύπλοκες ροές στο εσωτερικό του οχετού εισαγωγής και του κυλίνδρου.

Οι πειραματικές διερευνήσεις των Reuss και συνεργατών [13] ασχολήθηκαν όχι μόνο με τη μέτρηση των τοπικών ταχυτήτων, αλλά και με την εκτίμηση της τυρβώδους κινητικής ενέργειας στο τέλος της συμπίεσης (ΑΝΣ) σε ένα κάθετο επίπεδο στην αξονική διεύθυνση ($z=6.1$ mm). Από την περαιτέρω επεξεργασία των μετρημένων ταχυτήτων και της τοπικής τους διασποράς, υπολόγισαν τη μέγιστη τιμή της τυρβώδους κινητικής ενέργειας στο ΑΝΣ στο επίπεδο $z=6.1$ mm ίση με περίπου $12 \text{ m}^2/\text{s}^2$ [14,15], ενώ η αντίστοιχη υπολογισμένη τιμή από την εφαρμογή του ρευστομηχανικού κώδικα έχει αρκετά κοντινή τιμή και είναι ίση με $11.15 \text{ m}^2/\text{s}^2$.

Τέλος, ένα μακροσκοπικό μέγεθος, το οποίο είναι δείκτης της έντασης της στροφορμής του αερίου στο εσωτερικό του κυλίνδρου, είναι ο λόγος συστροφής (swirl ratio). Αυτός εκφράζει τη μέση γωνιακή ταχύτητα περιστροφής του αερίου προς τη γωνιακή ταχύτητα περιστροφής του κινητήρα. Το μέγεθος αυτό υπολογίζεται από το ρευστομηχανικό μοντέλο σε κάθε χρονική στιγμή. Στο Σχήμα 19 φαίνεται η σύγκρισή του με την αντίστοιχη τιμή του εμπορικού ρευστομηχανικού μοντέλου [20].



Σχήμα 19. Υπολογισμένος λόγος συστροφής από τα δύο ρευστομηχανικά μοντέλα κατά τη διάρκεια της αναρρόφησης και συμπίεσης

Οι τιμές του λόγου συστροφής, όπως υπολογίζονται από τους δύο ρευστομηχανικούς κώδικες, είναι αρκετά κοντά, γεγονός που υποδηλώνει ότι ο μηχανισμός διατήρησης της μέσης τιμής της αρχικής στροφορμής του αέρα είναι παρόμοιος, καθώς η μείωσή του οφείλεται κυρίως στις τριβές του ρευστού με το τοίχωμα και στις τριβές του ίδιου του ρευστού.

Η εκτενής διερεύνηση του πεδίου ροής που παρουσιάστηκε οδηγεί στο ασφαλές συμπέρασμα ότι το ρευστομηχανικό μοντέλο που αναπτύχθηκε, μπορεί να υπολογίζει αξιόπιστα το τοπικό πεδίο ροής του αερίου στο εσωτερικό μιας εμβολοφόρου ΜΕΚ. Η σύγκριση των τοπικών υπολογισμένων ταχυτήτων (ακτινικών και περιφερειακών) με τις

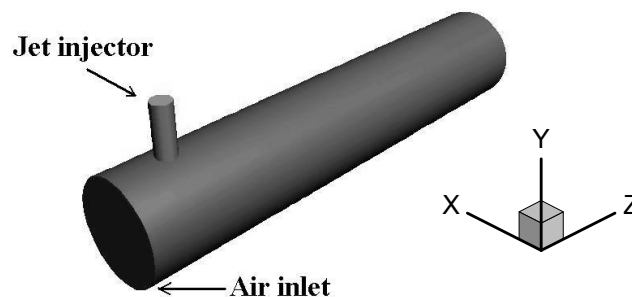
αντίστοιχες μετρημένες έδειξε ότι ακόμα και σε συνθήκες υψηλής συστροφής (λόγω του διαφράγματος των 120° της βαλβίδας εισαγωγής), όπου οι υπολογιστικές απαιτήσεις αυξάνονται αρκετά, τα υπολογιστικά αποτελέσματα είναι αρκετά κοντά στα μετρημένα στις περισσότερες περιπτώσεις. Επιπλέον, σε ορισμένες χρονικές στιγμές εμφανίζονται πιο αξιόπιστα από τα αντίστοιχα ενός εμπορικού ρευστομηχανικού μοντέλου.

7.4 Διερεύνηση της ανάμιξης αέρα-υδρογόνου

Η αποτίμηση του ρευστομηχανικού μοντέλου που αναπτύχθηκε θα επεκταθεί και σε συνθήκες, όπου γίνεται ανάμιξη του αέρα με αέριο υδρογόνο. Η διερεύνηση θα γίνει αρχικά σε μια απλή γεωμετρία οχετού-εγχυτήρα σε μόνιμες συνθήκες λειτουργίας, ώστε να εξακριβωθεί η ικανότητα του ρευστομηχανικού μοντέλου που αναπτύχθηκε να προσομοιώνει επαρκώς την τυρβώδη ανάμιξη αέρα-καυσίμου. Στη συνέχεια, θα προστεθεί ένας παρόμοιος εγχυτήρας στον οχετό εισαγωγής του κινητήρα Otto που μελετήθηκε στην προηγούμενη υπο-παράγραφο, ώστε να προσομοιωθεί μια πιο σύνθετη περίπτωση, η οποία περιλαμβάνει μη-μόνιμα φαινόμενα αυξημένων υπολογιστικών απαιτήσεων.

7.4.1 Διερεύνηση της ανάμιξης αέρα-υδρογόνου σε οχετό/εγχυτήρα

Η γεωμετρία οχετού-εγχυτήρα που εξετάστηκε και προσομοιώθηκε φαίνεται στο Σχήμα 20, όπου παρατηρείται η εισαγωγή του αέρα (αριστερά) και του αέριου υδρογόνου (πάνω). Η έξοδος του μίγματος γίνεται από τη δεξιά πλευρά του οχετού.



Σχήμα 20. Γεωμετρία οχετού – εγχυτήρα

Τα γεωμετρικά χαρακτηριστικά που επιλέχθηκαν για την προσομοίωση της ανάμιξης φαίνονται στον Πίνακα 5, βασισμένα στις παρατηρήσεις και συμπεράσματα των Forney και συνεργατών [26-28], οι οποίοι κατέληξαν σε ένα εύρος βέλτιστων γεωμετριών, κυρίως

σχετικά με τη διάμετρο και την ταχύτητα εγχύσεως των αερίων, με σκοπό την καλύτερη ανάμιξή τους.

Πίνακας 5. Χαρακτηριστικά οχετού-εγχυτήρα και αερίων

	Αέρας	Υδρογόνο (αέριο)
Ταχύτητα (m/s)	4	61.3
Πυκνότητα (kg/m ³)	1.18	0.082
Διάμετρος (mm)	100	20
Θερμοκρασία (K)	300	300
Αριθμός Reynolds (-)	25000	11167

7.4.1.1 Πειραματικές μετρήσεις

Η πειραματική διάταξη που χρησιμοποιήθηκε για την εύρεση των χαρακτηριστικών ανάμιξης αερίων περιγράφεται με λεπτομέρεια στην εργασία [28]. Οι μετρήσεις έγιναν με τη χρήση μεθανίου, ενώ για τη γενίκευση και επέκταση των συμπερασμάτων και σε άλλα αέρια εισήχθη ένας διορθωτικός συντελεστής, ο οποίος είναι ίσος με την τετραγωνική ρίζα του λόγου των πυκνοτήτων του μεθανίου προς το υπό εξέταση αέριο (υδρογόνο εδώ). Επιπλέον, η ροή είναι πρακτικά ασυμπίεστη και ισοθερμοκρασιακή, το οποίο λαμβάνεται υπόψιν στις προσομοιώσεις.

Οι μετρήσεις που διενεργήθηκαν σε διάφορες αποστάσεις από τον εγχυτήρα έδειξαν ότι υπάρχει ένα ευρύ φάσμα αποτελεσμάτων σχετικά με την ομοιογένεια του μίγματος, το οποίο έχει παρόμοια συμπεριφορά [26-28]. Από την επεξεργασία των πειραματικών μετρήσεων οι Forney και συνεργάτες [28] κατέληξαν σε μια εμπειρική σχέση (Εξίσωση (2)), που δίνει μια εκτίμηση του ποσοστού ανομοιογένειας των δύο αερίων σε συνάρτηση με την κατάντι αξονική απόσταση από το σημείο της έγχυσης (z -διεύθυνση). Αυτή η σχέση περιέχει έναν διορθωτικό συντελεστή (c_1), ο οποίος λαμβάνει τιμές από 0.1 έως 1, καλύπτοντας τη διασπορά των διάφορων μετρήσεων. Βέβαια, οι πιο αντιπροσωπευτικές τιμές του κυμαίνονται περίπου στο 0.5.

$$M = c_1 \left(\frac{l_m}{d_{air}} \right)^{-2} \left(\frac{z}{d_{air}} \right)^{\frac{4}{3}} \quad (2)$$

όπου ο συντελεστής c_1 αντιπροσωπεύει τη διασπορά των μετρήσεων, ο λόγος z/d_{air} είναι η αδιάστατη απόσταση από το σημείο έγχυσης (με d_{air} η διάμετρος του οχετού), ενώ ο λόγος l_m/d_{air} αποτελεί χαρακτηριστικό της γεωμετρίας του οχετού-εγχυτήρα με τιμή ίση με 0.8 (βέλτιστη διάταξη σύμφωνα με την εργασία [28]).

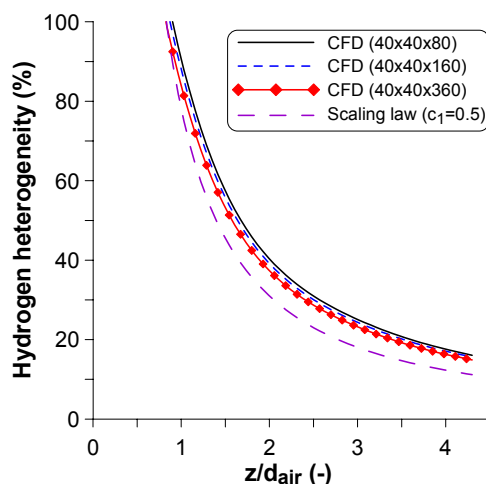
7.4.1.2 Υπολογιστικά δεδομένα

Σχετικά με τις οριακές συνθήκες που χρησιμοποιήθηκαν για την προσομοίωση της ανάμιξης, στην έξοδο του οχετού εφαρμόστηκε οριακή συνθήκη σταθερής πίεσης ίση με 1 bar, ενώ η ροή είναι ασυμπύεστη (η παροχή μάζας εισόδου ισούται με αυτήν της εξόδου) και ισοθερμοκρασιακή. Επιπλέον, προσομοιώνεται μόνο η μισή γεωμετρία, εφόσον είναι συμμετρική, ενώ οι ταχύτητες εισόδου των ρευστών και οι ιδιότητές τους δίνονται στον προηγούμενο Πίνακα 5.

Για την εύρεση μιας αξιόπιστης πυκνότητας πλεγματικών γραμμών, δοκιμάστηκαν τρία πλέγματα με μεταβλητό αριθμό κόμβων κατά τη z-διεύθυνση, με αριθμό πλεγματικών γραμμών ίσο με: 40x40x80, 40x40x160 και 40x40x360 αντίστοιχα στις τρεις διευθύνσεις, τα οποία κατασκευάστηκαν με τη μεθοδολογία που παρουσιάστηκε σε προηγούμενο κεφάλαιο. Κριτήριο για την ανεξαρτησία του πλέγματος αποτέλεσε ο δείκτης της ανομοιογένειας των ρευστών, όπως φαίνεται στο Σχήμα 21. Ο δείκτης, που βασίζεται σε πειραματικές μετρήσεις, υπολογίζεται από την Εξίσωση (2) με χρήση μιας μέσης τιμής του διορθωτικού συντελεστή ($c_1=0.5$), ενώ αυτός που βασίζεται στα υπολογιστικά αποτελέσματα από την Εξίσωση (3).

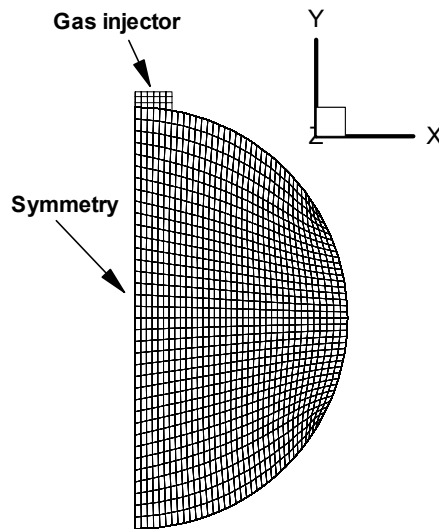
$$M_{CFD} = \frac{1}{A_z} \int_{A_z} \left(\frac{Y_{H_2} - \bar{Y}_{H_2}}{\bar{Y}_{H_2}} \right)^2 dA_z \quad (3)$$

όπου A_z η κάθετη επιφάνεια στον άξονα του οχετού, Y_{H_2} η τοπική συγκέντρωση του υδρογόνου και \bar{Y}_{H_2} η μέση τιμή της συγκέντρωσης του υδρογόνου σε επίπεδο κάθετο στον άξονα του οχετού.



Σχήμα 21. Υπολογισμένος δείκτης ανομοιογένειας με χρήση τριών πλεγμάτων μεταβλητής αξονικής διάστασης κελιών και σύγκριση με το δείκτη της Εξίσωσης (2)

Ο γενικός μηχανισμός της ανάμιξης στο σύστημα οχετού-εγχυτήρα υπολογίζεται εξίσου ικανοποιητικά με τη χρήση και των τριών πλεγμάτων. Με σκοπό να είναι άμεσα συγκρίσιμα τα υπολογιστικά αποτελέσματα με τα αντίστοιχα ενός εμπορικού κώδικα [20], θα χρησιμοποιηθεί στη συνέχεια το πλέγμα με αριθμό πλεγματικών γραμμών ίσο με 40x40x360 στις τρεις διευθύνσεις. Το πλέγμα που επιλέχθηκε φαίνεται σε τομή στο Σχήμα 22, που όπως αναφέρθηκε σχηματίστηκε η μισή γεωμετρία λόγω της συμμετρίας, ενώ διακρίνεται επίσης και ο εγχυτήρας.

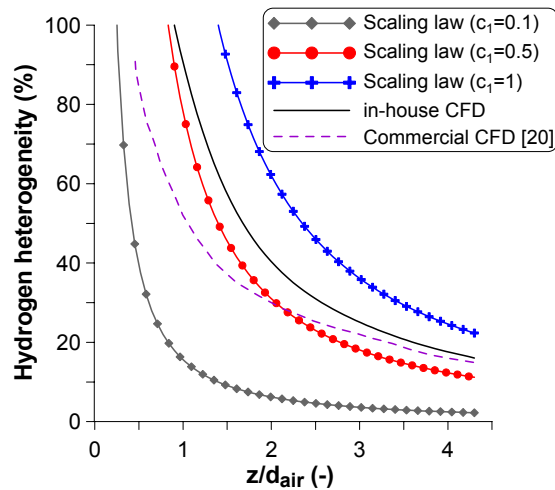


Σχήμα 22. Υπολογιστικό πλέγμα του οχετού-εγχυτήρα σε τομή, όπου διακρίνεται ο εγχυτήρας και το επίπεδο συμμετρίας

7.4.1.3 Αποτελέσματα

Τα αποτελέσματα που θα παρουσιαστούν, αφορούν το δείκτη ανομοιογένειας του μίγματος, αφού είναι ένας αξιόπιστος τρόπος να συγκριθούν ποιοτικά τα υπολογιστικά αποτελέσματα με το εύρος των διάφορων μετρήσεων σε γεωμετρίες οχετού-εγχυτήρα.

Στο Σχήμα 23 φαίνεται η σύγκριση του δείκτη της ανομοιογένειας του ρευστού, όπως προκύπτει από τα υπολογιστικά αποτελέσματα του ρευστομηχανικού κώδικα (Εξίσωση (3)), με την εμπειρική έκφραση της Εξίσωσης (2), όπου χρησιμοποιήθηκε ο συντελεστής c_1 ίσος με 0.1, 0.5 και 1, για να φανεί το εύρος των πειραματικών μετρήσεων. Επιπρόσθετα, είναι διαθέσιμα και τα αντίστοιχα υπολογιστικά αποτελέσματα ενός εμπορικού ρευστομηχανικού κώδικα [20] με χρήση περίπου 600.000 υπολογιστικών κελιών (ίδια πυκνότητα πλεγματικών γραμμών με αυτήν που χρησιμοποιήθηκε στις προσομοιώσεις του ρευστομηχανικού μοντέλου που αναπτύχθηκε), τα οποία επίσης φαίνονται στο ίδιο Σχήμα.

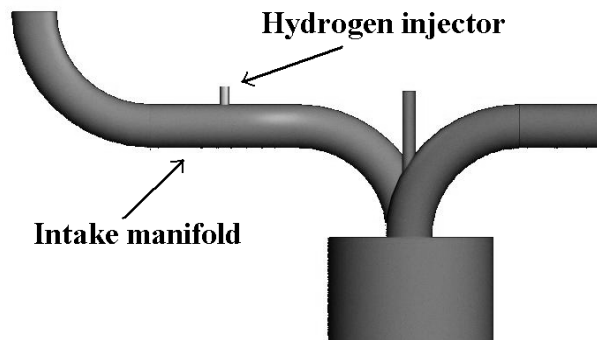


Σχήμα 23. Σύγκριση δείκτη ανομοιογένειας της ανάμιξης αέρα-υδρογόνου στο σύστημα οχετού-εγχυτήρα

Από το Σχήμα 23 γίνεται αντιληπτό ότι τα υπολογιστικά αποτελέσματα του ρευστομηχανικού μοντέλου που αναπτύχθηκε βρίσκονται εντός του εύρους των πειραματικών μετρήσεων ($0.1 \leq c_i \leq 1$) και αρκετά κοντά στην καμπύλη με $c_i=0.5$. Επιπλέον, στην έξοδο του οχετού ανάμιξης, όπου $z/d_{air}=4.3$, η υπολογισμένη τιμή του δείκτη ανομοιογένειας βρίσκεται πολύ κοντά με την καμπύλη για $c_i=0.5$, πράγμα που υποδηλώνει ότι ο αέρας και το υδρογόνο έχουν αναμιχθεί κατά τον ίδιο βαθμό, ενώ παρόμοια συμπεριφορά έχουν και οι υπολογισμένες τιμές του εμπορικού ρευστομηχανικού μοντέλου [20]. Αυτό είναι σημαντικό, διότι όποιες διαφορές της ανάμιξης διακρίνονται στην αξονική διεύθυνση του οχετού κοντά στο σημείο της έγχυσης, φαίνεται να εξαλείφονται στην έξοδό του. Το γεγονός αυτό θα διαπιστωθεί και στη συνέχεια, όπου θα προσομοιωθεί ένας κινητήρας Otto με έγχυση υδρογόνου στον οχετό εισαγωγής.

7.4.2 Διερεύνηση της ανάμιξης αέρα-υδρογόνου σε κινητήρα Otto

Στον κινητήρα Otto που διερευνήθηκε το τοπικό πεδίο ταχυτήτων στην προηγούμενη υπο-παράγραφο, προστέθηκε ένας εγχυτήρας στον οχετό εισαγωγής με σκοπό να διερευνηθεί η έγχυση και η ανάμιξη αέρα-καυσίμου (υδρογόνου) κατά την αναρρόφηση και συμπίεση. Οι συνθήκες λειτουργίας παραμένουν οι ίδιες όπως προηγουμένως (ταχύτητα περιστροφής, θέση της ρυθμιστικής δικλείδας κτλ.), ενώ η γεωμετρία του τροποποιημένου οχετού φαίνεται στο Σχήμα 24, όπου διακρίνεται ο εγχυτήρας τοποθετημένος στη μέση περίπου του οχετού εισαγωγής.

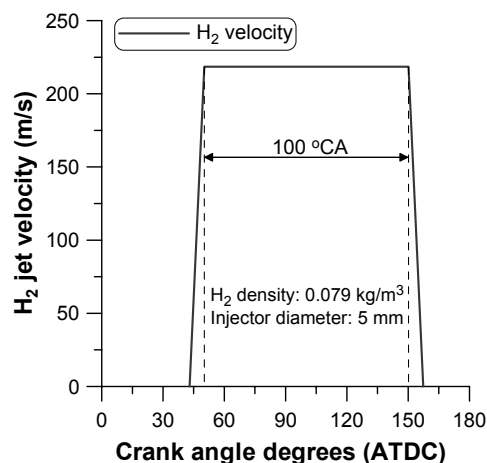


Σχήμα 24. Γεωμετρία του κυλίνδρου και του οχετού εισαγωγής με την προσθήκη του εγχυτήρα υδρογόνου

Η διάταξη και τα χαρακτηριστικά του εγχυτήρα που επελέγησαν είναι παρόμοια με το σύστημα οχετού-εγχυτήρα που μελετήθηκε προηγουμένως. Συγκεκριμένα, ο λόγος της ταχύτητας του υδρογόνου προς αυτήν του αέρα είναι περίπου ίσος με 5. Επιπλέον, ο λόγος αυτός είναι περίπου ίσος με το λόγο της διαμέτρου του οχετού προς αυτήν του εγχυτήρα (βλέπε Πίνακα 5). Εφόσον δεν υπάρχουν σχετικές πειραματικές μετρήσεις, τα υπολογιστικά αποτελέσματα (συγκέντρωση υδρογόνου) του ρευστομηχανικού μοντέλου που αναπτύχθηκε θα συγκριθούν με τα αντίστοιχα ενός εμπορικού ρευστομηχανικού κώδικα [20].

7.4.2.1 Υπολογιστικά δεδομένα

Η έγχυση υδρογόνου πραγματοποιείται κατά τη διάρκεια της αναρρόφησης, ξεκινώντας στις 43 °ΓΣ ΜΑΝΣ με διάρκεια 100 °ΓΣ. Το προφίλ της έγχυσης φαίνεται στο Σχήμα 25, όπου κατά την έναρξη και λήξη της έγχυσης υπάρχει μια μικρή χρονική υστέρηση του εγχυτήρα ίση με 1 ms (~7.2 °ΓΣ) [20].

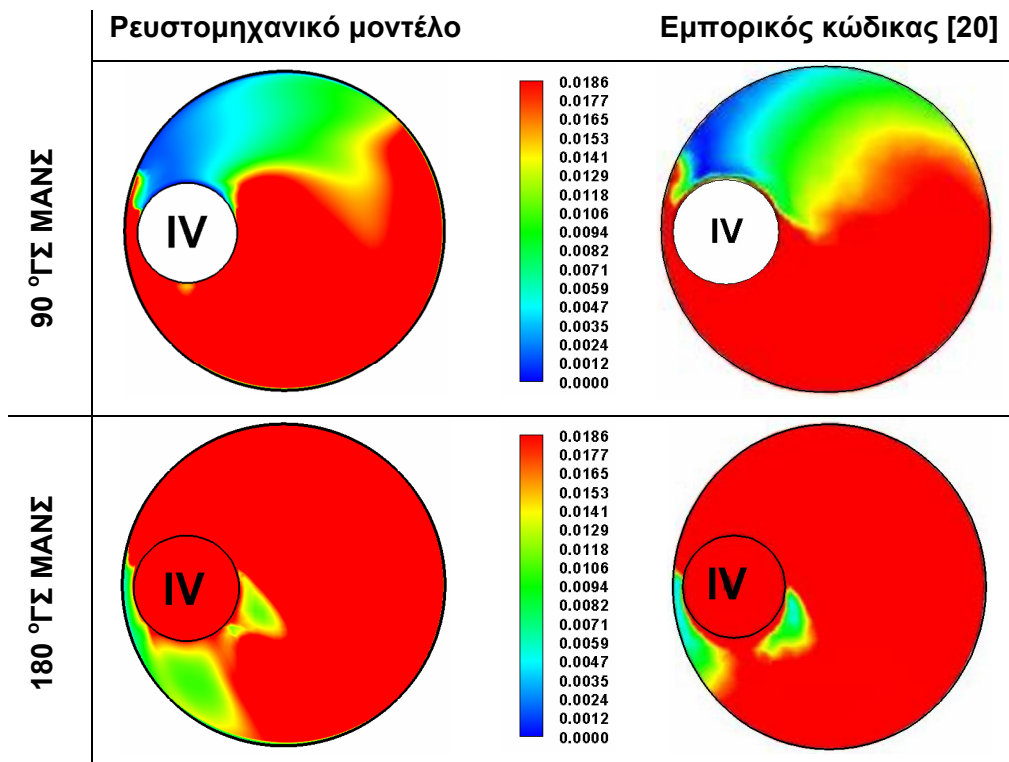


Σχήμα 25. Προφίλ έγχυσης υδρογόνου κατά την αναρρόφηση

Στην περιοχή του εγχυτήρα το υπολογιστικό πλέγμα έχει πυκνώσει τοπικά, ώστε να υπολογιστούν με μεγαλύτερη ακρίβεια οι ταχύτητες του μίγματος λόγω της υψηλής ταχύτητας έγχυσης ($v_{inj}=218.5 \text{ m/s}$). Εκτός από τη συγκεκριμένη αλλαγή, το πλέγμα που χρησιμοποιήθηκε για την προσομοίωση της ανάμιξης στον κινητήρα Otto είναι το ίδιο με προηγουμένως. Επιπλέον, η συνολική εγχυόμενη μάζα υδρογόνου είναι ίση με περίπου 5 mg και επιλέχθηκε έτσι, ώστε το τελικό μίγμα αέρα-υδρογόνου, που παγιδεύεται στον κύλινδρο και εν συνεχεία συμπιέζεται, να έχει λόγο ισοδυναμίας ίσο με περίπου $\phi=0.75$.

7.4.2.2 Αποτελέσματα

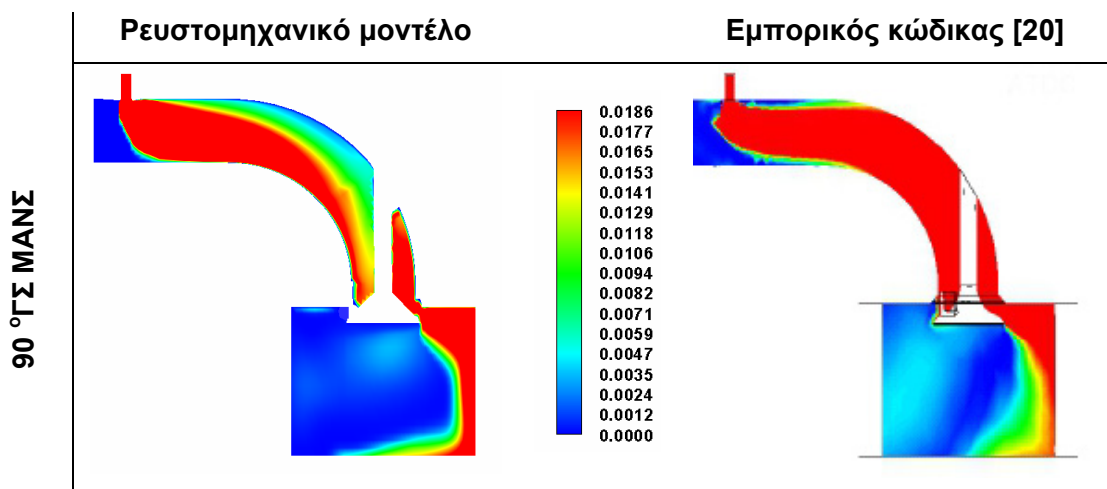
Το μέγεθος που θα διερευνηθεί είναι το κλάσμα μάζας του υδρογόνου σε διάφορα επίπεδα και χρονικές στιγμές. Στο Σχήμα 26 φαίνεται η σύγκριση του υπολογισμένου κλάσματος μάζας (σε kg H₂ ανά kg μίγματος) των δύο μοντέλων προσομοίωσης, σε ένα κάθετο επίπεδο στην αξονική διεύθυνση σε απόσταση $z=6.1 \text{ mm}$ από την κεφαλή του κυλίνδρου κατά την αναρρόφηση (στις 90 και 180 °ΓΣ ΜΑΝΣ). Τα αριστερά σχήματα αντιστοιχούν στα αποτελέσματα του ρευστομηχανικού μοντέλου που αναπτύχθηκε, ενώ τα δεξιά σε αυτά του εμπορικού ρευστομηχανικού κώδικα [20].



Σχήμα 26. Σύγκριση υπολογισμένων κλασμάτων μάζας υδρογόνου σε δύο χρονικές στιγμές κατά την αναρρόφηση (στις 90 και 180 °ΓΣ ΜΑΝΣ), σε απόσταση $z=6.1 \text{ mm}$ από την κεφαλή του κυλίνδρου

Στις 90 °ΓΣ ΜΑΝΣ, λόγω του διαφράγματος της βαλβίδας, το καύσιμο έχει κατευθυνθεί προς τη μία πλευρά του κυλίνδρου, ενώ στην απέναντι πλευρά υπάρχει ελάχιστο υδρογόνο και μόνο μέχρι το τέλος της αναρρόφησης (ΚΝΣ) το μίγμα έχει αρχίσει να ομογενοποιείται αρκετά, εφόσον έχει ολοκληρωθεί και η έγχυση. Τα αποτελέσματα που προκύπτουν από τα δύο ρευστομηχανικά μοντέλα είναι ποιοτικά παρόμοια, έχοντας όμως ορισμένες μικρές διαφορές.

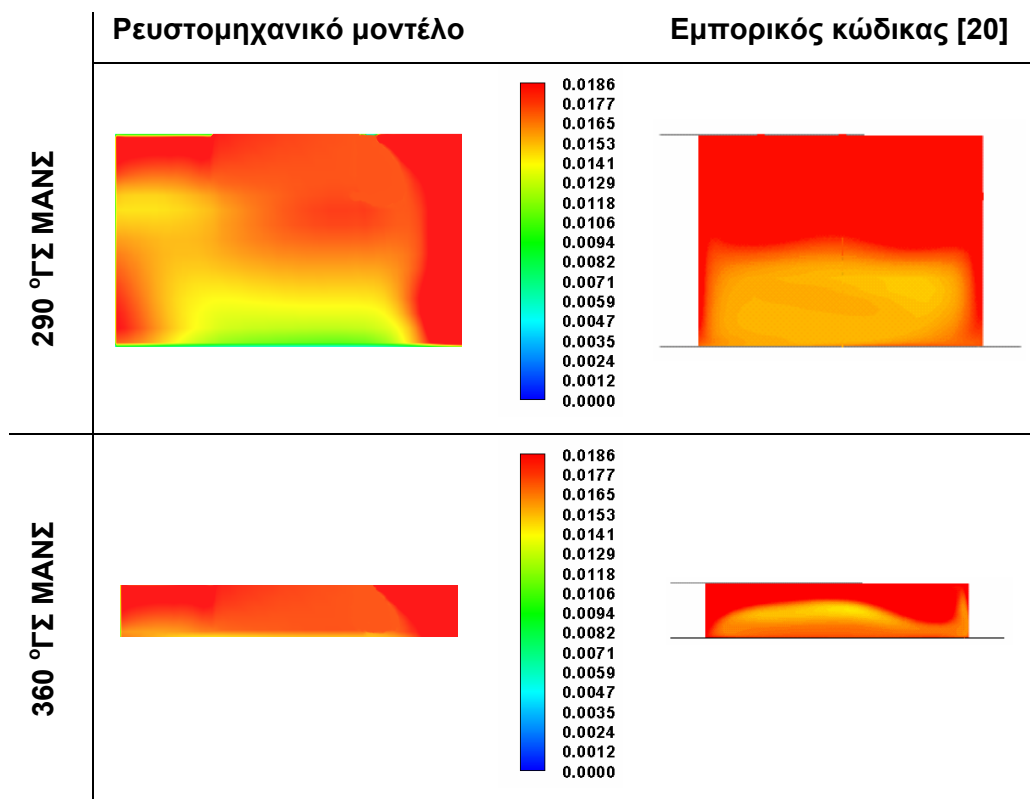
Η σύγκριση των κλασμάτων μάζας υδρογόνου που προκύπτει από τα δύο ρευστομηχανικά μοντέλα φαίνεται καλύτερα στο Σχήμα 27, όπου παρατηρείται η πλάγια τομή του κινητήρα που διέρχεται από τον άξονα του εγχυτήρα, στις 90 °ΓΣ ΜΑΝΣ. Η συγκέντρωση του υδρογόνου στο εσωτερικό του κυλίνδρου, όπως υπολογίζεται από τα δύο μοντέλα προσομοίωσης, είναι παρόμοια. Η μόνη ουσιαστική διαφορά της συγκέντρωσης βρίσκεται στον οχετό εισαγωγής, όπου ο εμπορικός κώδικας υπολογίζει τοπικά πιο πλούσιο μίγμα. Το γεγονός αυτό σχετίζεται άμεσα με τις υπολογισμένες τιμές του δείκτη ανομοιογένειας των δύο ρευστομηχανικών μοντέλων, που υπολογίστηκε προηγουμένως (Σχήμα 23), όπου το ρευστομηχανικό μοντέλο που αναπτύχθηκε υποεκτιμά το βαθμό ανάμιξης κοντά στον εγχυτήρα, αλλά μακριά από αυτόν υπολογίζει τιμές πολύ κοντά στα υπολογιστικά αποτελέσματα του εμπορικού κώδικα.



Σχήμα 27. Σύγκριση υπολογισμένων κλασμάτων μάζας υδρογόνου σε πλάγια τομή του κινητήρα Otto, κατά την έγχυση του υδρογόνου στις 90 °ΓΣ ΜΑΝΣ

Κατά τη συμπίεση, το μίγμα στο εσωτερικό του κυλίνδρου έχει γίνει αρκετά ομογενές, όπως φαίνεται και στο Σχήμα 28, όπου παρατηρείται το κλάσμα μάζας του υδρογόνου υπολογισμένο από τους δύο ρευστομηχανικούς κώδικες σε δύο χρονικές στιγμές, στις 290 °ΓΣ ΜΑΝΣ και 360 °ΓΣ ΜΑΝΣ, σε κάθετη τομή στο επίπεδο της βαλβίδας, αντίστοιχη με αυτήν του Σχήματος 27. Ειδικά στο ΑΝΣ (360 °ΓΣ ΜΑΝΣ), το κλάσμα μάζας του υδρογόνου παίρνει τιμές σε ένα πολύ μικρό εύρος, από 0.015 έως 0.023 kg H₂ ανά kg μίγματος, ενώ

στη μέση της συμπίεσης (στις 290 °ΓΣ ΜΑΝΣ) η διασπορά είναι λίγο μεγαλύτερη (από 0.009 έως 0.036 kg H₂ ανά kg μίγματος).



Σχήμα 28. Σύγκριση υπολογισμένων κλασμάτων μάζας υδρογόνου σε πλάγια τομή του κινητήρα Otto, κατά τη συμπίεση (στις 290 °ΓΣ ΜΑΝΣ και 360 °ΓΣ ΜΑΝΣ)

Ένα σημαντικό συμπέρασμα που προκύπτει είναι ότι τα υπολογιστικά αποτελέσματα του κλάσματος μάζας υδρογόνου των δύο ρευστομηχανικών μοντέλων βρίσκονται ποιοτικά αρκετά κοντά, όπως φάνηκε στα Σχήματα 26-28, ενώ και ποσοτικά δεν υπάρχει σημαντική απόκλιση μεταξύ τους. Το γεγονός αυτό είναι ένα δείγμα της ικανότητας του μοντέλου που αναπτύχθηκε να προσομοιώνει ικανοποιητικά απαιτητικές ροές, όπως αυτές που περιλαμβάνουν και την τυρβώδη ανάμιξη του αέρα με αέριο υδρογόνο.

7.5 Συμπεράσματα

Από τη διερεύνηση διάφορων περιπτώσεων, φάνηκε ότι το ρευστομηχανικό μοντέλο που αναπτύχθηκε μπορεί να υπολογίσει σε ικανοποιητικό επίπεδο αρκετά μεγέθη που σχετίζονται με τα φαινόμενα μεταφοράς του αερίου στο εσωτερικό των κυλίνδρων εμβολοφόρων ΜΕΚ. Οι μέσες τιμές των ταχυτήτων (ακτινικής και αξονικής), της πίεσης και της θερμοκρασίας υπολογίζονται επαρκώς σε σχέση με αντίστοιχα υπολογιστικά

αποτελέσματα ενός ημι-διαστατικού μοντέλου, κατά τη μεταβολή της γεωμετρίας της διαμόρφωσης του εμβόλου και της ταχύτητας περιστροφής σε έναν κινητήρα Diesel σε συνθήκες ετεροκίνησης. Επιπλέον, οι υπολογισμένες τοπικές ακτινικές και περιφερειακές ταχύτητες του αέρα στο εσωτερικό του κυλίνδρου ενός κινητήρα Otto παίρνουν τιμές κοντά στα αντίστοιχα μετρημένα μεγέθη και, σε ορισμένες περιπτώσεις, παρουσιάζουν καλύτερη σύμπτωση από τα αντίστοιχα αποτελέσματα ενός εμπορικού ρευστομηχανικού κώδικα. Τέλος, η ανάμιξη αέρα/υδρογόνου τόσο σε απλή γεωμετρία οχετού-εγχυτήρα όσο και στον οχετό εισαγωγής ενός κινητήρα Otto προσομοιώνονται ικανοποιητικά, σε σύγκριση με το διαθέσιμο εύρος μετρήσεων και υπολογιστικά αποτελέσματα ενός εμπορικού κώδικα αντίστοιχα.

Όλα τα παραπάνω επί μέρους συμπεράσματα δείχνουν ότι το ρευστομηχανικό μοντέλο που αναπτύχθηκε είναι ικανό να προσομοιώσει σε ικανοποιητικό βαθμό τα φαινόμενα ροής και τυρβώδους ανάμιξης που παρατηρούνται σε εμβολοφόρες ΜΕΚ, καθώς και ορισμένες θερμοδυναμικές ιδιότητες (πίεση, θερμοκρασία) σε διάφορες γεωμετρίες και ταχύτητες περιστροφής.

Βιβλιογραφία Κεφαλαίου 7

- [1] Hountalas DT, Pariotis EG. A simplified model for the spatial distribution of temperature in a motored DI diesel engine. SAE Paper no. 2001-01-1235; 2001.
- [2] Pariotis EG, Hountalas DT. A new quasi-three dimensional combustion model for prediction of DI diesel engines performance and pollutant emissions. SAE Paper no. 2003-01-1060; 2003.
- [3] Pariotis EG, Hountalas DT. Validation of a newly developed quasi-dimensional combustion model – application on a heavy duty DI diesel engine. SAE Paper no. 2004-01-0923; 2004.
- [4] Pariotis EG, Hountalas DT, Rakopoulos CD. Modeling the effects of EGR on a heavy duty DI diesel engine using a new quasi-dimensional combustion model. SAE Paper no. 2005-01-1125; 2005.
- [5] Rakopoulos CD, Kosmadakis GM, Pariotis EG. Investigation of piston bowl geometry and speed effects in a motored HSDI diesel engine using a CFD against a quasi-dimensional model. Energy Convers Manage 2010;51(3):470–84.
- [6] Rakopoulos CD, Kosmadakis GM, Pariotis EG. Critical evaluation of current heat transfer models used in CFD in-cylinder engine simulations and establishment of a comprehensive wall-function formulation. Appl Energy 2010;87(5):1612–30.

- [7] Pariotis EG, Kosmadakis GM, Hountalas DT, Rakopoulos CD. Comparing the results obtained from a CFD and a Quasi-dimensional model used to investigate the effect of various piston bowl geometries of a HSDI Diesel engine under motoring conditions. In: Proc of the 21st International Conference on Efficiency, Cost, Optimization, Simulation and Environmental Impact of Energy Systems (ECOS 2008), June 24–27 2008, Kraków, Poland, Vol. I, pp. 309–20.
- [8] Παριώτης ΕΓ. Ανάπτυξη μοντέλου για την μελέτη των φυσικών και χημικών διεργασιών της καύσης σε κινητήρες Ντίζελ. Διδακτορική Διατριβή, ΕΜΠ, Αθήνα; 2005.
- [9] Baratta M, d'Ambrosio S. Further investigation of RNG k-ε model capabilities in the simulation of in-cylinder turbulent flows. In: Proc of 6th Int Symposium on "Diagnostics and Modelling of Combustion in Internal Combustion Engines (COMODIA 2004)", Yokohama, Japan, August 2004, pp. 33–42.
- [10] Θεοδωρακάκος Α. Αριθμητική διερεύνηση των φάσεων εισαγωγής και συμπίεσης σε παλινδρομικές μηχανές εσωτερικής καύσης. Διδακτορική Διατριβή, ΕΜΠ, Αθήνα; 1998.
- [11] Rakopoulos CD, Kosmadakis GM, Pariotis EG. Evaluation of a new computational fluid dynamics model for internal combustion engines using hydrogen under motoring conditions. *Energy* 2009;34(12):2158–66.
- [12] Song J, Yao C, Liu Y, Jiang Z. Investigation on flow field in simplified piston bowls for DI Diesel engine. *Engin Appl Comput Fluid Mech* 2008;2(3):354–65.
- [13] Reuss DL, Kuo Tang-Wei, Khalighi B, Haworth D, Rosalik M. Particle image velocimetry measurements in a high-swirl engine used for evaluation of computational fluid dynamics calculations. *Trans SAE, J Engines* 1995;104:2073–92 [SAE Paper no. 952381].
- [14] Reuss DL. Cyclic variability of large-scale turbulent structures in directed and undirected IC engine flows. SAE Paper no. 2000-01-0246; 2000.
- [15] Funk C, Sick V, Reuss DL, Dahm WJA. Turbulence properties of high and low swirl in-cylinder flows. SAE Paper no. 2002-01-2841; 2002.
- [16] Jones P, Junday JS. Full cycle computational fluid dynamics calculations in a motored four valve pent roof combustion chamber and comparison with experiment. *Trans SAE, J Engines* 1995;104:595–610 [SAE Paper no. 950286].
- [17] Cipolla G, Vassallo A, Catania AE, Spessa E, Stan C, Drischmann L. Combined application of CFD modelling and pressure-based combustion diagnostics for the development of a low-compression-ratio, high-performance diesel engine. SAE Paper no. 2007-24-0034; 2007.

- [18] Baratta M, Catania AE, Spessa E, Liu RL. Multidimensional predictions of in-cylinder turbulent flows: Contribution to the assessment of k- ϵ turbulence model variants for bowl-in-piston engines. *Trans ASME, J Eng Gas Turbines Power* 2005;127(4):883–96.
- [19] Baratta M, Catania AE, d'Ambrosio S. Nonlinear versus linear stress-strain relations in engine turbulence modeling under swirl and squish flow conditions. *Trans ASME, J Eng Gas Turbines Power* 2008;130(6):062802 (11 pages).
- [20] Zervantonakis I. CFD-study of the in-cylinder flow and mixing processes in internal combustion engines. Theoretical Diploma Thesis, Technical University of Munich, Germany, 2005.
- [21] <http://www.ansys.com/products/fluid-dynamics/cfx/>
- [22] Kato J, Ohkubo Y, Ohtsuka M, Sugiyama K. LDV measurement of swirl flow in internal combustion engines. In: Proc of 1st Int Symposium on “Diagnostics and Modelling of Combustion in Internal Combustion Engines (COMODIA 1985)”, Tokyo, Japan, September 1985, pp. 193–202.
- [23] Arcoumanis C, Bicen AF, Whitelaw JH. Squish and swirl-squish interaction in motored model engines. *Trans ASME, J Fluids Eng* 1983;105(1):105–12.
- [24] Heywood JB. Fluid motion within the cylinder of internal combustion engines – The 1986 Freeman Scholar Lecture. *Trans ASME, J Fluids Eng* 1987;109(1):3–35.
- [25] Rakopoulos CD, Kosmadakis GM, Dimaratos AM, Pariotis EG. Investigating the effect of crevice flow on internal combustion engines using a new simple crevice model implemented in a CFD code. *Appl Energy* 2011;88(1):111–26.
- [26] Forney LJ, Nafia N, Vo H. Optimum jet mixing in a tubular reactor. *AIChE Journal*, 1996;42(11):3113–22.
- [27] Monclova LA, Forney LJ. Numerical simulation of a pipeline tee mixer. *Ind Eng Chem Res* 1995;34(4):1488–93.
- [28] Stroka LM, Forney LJ. Fluid mixing with a pipeline tee: Theory and experiment. *AIChE Journal*, 1989;35(3):406–14.

8. ΑΠΟΤΙΜΗΣΗ ΝΕΩΝ ΜΟΝΤΕΛΩΝ ΜΕΤΑΦΟΡΑΣ ΘΕΡΜΟΤΗΤΑΣ ΚΑΙ ΔΙΑΚΕΝΩΝ

8.1 Εισαγωγή

Για την αποτίμηση του μοντέλου μεταφοράς θερμότητας, που βασίζεται σε συνάρτηση τοιχώματος και παρουσιάστηκε σε προηγούμενο κεφάλαιο (Κεφάλαιο 5), έγινε μια εκτενής διερεύνηση σε πολλούς κινητήρες και σημεία λειτουργίας, ώστε να μπορούν να εξαχθούν ασφαλή συμπεράσματα. Τα υπολογιστικά αποτελέσματα που προκύπτουν με τη χρήση του νέου αυτού μοντέλου συγκρίνονται τόσο με διαθέσιμα πειραματικά δεδομένα, όσο και με τα υπολογιστικά αποτελέσματα με τη χρήση των υπόλοιπων αντίστοιχων μοντέλων, που εφαρμόζονται κατά κόρον σε ρευστομηχανικούς κώδικες και που παρουσιάστηκαν στο Κεφάλαιο 5.

Για την αποτίμηση του νέου μοντέλου μεταφοράς θερμότητας χρησιμοποιήθηκαν διαθέσιμα πειραματικά αποτελέσματα σε ποικίλες περιπτώσεις. Αυτά αναζητήθηκαν από τη βιβλιογραφία, ώστε να μπορεί να γίνει ο έλεγχος της αξιοπιστίας σε διάφορους κινητήρες, γεωμετρίες κυλίνδρων (π.χ. με διαμόρφωση εμβόλου) και συνθήκες λειτουργίας (ταχύτητα περιστροφής, θέση ρυθμιστικής δικλείδας, λόγος συστροφής κτλ.). Πιο συγκεκριμένα, τα διαθέσιμα πειραματικά δεδομένα κινητήρων αφορούν μετρημένες ροές θερμότητας σε συγκεκριμένα σημεία των τοιχωμάτων του κυλίνδρου (τόσο σε κινητήρες Otto όσο και σε κινητήρες Diesel) σε συνθήκες ετεροκίνησης.

Επιπλέον, για την αποτίμηση του μοντέλου των διακένων του εμβόλου διεξήχθησαν πειραματικές μετρήσεις σε μονοκύλινδρο ερευνητικό κινητήρα Diesel σε ένα μεγάλο εύρος ταχύτητας περιστροφής, σε συνθήκες ετεροκίνησης, με κύριο σκοπό τη μέτρηση του δυναμοδεικτικού διαγράμματος. Στη συνέχεια, εφαρμόστηκε ο ρευστομηχανικός κώδικας για την προσομοίωση του κλειστού κύκλου λειτουργίας του συγκεκριμένου κινητήρα, όπου η υπολογισμένη πίεση του κυλίνδρου συγκρίθηκε με την αντίστοιχη μετρημένη τιμή. Ο λόγος που δίνεται βαρύτητα στην πίεση, σχετίζεται με το γεγονός ότι αποτελεί μία ένδειξη της μάζας γομώσεως του κυλίνδρου. Η διερεύνηση γίνεται σε συνθήκες ετεροκίνησης, ώστε κάποια μεγέθη να είναι σαφώς ορισμένα (π.χ. σύσταση του εργαζόμενου μέσου), ενώ ορισμένα άλλα να μπορούν να εκτιμηθούν με αρκετά καλή ακρίβεια (π.χ. θερμοκρασία του

αέρα κατά το κλείσιμο της βαλβίδας εισαγωγής), αποφεύγοντας την αβεβαιότητα που σχετίζεται με τα φαινόμενα καύσης και την πολυπλοκότητα προσομοίωσης του μηχανισμού αυτού. Επιπλέον, τα φαινόμενα μεταφοράς θερμότητας είναι πιο ευδιάκριτα σε συνθήκες ετεροκίνησης εφόσον δεν επηρεάζονται από την καύση.

Η χρήση του μοντέλου των διακένων επηρεάζει σε κάποιο βαθμό όχι μόνο την πίεση του κυλίνδρου, αλλά και το πεδίο των ταχυτήτων του αερίου στο εσωτερικό του κυλίνδρου. Επομένως, έγιναν πρόσθετες προσομοιώσεις με τη χρήση του μοντέλου των διακένων που αναπτύχθηκε, ώστε να διερευνηθεί η επιρροή του στον υπολογισμό των ακτινικών και περιφερειακών ταχυτήτων, καθώς και της τυρβώδους κινητικής ενέργειας του αερίου στο εσωτερικό του κυλίνδρου ενός κινητήρα Otto σε συνθήκες ετεροκίνησης. Τα υπολογιστικά αποτελέσματα που προέκυψαν συγκρίθηκαν με αντίστοιχες μετρημένες τιμές.

Όλα τα παραπάνω θα παρουσιαστούν στη συνέχεια με λεπτομέρεια, αρχίζοντας με την αποτίμηση του μοντέλου μεταφοράς θερμότητας, ενώ κατόπιν θα παρουσιαστούν τα αποτελέσματα της εφαρμογής του φαινομενολογικού μοντέλου προσομοίωσης των διακένων του εμβόλου. Στο τέλος του κεφαλαίου θα παρουσιαστεί η συνδυασμένη χρήση των δύο αυτών μοντέλων (μεταφοράς θερμότητας και διακένων) για την προσομοίωση ενός κινητήρα Otto σε συνθήκες ετεροκίνησης, ώστε να διαπιστωθεί η αξιοπιστία τους στην περιγραφή των φαινομένων στο εσωτερικό του κυλίνδρου.

Πρέπει να επισημανθεί, ότι η αποτίμηση των δύο αυτών μοντέλων σε συνθήκες με καύση θα πραγματοποιηθεί στο επόμενο κεφάλαιο.

8.2 Αποτίμηση νέου μοντέλου μεταφοράς θερμότητας

8.2.1 Εισαγωγή

Για την αποτίμηση του μοντέλου μεταφοράς θερμότητας προσομοιώθηκαν αρκετοί κινητήρες σε διάφορα σημεία λειτουργίας, με τη χρήση πέντε συνολικά διαφορετικών μοντέλων μεταφοράς θερμότητας. Τα υπολογιστικά αποτελέσματα που προκύπτουν συγκρίνονται με διαθέσιμες μετρημένες τιμές.

8.2.2 Πειραματική διερεύνηση

Από τη βιβλιογραφία είναι διαθέσιμα πειραματικά δεδομένα (τοπικές ροές θερμότητας) για κινητήρες Otto και Diesel σε συνθήκες ετεροκίνησης. Στην παρούσα Διδακτορική

Διατριβή διερευνήθηκαν συνολικά τρεις κινητήρες Otto και τρεις Diesel, οι οποίοι περιγράφονται συνοπτικά στη συνέχεια.

8.2.2.1 Κινητήρας Otto της General Motors (GM)

Οι πειραματικές μετρήσεις στο συγκεκριμένο κινητήρα προέρχονται από την εργασία του Alkidas [1], ο οποίος πραγματοποίησε μετρήσεις σε έναν τετράχρονο, οκτακύλινδρο (σε διάταξη V) κινητήρα της General Motors, που είχε μετατραπεί ώστε ο ένας κύλινδρος να λειτουργεί σε συνθήκες ετεροκίνησης (διακοπή παροχής καυσίμου) και στον οποίο έλαβαν χώρα οι μετρήσεις. Ο θάλαμος καύσης του κάθε κυλίνδρου είναι δισκοειδής (επίπεδος), όπως επίσης και η κεφαλή του κάθε κυλίνδρου.

Για την πειραματική διερεύνηση αυτή, ο Alkidas [1] τοποθέτησε τέσσερα θερμοστοιχεία σε συγκεκριμένες θέσεις στην κεφαλή του κυλίνδρου. Δύο εξ αυτών τοποθετήθηκαν κοντά στη βαλβίδα εισαγωγής και τα άλλα δύο κοντά στη βαλβίδα εξαγωγής. Τα τέσσερα συνολικά θερμοστοιχεία (HT1,HT2,HT3 και HT4) τοποθετήθηκαν σε απόσταση 18.7, 27.5, 37.3 και 46.3 mm μακριά από τον άξονα του κυλίνδρου, αντίστοιχα. Στα σημεία αυτά μετρήθηκαν οι θερμοκρασίες του τοιχώματος και από αυτές υπολογίστηκαν στη συνέχεια οι τοπικές ροές θερμότητας κατά τη διάρκεια του κλειστού κύκλου λειτουργίας για σταθερή ταχύτητα περιστροφής, ίση με 1500 rpm. Το σφάλμα μέτρησης υπολογίζεται σε 20%, το οποίο είναι αρκετά μεγάλο [1,2]. Τα χαρακτηριστικά του κινητήρα αυτού φαίνονται στον Πίνακα 1 (μαζί με τα αντίστοιχα των υπολοίπων κινητήρων Otto που εξετάστηκαν), ενώ περισσότερες λεπτομέρειες σχετικά με τη διεξαγωγή των πειραματικών μετρήσεων μπορούν να αναζητηθούν στις εργασίες [1,2].

8.2.2.2 Κινητήρας Otto Triptane της General Motors

Ο κινητήρας Triptane της General Motors έχει διερευνηθεί πειραματικά από τους Yang και συνεργάτες [3]. Αυτοί μετέτρεψαν το συγκεκριμένο κινητήρα, ώστε να υπάρχει πλήρης οπτική πρόσβαση στο εσωτερικό του κυλίνδρου μέσω του επίπεδου εμβόλου, με σκοπό να μελετήσουν τις ταχύτητες και την τύρβη του αέρα (με μετρήσεις Laser Doppler Velocimetry – LDV), καθώς και την κατανομή των θερμοκρασιών του αερίου στο εσωτερικό του κυλίνδρου σε συνθήκες ετεροκίνησης. Επιπλέον, μέτρησαν τη θερμοκρασία του τοιχώματος σε ένα σημείο της κεφαλής του κυλίνδρου σε απόσταση 30.22 mm από τον άξονα του κυλίνδρου και, στη συνέχεια, υπολογίστηκε η τοπική ροή θερμότητας. Η διαδικασία αυτή έγινε για δύο ταχύτητες περιστροφής, στις 750 και στις 1500 rpm. Τα χαρακτηριστικά του κινητήρα

δίνονται στον Πίνακα 1, ενώ περισσότερες λεπτομέρειες όσον αφορά τη διεξαγωγή των πειραματικών μετρήσεων υπάρχουν στις εργασίες [3,4].

8.2.2.3 Κινητήρας Otto Rover K16

Ένας πιο σύγχρονος κινητήρας Otto από τους δύο προηγούμενους κινητήρες της GM, είναι ο τετράχρονος, μονοκύλινδρος κινητήρας Rover της σειράς K. Η κεφαλή του κυλίνδρου έχει στεγροειδή διαμόρφωση (pent-roof) και εξετάστηκε πειραματικά από τους Nijeweme και συνεργάτες [5], καθώς και από τους Wang και Stone [6]. Οι ερευνητές αυτοί τοποθέτησαν 12 συνολικά θερμοστοιχεία σε διάφορα σημεία των τοιχωμάτων του κυλίνδρου, για τη μέτρηση της θερμοκρασίας και εν συνεχεία τον υπολογισμό των τοπικών ροών θερμότητας, καθώς μεταβάλλεται η ταχύτητα περιστροφής και ο ογκομετρικός βαθμός απόδοσης (θέση της ρυθμιστικής δικλείδας). Τα χαρακτηριστικά του κινητήρα δίνονται στον Πίνακα 1, ενώ το σφάλμα μέτρησης είναι μικρότερο από 1% [5]. Περαιτέρω λεπτομέρειες για τη διεξαγωγή των πειραματικών αποτελεσμάτων μπορούν να αναζητηθούν στην εργασία των Nijeweme και συνεργατών [5].

Πίνακας 1. Χαρακτηριστικά κινητήρων Otto

Κινητήρας Otto	GM	GM Triptane	Rover K16
Διάμετρος (mm)	105	91.9	80
Διαδρομή εμβόλου (mm)	95.25	76.2	89
Βαθμός συμπίεσης (-)	8.56:1	8.92:1	10:1
Μήκος διωστήρα (mm)	158	150	160
Άνοιγμα βαλβίδας εισαγωγής (°ΓΣ ΠΑΝΣ)	30	40	12
Κλείσιμο βαλβίδας εισαγωγής (°ΓΣ ΜΚΝΣ)	63	80	52
Άνοιγμα βαλβίδας εξαγωγής (°ΓΣ ΠΚΝΣ)	77	120	52
Κλείσιμο βαλβίδας εξαγωγής (°ΓΣ ΜΑΝΣ)	50	80	12
Ταχύτητα περιστροφής (rpm)	1500	750, 1500	1000
Ογκομετρικός βαθμός απόδοσης (%)	40	82.3	39.4, 77.2
Αρχικός λόγος συστροφής (-)	0	3.37	0.06
Αρχική θερμοκρασία αέρα (K)	453	350	373
Θερμοκρασία τοιχώματος (K)	380	350	353

8.2.2.4 Κινητήρας Diesel Perkins

Για την αποτίμηση του νέου μοντέλου μεταφοράς θερμότητας έχουν ληφθεί υπόψιν και κινητήρες Diesel, οι οποίοι έχουν κάποια διαφορετικά χαρακτηριστικά από τους κινητήρες Otto, όπως ο μεγαλύτερος βαθμός συμπίεσης και επομένως η μεγαλύτερη χρονική μεταβολή της πίεσης κατά τη συμπίεση και αποτόνωση. Ο σκοπός είναι να διερευνηθούν όσο το δυνατόν περισσότερες συνθήκες λειτουργίας και χαρακτηριστικά κινητήρων (π.χ. η γεωμετρία του κυλίνδρου με διαμόρφωση εμβόλου).

Αρχικά, διερευνήθηκε ένας τετρακύλινδρος κινητήρας Perkins (Perkins 4.236), φυσικής αναπνοής, στον οποίο έχει διεξαχθεί πειραματικές μετρήσεις ο Lawton [7]. Ο κινητήρας αυτός διαθέτει επίπεδο έμβολο και κεφαλή κυλίνδρου, ενώ ο εγχυτήρας καυσίμου έχει αφαιρεθεί και στη θέση του έχει τοποθετηθεί ένα θερμοστοιχείο για τη μέτρηση της θερμοκρασίας του τοιχώματος, με σκοπό τον υπολογισμό της τοπικής ροής θερμότητας. Οι μετρήσεις αυτές έχουν διεξαχθεί για τέσσερις ταχύτητες περιστροφής (705, 1336, 1722 και 2395 rpm), ενώ τα χαρακτηριστικά του κινητήρα αυτού φαίνονται στον Πίνακα 2 (βλέπε παρακάτω). Περαιτέρω πληροφορίες για τη διεξαγωγή των πειραματικών μετρήσεων μπορούν να αναζητηθούν στην εργασία του Lawton [7].

8.2.2.5 Κινητήρας Diesel Fairbanks-Morse (με επίπεδο έμβολο και διαμόρφωση εμβόλου)

Ένας άλλος κινητήρας Diesel που εξετάστηκε στην παρούσα Διδακτορική Διατριβή είναι ένας μονοκύλινδρος κινητήρας Fairbanks-Morse, του οποίου η βαλβίδα εισαγωγής φέρει διάφραγμα (shrouded inlet valve) για να αυξήσει την εισερχόμενη συστροφή του αέρα. Μετρήσεις, σε μόνιμη κατάσταση (σταθερή ανύψωση βαλβίδας) του κυλίνδρου με αυτήν τη βαλβίδα, οδήγησαν στην εκτίμηση του λόγου συστροφής του αέρα κατά το κλείσιμο της βαλβίδας εισαγωγής (ίσος περίπου με 7.2) [8].

Υπάρχουν δύο εκδόσεις του συγκεκριμένου κινητήρα, η μία με επίπεδο έμβολο και η άλλη με διαμόρφωση εμβόλου. Οι δύο αυτές εκδόσεις, καθώς και η μεταβολή της επιφάνειας του διαφράγματος της βαλβίδας εισαγωγής και του ύψους του νεκρού όγκου (βαθμός συμπίεσης από 8:1 έως 14:1) έχουν διερευνηθεί στην εργασία των Dao και συνεργατών [8]. Οι τελευταίοι τοποθέτησαν θερμοστοιχεία σε τρία διαφορετικά σημεία της κεφαλής του κυλίνδρου στον κινητήρα με επίπεδο έμβολο και σε τέσσερα διαφορετικά σημεία στον κινητήρα με διαμόρφωση εμβόλου. Με τη χρήση των θερμοστοιχείων υπολογίστηκαν οι τοπικές ροές θερμότητας στα σημεία μέτρησης, ενώ το σφάλμα της μέτρησης υπολογίζεται ότι είναι μικρότερο από 1% [8]. Τα κύρια χαρακτηριστικά των δύο

εκδόσεων του κινητήρα αυτού δίνονται επίσης στον Πίνακα 2. Περισσότερες πληροφορίες σχετικά με τις συγκεκριμένες πειραματικές μετρήσεις υπάρχουν στην εργασία των Dao και συνεργατών [8].

Πίνακας 2. Χαρακτηριστικά κινητήρων Diesel

Κινητήρας Diesel	Perkins	Fairbanks-Morse (επίπεδο έμβολο)	Fairbanks-Morse (με διαμόρφωση εμβόλου)
Διάμετρος (mm)	98.4	79.4	79.4
Διαδρομή εμβόλου (mm)	127	101.6	101.6
Βαθμός συμπίεσης (-)	16:1	8–14:1	14:1
Μήκος διωστήρα (mm)	228.6	190.5	190.5
Διάμετρος διαμόρφωσης εμβόλου (mm)	-	-	44.7
Ύψος διαμόρφωσης εμβόλου (mm)	-	-	17.5
Άνοιγμα βαλβίδας εισαγωγής (°ΓΣ ΠΑΝΣ)	28	10	10
Κλείσιμο βαλβίδας εισαγωγής (°ΓΣ ΜΚΝΣ)	43	35	35
Άνοιγμα βαλβίδας εξαγωγής (°ΓΣ ΠΚΝΣ)	48	35	35
Κλείσιμο βαλβίδας εξαγωγής (°ΓΣ ΜΑΝΣ)	23	10	10
Ταχύτητα περιστροφής (rpm)	705, 1336, 1722, 2395	900	900
Αρχικός λόγος συστροφής (-)	0	7.2	7.2
Αρχική θερμοκρασία αέρα (K)	300	310	310
Θερμοκρασία τοιχώματος (K)	426	310	310

8.2.3 Σύγκριση υπολογιστικών αποτελεσμάτων του νέου ρευστομηχανικού μοντέλου με τα αντίστοιχα εμπορικών/ερευνητικών ρευστομηχανικών μοντέλων

Πριν από την παρουσίαση των αποτελεσμάτων με τη χρήση του νέου μοντέλου μεταφοράς θερμότητας και τη σύγκριση με μετρημένες ροές θερμότητας, θα αξιολογηθεί η ικανότητα του ρευστομηχανικού κώδικα να υπολογίζει τοπικές ροές θερμότητας (και κατ' επέκταση φαινόμενα μεταφοράς θερμότητας) σε σύγκριση με τα αποτελέσματα αντίστοιχων εμπορικών/ερευνητικών ρευστομηχανικών μοντέλων. Αυτό θα επιτευχθεί με τη σύγκριση των υπολογιστικών αποτελεσμάτων τους στην περίπτωση που χρησιμοποιείται το ίδιο

μοντέλο μεταφοράς θερμότητας, καθώς και οι ίδιες αρχικές/οριακές συνθήκες. Εφόσον διαπιστωθεί αυτό, στη συνέχεια θα εφαρμοστεί μόνο ο ρευστομηχανικός κώδικας που αναπτύχθηκε με τη χρήση διάφορων μοντέλων μεταφοράς θερμότητας, συμπεριλαμβανομένου και του νέου που αναπτύχθηκε στην παρούσα Διδακτορική Διατριβή, και θα συγκριθούν τα υπολογιστικά αποτελέσματα με πειραματικές μετρήσεις. Σκοπός είναι να αποδειχθεί η καταλληλότητα του μοντέλου μεταφοράς θερμότητας, που αναπτύχθηκε στην παρούσα εργασία, για την προσομοίωση φαινομένων μεταφοράς θερμότητας σε εμβολοφόρες ΜΕΚ.

Θα πρέπει να σημειωθεί ότι η διερεύνηση επικεντρώνεται μόνο στις τοπικές ροές θερμότητας (local wall heat fluxes), καθώς αποτελούν το πιο αξιόπιστο μέγεθος που μπορεί να μετρηθεί με θερμοστοιχεία στα τοιχώματα του κυλίνδρου και εν συνεχεία να συγκριθεί με υπολογιστικά αποτελέσματα [5].

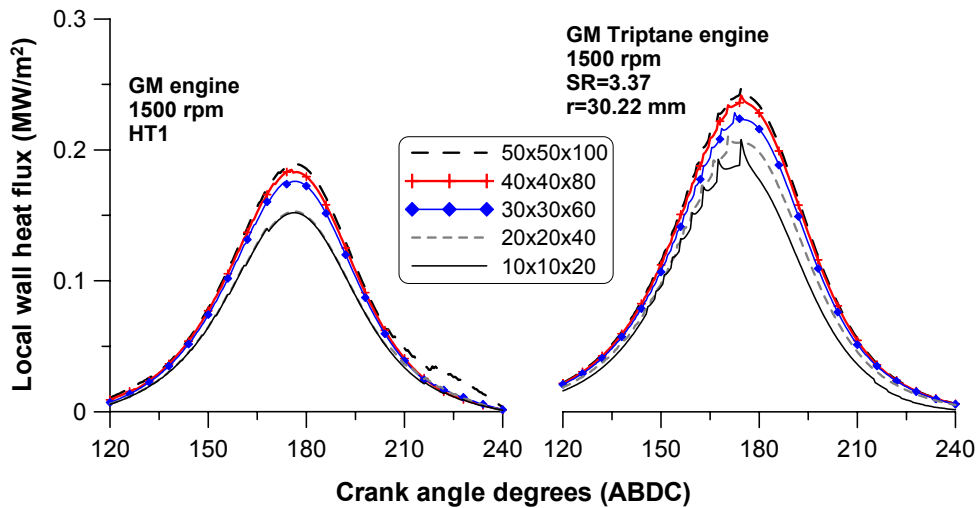
8.2.3.1 Υπολογιστικά δεδομένα

Πριν αρχίσει η παρουσίαση των αποτελεσμάτων, κρίνεται αναγκαία η διεξαγωγή μιας μελέτης ανεξαρτησίας του χρονικού βήματος και πλέγματος. Σκοπός είναι να επιλεγεί η πυκνότητα πλεγματικών γραμμών και το χρονικό βήμα, ώστε τα υπολογιστικά αποτελέσματα του ρευστομηχανικού μοντέλου που αναπτύχθηκε να είναι αξιόπιστα. Ταυτόχρονα, γίνεται και προσπάθεια να μειωθεί όσο το δυνατόν περισσότερο ο απαιτούμενος υπολογιστικός χρόνος.

Η μελέτη της ανεξαρτησίας του πλέγματος θα διεξαχθεί μόνο στους κινητήρες GM και GM Triptane στην ίδια ταχύτητα περιστροφής (1500 rpm), εφόσον οι συγκεκριμένοι έχουν από τις μεγαλύτερες διαμέτρους κυλίνδρου από τους κινητήρες που μελετώνται, οπότε και προκύπτει μεγαλύτερη διάσταση των υπολογιστικών κελιών για τον ίδιο αριθμό πλεγματικών επιπέδων. Η βασική διαφορά των δύο κινητήρων της GM είναι ότι στον πρώτο δεν υπάρχει συστροφή του αερίου κατά την είσοδό του στον κύλινδρο, ενώ στον κινητήρα GM Triptane η συστροφή είναι έντονη, αφού ο λόγος συστροφής του αερίου κατά το κλείσιμο της βαλβίδας εισαγωγής είναι ίσος με 3.57.

Κατασκευάστηκαν συνολικά πέντε τριδιάστατα πλέγματα με (10x10x20), (20x20x40), (30x30x60), (40x40x80) και (50x50x100) πλεγματικές γραμμές κατά τις τρεις διευθύνσεις (x,y,z), όπου η z-διεύθυνση είναι η αξονική. Με τη χρήση του κάθε πλέγματος υπολογίστηκε η τοπική ροή θερμότητας (με χρήση του μοντέλου των Launder και Spalding [9]) σε τέσσερα σημεία της κεφαλής του κυλίνδρου στον κινητήρα GM και σε ένα σημείο στον κινητήρα GM Triptane, στα σημεία δηλαδή που είναι διαθέσιμα και πειραματικά δεδομένα.

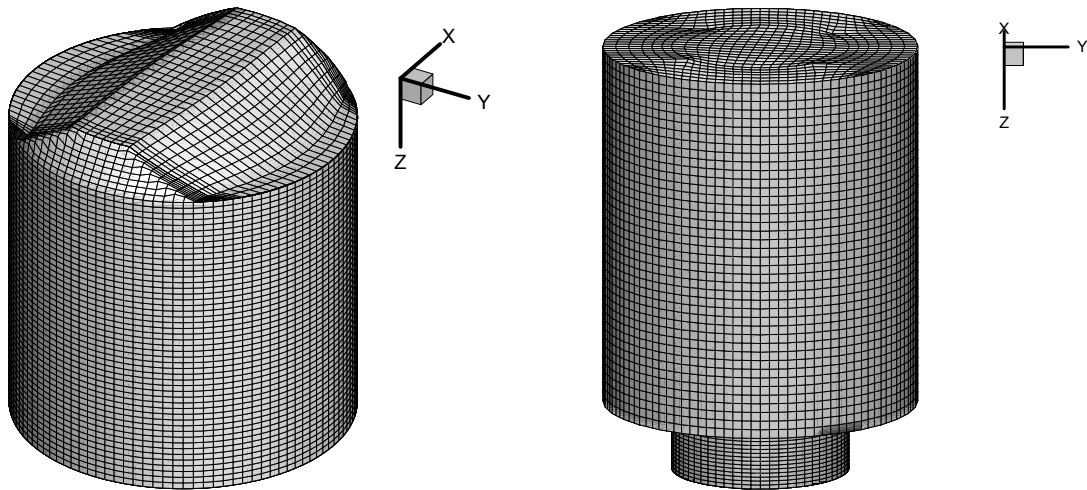
Τα αποτελέσματα της ανεξαρτησίας πλέγματος στους δύο κινητήρες φαίνονται στο Σχήμα 1, όπου παρατηρούνται οι τοπικές ροές θερμότητας που υπολογίζονται με τη χρήση των διάφορων πλεγμάτων.



Σχήμα 1. Σύγκριση υπολογισμένων τοπικών ροών θερμότητας με διαφορετική πυκνότητα πλεγματικών γραμμών στον κινητήρα GM (αριστερά) και στον GM Triptane (δεξιά)

Τα υπολογιστικά αποτελέσματα με τη χρήση των τριών πιο πυκνών πλεγμάτων είναι πολύ κοντά, ενώ τα αποτελέσματα με τη χρήση των δύο πιο αραιών πλεγμάτων απέχουν αρκετά. Επιπλέον, οι ροές θερμότητας αυξάνουν, καθώς αυξάνει η πυκνότητα των πλεγματικών γραμμών, έχοντας παρόμοια συμπεριφορά με αυτήν που υπολογίστηκε στις εργασίες [10,11]. Επομένως, επιλέχθηκε η χρήση του πλέγματος με (30x30x60) πλεγματικές γραμμές στις τρεις διευθύνσεις, αφού διαπιστώθηκε η αξιοπιστία του συγκεκριμένου πλέγματος στις δύο πιο απαιτητικές περιπτώσεις (μεγάλη διάμετρος κυλίνδρου), ενώ ταυτόχρονα μειώνεται σημαντικά ο υπολογιστικός χρόνος με τη χρήση του συγκεκριμένου πλέγματος σε σχέση με κάποιο πιο πυκνό.

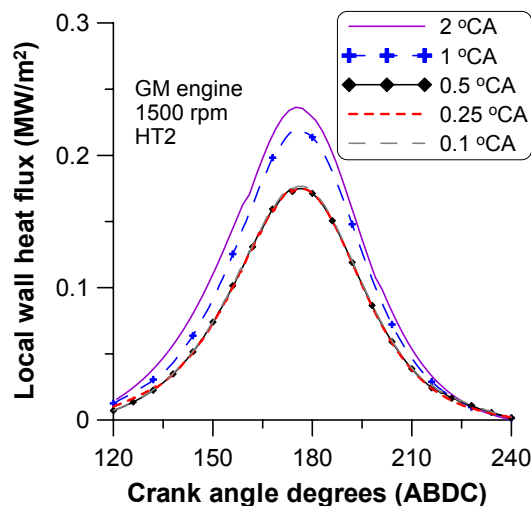
Πρέπει να επισημανθεί, ότι τα καμπυλόγραμμα υπολογιστικά πλέγματα που χρησιμοποιήθηκαν, κατασκευάστηκαν με τη μεθοδολογία που παρουσιάστηκε σε προηγούμενο κεφάλαιο (Κεφάλαιο 4). Επιπλέον, η μέθοδος προσθήκης/αφαίρεσης πλεγματικών επιπέδων εφαρμόστηκε σε κάθε προσομοίωση. Ενδεικτικά πλέγματα φαίνονται στο Σχήμα 2 (με αριθμό πλεγματικών γραμμών 30x30x60 στις τρεις διευθύνσεις), που αντιστοιχούν στον κινητήρα Rover K16 (αριστερό πλέγμα) και στον κινητήρα Fairbanks-Morse με διαμόρφωση εμβόλου (δεξιό πλέγμα) κατά την εκκίνηση των προσομοιώσεων (κλείσιμο βαλβίδας εισαγωγής).



Σχήμα 2. Υπολογιστικά πλέγματα του κινητήρα Rover K16 (αριστερά) και του κινητήρα Fairbanks-Morse με διαμόρφωση εμβόλου (δεξιά), κατά το κλείσιμο της βαλβίδας εισαγωγής

Η μελέτη ανεξαρτησίας χρονικού βήματος παρουσιάζεται μόνο για τον κινητήρα GM, αφού η περαιτέρω διερεύνηση και σε άλλους κινητήρες έδειξε παρόμοια αποτελέσματα, οπότε και προκύπτουν ακριβώς τα ίδια συμπεράσματα.

Τα χρονικά βήματα που εξετάστηκαν είναι αυτά που αντιστοιχούν σε 2 °ΓΣ, 1 °ΓΣ, 0.5 °ΓΣ, 0.25 °ΓΣ και 0.1 °ΓΣ. Οι υπολογισμένες τοπικές ροές θερμότητας στον κινητήρα GM με τη χρήση των παραπάνω χρονικών βημάτων φαίνονται στο Σχήμα 3.



Σχήμα 3. Σύγκριση υπολογισμένων τοπικών ροών θερμότητας για πέντε διαφορετικά χρονικά βήματα στον κινητήρα GM

Με τη μείωση του χρονικού βήματος μειώνεται και η υπολογισμένη τοπική ροή θερμότητας, όπως διαπιστώθηκε και στην εργασία [11]. Από το Σχήμα 3 προκύπτει ότι με

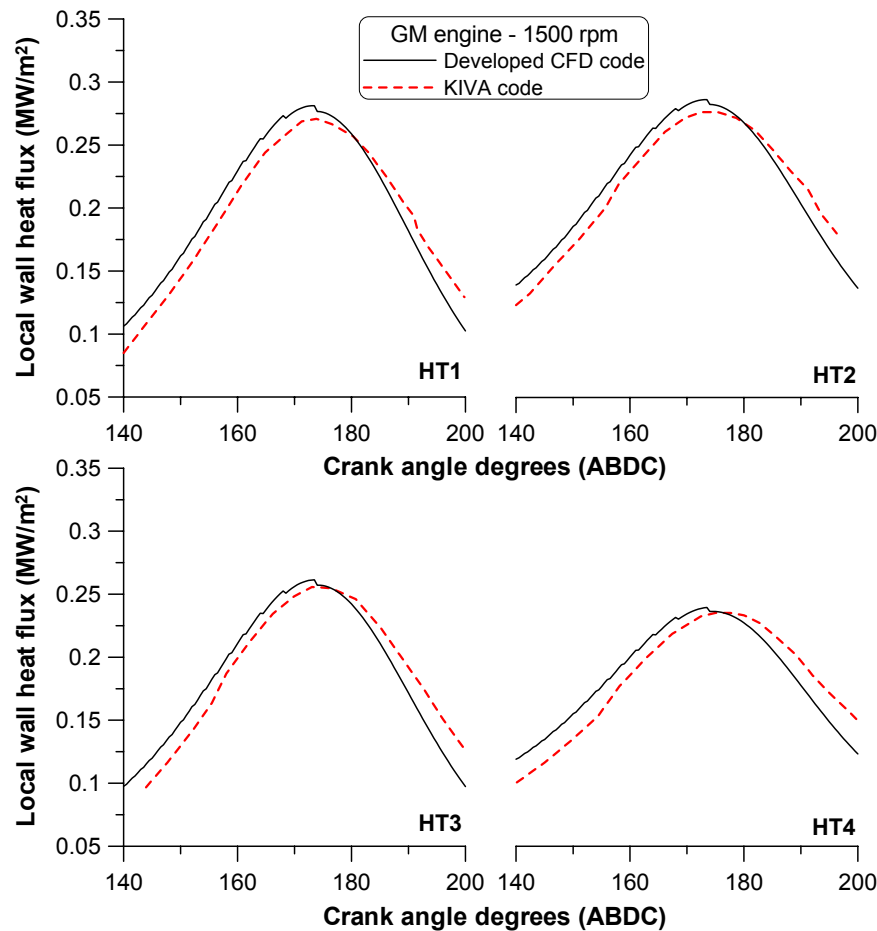
τη χρήση των τριών μικρότερων χρονικών βημάτων, δεν παρατηρείται ουσιαστική διαφορά των υπολογισμένων τιμών. Για το λόγο αυτόν επιλέγεται το χρονικό βήμα που αντιστοιχεί σε 0.5 °ΓΣ για όλες τις προσομοιώσεις, ώστε τα υπολογιστικά αποτελέσματα να είναι αξιόπιστα.

8.2.3.2 Σύγκριση υπολογιστικών αποτελεσμάτων

Στην παρούσα υπο-παράγραφο θα γίνει η σύγκριση των υπολογιστικών αποτελεσμάτων του ρευστομηχανικού μοντέλου που αναπτύχθηκε με τα αντίστοιχα άλλων ερευνητικών ή εμπορικών ρευστομηχανικών μοντέλων, με τη χρήση του ίδιου μοντέλου μεταφοράς θερμότητας και με τις ίδιες αρχικές/οριακές συνθήκες.

Αρχικά, εφαρμόστηκε ο ρευστομηχανικός κώδικας που αναπτύχθηκε με χρήση του μοντέλου μεταφοράς θερμότητας των Han και Reitz [12] (βλέπε Κεφάλαιο 5) για την προσομοίωση του κινητήρα GM. Τα υπολογιστικά αποτελέσματα που προκύπτουν συγκρίνονται με τα αντίστοιχα του ρευστομηχανικού κώδικα KIVA με τη χρήση του ίδιου μοντέλου μεταφοράς θερμότητας, τα οποία αφορούν τις τοπικές ροές θερμότητας σε τέσσερα σημεία της κεφαλής του κυλίνδρου κατά τη διάρκεια του κλειστού κύκλου λειτουργίας, στις συνθήκες λειτουργίας που αναφέρθηκαν προηγουμένως (Πίνακας 1). Η σύγκριση αυτή φαίνεται στο Σχήμα 4, όπου διακρίνεται μία καλή σύμπτωση των υπολογιστικών αποτελεσμάτων που προκύπτουν από τους δύο ρευστομηχανικούς κώδικες. Οι μέγιστες τιμές των τοπικών ροών θερμότητας είναι σχεδόν ίσες και, επιπλέον, οι τιμές των τοπικών ροών θερμότητας και στα τέσσερα σημεία της κεφαλής του κυλίνδρου είναι πολύ κοντά σε όλη τη διάρκεια του κλειστού κύκλου λειτουργίας. Η μόνη αξιόλογη διαφορά που παρατηρείται είναι μια ελαφριά προπορεία των μέγιστων ροών θερμότητας που προβλέπονται από το αναπτυχθέν ρευστομηχανικό μοντέλο και στα τέσσερα σημεία μέτρησης.

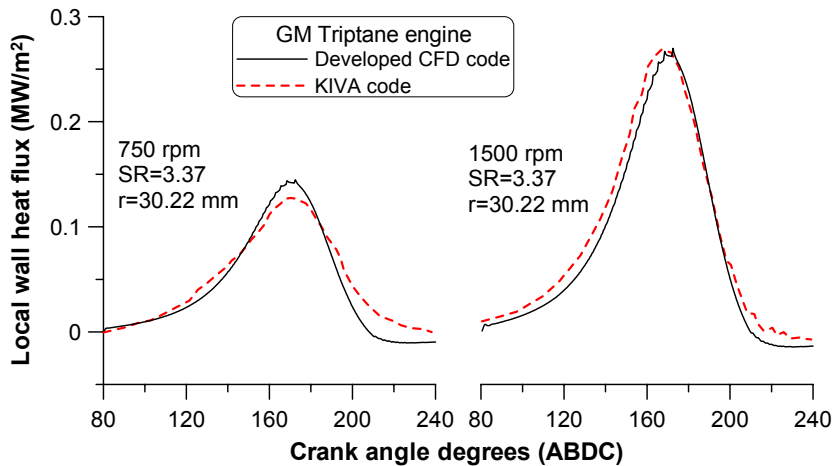
Η διερεύνηση συνεχίζεται στον κινητήρα GM Triptane, ώστε να είναι διαθέσιμη μία ευρύτερη εικόνα των ικανοτήτων του αναπτυχθέντος ρευστομηχανικού κώδικα. Η βασική διαφορά των δύο κινητήρων (GM και GM Triptane) είναι ο αυξημένος λόγος συστροφής της γομώσεως του δεύτερου κινητήρα, ο οποίος επηρεάζει σε σημαντικό βαθμό τη ροή θερμότητας.



Σχήμα 4. Σύγκριση υπολογισμένων τοπικών ροών θερμότητας δύο ρευστομηχανικών μοντέλων σε τέσσερα σημεία στην κεφαλή του κυλίνδρου του κινητήρα GM

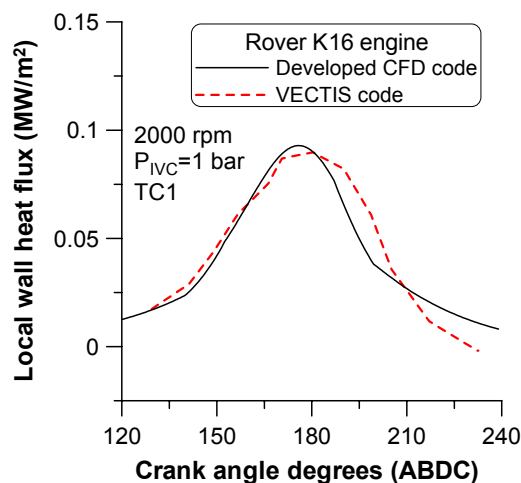
Στον κινητήρα αυτόν θα συγκριθούν και πάλι τα υπολογιστικά αποτελέσματα του ρευστομηχανικού κώδικα KIVA με τα υπολογιστικά που προκύπτουν από το ρευστομηχανικό κώδικα που αναπτύχθηκε στην παρούσα Διδακτορική Διατριβή, με τη χρήση του ίδιου μοντέλου μεταφοράς θερμότητας (αυτό των Huh και συνεργατών [13]). Η σύγκριση γίνεται για δύο ταχύτητες περιστροφής του κινητήρα, στις 750 και 1500 rpm, σε συνθήκες ετεροκίνησης. Στο Σχήμα 5 φαίνεται η σύγκριση των υπολογισμένων ροών θερμότητας, η οποία είναι αρκετά ικανοποιητική και στα δύο σημεία λειτουργίας.

Η διερεύνηση έως τώρα αποδεικνύει ότι ο ρευστομηχανικός κώδικας που αναπτύχθηκε είναι ικανός να προσομοιώνει με αρκετά καλή ακρίβεια τη ροή θερμότητας διαμέσου των τοιχωμάτων του κυλίνδρου σε σχέση με άλλους αντίστοιχους κώδικες, όχι μόνο όταν μεταβάλλεται η ταχύτητα περιστροφής (Σχήμα 5) αλλά και για μεταβολή του λόγου συστροφής (σύγκριση Σχημάτων 4,5).



Σχήμα 5. Σύγκριση υπολογισμένων τοπικών ροών θερμότητας δύο ρευστομηχανικών μοντέλων στην κεφαλή του κυλίνδρου στον κινητήρα GM Triptane, για δύο ταχύτητες περιστροφής

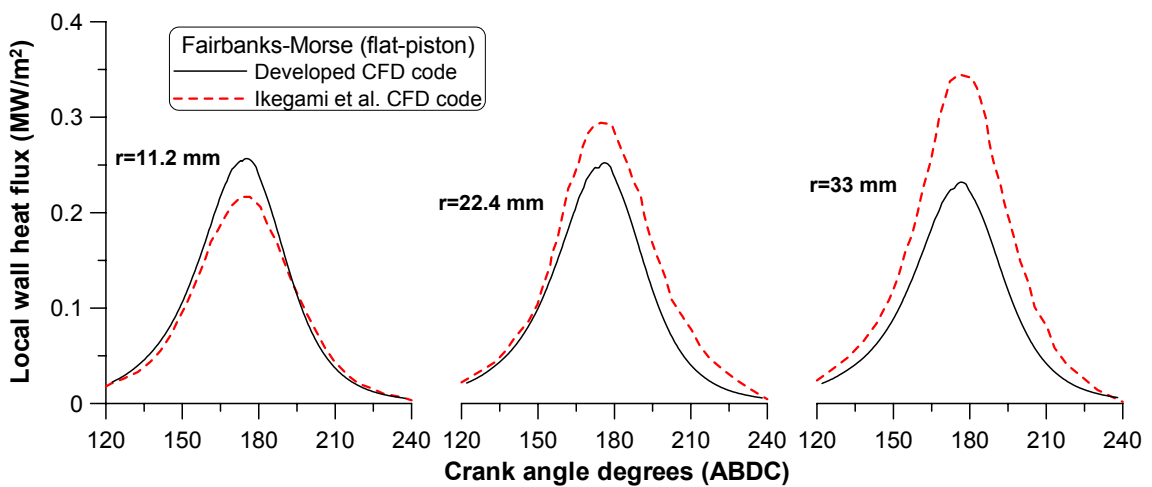
Στη συνέχεια προσομοιώθηκε ο κινητήρας Rover K16 και τα υπολογιστικά αποτελέσματα που προκύπτουν συγκρίνονται με αυτά του εμπορικού κώδικα VECTIS [5] με τη χρήση του μοντέλου μεταφοράς θερμότητας των Launder και Spalding [9]. Ο κινητήρας λειτουργεί στις 2000 rpm σε συνθήκες ετεροκίνησης και η ρυθμιστική δικλείδα είναι πλήρως ανοιχτή (πίεση εισαγωγής 1 bar). Στο Σχήμα 6 φαίνεται η σύγκριση της υπολογισμένης τοπικής ροής θερμότητας, όπου και εδώ διαπιστώνεται η καλή σύμπτωση των υπολογιστικών αποτελεσμάτων των δύο ρευστομηχανικών μοντέλων.



Σχήμα 6. Σύγκριση υπολογισμένων τοπικών ροών θερμότητας δύο ρευστομηχανικών μοντέλων στον κινητήρα Rover K16

Η σύγκριση των υπολογιστικών αποτελεσμάτων περιλαμβάνει και τον κινητήρα Fairbanks-Morse με επίπεδο έμβολο. Στο συγκεκριμένο κινητήρα έχουν διενεργηθεί στο παρελθόν διεξοδικές πειραματικές μετρήσεις σε αρκετά σημεία λειτουργίας [8], ενώ αρκετοί

ερευνητές έχουν προχωρήσει σε προσομοιώσεις του. Ανάμεσα σε αυτούς είναι και οι Ikegami και συνεργάτες [10], οι οποίοι ανέπτυξαν έναν ερευνητικό κώδικα με τη χρήση του μοντέλου μεταφοράς θερμότητας των Launder και Spalding [9], ενώ τα υπολογιστικά τους αποτελέσματα συγκρίνονται με τα αντίστοιχα του ρευστομηχανικού κώδικα που αναπτύχθηκε. Το σημείο λειτουργίας του κινητήρα που θα εξεταστεί είναι για ταχύτητα περιστροφής 900 rpm, βαθμό συμπίεσης 14:1 και αρχικό λόγο συστολής κατά το κλείσιμο της βαλβίδας εισαγωγής ίσο με 7.2. Η σύγκριση των υπολογιστικών αποτελεσμάτων των δύο ρευστομηχανικών μοντέλων (με χρήση του ίδιου μοντέλου μεταφοράς θερμότητας), που αφορούν τις τοπικές ροές θερμότητας σε τρία σημεία της κεφαλής του κυλίνδρου, φαίνεται στο Σχήμα 7.



Σχήμα 7. Σύγκριση υπολογισμένων τοπικών ροών θερμότητας δύο ρευστομηχανικών μοντέλων στον κινητήρα Fairbanks-Morse με επίπεδο έμβολο

Η σύγκριση μπορεί να θεωρηθεί πολύ καλή κοντά στον άξονα του κυλίνδρου ($r=11.2$ mm), ενώ κοντά στα πλαϊνά τοιχώματα του κυλίνδρου ($r=33$ mm) παρατηρείται μια απόκλιση των αποτελεσμάτων, αφού τα αποτελέσματα των Ikegami και συνεργατών [10] δείχνουν μια αύξηση της τοπικής ροής θερμότητας, ενώ τα αποτελέσματα του ρευστομηχανικού κώδικα που αναπτύχθηκε με τη χρήση του ίδιου μοντέλου μεταφοράς θερμότητας δείχνουν μια μείωση. Οι προβλέψεις του τελευταίου συμφωνούν με το γενικότερο μηχανισμό μεταφοράς θερμότητας. Σύμφωνα με αυτόν, το αέριο στο κέντρο του κυλίνδρου, που συχνά αναφέρεται σαν αδιαβατικός πυρήνας (adiabatic core) [14,15], είναι θερμότερο απ' ό,τι κοντά στα πλαϊνά τοιχώματα, επομένως και η ροή θερμότητας πλησίον του άξονα του κυλίνδρου είναι αυξημένη.

Από όλες τις παραπάνω συγκρίσεις των τοπικών ροών θερμότητας στους τέσσερις κινητήρες με τις διαφορετικές συνθήκες λειτουργίας, φαίνεται ξεκάθαρα ότι ο ρευστομηχανικός κώδικας που αναπτύχθηκε υπολογίζει παρόμοια αποτελέσματα με άλλους

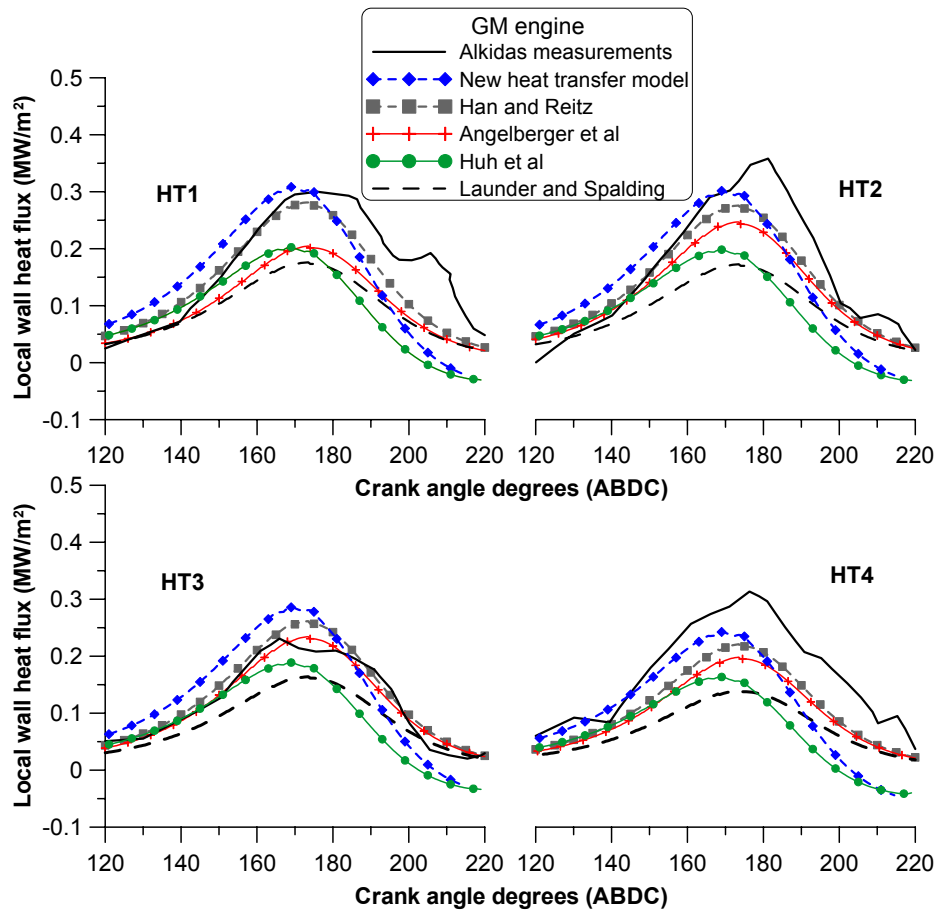
αντίστοιχους, με τη χρήση του ίδιου μοντέλου μεταφοράς θερμότητας κάθε φορά. Το γεγονός αυτό είναι μια πολύ καλή ένδειξη της αξιοπιστίας του, ενώ στην επόμενη υπο-παράγραφο θα δοθεί με περισσότερη λεπτομέρεια μια πληρέστερη σύγκριση των υπολογιστικών αποτελεσμάτων με διαθέσιμες πειραματικές μετρήσεις.

8.2.4 Σύγκριση με πειραματικές μετρήσεις

Στη συνέχεια, θα εφαρμοστεί ο ρευστομηχανικός κώδικας που αναπτύχθηκε, με χρήση των τεσσάρων μοντέλων μεταφοράς θερμότητας που παρουσιάστηκαν σε προηγούμενο κεφάλαιο (Κεφάλαιο 5), καθώς και με το νέο που αναπτύχθηκε στην παρούσα Διδακτορική Διατριβή. Επομένως, θα είναι διαθέσιμες πέντε σειρές υπολογιστικών αποτελεσμάτων σε κάθε περίπτωση, που θα συγκριθούν με τις αντίστοιχες πειραματικές τιμές σε κάθε κινητήρα και σημείο λειτουργίας, ώστε να είναι δυνατή η λεπτομερής ανάδειξη των δυνατοτήτων του κάθε μοντέλου μεταφοράς θερμότητας. Στα πλαίσια της μελέτης αυτής θα αποτιμηθεί και το νέο μοντέλο μεταφοράς θερμότητας.

8.2.4.1 Κινητήρας GM

Οι μετρημένες ροές θερμότητας στην κεφαλή του κυλίνδρου του κινητήρα GM [1], καθώς και τα υπολογιστικά αποτελέσματα που προκύπτουν από την εφαρμογή του ρευστομηχανικού κώδικα με τη χρήση των πέντε μοντέλων μεταφοράς θερμότητας, φαίνονται στο Σχήμα 8.



Σχήμα 8. Σύγκριση υπολογισμένων τοπικών ροών θερμότητας με χρήση των πέντε μοντέλων μεταφοράς θερμότητας με τις πειραματικές τιμές στα τέσσερα σημεία μέτρησης στον κινητήρα GM

Όπως αναμενόταν, το μοντέλο των Launder και Spalding [9] υποεκτιμά σε μεγάλο βαθμό (περίπου κατά 50% σε σχέση με τη μέγιστη μετρημένη τιμή) τις τοπικές ροές θερμότητας και στα τέσσερα σημεία μέτρησης, καθώς η έκφρασή του βασίζεται στην παραδοχή της σταθερής πυκνότητας του αερίου στο εσωτερικό του θερμικού οριακού στρώματος. Παρόμοια αποτελέσματα προκύπτουν και με το μοντέλο των Huh και συνεργατών [13], αφού βασίζεται στην ίδια παραδοχή, ενώ η ενσωμάτωση ενός όρου πίεσης στην έκφραση του δείχνει να επηρεάζει μόνο τη χρονική στιγμή εμφάνισης της μέγιστης ροής θερμότητας, η οποία παρατηρείται πιο νωρίς [16].

Από την άλλη, το μοντέλο των Angelberger και συνεργατών [17] δείχνει να υπολογίζει καλύτερα τις ροές θερμότητας σε όλα τα σημεία μετρήσεων, σε σχέση με τα δύο προηγούμενα μοντέλα. Η βελτίωση της επίδοσης του μοντέλου αυτού οφείλεται σε μεγάλο βαθμό στη χρήση της συμπιεστής έκδοσης της συνάρτησης τοιχώματος, σύμφωνα με την οποία λαμβάνεται υπόψη η μεταβολή της πυκνότητας και της συνεκτικότητας του αερίου στο εσωτερικό του θερμικού οριακού στρώματος. Επομένως, οι προβλέψεις του είναι πιο αξιόπιστες, όπως ακριβώς και του μοντέλου των Han και Reitz [12], όπου χρησιμοποιείται

μια παρόμοια προσέγγιση και, επιπλέον, κάποιες ημι-εμπειρικές εκφράσεις για τον υπολογισμό της τυρβώδους συνεκτικότητας και του αριθμού Prandtl στο εσωτερικό του θερμικού οριακού στρώματος, οι οποίες συντελούν στη βελτίωση των προβλέψεων σε σχέση με το μοντέλο των Angelberger και συνεργατών [17].

Το νέο μοντέλο μεταφοράς θερμότητας, που αναπτύχθηκε στην παρούσα Διδακτορική Διατριβή [18], έχει αρκετές ομοιότητες με το μοντέλο των Han και Reitz και δείχνει ότι υπολογίζει ικανοποιητικά τις μέγιστες τιμές των ρών θερμότητας σε όλα τα σημεία μέτρησης, εκτός από αυτήν του σημείου HT4, όπου υποεκτιμά τη ροή θερμότητας, όπως ακριβώς και τα υπόλοιπα μοντέλα. Μια διαφορά με το μοντέλο των Han και Reitz είναι η χρήση ενός μεταβλητού αριθμού Prandtl, που εκφράζεται σε συνάρτηση με τη θερμοκρασία και τη σύσταση, στην έκφραση του θερμοκρασιακού προφίλ, όπως περιγράφηκε σε προηγούμενο κεφάλαιο (Κεφάλαιο 5), ενώ η πιο σημαντική διαφορά είναι η χρήση του όρου της πίεσης στην έκφραση του υπολογισμού της ροής θερμότητας. Σε αυτόν τον όρο οφείλεται η προπορεία εμφάνισης της μέγιστης ροής θερμότητας κατά περίπου 2-3 °ΓΣ σε σχέση με το μοντέλο των Han και Reitz.

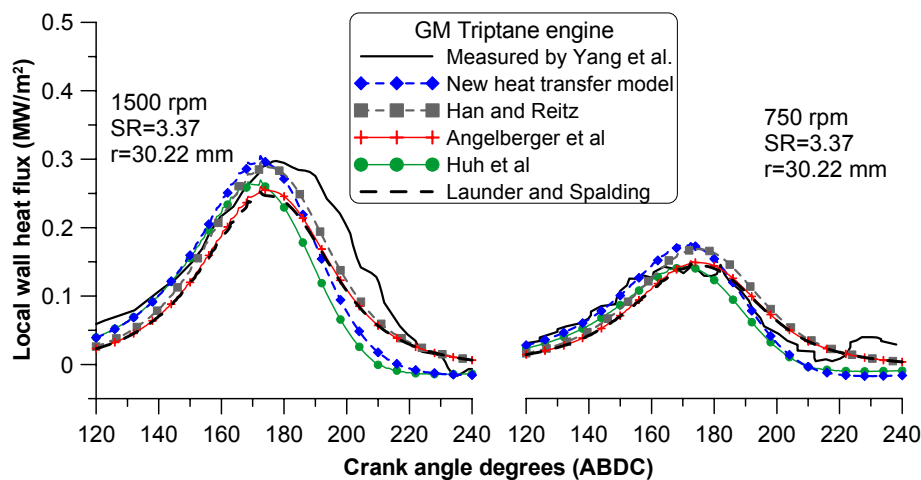
Γενικά, τα μοντέλα μεταφοράς θερμότητας που περιλαμβάνουν έναν όρο πίεσης (αυτό των Huh και συνεργατών [13] και το νέο που αναπτύχθηκε εδώ) έχουν διαφορετική συμπεριφορά κατά την αποτόνωση, όπου υπολογίζονται αρνητικές ροές θερμότητας μετά τις 27 °ΓΣ ΜΑΝΣ (ροή θερμότητας από το ρευστό προς τα τοιχώματα), ενώ αντίθετα τα υπόλοιπα μοντέλα υπολογίζουν σχεδόν μηδενική τιμή τη χρονική περίοδο αυτήν. Στις επόμενες υπο-παραγράφους θα γίνει αντίστοιχη σύγκριση υπολογισμένων ρών θερμότητας με μετρήσεις, που είναι διαθέσιμες για μεγαλύτερη περίοδο του κλειστού κύκλου λειτουργίας, όπου εμφανίζονται σαφώς αρνητικές τιμές, (οι μετρήσεις του Alkidas [1] είναι διαθέσιμες για μια μικρή σχετικά περίοδο κοντά στο ΑΝΣ).

8.2.4.2 Κινητήρας GM Triptane

Η σύγκριση των υπολογιστικών αποτελεσμάτων με τις πειραματικές μετρήσεις συνεχίζεται στον κινητήρα GM Triptane. Τα πειραματικά δεδομένα είναι διαθέσιμα από την εργασία των Yang και συνεργατών [3] και αφορούν τη μετρημένη ροή θερμότητας σε ένα σημείο της κεφαλής του κυλίνδρου (30.22 mm μακριά από τον άξονα του κυλίνδρου).

Για την προσομοίωση του κινητήρα αυτού στις δύο ταχύτητες περιστροφής (στις 750 και 1500 rpm) με τη χρήση των πέντε διαφορετικών μοντέλων μεταφοράς θερμότητας, όλες οι παράμετροι έχουν κρατηθεί σταθερές, όπως η αρχική θερμοκρασία και πίεση του αέρα κατά το κλείσιμο της βαλβίδας εισαγωγής, εκτός από την αρχική τυρβώδη κινητική ενέργεια και το ρυθμό καταστροφής της, που εξαρτώνται από την ταχύτητα περιστροφής [19,20].

Είναι γνωστό από τη βιβλιογραφία, ότι καθώς μειώνεται η ταχύτητα περιστροφής, μειώνεται και η μέγιστη τιμή της ροής θερμότητας λόγω των χαμηλότερων ταχυτήτων του αερίου που συναντώνται στο εσωτερικό του κυλίνδρου και του χαμηλότερου επιπέδου της τύρβης [5], ενώ επιπρόσθετα η χρονική στιγμή που συναντάται αυτή η μέγιστη τιμή είναι πιο κοντά στο ΑΝΣ (σε συνθήκες ετεροκίνησης). Επιπλέον, το ρευστό έχει περισσότερο διαθέσιμο χρόνο να απωλέσει θερμότητα προς τα τοιχώματα. Το γεγονός αυτό μπορεί να επαληθευτεί και από τα υπολογιστικά αποτελέσματα με τη χρήση των πέντε μοντέλων μεταφοράς θερμότητας, που φαίνονται στο Σχήμα 9 και συγκρίνονται με τα αντίστοιχα πειραματικά δεδομένα των Yang και συνεργατών [3].



Σχήμα 9. Σύγκριση υπολογισμένων τοπικών ροών θερμότητας με χρήση των πέντε μοντέλων μεταφοράς θερμότητας με τις πειραματικές τιμές στις 1500 rpm (αριστερά) και στις 750 rpm (δεξιά) στον κινητήρα GM Triptane

Τα αποτελέσματα που φαίνονται στο Σχήμα 9 για ταχύτητα περιστροφής ίση με 1500 rpm, μπορούν να συγκριθούν άμεσα με αυτά του κινητήρα GM (βλέπε Σχήμα 8), καθώς αρκετές συνθήκες λειτουργίας είναι παρόμοιες, εκτός από το αρχικό πεδίο ταχυτήτων (διαφορετικός λόγος συστροφής). Προκύπτει το συμπέρασμα ότι για υψηλό λόγο συστροφής (βλέπε Σχήμα 9), τα υπολογιστικά αποτελέσματα με τη χρήση των πέντε μοντέλων μεταφοράς θερμότητας είναι πιο κοντά απ' ότι χωρίς αρχική συστροφή (βλέπε Σχήμα 8). Η μέγιστη διασπορά των υπολογιστικών αποτελεσμάτων είναι μόλις 20% στον κινητήρα GM Triptane, ενώ στον κινητήρα GM είναι περίπου 45% (οι μέγιστες διαφορές αφορούν τη μέγιστη τιμή της ροής θερμότητας). Αυτό μπορεί να εξηγηθεί από το γεγονός ότι με την αύξηση του λόγου συστροφής, το επίπεδο της τύρβης στο εσωτερικό του κυλίνδρου παρουσιάζεται αυξημένο σε όλη τη διάρκεια του κλειστού κύκλου λειτουργίας. Αυτό σημαίνει ότι στις συνθήκες αυτές η μεταφορά θερμότητας εξαρτάται σε σημαντικό βαθμό από την

τύρβη, η οποία είναι περίπου η ίδια ανεξάρτητα από το ποιο μοντέλο μεταφοράς θερμότητας χρησιμοποιείται.

Το γεγονός της σημαντικής εξάρτησης της μεταφοράς θερμότητας από την τύρβη μπορεί να εξηγηθεί με τη βοήθεια της ταχύτητας τριβής (friction velocity): $u_\tau = C_\mu^{1/4} \sqrt{k y} / \nu$, η οποία αυξάνεται, όταν η τυρβώδης κινητική ενέργεια στα υπολογιστικά κελιά δίπλα από τα τοιχώματα παίρνει μεγαλύτερες τιμές. Μια λεπτομερής ανάλυση που φανερώνει την εξάρτηση της μεταφοράς θερμότητας από την ταχύτητα τριβής έχει γίνει στην εργασία [21], η οποία κατέληξε στο συμπέρασμα ότι η ροή θερμότητας έχει γραμμική εξάρτηση από την ταχύτητα τριβής. Αυτό το συμπέρασμα επαληθεύεται από τη μορφή που έχουν οι εκφράσεις υπολογισμού της ροής θερμότητας των πέντε μοντέλων μεταφοράς θερμότητας, που λαμβάνονται υπόψιν εδώ (βλέπε Κεφάλαιο 5). Σε συνθήκες υψηλής τύρβης η μεταφορά θερμότητας εξαρτάται σχεδόν αποκλειστικά από τις τιμές της τυρβώδους κινητικής ενέργειας κοντά στο τοίχωμα, που περιλαμβάνεται στις εκφράσεις υπολογισμού της ροής θερμότητας μέσω της ταχύτητας τριβής. Σε αυτήν την περίπτωση, οι εκφράσεις που χρησιμοποιούνται για τον υπολογισμό της τυρβώδους συνεκτικότητας και του τυρβώδη αριθμού Prandtl έχουν μικρότερη βαρύτητα. Αξίζει να επισημανθεί ότι ο τρόπος έκφρασης αυτών των μεγεθών αποτελεί και μια από τις σημαντικές διαφορές των μοντέλων μεταφοράς θερμότητας που συναντώνται στη βιβλιογραφία.

Γενικά, το μοντέλο μεταφοράς θερμότητας που αναπτύχθηκε εδώ, καθώς και το μοντέλο των Han και Reitz [12], προβλέπουν τιμές ροών θερμότητας αρκετά κοντά στις πειραματικές μετρήσεις και στις δύο ταχύτητες περιστροφής, παρόλο που έχουν διαφορετική συμπεριφορά κατά την αποτόνωση, όπως θα επεξηγηθεί στη συνέχεια.

Η μετρημένη ροή θερμότητας παίρνει αρνητικές τιμές μετά τις 50 °ΓΣ ΜΑΝΣ στις 1500 rpm, ενώ στην περίπτωση της ταχύτητας περιστροφής των 750 rpm δεν εμφανίζονται αρνητικές μετρημένες ροές θερμότητας μέχρι το σημείο που ανοίγει η βαλβίδα εξαγωγής (στις 60 °ΓΣ ΜΑΝΣ). Όλα τα μοντέλα μεταφοράς θερμότητας που δεν συμπεριλαμβάνουν έναν όρο πίεσης (μοντέλα των Launder και Spalding [9], Angelberger και συνεργάτων [17], Han και Reitz [12]) δεν μπορούν να προσομοιώσουν αυτό το φαινόμενο και υπολογίζουν σχεδόν μηδενική τιμή από ένα χρονικό σημείο και μετά κατά την αποτόνωση (για την περίπτωση των 1500 rpm). Αντίθετα, τα μοντέλα μεταφοράς θερμότητας που περιλαμβάνουν έναν όρο πίεσης (το μοντέλο των Huh και συνεργατών [13] και αυτό που αναπτύχθηκε στην παρούσα Διδακτορική Διατριβή), προσομοιώνουν σωστά αυτό το φαινόμενο, με μόνη διαφορά ότι εμφανίζουν νωρίτερα τις αρνητικές τιμές ροών θερμότητας σε σχέση με τις μετρημένες τιμές (στις 30 και 40 °ΓΣ ΜΑΝΣ για τα δύο μοντέλα, αντίστοιχα).

Κατά τη μεταβολή της ταχύτητας περιστροφής σημαντική παράμετρος είναι ο λόγος των μέγιστων τιμών ροών θερμότητας και η συσχέτισή του με το λόγο των ταχυτήτων

περιστροφής. Για το σκοπό αυτόν εισάγεται μια γενική έκφραση που φαίνεται στην Εξίσωση (1).

$$\frac{q_{1,max}}{q_{2,max}} = \left(\frac{n_1}{n_2} \right)^N \quad (1)$$

όπου $q_{i,max}$ είναι η μέγιστη τιμή της ροής θερμότητας, n_i η ταχύτητα περιστροφής και ο εκθέτης N υπολογίζεται βάσει των διαθέσιμων τιμών.

Από τις διαθέσιμες πειραματικές μετρήσεις στις δύο ταχύτητες περιστροφής (750 και 1500 rpm), προκύπτει ότι ο λόγος των μέγιστων ροών θερμότητας είναι ίσος με δύο, οπότε ισχύει η παρακάτω σχέση (εκθέτης N ίσος με τη μονάδα).

$$\frac{q_{1,max}}{q_{2,max}} = \frac{n_1}{n_2} \quad (2)$$

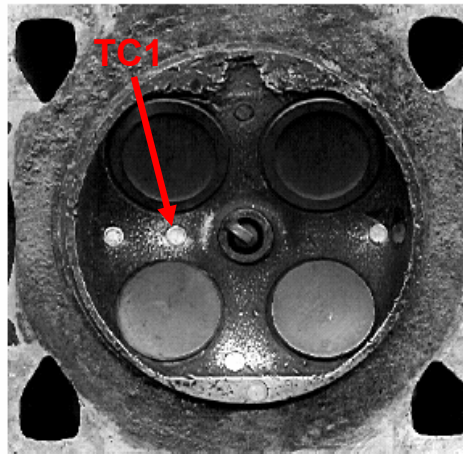
Για τον αντίστοιχο υπολογισμό με τη χρήση των υπολογιστικών τιμών, βρίσκεται η τιμή του εκθέτη N περίπου ίση με 0.8 (με χρήση και των πέντε μοντέλων μεταφοράς θερμότητας), τιμή κοντά στη μονάδα, που υπολογίστηκε με βάση τις πειραματικές μετρήσεις (Εξίσωση (2)). Το γεγονός αυτό είναι ένα πρόσθετο κριτήριο αξιοπιστίας των υπολογισμών και της ικανότητας του ρευστομηχανικού μοντέλου να προσομοιώνει επαρκώς το μηχανισμό μεταφοράς θερμότητας κατά τη μεταβολή της ταχύτητας περιστροφής.

8.2.4.3 Κινητήρας Rover K16

Στην υπο-παράγραφο εδώ θα παρουσιαστούν τα αποτελέσματα της προσομοίωσης ενός πιο σύγχρονου κινητήρα σε σχέση με τους δύο προηγούμενους, σε συνθήκες ετεροκίνησης και πάλι. Ο συγκεκριμένος κινητήρας έχει διερευνηθεί από τους Nijeweme και συνεργάτες [5], οι οποίοι μέτρησαν την τοπική ροή θερμότητας σε διάφορα σημεία (12 συνολικά) του κυλίνδρου ενός κινητήρα Rover της σειράς K, για τρεις ταχύτητες περιστροφής (στις 700, 1000 και 2000 rpm) και για δύο θέσεις της ρυθμιστικής δικλείδας (πλήρως ανοιχτή και μερικώς ανοιχτή, με πίεση εισαγωγής 1 και 0.51 bar αντίστοιχα). Εφόσον η επιρροή της ταχύτητας περιστροφής στην τοπική ροή θερμότητας διερευνήθηκε στον κινητήρα GM Triptane, στον κινητήρα Rover θα εξεταστεί μόνο η επιρροή της θέσης της ρυθμιστικής δικλείδας (επιρροή της πίεσης εισαγωγής).

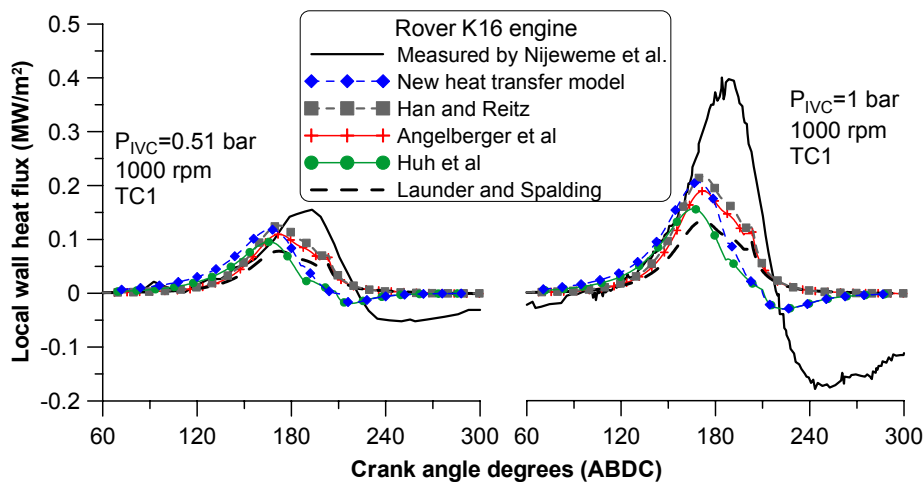
Το σημείο λειτουργίας που θα εξεταστεί είναι για 1000 rpm σε συνθήκες ετεροκίνησης, ενώ ο ογκομετρικός βαθμός απόδοσης που προκύπτει για την πλήρως ανοιχτή ρυθμιστική δικλείδα είναι ίσος με 77.2% και για τη μερικώς ανοιχτή ρυθμιστική δικλείδα ίσος με 39.4%.

Το σημείο μέτρησης της ροής θερμότητας βρίσκεται στην κεφαλή του κυλίνδρου εντός της περιοχής της διαμόρφωσης της κεφαλής, όπως φαίνεται στο Σχήμα 10 (σημείο TC1 [5]).



Σχήμα 10. Κεφαλή του κυλίνδρου του κινητήρα Rover K16 με σημειωμένο το σημείο μέτρησης TC1

Στο Σχήμα 11 φαίνεται η σύγκριση των υπολογισμένων τοπικών ροών θερμότητας με τη χρήση των πέντε μοντέλων μεταφοράς θερμότητας με τις αντίστοιχες πειραματικές μετρήσεις [5].



Σχήμα 11. Σύγκριση υπολογισμένων τοπικών ροών θερμότητας με χρήση των πέντε μοντέλων μεταφοράς θερμότητας με τις πειραματικές τιμές για μεταβολή της πίεσης εισαγωγής στον κινητήρα Rover K16

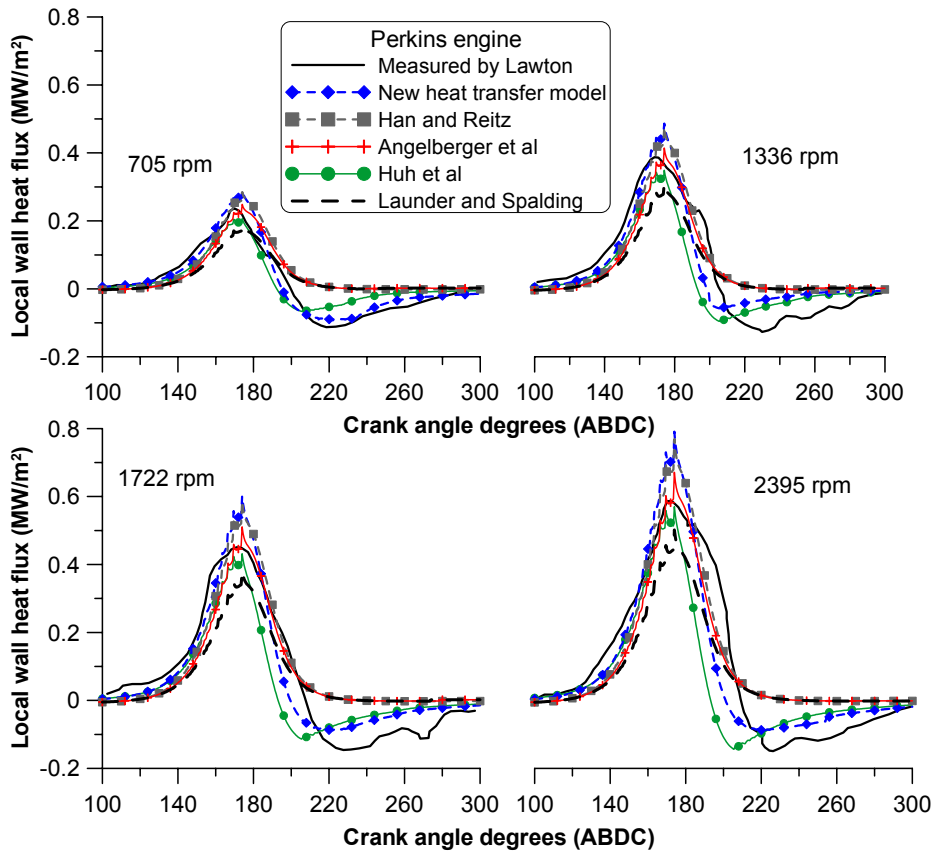
Παρατηρείται από το Σχήμα 11, ότι οι υπολογισμένες τιμές της ροής θερμότητας δεν είναι κοντά στις πειραματικές τιμές, παρόλο που η τάση της μεταβολής της πίεσης εισαγωγής (θέση της ρυθμιστικής δικλείδας) στο γενικό μηχανισμό μεταφοράς θερμότητας προσομοιώνεται ικανοποιητικά. Πιο συγκεκριμένα, ο λόγος των μέγιστων ροών θερμότητας

που προκύπτει για τις δύο θέσεις της ρυθμιστικής δικλείδας είναι περίπου 2 (όσο περίπου και ο λόγος των πιέσεων εισαγωγής), τόσο από τις πειραματικές τιμές όσο και από τις υπολογισμένες. Το ίδιο συμπέρασμα προκύπτει και από άλλες πειραματικές και υπολογιστικές εργασίες [8,13], σύμφωνα με τις οποίες η τιμή της μέγιστης ροής θερμότητας είναι περίπου ανάλογη της μάζας γομώσεως κατά το κλείσιμο της βαλβίδας εισαγωγής, επομένως περίπου ανάλογη και της πίεσης τη χρονική στιγμή αυτήν. Επιπρόσθετα, από το Σχήμα 11 γίνεται αντιληπτό ότι η χρονική στιγμή εμφάνισης της μέγιστης ροής θερμότητας διαφέρει αρκετά ανάμεσα στις υπολογισμένες και πειραματικές τιμές. Στις πρώτες, η χρονική στιγμή της μέγιστης τιμής λαμβάνει χώρα λίγες μοίρες γωνίας στροφάλου πριν το ΑΝΣ, ενώ στις δεύτερες λίγες μοίρες μετά το ΑΝΣ. Το τελευταίο δεν είναι αναμενόμενο, σύμφωνα και με τις πειραματικές διερευνήσεις των Lawton [7] και Cho και συνεργατών [22], όπου σε συνθήκες ετεροκίνησης η μέγιστη τιμή της ροής θερμότητας εμφανίζεται λίγες μοίρες γωνίας στροφάλου πριν το άνω νεκρό σημείο (περίπου 2-8 °ΓΣ).

8.2.4.4 Κινητήρας Perkins

Η σύγκριση των υπολογισμένων ροών θερμότητας με τη χρήση των πέντε μοντέλων μεταφοράς θερμότητας με τις πειραματικές μετρήσεις διενεργήθηκε και σε κινητήρες Diesel. Ο πρώτος κινητήρας Diesel που διερευνήθηκε εδώ είναι της εταιρείας Perkins και εξετάστηκε πειραματικά από τον Lawton [7], ο οποίος αντικατέστησε τον εγχυτήρα καυσίμου στο κέντρο της κεφαλής του κυλίνδρου με ένα θερμοστοιχείο για τη μέτρηση της θερμοκρασίας του τοιχώματος της κεφαλής του κυλίνδρου και, στη συνέχεια, υπολόγισε την τοπική ροή θερμότητας. Η διαδικασία αυτή έγινε για τέσσερις ταχύτητες περιστροφής (705, 1336, 1722 και 2395 rpm).

Στο Σχήμα 12 φαίνεται η σύγκριση των υπολογισμένων τοπικών ροών θερμότητας με τη χρήση των πέντε μοντέλων μεταφοράς θερμότητας με τις πειραματικές τιμές, για τις τέσσερις ταχύτητες περιστροφής στον κινητήρα Perkins. Σε όλες τις προσομοιώσεις οι αρχικές και οριακές συνθήκες έχουν τις ίδιες τιμές (π.χ. αρχική θερμοκρασία και θερμοκρασία τοιχωμάτων), εκτός από την αρχική τυρβώδη κινητική ενέργεια και το ρυθμό καταστροφής της, όπου η πρώτη εξαρτάται από το τετράγωνο της μέσης ταχύτητας του εμβόλου ενώ η δεύτερη από την τιμή $k_{IVC}^{1.5}$.



Σχήμα 12. Σύγκριση υπολογισμένων τοπικών ροών θερμότητας με χρήση των πέντε μοντέλων μεταφοράς θερμότητας με τις πειραματικές τιμές για τέσσερις ταχύτητες περιστροφής στον κινητήρα Perkins

Από το Σχήμα 12 προκύπτει ότι οι υπολογισμένες τιμές της ροής θερμότητας με τη χρήση όλων των μοντέλων μεταφοράς θερμότητας είναι κοντά στις πειραματικές τιμές για όλες τις ταχύτητες περιστροφής, ενώ είναι αξιοσημείωτο το γεγονός ότι το μοντέλο των Angelberger και συνεργατών [17] δίνει αρκετά καλές προβλέψεις, σε αντίθεση με ό,τι είχε διαπιστωθεί νωρίτερα με την εφαρμογή του στους κινητήρες Otto. Επιπλέον, τα μοντέλα που δεν περιλαμβάνουν έναν όρο πίεσης υπολογίζουν σχεδόν μηδενική τιμή της ροής θερμότητας κατά την αποτόνωση (από τις 40 °ΓΣ ΜΑΝΣ και έπειτα για όλες τις ταχύτητες περιστροφής), γεγονός που δεν συμβαδίζει με τις συγκεκριμένες πειραματικές μετρήσεις. Από την άλλη, τα μοντέλα που περιλαμβάνουν έναν όρο πίεσης (μοντέλο των Huh και συνεργατών [13] και αυτό που αναπτύχθηκε στην παρούσα Διδακτορική Διατριβή [18]), προβλέπουν με καλύτερη ακρίβεια τη συμπεριφορά της ροής θερμότητας κατά την αποτόνωση σε όλες τις ταχύτητες περιστροφής. Για παράδειγμα, στη μέγιστη ταχύτητα περιστροφής η τοπική ροή θερμότητας πλησιάζει τη μικρότερη (αρνητική) τιμή της, ίση με σχεδόν -0.2 MW/m^2 , η οποία είναι αρκετά μεγάλη (σε απόλυτη τιμή) για την περίοδο της αποτόνωσης σε συνθήκες ετεροκίνησης και προβλέπεται ποιοτικά σωστά από τα παραπάνω δύο μοντέλα.

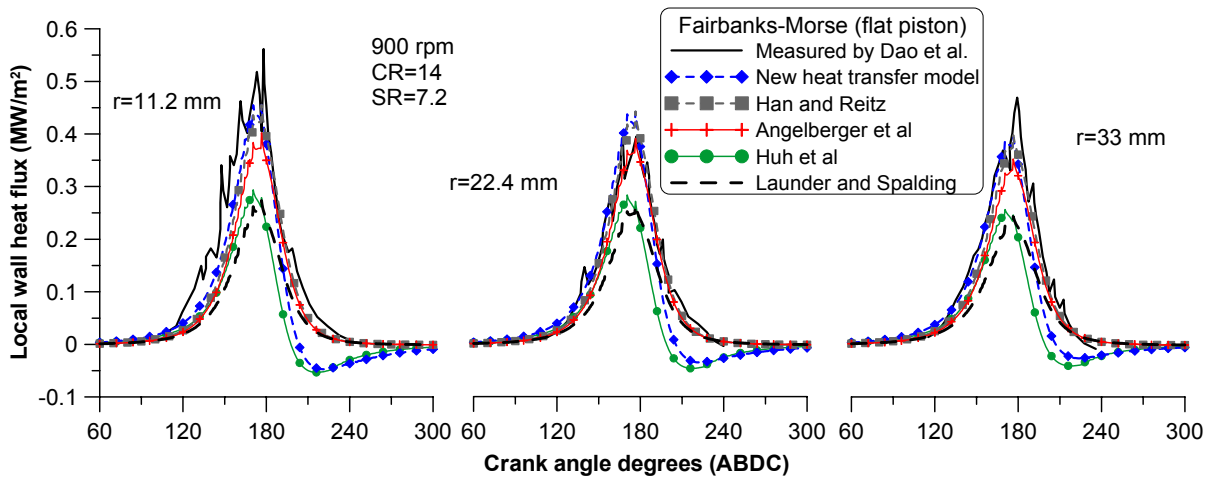
Για τη συσχέτιση του λόγου των μέγιστων ροών θερμότητας με το λόγο των ταχυτήτων περιστροφής εξετάζεται και πάλι μια έκφραση της μορφής: $q_{1,max}/q_{2,max} = (n_1/n_2)^N$, όπως ακριβώς είχε γίνει και προηγουμένως στον κινητήρα GM Triptane. Βασιζόμενοι στις υπολογισμένες και πειραματικές τιμές, ο εκθέτης N βρίσκεται ίσος περίπου με 0.78, τιμή αρκετά κοντά σε αυτές που υπολογίστηκαν στον κινητήρα GM Triptane. Το γεγονός αυτό οδηγεί στο συμπέρασμα ότι η επιρροή της ταχύτητας περιστροφής στη μέγιστη τιμή της ροής θερμότητας σε συνθήκες ετεροκίνησης έχει περίπου την ίδια συμπεριφορά, τόσο σε κινητήρες Otto όσο και σε κινητήρες Diesel (έντονη μεταβολή του βαθμού συμπίεσης).

8.2.4.5 Κινητήρας Fairbanks-Morse (με επίπεδο έμβολο)

Ο κινητήρας Fairbanks-Morse με επίπεδο έμβολο έχει διερευνηθεί πειραματικά από τους Dao και συνεργάτες [8], οι οποίοι μέτρησαν με τη χρήση θερμοστοιχείων τις τοπικές θερμοκρασίες του τοιχώματος σε τρία διαφορετικά σημεία της κεφαλής του κυλίνδρου για τον υπολογισμό των τοπικών ροών θερμότητας. Οι μετρήσεις αυτές έγιναν, καθώς μεταβάλλεται ο αρχικός λόγος συστροφής, η ταχύτητα περιστροφής, η αρχική πίεση και ο βαθμός συμπίεσης. Εφόσον η επιρροή των τοπικών ροών θερμότητας από τις τρεις πρώτες παραμέτρους έχει ήδη διερευνηθεί σε προηγούμενες υπο-παραγράφους, στον κινητήρα αυτόν θα εξεταστεί μόνο η επιρροή από το βαθμό συμπίεσης και το σημείο μέτρησης.

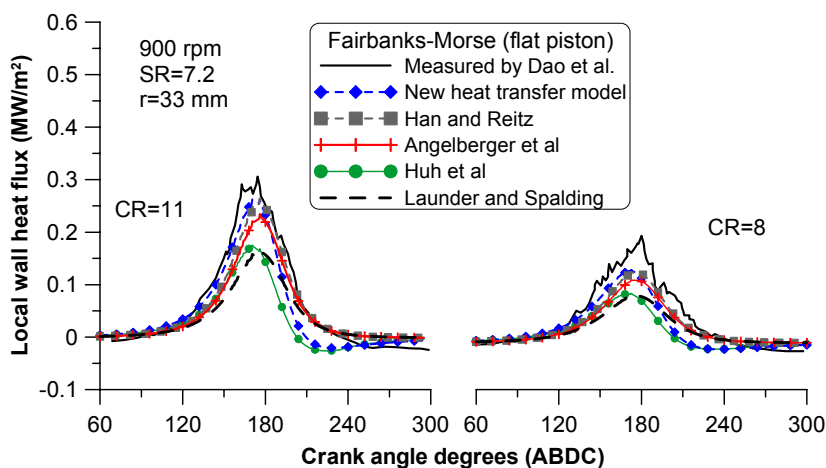
Στο Σχήμα 13 φαίνεται η σύγκριση των υπολογισμένων τοπικών ροών θερμότητας με τη χρήση των πέντε μοντέλων μεταφοράς θερμότητας με τις πειραματικές τιμές [8] στην κεφαλή του κυλίνδρου, σε αποστάσεις r από τον άξονα του κυλίνδρου ίσες με 11.2, 22.4 και 33 mm. Ο βαθμός συμπίεσης είναι ίσος με 14:1, η ταχύτητα περιστροφής 900 rpm και ο αρχικός λόγος συστροφής κατά το κλείσιμο της βαλβίδας εισαγωγής ίσος με 7.2.

Η μεταβολή της ροής θερμότητας, καθώς το σημείο μέτρησης απομακρύνεται από τον άξονα του κυλίνδρου (αυξανόμενο r), προβλέπεται επαρκώς από όλα τα μοντέλα που χρησιμοποιούνται. Κατά τη διάρκεια της συμπίεσης το μοντέλο μεταφοράς θερμότητας που αναπτύχθηκε εδώ φαίνεται να δίνει πιο ακριβή αποτελέσματα σε σχέση με τα υπόλοιπα μοντέλα που χρησιμοποιούνται, ενώ κατά τη διάρκεια της αποτόνωσης φαίνεται να υποεκτιμά αρκετά τη ροή θερμότητας. Το μοντέλο των Launder και Spalding [9] υποεκτιμά και πάλι σε πολύ μεγάλο βαθμό τις ροές θερμότητας σε όλη τη διάρκεια του κλειστού κύκλου λειτουργίας. Η υποεκτίμηση αυτή πλησιάζει το 35% της μέγιστης μετρημένης τιμής, ενώ παρόμοια είναι και η υποεκτίμηση του μοντέλου των Huh και συνεργατών [13]. Το μοντέλο των Han και Reitz [12], όπως και το νέο που αναπτύχθηκε εδώ [18], προβλέπει ικανοποιητικά τις μέγιστες τιμές των ροών θερμότητας και στα τρία σημεία μέτρησης, όπως επίσης και το μοντέλο των Angelberger και συνεργατών [17].



Σχήμα 13. Σύγκριση υπολογισμένων τοπικών ροών θερμότητας με χρήση των πέντε μοντέλων μεταφοράς θερμότητας με τις πειραματικές τιμές στον κινητήρα Fairbanks-Morse με επίπεδο έμβολο, σε τρία σημεία μέτρησης

Στην περίπτωση που μεταβληθεί ο βαθμός συμπίεσης (μεταβολή νεκρού όγκου του κυλίνδρου), επηρεάζεται η θερμοκρασία της μάζας γομώσεως στο ΑΝΣ. Στην περίπτωση που ο βαθμός συμπίεσης μειωθεί, η μέγιστη τιμή της ροής θερμότητας επίσης μειώνεται, όπως φαίνεται ξεκάθαρα στο Σχήμα 14, όπου και πάλι οι υπολογισμένες τιμές των ροών θερμότητας με τη χρήση των πέντε μοντέλων μεταφοράς θερμότητας συγκρίνονται με τις αντίστοιχες πειραματικές τιμές [8]. Η σύγκριση αυτή γίνεται στον ίδιο κινητήρα (με επίπεδο έμβολο), στο σημείο μέτρησης που βρίσκεται σε απόσταση 33 mm από τον άξονα του κυλίνδρου και για βαθμό συμπίεσης ίσο με 11:1 και 8:1, ενώ όλα τα υπόλοιπα λειτουργικά χαρακτηριστικά παραμένουν σταθερά (πίεση εισαγωγής, συστροφή κτλ.).



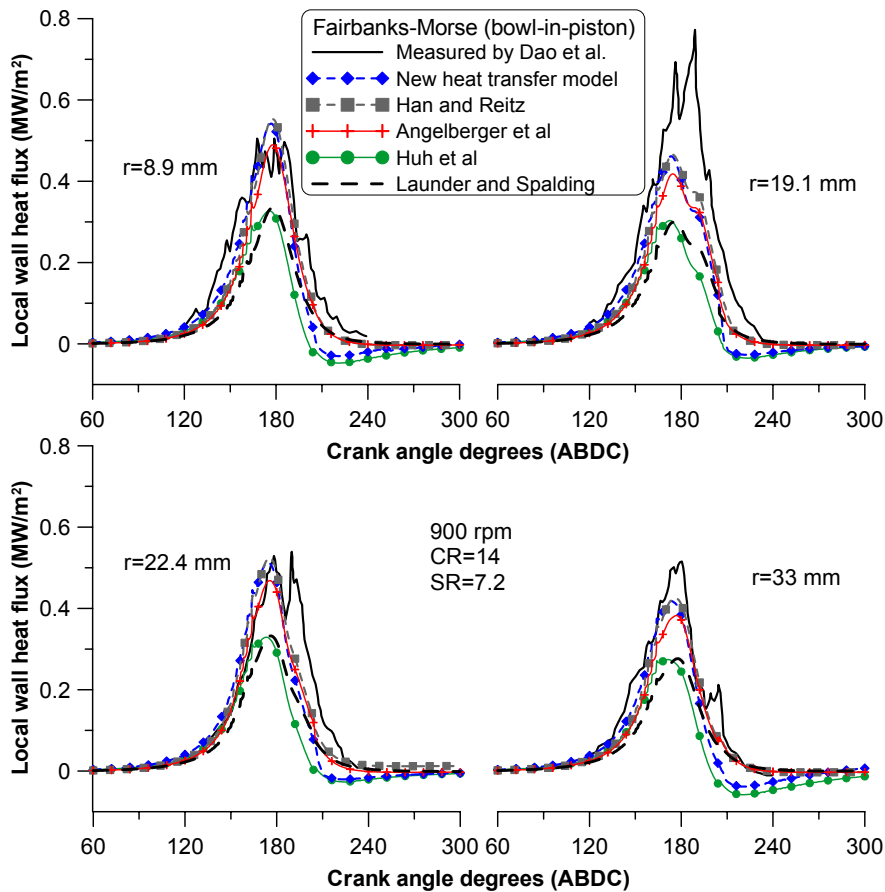
Σχήμα 14. Σύγκριση υπολογισμένων τοπικών ροών θερμότητας με χρήση των πέντε μοντέλων μεταφοράς θερμότητας με τις πειραματικές τιμές για μεταβολή του βαθμού συμπίεσης στον κινητήρα Fairbanks-Morse με επίπεδο έμβολο

Όπως φαίνεται στο Σχήμα 14, η επιρροή του βαθμού συμπίεσης είναι αρκετά σημαντική στις τιμές των τοπικών ροών θερμότητας. Συγκρίνοντας τα αποτελέσματα των Σχημάτων 13 και 14, προκύπτει ότι τα μοντέλα μεταφοράς θερμότητας που μπορούν να προσομοιώνουν επαρκώς τη μεταβολή του βαθμού συμπίεσης στον κινητήρα Fairbanks-Morse είναι το μοντέλο των Han και Reitz [12], των Angelberger και συνεργατών [17], καθώς και αυτό που αναπτύχθηκε στην παρούσα Διδακτορική Διατριβή [18].

Παρόλο που το μοντέλο των Angelberger και συνεργατών [17] στους κινητήρες Otto υποεκτιμούσε σημαντικά τις μετρημένες τιμές των τοπικών ροών θερμότητας (πάνω από 25%), στους κινητήρες Diesel έχει καλύτερη επίδοση, όπως επισημάνθηκε και προηγουμένως. Το γεγονός αυτό οφείλεται στην υψηλότερη πίεση του κυλίνδρου, λόγω του υψηλότερου βαθμού συμπίεσης και, εφόσον το μοντέλο αυτό αποτελεί τη συμπιεστή έκδοση του μοντέλου των Launder και Spalding [9], αναμένεται να έχει καλή συμπεριφορά σε συνθήκες σημαντικών μεταβολών της πίεσης. Πρέπει να επισημανθεί ότι το μοντέλο αυτό έχει δοκιμαστεί επιτυχώς σε κινητήρες Diesel σε συνθήκες με καύση, έχοντας υπολογίσει επαρκώς το μηχανισμό της μεταφοράς θερμότητας [23].

8.2.4.6 Κινητήρας Fairbanks-Morse (με διαμόρφωση εμβόλου)

Ο κινητήρας Fairbanks-Morse που εξετάστηκε στην προηγούμενη υπο-παράγραφο έχει διερευνηθεί και με τη χρήση ενός εμβόλου που φέρει διαμόρφωση. Στη συγκεκριμένη διάταξη οι Dao και συνεργάτες [8] διεξήγαγαν μετρήσεις της ροής θερμότητας σε τέσσερα σημεία στην κεφαλή του κυλίνδρου, με σκοπό να διερευνήσουν την επίδραση της γεωμετρίας του εμβόλου στις τοπικές ροές θερμότητας. Οι μετρήσεις αυτές αφορούν τον κινητήρα με βαθμό συμπίεσης ίσο με 14:1, λόγο συστροφής κατά το κλείσιμο της βαλβίδας εισαγωγής ίσο με 7.2 και ταχύτητα περιστροφής ίση με 900 rpm. Ο κινητήρας αυτός προσομοιώθηκε με τη χρήση των πέντε μοντέλων μεταφοράς θερμότητας και οι υπολογισμένες τοπικές ροές θερμότητας στην κεφαλή του κυλίνδρου, για αποστάσεις από τον άξονα του κυλίνδρου ίσες με 8.9, 19.1, 22.4 και 33 mm, συγκρίνονται στο Σχήμα 15 με τις αντίστοιχες πειραματικές τιμές.



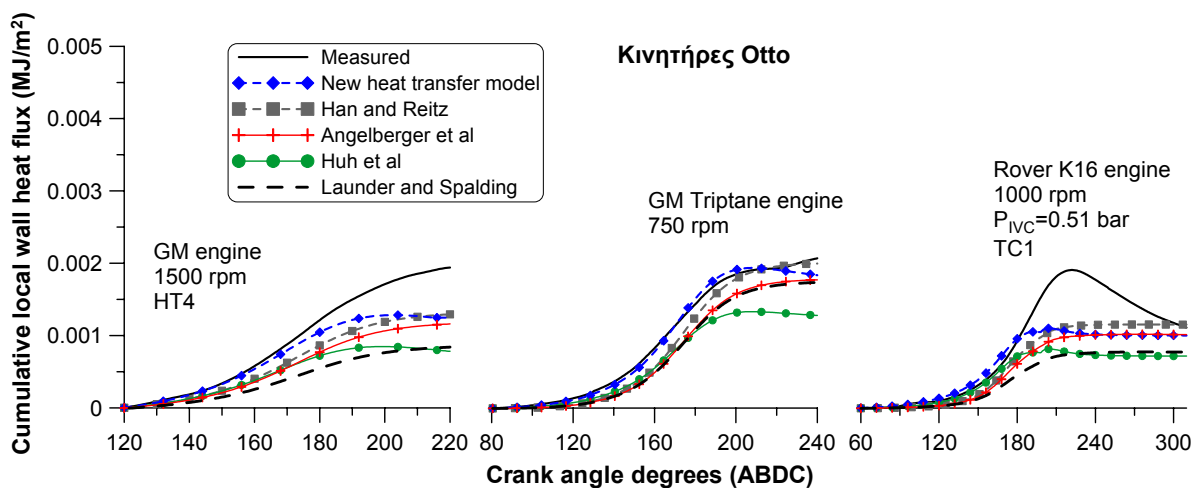
Σχήμα 15. Σύγκριση υπολογισμένων τοπικών ροών θερμότητας με χρήση των πέντε μοντέλων μεταφοράς θερμότητας με τις πειραματικές τιμές στον κινητήρα Fairbanks-Morse με διαμόρφωση εμβόλου, σε τέσσερα σημεία μέτρησης

Το μοντέλο των Angelberger και συνεργατών [17] έχει αρκετά καλή επίδοση και σε αυτήν τη διάταξη με διαμόρφωση εμβόλου, καθώς οι υπολογισμένες τιμές των ροών θερμότητας είναι αρκετά κοντά στις μετρημένες. Σε αντίθεση, τα μοντέλα των Launder και Spalding [9] και Huh και συνεργατών [13] υποεκτιμούν σημαντικά, και πάλι, τις μετρημένες ροές θερμότητας (πάνω από 30% σε σχέση με τις μετρημένες μέγιστες τιμές των ροών θερμότητας). Σε γενικές γραμμές, τα μοντέλα μεταφοράς θερμότητας των Han και Reitz [12], Angelberger και συνεργατών [17] και το νέο που αναπτύχθηκε εδώ [18], υπολογίζουν σε ικανοποιητικό βαθμό τις ροές θερμότητας σε όλα τα σημεία μέτρησης, εκτός από το σημείο σε απόσταση από τον άξονα του κυλίνδρου ίση με 19.1 mm, όπου παρατηρείται μια απόκλιση από τη μετρημένη τιμή. Η συγκεκριμένη μέτρηση στο σημείο αυτό διαφέρει σημαντικά (ποιοτικά) από τις μετρήσεις στα άλλα τρία σημεία, και σύμφωνα με τους Dao και συνεργάτες [8], οφείλεται πιθανώς σε τοπική αύξηση της τύρβης του αερίου πλησίον του σημείου αυτού, που προκαλείται από το χείλος της διαμόρφωσης του εμβόλου. Το συγκεκριμένο φαινόμενο δεν μπορεί να προσομοιωθεί επαρκώς από το ρευστομηχανικό μοντέλο.

8.2.5 Επισωρευτική μεταφορά θερμότητας σε αντιπροσωπευτικές περιπτώσεις

Θα εξεταστεί στη συνέχεια η επισωρευτική τοπική μεταφορά θερμότητας (cumulative local heat loss) για ορισμένες αντιπροσωπευτικές περιπτώσεις, ώστε να ποσοτικοποιηθεί η συνολική απόκλιση των απωλειών θερμότητας σε σχέση με τις μετρημένες κατά τη διάρκεια του κλειστού κύκλου λειτουργίας, με τη χρήση του κάθε μοντέλου μεταφοράς θερμότητας.

Αρχίζοντας με τη σχετική διερεύνηση στους κινητήρες Otto, έχουν επιλεγεί τρεις αντιπροσωπευτικές περιπτώσεις για την παρουσίαση των επισωρευτικών απωλειών. Οι περιπτώσεις αυτές αντιστοιχούν στους κινητήρες GM, GM Triptane και Rover K16. Στο Σχήμα 16 δίνονται οι επισωρευτικές απώλειες θερμότητας, όπως αυτές υπολογίζονται από τα πέντε μοντέλα μεταφοράς θερμότητας, καθώς και η αντίστοιχη μετρημένη τιμή. Πρέπει να τονιστεί ότι οι τιμές αυτές προκύπτουν από την επεξεργασία των τοπικών ροών θερμότητας.

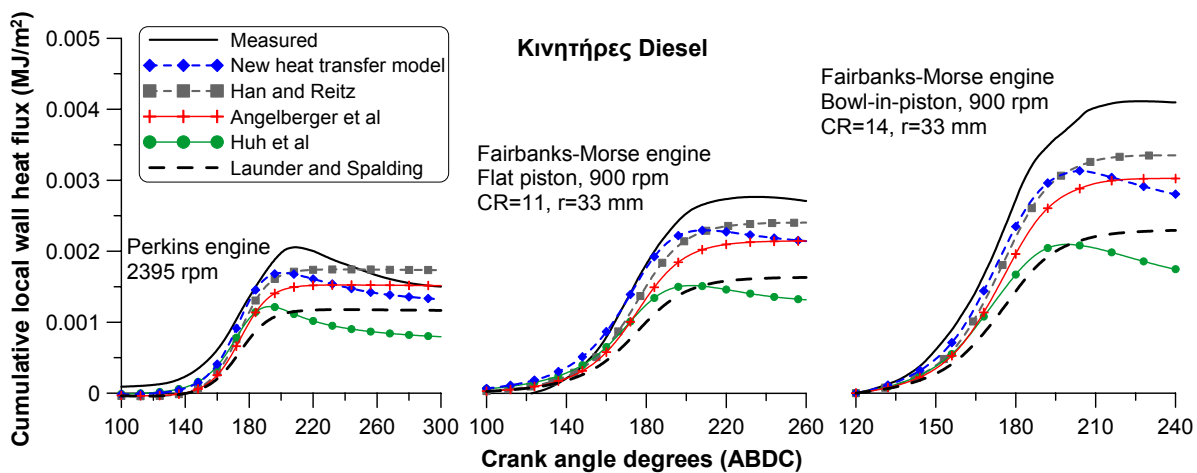


Σχήμα 16. Σύγκριση υπολογισμένων επισωρευτικών τοπικών θερμικών απωλειών με χρήση των πέντε μοντέλων μεταφοράς θερμότητας με τις πειραματικές τιμές στους κινητήρες Otto

Όπως φαίνεται από το Σχήμα 16, τα μοντέλα που παρουσιάζουν καλύτερη συνολική επίδοση είναι το μοντέλο των Han και Reitz [12], καθώς και αυτό που αναπτύχθηκε στην παρούσα Διδακτορική Διατριβή [18]. Πιο συγκεκριμένα, κατά τη διάρκεια της συμπίεσης (έως το ANΣ) το νέο μοντέλο προβλέπει καλύτερα τις απώλειες θερμότητας και οι υπολογισμένες του τιμές είναι πιο κοντά στις πειραματικές σε σχέση με τα υπόλοιπα μοντέλα. Αντίθετα, κατά τη διάρκεια της αποτόνωσης (από το ANΣ και έπειτα) οι προβλέψεις του μοντέλου των Han και Reitz [12] είναι πιο κοντά σε σχέση με τις πειραματικές τιμές. Αυτή η διαφοροποίηση των υπολογιστικών αποτελεσμάτων των δύο αυτών μοντέλων κατά την αποτόνωση οφείλεται σε μεγάλο βαθμό στον όρο πίεσης που

περιλαμβάνει το νέο μοντέλο. Τα υπόλοιπα τρία μοντέλα μεταφοράς θερμότητας υποεκτιμούν σε σημαντικό βαθμό την επισωρευτική μεταφορά θερμότητας, τόσο κατά τη συμπίεση, όσο και κατά την αποτόνωση.

Η αντίστοιχη διερεύνηση στους κινητήρες Diesel φαίνεται στο Σχήμα 17, όπου διακρίνεται η επισωρευτική μεταφορά θερμότητας υπολογισμένη από τα πέντε μοντέλα μεταφοράς θερμότητας και η σύγκρισή της με τις αντίστοιχες πειραματικές τιμές για τρεις αντιπροσωπευτικές περιπτώσεις (κινητήρας Perkins, Fairbanks-Morse με επίπεδο έμβολο και με διαμόρφωση εμβόλου).



Σχήμα 17. Σύγκριση υπολογισμένων επισωρευτικών τοπικών θερμικών απωλειών με χρήση των πέντε μοντέλων μεταφοράς θερμότητας με τις πειραματικές τιμές στους κινητήρες Diesel

Στους κινητήρες Diesel το νέο μοντέλο μπορεί να προβλέψει αρκετά αξιόπιστα τις απώλειες θερμότητας κατά τη διάρκεια της συμπίεσης σε σχέση με τις μετρημένες τιμές, ενώ κατά τη διάρκεια της αποτόνωσης η απόκλιση από τις μετρημένες τιμές είναι της τάξης του 20%. Επιπλέον, το μοντέλο των Angelberger και συνεργατών [17] αποδίδει αρκετά καλά, αφού όπως έχει αναφερθεί, αποτελεί ουσιαστικά μια συμπιεστή έκδοση του μοντέλου των Launder και Spalding [9] και, επομένως, σε συνθήκες υψηλής πίεσης και θερμοκρασίας δείχνει να υπολογίζει αξιόπιστα τις ροές θερμότητας. Το μοντέλο των Han και Reitz [12] υπολογίζει αξιόπιστα αποτελέσματα σε όλη τη διάρκεια του κλειστού κύκλου λειτουργίας. Αντίθετα, τα μοντέλα των Launder και Spalding [9] και των Huh και συνεργατών [13] υποεκτιμούν σε μεγαλύτερο βαθμό τις ροές θερμότητας σε σχέση με τη χρήση τους σε κινητήρες Otto, καθώς η έκφρασή τους στηρίζεται στη μη συμπιεστή έκδοση συναρτήσεων τοιχώματος. Παρόλο που το μοντέλο των Huh και συνεργατών [13] περιλαμβάνει έναν όρο πίεσης, που το βοηθά να υπολογίζει σχετικά καλά τις ροές θερμότητας κατά τη συμπίεση, η συνολική του επίδοση δεν είναι καθόλου καλή.

Στον Πίνακα 3 περιλαμβάνονται οι επισωρευτικές τοπικές ροές θερμότητας για όλους τους κινητήρες και σημεία λειτουργίας που εξετάστηκαν, ώστε να αξιολογηθεί εκτενέστερα η επίδοση του κάθε μοντέλου μεταφοράς θερμότητας. Στον Πίνακα αυτόν φαίνονται δύο σχετικές αποκλίσεις των υπολογισμένων τιμών της ροής θερμότητας ως προς την αντίστοιχη πειραματική τιμή, καθώς και του σφάλματός της στις περιπτώσεις που είναι διαθέσιμο. Η πρώτη σχετική απόκλιση αντιστοιχεί στη χρονική περίοδο από την αρχή της προσομοίωσης του κλειστού κύκλου λειτουργίας μέχρι το ΑΝΣ (περίοδος συμπίεσης), ενώ η δεύτερη από την αρχή μέχρι το τέλος της προσομοίωσης (περίοδος συμπίεσης και αποτόνωσης). Ο διαχωρισμός των αποκλίσεων έγινε με σκοπό να διερευνηθεί σε βάθος η επίδοση κάθε μοντέλου σε κάθε περίοδο λειτουργίας και, επιπλέον, να εκτιμηθεί η επιρροή του όρου πίεσης, όταν περιλαμβάνεται στην έκφραση υπολογισμού των ροών θερμότητας.

Πίνακας 3. Επισωρευτική μετρημένη ροή θερμότητας και σχετικές αποκλίσεις των υπολογισμένων τιμών με τη χρήση των πέντε μοντέλων μεταφοράς θερμότητας για όλες τις περιπτώσεις που διερευνήθηκαν

Κινητήρας	Περίπτωση	Μετρημένη τιμή (kJ/m ²)		Νέο μοντέλο [18] (%)		Han και Reitz [12] (%)		Angelberger και συνεργάτες [17] (%)		Huh και συνεργάτες [13] (%)		Lauder και Spalding [9] (%)	
		TDC	EVO	TDC	EVO	TDC	EVO	TDC	EVO	TDC	EVO	TDC	EVO
GM	HT1	1.08±0.22	1.98±0.4	22.8	-15.6	3.8	-15.3	-25.9	-38.1	-17.6	-49.7	-33.8	-44.6
	HT2	1.13±0.23	1.85±0.37	13.5	-12.3	-3.7	-13.1	-14.1	-22.1	-23.6	-45.2	-38.6	-43.5
	HT3	0.93±0.19	1.39±0.28	32.4	9.7	11.8	11.3	-0.3	-0.6	-10.5	-33.8	-28.5	-27.7
	HT4	1.21±0.24	1.94±0.39	-13.7	-35.7	-28.7	-33.3	-36.5	-40.1	-40.6	-59.8	-54.9	-56.7
GM Triptane	750 rpm	1.43	2.07	5.2	-11.2	-12.4	-3.4	-22.8	-14.3	-26.5	-38.1	-24.5	-16.1
	1500 rpm	1.32	2.04	-1.4	-16.1	-13.3	-12.2	-23.7	-22.3	-28.7	-43.0	-25.5	-24.1
Rover K16	0.51 bar	0.93±0.09	1.12±0.11	2.9	-9.7	-24.2	3.7	-34.1	-8.7	-22.9	-35.3	-50.8	-30.3
	1 bar	1.82±0.18	1.40±0.14	-47.0	-27.2	-61.1	-16.6	-66.1	-26.6	-60.4	-47.7	-74.7	-44.0
Perkins	705 rpm	0.78	1.71	8.1	26.2	-13.1	186.2	-24.3	156.8	-19.1	13.4	-41.7	101.1
	1336 rpm	1.66	1.47	-9.1	9.2	-22.8	32.3	-32.8	17.3	-28.9	-43.5	-48.3	-8.8
	1722 rpm	1.57	1.30	-10.2	2.0	-22.5	41.8	-32.5	24.9	-28.7	-37.9	-48.2	-3.1
	2395 rpm	1.35	1.49	-3.9	-12.3	-15.6	16.1	-26.5	1.46	-22.3	-47.4	-43.7	-21.9
	14:1, 11.2 mm	3.25±0.32	4.60±0.46	-20.6	-34.2	-28.5	-24.3	-37.0	-33.0	-46.7	-62.0	-55.2	-51.9
Fairbanks-Morse (επιπέδο έμβολο)	14:1, 22.4 mm	2.21±0.22	3.43±0.34	11.6	-12.1	0.2	-0.7	-11.7	-11.9	-24.7	-49.5	-37.0	-36.5
	14:1, 33 mm	2.34±0.23	3.68±0.37	-2.7	-21.7	-13.1	-12.9	-23.1	-22.3	-33.4	-54.5	-44.6	-43.2
	11:1, 33 mm	1.82±0.18	2.58±0.26	-2.9	-19.1	-16.9	-6.9	-26.4	-16.8	-31.3	-50.6	-44.7	-36.7
	8:1, 33 mm	1.40±0.14	2.03±0.20	-13.0	-31.6	-27.5	-19.9	-35.6	-28.2	-36.9	-54.7	-49.6	-43.1
	8.9 mm	2.91±0.29	4.85±0.48	-7.6	-24.2	-14.5	-17.6	-24.6	-26.8	-37.2	-55.9	-46.6	-46.9
Fairbanks-Morse (διαμόρφωση εμβόλου)	19.1 mm	3.14±0.31	6.09±0.61	-19.5	-40.5	-24.8	-34.5	-33.0	-41.3	-43.2	-62.5	-51.1	-56.0
	22.4 mm	2.35±0.23	4.57±0.46	16.6	-19.5	10.9	-11.9	-1.3	-21.1	-18.9	-48.9	-28.6	-40.9
	33 mm	2.72±0.27	4.09±0.41	-13.8	-31.5	-19.4	-18.2	-28.0	-26.2	-38.7	-57.4	-47.3	-44.0

8.2.6 Συγκριτική αξιολόγηση του νέου μοντέλου μεταφοράς θερμότητας σε σχέση με τα υπάρχοντα – Συμπεράσματα

Η προκαταρκτική αποτίμηση του ρευστομηχανικού κώδικα που αναπτύχθηκε, ανέδειξε την ικανότητά του να υπολογίζει τις τοπικές ροές θερμότητας, καθώς οι τελευταίες προβλέπονται ικανοποιητικά σε σύγκριση με τις αντίστοιχες άλλων ρευστομηχανικών κωδίκων με τη χρήση του ίδιου μοντέλου μεταφοράς θερμότητας κάθε φορά.

Η ανάλυση συνεχίστηκε με την εφαρμογή του ρευστομηχανικού κώδικα με τη χρήση τεσσάρων διαδεδομένων μοντέλων μεταφοράς θερμότητας [9,12,13,17] και του νέου που αναπτύχθηκε στα πλαίσια της παρούσας Διδακτορικής Διατριβής [18]. Η εφαρμογή αυτή έγινε σε κινητήρες Otto και Diesel σε συνθήκες ετεροκίνησης, σε διάφορα σημεία λειτουργίας. Με τη διαδικασία αυτή μπορούν να εξαχθούν αρκετά ασφαλή συμπεράσματα για την καταλληλότητα των μοντέλων μεταφοράς θερμότητας που διερευνήθηκαν.

Τα συμπεράσματα που εξήχθησαν αφορούν τη χρήση του κάθε μοντέλου μεταφοράς θερμότητας. Συγκεκριμένα:

- Το μοντέλο των Launder και Spalding [9] φανέρωσε τις αδυναμίες του, καθώς υποεκτιμά τις τοπικές ροές θερμότητας σε κάθε περίπτωση που εφαρμόστηκε. Αυτή η υποεκτίμηση φτάνει και το 50% σε σχέση με τη μετρημένη μέγιστη τιμή της τοπικής ροής θερμότητας. Επιπλέον, αδυνατεί να προβλέψει τις αρνητικές ροές θερμότητας που εμφανίζονται κατά την αποτόνωση, υπολογίζοντας σχεδόν μηδενικές τιμές. Επομένως, η χρήση του καλό θα είναι να αποφεύγεται σε εφαρμογές εμβολοφόρων MEK και να χρησιμοποιείται κάποιο πιο αξιόπιστο μοντέλο για την προσομοίωση του μηχανισμού μεταφοράς θερμότητας.
- Το μοντέλο των Huh και συνεργατών [13] βασίζεται κι αυτό στη μη-συμπιεστή έκδοση της συνάρτησης τοιχώματος, όπως ακριβώς και το μοντέλο των Launder και Spalding [9], αλλά επιπροσθέτως περιλαμβάνει έναν όρο πίεσης που κάνει την έκφραση υπολογισμού των ροών θερμότητας πιο ακριβή. Το μοντέλο αυτό επίσης υποεκτιμά τις ροές θερμότητας κατά το ίδιο ποσοστό, όπως και το μοντέλο των Launder και Spalding σε σχέση με τις μετρημένες τιμές. Το μοναδικό του πλεονέκτημα είναι ότι μπορεί να προβλέπει τις αρνητικές ροές θερμότητας κατά την αποτόνωση, δίνοντας πιο αξιόπιστα αποτελέσματα κυρίως σε κινητήρες Diesel (σε υψηλό βαθμό συμπίεσης) όπου και η μεταβολή της πίεσης του κυλίνδρου είναι πιο μεγάλη, όπως στον κινητήρα Perkins. Παρόλ' αυτά, συγκριτικά με τα πιο αξιόπιστα μοντέλα μεταφοράς θερμότητας, η απόδοσή του δεν είναι καλή.
- Το μοντέλο των Angelberger και συνεργατών [17] δεν παρουσιάζει καλή επίδοση όταν εφαρμόζεται για την προσομοίωση του μηχανισμού μεταφοράς θερμότητας σε κινητήρες

Otto, όπου υποεκτιμά τις ροές θερμότητας σε όλες τις περιπτώσεις σε σχέση με τις μετρημένες τιμές, αλλά σε μικρότερο βαθμό απ' ότι το μοντέλο των Launder και Spalding [9] και Huh και συνεργατών [13]. Η υποεκτίμηση κυμαίνεται σε ποσοστό περίπου 20-25% σε σχέση με τη μέγιστη τιμή της μετρημένης ροής θερμότητας. Αντίθετα, η εφαρμογή του για την προσομοίωση του μηχανισμού μεταφοράς θερμότητας κινητήρων Diesel δείχνει να είναι πιο αξιόπιστη, ειδικά όταν ο βαθμός συμπίεσης είναι υψηλός, όπως στον κινητήρα Perkins. Αυτό οφείλεται στο γεγονός ότι η βασική έκφραση του μοντέλου αυτού στηρίζεται στη συμπιεστή έκδοση της συνάρτησης τοιχώματος, όπου λαμβάνεται υπόψη η μεταβολή της πυκνότητας του αερίου στο εσωτερικό του θερμικού οριακού στρώματος.

- Η επίδοση του μοντέλου των Han και Reitz [12] είναι αρκετά καλή. Σε όλες τις περιπτώσεις προβλέπει ικανοποιητικά τη μέγιστη τιμή της ροής θερμότητας σε σχέση με τις μετρημένες τιμές, ενώ κατά τη διάρκεια της συμπίεσης καθώς και της αποτόνωσης οι υπολογισμένες τιμές είναι αρκετά κοντά στις μετρήσεις. Το βασικό του μειονέκτημα είναι ότι κατά την αποτόνωση δεν μπορεί να προβλέψει τις αρνητικές ροές θερμότητας που εμφανίζονται σε ορισμένες περιπτώσεις, ενώ αντίθετα υπολογίζει σχεδόν μηδενική τιμή. Αν παραβλεφθεί το γεγονός αυτό, το μοντέλο αυτό μπορεί να εφαρμοστεί τόσο σε κινητήρες Otto όσο και Diesel για διάφορα σημεία λειτουργίας (μεταβολή της ταχύτητας περιστροφής/βαθμού συμπίεσης/πίεσης εισαγωγής κτλ.) δίνοντας ικανοποιητικά αποτελέσματα σε κάθε περίπτωση.
- Τέλος, το νέο μοντέλο μεταφοράς θερμότητας που αναπτύχθηκε και εφαρμόστηκε εδώ [18], υπολογίζει τις τοπικές ροές θερμότητας σε κινητήρες Otto και Diesel αρκετά ικανοποιητικά, προβλέποντας σε ικανοποιητικό βαθμό τη μέγιστη μετρημένη τιμή της ροής θερμότητας, στις περισσότερες περιπτώσεις, καθώς και τη χρονική στιγμή εμφάνισής της. Επιπλέον, η επίδοσή του κατά τη συμπίεση είναι καλύτερη σε σχέση με τα άλλα μοντέλα που εξετάστηκαν εδώ, ενώ μπορεί να προβλέψει τις αρνητικές ροές θερμότητας κατά την αποτόνωση. Βέβαια, αυτό ακριβώς είναι και ένα μειονέκτημά του, καθώς φαίνεται να υπερεκτιμά (σε απόλυτη τιμή) την αρνητική ροή θερμότητας σε σημαντικό βαθμό κατά τη διάρκεια της αποτόνωσης, που οφείλεται κυρίως στον όρο πίεσης που περιλαμβάνει. Φαίνεται όμως πως μπορεί να εφαρμοστεί σε όλους τους τύπους κινητήρων και σε διάφορα σημεία λειτουργίας και να έχει αντίστοιχη επίδοση, ίσως και καλύτερη, σε σχέση με τα υπόλοιπα μοντέλα μεταφοράς θερμότητας. Συνεπώς, η επιλογή της ανάπτυξης και εφαρμογής του νέου μοντέλου μεταφοράς θερμότητας κρίνεται επιτυχή, ώστε τα φαινόμενα μεταφοράς να προσομοιώνονται πιο αξιόπιστα.

8.3 Αποτίμηση του νέου μοντέλου διακένων του εμβόλου

8.3.1 Εισαγωγή

Με τη χρήση του μοντέλου των διακένων του εμβόλου που παρουσιάστηκε με λεπτομέρεια σε προηγούμενο κεφάλαιο (Κεφάλαιο 5), οι προσομοιώσεις λαμβάνουν υπόψη ένα επιπλέον φαινόμενο, αυτό της μεταφοράς μάζας από και προς τα διάκενα του εμβόλου [24,25].

Πρέπει να επισημανθεί ότι η μέτρηση της ροής στο εσωτερικό των διακένων και της απώλειας μάζας στο στροφαλοθάλαμο (blow-by) μίας εμβολοφόρου ΜΕΚ είναι αρκετά δύσκολη, έχοντας σημαντική αβεβαιότητα [26,27]. Επομένως, η συνηθέστερη μεθοδολογία αποτίμησης μοντέλων διακένων χρησιμοποιεί το μετρημένο δυναμοδεικτικό διάγραμμα σε συνθήκες ετεροκίνησης, το οποίο επιπλέον είναι και μία καλή ένδειξη της μάζας γομώσεως του κυλίνδρου. Αυτή η μεθοδολογία θα εφαρμοστεί και στην παρούσα Διδακτορική Διατριβή. Για το σκοπό αυτόν έλαβε χώρα μια πειραματική διερεύνηση σε έναν ερευνητικό κινητήρα Diesel της Ricardo (τύπος Hydra), ο οποίος είναι εγκατεστημένος στο εργαστήριο Μηχανών Εσωτερικής Καύσης του Εθνικού Μετσόβιου Πολυτεχνείου. Στον κινητήρα αυτόν μετρήθηκε η πίεση του κυλίνδρου για τέσσερις ταχύτητες περιστροφής σε συνθήκες ετεροκίνησης, αφού έχει διαπιστωθεί ότι η τελευταία παίζει σημαντικό ρόλο στις ροές μέσω των διακένων [28-30].

Για την περαιτέρω διερεύνηση της επιρροής του μοντέλου των διακένων στα φαινόμενα ροής του αερίου, εξετάστηκε η μεταβολή του πεδίου ροής στο εσωτερικό του κυλίνδρου που προκύπτει με τη χρήση του. Για το σκοπό αυτόν προσομοιώθηκε η περίοδος εισαγωγής και συμπίεσης ενός τετράχρονου κινητήρα Otto σε συνθήκες ετεροκίνησης. Δόθηκε έμφαση στο πεδίο ροής κοντά στα τοιχώματα του κυλίνδρου και του εμβόλου, καθώς στις συγκεκριμένες περιοχές αναμένεται να επηρεαστεί αυτό σε κάποιο βαθμό με τη χρήση του μοντέλου των διακένων. Τα υπολογιστικά αποτελέσματα που προέκυψαν συγκρίθηκαν με διαθέσιμες μετρημένες ακτινικές και περιφερειακές ταχύτητες του αερίου, σε συγκεκριμένα κάθετα επίπεδα στον άξονα του κυλίνδρου και χρονικές στιγμές. Επιπλέον, στον ίδιο κινητήρα έγινε μια εκτενέστατη ανάλυση των βασικών θερμοδυναμικών ιδιοτήτων του εργαζόμενου μέσου, ώστε να φανεί καλύτερα πώς επηρεάζονται οι μέσες τιμές της πίεσης, της θερμοκρασίας, καθώς και η παγιδευμένη μάζα στον κύλινδρο, τόσο από τη χρήση του μοντέλου διακένων όσο και από τη μεταφορά θερμότητας.

Αξίζει να επισημανθεί ότι με τη χρήση του μοντέλου των διακένων αυξάνεται σε κάποιο βαθμό η πολυπλοκότητα του κώδικα, όχι όμως και ο απαιτούμενος υπολογιστικός χρόνος,

αφού το μοντέλο που αναπτύχθηκε ανήκει στην κατηγορία των φαινομενολογικών και οι υπολογιστικοί πόροι που απαιτεί είναι ελάχιστοι. Επιπλέον, ο απαιτούμενος αριθμός επαναλήψεων για τη σύγκλιση κάθε χρονικού βήματος δεν επηρεάζεται.

8.3.2 Πειραματική διερεύνηση

8.3.2.1 Κινητήρας Diesel σε συνθήκες ετεροκίνησης

Η κύρια πειραματική διερεύνηση για την αποτίμηση του μοντέλου διακένων που αναπτύχθηκε, διεξήχθη σε μονοκύλινδρο, τετράχρονο, ερευνητικό κινητήρα Diesel Ricardo/Cussons 'Hydra', ο οποίος είναι εγκατεστημένος στο εργαστήριο Μηχανών Εσωτερικής Καύσης του Εθνικού Μετσόβιου Πολυτεχνείου. Η πλήρης αυτοματοποιημένη διάταξή του διαθέτει σύστημα ηλεκτρονικού ελέγχου για τη μεταβολή ορισμένων κύριων μεγεθών, όπως η ταχύτητα περιστροφής, οι θερμοκρασίες του ψυκτικού νερού και λιπαντικού ελαίου, η παροχή αέρα κτλ. Ο κινητήρας αυτός είναι συζευγμένος με ηλεκτρικό δυναμόμετρο 'McClure' DC και είναι δυνατή η λειτουργία του σε συνθήκες ετεροκίνησης, ενώ διαθέτει έμβολο με δακτυλιοειδή (toroidal) διαμόρφωση. Η πειραματική διερεύνηση έγινε για ταχύτητα περιστροφής του κινητήρα από 1200 έως 3000 rpm.

Ο εξοπλισμός και οι μετρητικές διατάξεις που χρησιμοποιήθηκαν για τη μέτρηση του δυναμοδεικτικού διαγράμματος σε συνθήκες ετεροκίνησης περιγράφονται με λεπτομέρεια στις εργασίες [31,32]. Αυτό που αξίζει να σημειωθεί εδώ είναι ότι για κάθε ταχύτητα περιστροφής καταγράφηκε η πίεση του κυλίνδρου για 20 διαδοχικούς κύκλους λειτουργίας, από τους οποίους στη συνέχεια υπολογίστηκε η πίεση του «μέσου» κύκλου, παρόλο που η κυκλική διασπορά (cyclic variability) ήταν αμελητέα. Επιπρόσθετα, το σφάλμα μέτρησης της πίεσης εκτιμάται ότι είναι περίπου 1%.

Οι κύριες συνθήκες λειτουργίας του κινητήρα Diesel παρουσιάζονται περιληπτικά στον Πίνακα 4, ενώ στον Πίνακα 5 φαίνονται τα κύρια χαρακτηριστικά του.

Πίνακας 4. Κύριες συνθήκες λειτουργίας κινητήρα Diesel

Λειτουργία κινητήρα	Ετεροκίνηση
Ταχύτητα περιστροφής	1200, 1500, 2000, 3000 rpm
Ατμοσφαιρική πίεση / θερμοκρασία	1 bar / 23 °C
Θερμοκρασία λιπαντικού ελαίου	80 °C
Θερμοκρασία ψυκτικού νερού	80 °C

Πίνακας 5. Κύρια χαρακτηριστικά του κινητήρα Diesel

Κινητήρας και τύπος	Ricardo/Cussons 'Hydra', μονοκύλινδρος, Diesel, φυσικής αναπνοής, τετράχρονος, υδρόψυκτος, ταχύστροφος	
Διάμετρος εμβόλου	80.26 mm	
Διαδρομή εμβόλου	88.90 mm	
Όγκος εμβολισμού	0.4498 l	
Μήκος διωστήρα	158 mm	
Βαθμός συμπίεσης	19.81:1	
Ύψος νεκρού όγκου	0.82 mm	
Όγκος διαμόρφωσης εμβόλου	19.737 cm ³	
Αρχικός λόγος συστροφής	3.57	
Εύρος ταχύτητας περιστροφής	1000–4500 rpm	
Μέγιστη πίεση κυλίνδρου	120 bar	
Χρονισμός βαλβίδων	Άνοιγμα βαλβίδας εισαγωγής	8 °ΓΣ ΠΑΝΣ
	Κλείσιμο βαλβίδας εισαγωγής	42 °ΓΣ ΜΚΝΣ
	Άνοιγμα βαλβίδας εξαγωγής	60 °ΓΣ ΠΚΝΣ
	Κλείσιμο βαλβίδας εξαγωγής	12 °ΓΣ ΜΑΝΣ

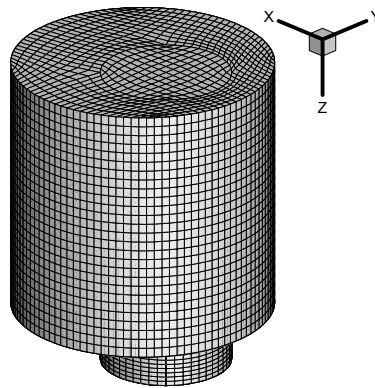
8.3.2.2 Κινητήρας Otto σε συνθήκες ετεροκίνησης

Τα πειραματικά δεδομένα που χρησιμοποιήθηκαν για την περαιτέρω διερεύνηση του μοντέλου των διακένων είναι τα ίδια με αυτά που παρουσιάστηκαν στο προηγούμενο κεφάλαιο, που αφορούν τις μετρημένες ακτινικές και περιφερειακές ταχύτητες του αέρα με τη μέθοδο PIV σε συγκεκριμένα επίπεδα και χρονικές στιγμές, σε κινητήρα Otto σε συνθήκες ετεροκίνησης [33]. Τα χαρακτηριστικά και οι συνθήκες λειτουργίας του κινητήρα παρουσιάστηκαν στο προηγούμενο κεφάλαιο και δεν θα επαναληφθούν εδώ.

8.3.3 Υπολογιστικά δεδομένα

Η προσομοίωση του κλειστού κύκλου λειτουργίας του κινητήρα Diesel σε συνθήκες ετεροκίνησης ξεκινά από τη χρονική στιγμή του κλεισίματος της βαλβίδας εισαγωγής (42 °ΓΣ ΜΚΝΣ) και τελειώνει κατά το άνοιγμα της βαλβίδας εξαγωγής (60 °ΓΣ ΠΚΝΣ). Το υπολογιστικό πλέγμα που χρησιμοποιήθηκε, κατασκευάστηκε με τη μεθοδολογία που

παρουσιάστηκε σε προηγούμενο κεφάλαιο και έχει αριθμό πλεγματικών κελιών στις τρεις διευθύνσεις ίσο με 30x30x40, που προκύπτει από τα συμπεράσματα της μελέτης ανεξαρτησίας της προηγούμενης υπο-παραγράφου. Το πλέγμα φαίνεται στο Σχήμα 18 κατά την αρχή της προσομοίωσης (κλείσιμο βαλβίδας εισαγωγής), ενώ εφαρμόζεται κι εδώ η τεχνική της αφαίρεσης και προσθήκης πλεγματικών επιπέδων κατά την κίνηση του εμβόλου.



Σχήμα 18. Υπολογιστικό πλέγμα του κινητήρα Diesel κατά το κλείσιμο της βαλβίδας εισαγωγής

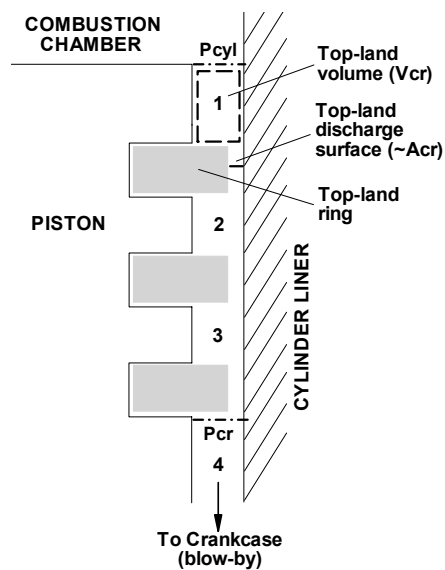
Σε όλες τις προσομοιώσεις κατά τη μεταβολή της ταχύτητας περιστροφής του κινητήρα εφαρμόστηκαν οι παρακάτω αρχικές και οριακές συνθήκες:

- Η αρχική πίεση του κυλίνδρου τίθεται περίπου ίση με τη μετρημένη κατά το κλείσιμο της βαλβίδας εισαγωγής (1.1 bar) [32], ελάχιστα υψηλότερη από την ατμοσφαιρική πίεση.
- Η αρχική θερμοκρασία του παγιδευμένου αέρα ισούται με 310 K, η οποία εκτιμάται βάσει ορισμένων διαθέσιμων σχετικών μετρημένων μεγεθών, όπως της παροχής του εισερχόμενου αέρα και της θερμοκρασίας του. Η αρχική θερμοκρασία του αέρα διατηρείται σταθερή κατά τη μεταβολή της ταχύτητας περιστροφής, καθώς σε συνθήκες ετεροκίνησης η επιρροή της είναι αμελητέα.
- Ο αρχικός λόγος συστολής είναι ίσος με 3.57 [34], έχοντας μια μικρή μεταβολή κατά την αλλαγή της ταχύτητας περιστροφής που ωστόσο αμελείται.
- Η θερμοκρασία των τοιχωμάτων είναι ομοιόμορφη, χρονικά σταθερή και ίση με 373 K.

Επιπλέον, η αρχική τυρβώδης κινητική ενέργεια (k_{IVC}) είναι ανάλογη του τετραγώνου της μέσης ταχύτητας του εμβόλου (με συντελεστή αναλογίας ίσο με 0.8), οπότε λαμβάνει διαφορετικές τιμές, καθώς μεταβάλλεται η ταχύτητα περιστροφής, όπως επίσης και ο ρυθμός καταστροφής της τυρβώδους κινητικής ενέργειας, που είναι ανάλογος της ποσότητας $k_{IVC}^{1.5}$. Το υπολογιστικό χρονικό βήμα τέθηκε ίσο με αυτό που αντιστοιχεί σε 0.5 °ΓΣ, που είναι αρκετά μικρό, ώστε να εξασφαλιστεί η ανεξαρτησία των υπολογιστικών

λύσεων από το χρονικό βήμα, σύμφωνα με τα συμπεράσματα της μελέτης ανεξαρτησίας χρονικού βήματος της προηγούμενης υπο-παραγράφου.

Τα δεδομένα που απαιτεί το μοντέλο των διακένων είναι ο συνολικός αριθμός των ελατηρίων που είναι ίσος με τρία, ο συνολικός όγκος της περιοχής των διακένων, που τίθεται ίσος με: $V_{cr} = \pi D dr h_{cr}$, όπου το συνολικό ύψος της περιοχής των διακένων (h_{cr}) εκτιμάται ότι είναι ίσο με τη μισή διάμετρο του εμβόλου (D), ενώ η ισοδύναμη επιφάνεια εκροής του κάθε ελατηρίου είναι ανάλογη της επιφάνειας: $A_{cr} \sim \pi D dr$. Στο Σχήμα 19 φαίνεται μια χαρακτηριστική γεωμετρία της περιοχής των διακένων.



Σχήμα 19. Διακριτοί όγκοι και γεωμετρικά χαρακτηριστικά της περιοχής των διακένων

Στις εργασίες [35,36] εξηγείται ότι σε εμβολοφόρες ΜΕΚ ο λόγος του όγκου των διακένων προς την επιφάνεια των διακένων είναι της τάξης των 100 mm, έχοντας όμως μια ευρεία διασπορά. Επομένως, οι τιμές που εφαρμόστηκαν εδώ βρίσκονται κοντά σε αυτές τις προτεινόμενες τιμές και φαίνονται στον Πίνακα 6. Οι τιμές αυτές σχετίζονται με τη διάμετρο του εμβόλου, ενώ δεν αποπειράθηκε καμία μεταβολή των γεωμετρικών χαρακτηριστικών των διακένων, με σκοπό την περαιτέρω βελτίωση των υπολογιστικών αποτελεσμάτων και έτσι δεν απαιτείται η χρήση κανενός διορθωτικού συντελεστή.

Πίνακας 6. Όγκος και επιφάνεια διακένων του κινητήρα Diesel

Περιοχή	Όγκος (mm ³)	Ισοδύναμη επιφάνεια (mm ²)
Πρώτο διάκενο	202.37	1.26
Δεύτερο διάκενο	202.37	1.26
Τρίτο διάκενο	202.37	1.26

Τα υπολογιστικά δεδομένα του κινητήρα Otto [33] είναι ακριβώς τα ίδια που παρουσιάστηκαν στο προηγούμενο κεφάλαιο και δεν θα επαναληφθούν εδώ. Θα δοθούν μόνο τα γεωμετρικά χαρακτηριστικά που σχετίζονται με τα διάκενα του συγκεκριμένου κινητήρα, καθώς και οι διαφορετικές περιπτώσεις προσομοίωσης.

Σε ορισμένα μοντέλα προσομοίωσης, η απουσία του μοντέλου των διακένων αντισταθμίζεται με τη μεταβολή των απωλειών θερμότητας [15], με κύριο μέλημα το υπολογισμένο δυναμοδεικτικό διάγραμμα να πλησιάσει το μετρημένο. Επομένως, παράλληλα με την επιρροή των διακένων θα μελετηθεί και η επιρροή της μεταφοράς θερμότητας, όπως φαίνεται στον Πίνακα 7, όπου παρατηρούνται οι συνολικές περιπτώσεις προσομοίωσης του κινητήρα Otto. Πιο συγκεκριμένα, οι τέσσερις διαφορετικές περιπτώσεις που εφαρμόστηκαν, χρησιμεύουν στην ποσοτικοποίηση της επιρροής των ταχυτήτων και των θερμοδυναμικών ιδιοτήτων του αέρα στο εσωτερικό του κυλίνδρου από τα αντίστοιχα μοντέλα μεταφοράς θερμότητας και διακένων. Με τον τρόπο αυτόν είναι δυνατόν να αναδειχθεί η σχετική επιρροή των φαινομένων μεταφοράς θερμότητας και μάζας.

Πίνακας 7. Περιπτώσεις προσομοίωσης του κινητήρα Otto

Περίπτωση	Μεταφορά θερμότητας	Μοντέλο διακένων
1	Αδιαβατικά τοιχώματα	Όχι
2	Αδιαβατικά τοιχώματα	Ναι
3	Νέο μοντέλο [18]	Όχι
4	Νέο μοντέλο [18]	Ναι

Στις περιπτώσεις που λαμβάνεται υπόψιν η μεταφορά θερμότητας μεταξύ του αερίου και των τοιχωμάτων του κυλίνδρου, χρησιμοποιήθηκε το νέο μοντέλο μεταφοράς θερμότητας που αναπτύχθηκε στην παρούσα Διδακτορική Διατριβή [18] (βλέπε Κεφάλαιο 5).

Σχετικά με τα απαιτούμενα δεδομένα του μοντέλου των διακένων, ο κινητήρας Otto διαθέτει τρία ελατήρια [33], ενώ τα γεωμετρικά χαρακτηριστικά των διακριτών όγκων των διακένων φαίνονται στον Πίνακα 8, τα οποία υπολογίστηκαν με αντίστοιχο τρόπο όπως και στην προηγούμενη περίπτωση.

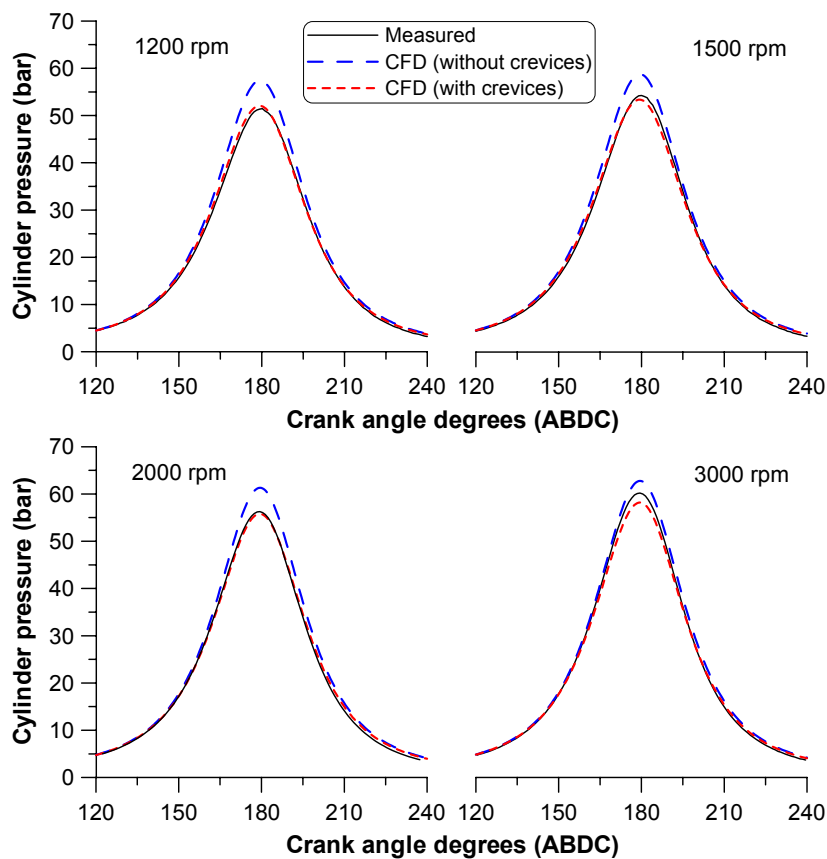
Πίνακας 8. Όγκος και επιφάνεια διακένων του κινητήρα Otto

Περιοχή	Όγκος (mm ³)	Ισοδύναμη επιφάνεια (mm ²)
Πρώτο διάκενο	531.8	1.44
Δεύτερο διάκενο	531.8	1.44
Τρίτο διάκενο	531.8	1.44

8.3.4 Αποτελέσματα

8.3.4.1 Κινητήρας Diesel

Η αποτίμηση του μοντέλου των διακένων ξεκινά με την παρουσίαση των αποτελεσμάτων σχετικά με τη λειτουργία του κινητήρα Diesel. Στο Σχήμα 20 φαίνεται η σύγκριση των υπολογισμένων πιέσεων του κυλίνδρου με τη μετρημένη τιμή για τέσσερις ταχύτητες περιστροφής του κινητήρα, στις 1200, 1500, 2000 και 3000 rpm. Οι υπολογισμοί έγιναν με το ρευστομηχανικό μοντέλο που αναπτύχθηκε εδώ, ενώ έγιναν δύο σειρές προσομοιώσεων, με και χωρίς τη χρήση του μοντέλου των διακένων που αναπτύχθηκε.

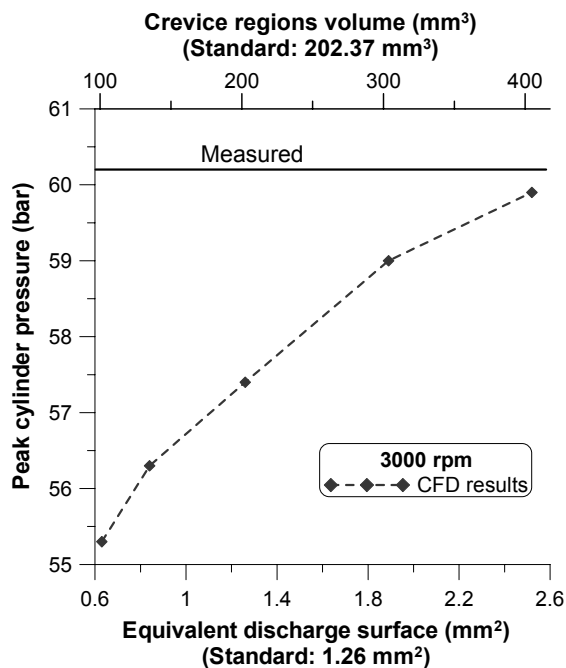


Σχήμα 20. Σύγκριση υπολογισμένων πιέσεων, με και χωρίς τη χρήση του μοντέλου των διακένων, με τις μετρημένες τιμές για τέσσερις ταχύτητες περιστροφής στον κινητήρα Diesel

Γίνεται εύκολα αντιληπτό, ότι χωρίς τη χρήση του μοντέλου των διακένων η μέγιστη πίεση υπερεκτιμάται κατά 4-5 bar σε κάθε ταχύτητα περιστροφής σε σχέση με τη μετρημένη τιμή, γεγονός που έχει διαπιστωθεί και στην εργασία [25]. Τα υπολογιστικά αποτελέσματα με τη χρήση του μοντέλου των διακένων είναι πιο κοντά στα αντίστοιχα πειραματικά σε κάθε

ταχύτητα περιστροφής, τόσο ως προς τη μέγιστη πίεση όσο και ως προς την πίεση κατά τη συμπίεση και αποτόνωση.

Στο σημείο αυτό πρέπει να τονιστεί ότι η εκτίμηση ορισμένων βασικών μεγεθών, όπως των γεωμετρικών χαρακτηριστικών της περιοχής των διακένων, καθώς και της ακριβούς τιμής της πίεσης του κυλίνδρου κατά το κλείσιμο της βαλβίδας εισαγωγής (ύπαρξη του σφάλματος μέτρησης), δεν επιφέρουν αξιόλογη μεταβολή στην υπολογισμένη μέγιστη πίεση. Πιο συγκεκριμένα, ύστερα από μια μελέτη ευαισθησίας σχετικά με τις διαστάσεις των διακένων, όπου ο όγκος και η επιφάνεια κάθε διακένου μεταβλήθηκε κατά $\pm 100\%$ ως προς τις βασικές τιμές που χρησιμοποιήθηκαν (Πίνακας 6), η υπολογισμένη μέγιστη πίεση δεν παρουσίασε έντονη μεταβολή, όπως φαίνεται στο Σχήμα 21. Το γεγονός αυτό είναι σημαντικό, διότι δείχνει ότι όποια αβεβαιότητα υπάρχει ως προς την εκτίμηση των γεωμετρικών χαρακτηριστικών των διακένων (όγκος και ισοδύναμη επιφάνεια), δεν επηρεάζει σε σημαντικό βαθμό την υπολογισμένη πίεση [37].



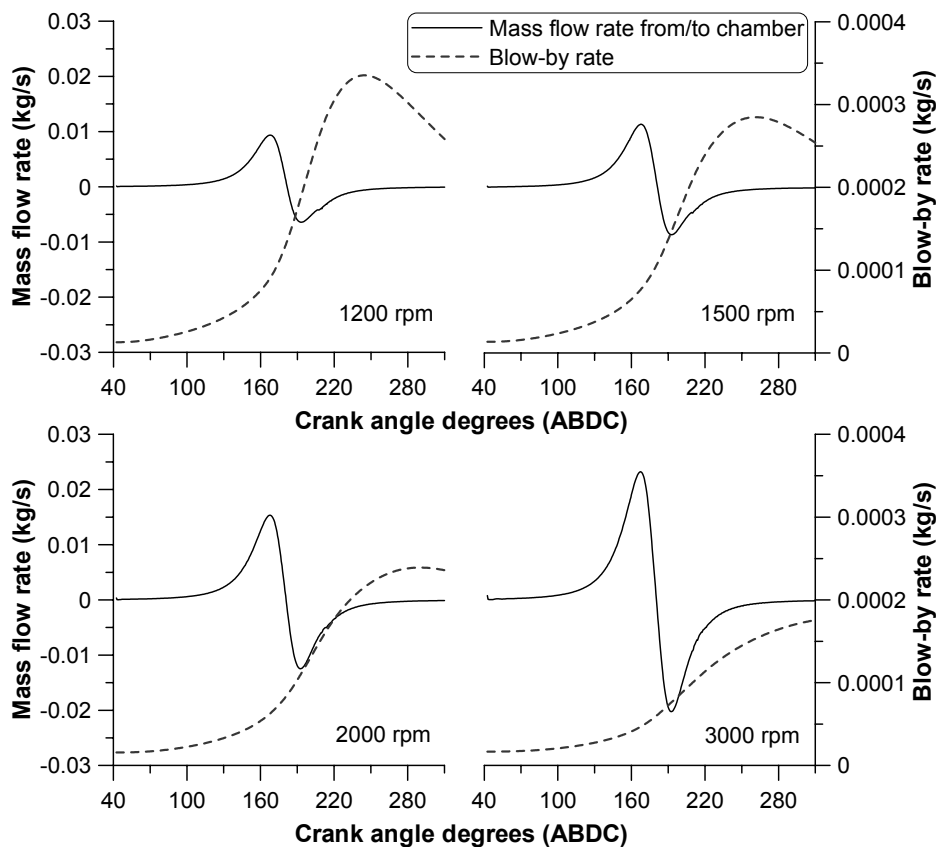
Σχήμα 21. Ανάλυση ευαισθησίας της μέγιστης πίεσης ως προς τις διαστάσεις των διακένων

Επιπλέον, το σφάλμα μέτρησης της πίεσης του κυλίνδρου (περίπου 1%) κατά το κλείσιμο της βαλβίδας εισαγωγής επιφέρει μια μικρή αβεβαιότητα ως προς τις αρχικές συνθήκες που χρησιμοποιούνται. Για την επίδραση του σφάλματος αυτού στη μέγιστη υπολογισμένη πίεση, έγιναν πρόσθετες προσομοιώσεις για την περίπτωση των 1200 rpm, όπου η αρχική πίεση του κυλίνδρου μεταβάλλεται από 1.09 έως 1.11 bar (μεταβολή περίπου $\pm 1\%$ της αρχικής πίεσης, ίση με το σφάλμα μέτρησης). Οι υπολογισμένες μέγιστες πιέσεις που προκύπτουν κυμαίνονται από 51.3 έως 52.3 bar. Επομένως, η αβεβαιότητα της

ακριβούς τιμής της αρχικής πίεσης επιφέρει αρκετά μικρότερη μεταβολή στη μέγιστη υπολογισμένη πίεση, η οποία είναι της τάξης του 1 bar, σε σχέση με την αντίστοιχη μεταβολή που επιφέρει η χρήση του μοντέλου των διακένων (της τάξης των 4-5 bar).

Γίνεται εύκολα αντιληπτό, ότι με τη χρήση του απλού μοντέλου των διακένων που αναπτύχθηκε, δεν απαιτείται η ακριβής γνώση των γεωμετρικών χαρακτηριστικών των διακένων και ελατηρίων (μόνο η εκτίμησή τους), ούτε και η αρχική θέση τους, ενώ τα υπολογιστικά αποτελέσματα παρουσιάζονται αρκετά βελτιωμένα. Επιπλέον, το μοντέλο αυτό δείχνει αξιόπιστο για τον υπολογισμό της μεταφοράς μάζας από και προς τα διάκενα, ενώ επίσης παρέχει πληροφορίες για τις παροχές μάζας και τις πιέσεις εντός των διακένων, καθώς και για την απώλεια μάζας διαρροής προς το στροφαλοθάλαμο (blow-by).

Στο Σχήμα 22 παρατηρείται η συναλλαγή μάζας του αέρα του κυλίνδρου με το πρώτο διάκενο, όπως επίσης και η παροχή αέρα προς το στροφαλοθάλαμο για τις τέσσερις ταχύτητες περιστροφής.

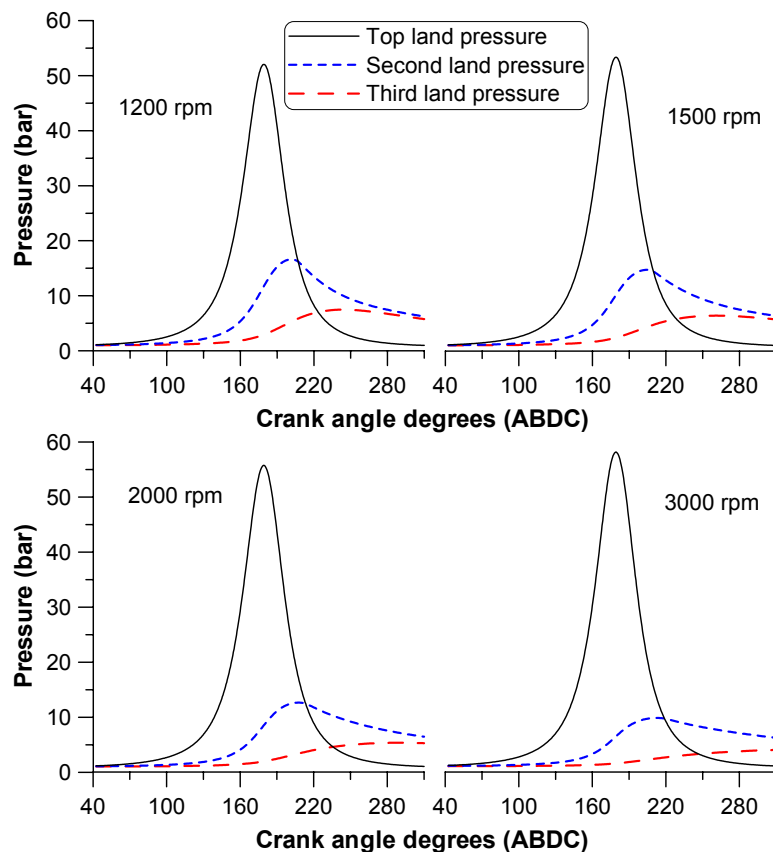


Σχήμα 22. Υπολογισμένη παροχή μάζας του αέρα του κυλίνδρου από/προς το πρώτο διάκενο και παροχή αέρα προς το στροφαλοθάλαμο, για τέσσερις ταχύτητες περιστροφής στον κινητήρα Diesel

Παρατηρείται ότι η συναλλαγή μάζας του αέρα του κυλίνδρου με το πρώτο διάκενο ακολουθεί αυστηρά το χρονικό ρυθμό μεταβολής της πίεσης (dP/dt), έχοντας γραμμική

εξάρτηση από αυτόν. Αυτό επαληθεύεται και από τις εκφράσεις που εφαρμόζονται για τον υπολογισμό της και παρουσιάστηκαν σε προηγούμενο κεφάλαιο (Κεφάλαιο 5). Καθώς η ταχύτητα περιστροφής αυξάνεται, ο ρυθμός μεταβολής της πίεσης γίνεται πιο υψηλός, γεγονός που προκαλεί μια πιο έντονη συναλλαγή μάζας αέρα με το πρώτο διάκενο. Σχετικά με την παροχή μάζας προς το στροφαλοθάλαμο, με την αύξηση της ταχύτητας περιστροφής, παρόλο που αυξάνει η παροχή μάζας που συναλλάσσεται με τα διάκενα, ταυτόχρονα αποθηκεύεται περισσότερη μάζα στο πρώτο διάκενο (λόγω ίσης πίεσης με αυτήν του κυλίνδρου), πράγμα που σημαίνει ότι η παροχή προς το στροφαλοθάλαμο θα μειώνεται [38]. Το γεγονός αυτό έχει επαληθευτεί και στις εργασίες [28,29,39].

Η αποθήκευση αερίου στα διάκενα μπορεί να διαπιστωθεί με τη μελέτη των πιέσεων των διακένων κατά τη διάρκεια του κλειστού κύκλου λειτουργίας κατά τη μεταβολή της ταχύτητας περιστροφής, που φαίνεται στο Σχήμα 23.

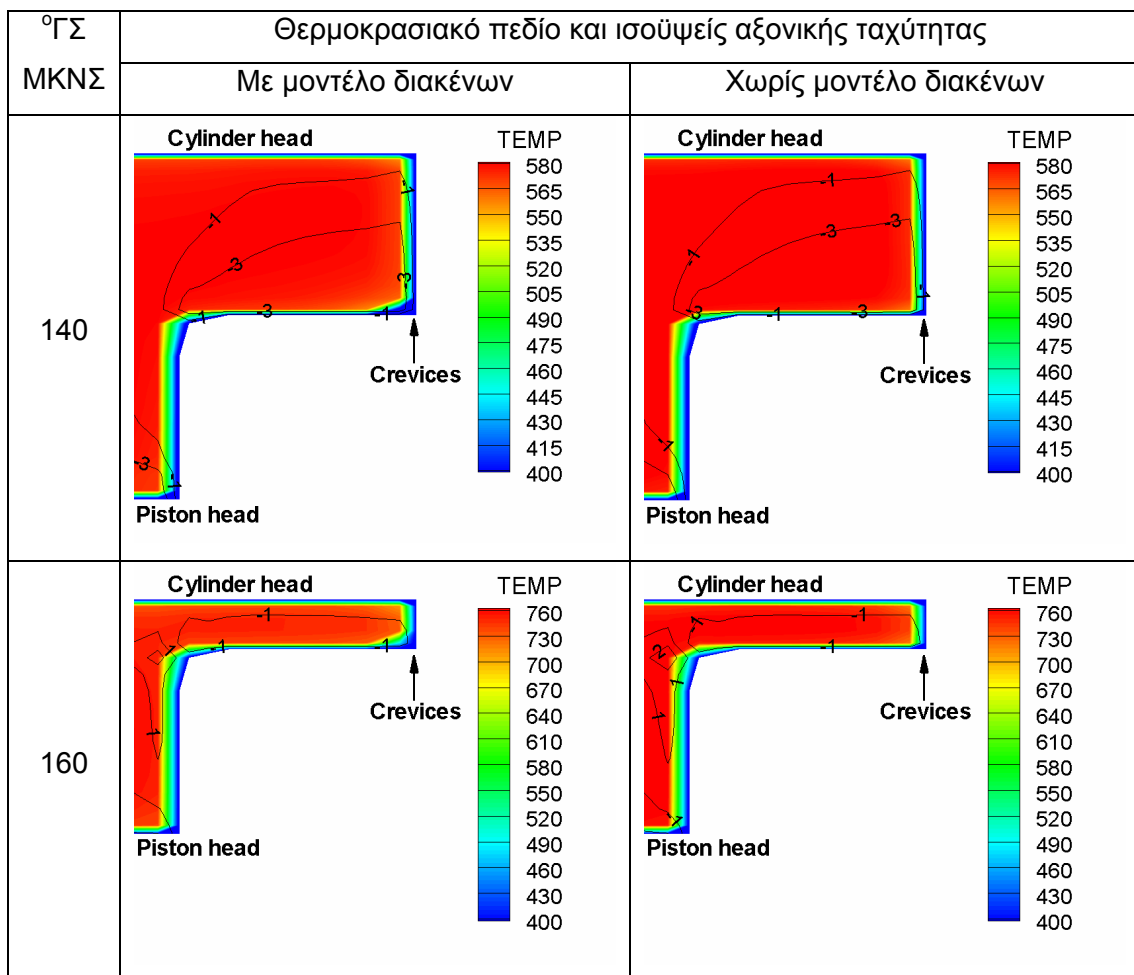


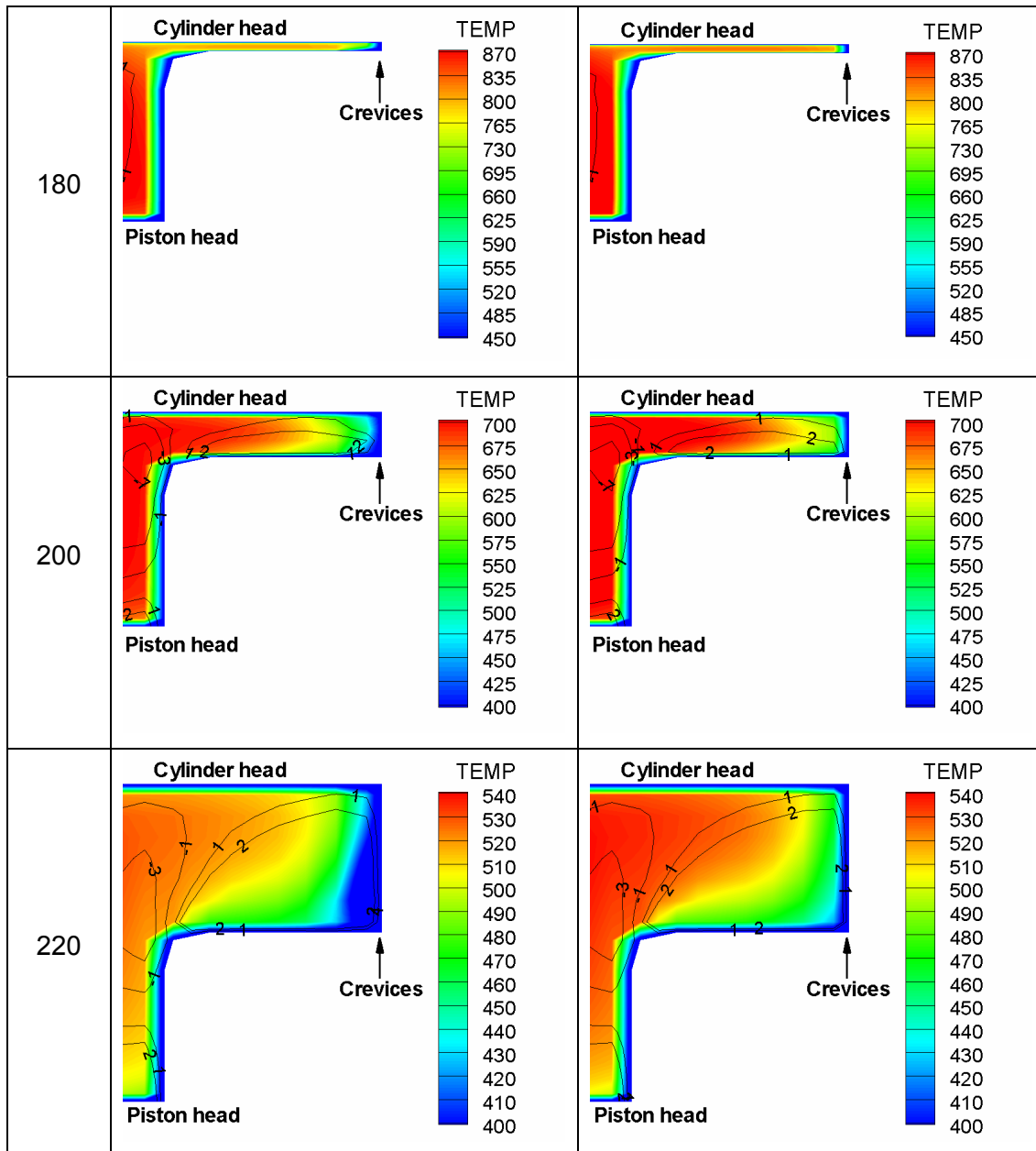
Σχήμα 23. Υπολογισμένες πιέσεις διακένων για μεταβολή της ταχύτητας περιστροφής στον κινητήρα Diesel

Η αύξηση της αποθήκευσης αερίου (με την αύξηση της πίεσης διακένου), καθώς αυξάνεται η ταχύτητα περιστροφής, γίνεται μόνο στο πρώτο διάκενο, αφού στα υπόλοιπα δύο μειώνεται ελαφρά η πίεση. Το γεγονός αυτό επισημάνθηκε επίσης στην εργασία [35].

Όπως αναφέρθηκε και στο κεφάλαιο παρουσίασης του μοντέλου των διακένων του εμβόλου, η προσθήκη ενός τέτοιου μοντέλου επιφέρει μεταβολή του θερμοκρασιακού πεδίου πλησίον της περιοχής του κυλίνδρου όπου εμφανίζεται η συναλλαγή μάζας. Το γεγονός αυτό έχει σημαντική επίπτωση στην τοπική θερμοκρασία του αέρα, η οποία μειώνεται, ενώ επιπλέον και η μέση θερμοκρασία του αέρα μεταβάλλεται ελαφρώς.

Στο Σχήμα 24 φαίνεται η τοπική θερμοκρασία και οι ισοϋψείς της αξονικής ταχύτητας στην περιοχή πλησίον των διακένων για διάφορες χρονικές στιγμές κοντά στο ΑΝΣ, όπως υπολογίζεται από το ρευστομηχανικό μοντέλο, με και χωρίς τη χρήση του μοντέλου των διακένων. Στο Σχήμα αυτό φαίνεται ένα μέρος της πλάγιας όψης του κυλίνδρου σε τομή που διέρχεται από το κέντρο του κυλίνδρου. Η περίπτωση που παρουσιάζεται αντιστοιχεί στην ταχύτητα περιστροφής του κινητήρα Diesel στις 1500 rpm, ενώ παρόμοια αποτελέσματα προκύπτουν και στις υπόλοιπες ταχύτητες περιστροφής.





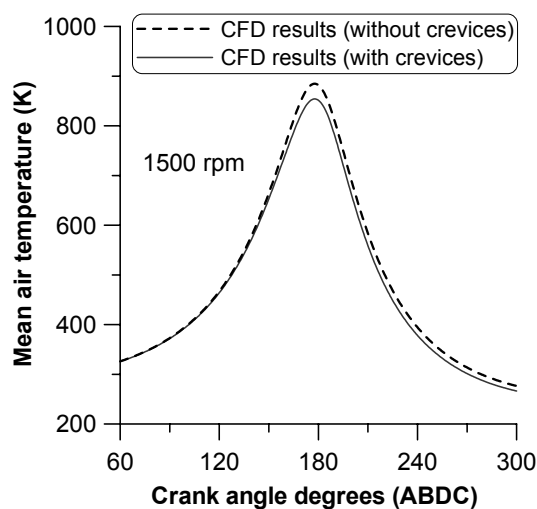
Σχήμα 24. Υπολογισμένο τοπικό θερμοκρασιακό πεδίο και ισοϋψείς αξονικών ταχυτήτων, με και χωρίς τη χρήση του μοντέλου διακένων, στον κινητήρα Diesel στις 1500 rpm

Στο τέλος της συμπίεσης (140 και 160 °ΓΣ ΜΚΝΣ) δεν γίνεται εύκολα αντιληπτή η επιρροή των διακένων στο τοπικό θερμοκρασιακό πεδίο, αφού κοντά στα τοιχώματα στην περιοχή των διακένων δεν υπάρχουν έντονες διαφορές της θερμοκρασίας με και χωρίς τη χρήση του μοντέλου διακένων. Επιπλέον, η αξονική ταχύτητα του αέρα παρουσιάζει ελάχιστες διαφορές, οι οποίες παρατηρούνται κυρίως πλησίον του τοιχώματος. Όταν το έμβολο βρίσκεται στο ΑΝΣ, έχει αρχίσει να γίνεται πιο έντονη η διαφορά στο θερμοκρασιακό πεδίο, ενώ το πεδίο ταχυτήτων συνεχίζει να μην εμφανίζει σημαντικές διαφορές, αφού τότε οι ταχύτητες έχουν την ελάχιστη τιμή τους (σχεδόν μηδενική αξονική ταχύτητα). Αξίζει να αναφερθεί, ότι με τη χρήση του μοντέλου των διακένων υπολογίζονται μειωμένες τοπικές

θερμοκρασίες στην περιοχή των διακένων, αφού υπάρχει απώλεια μάζας του κυλίνδρου προς τα διάκενα κατά τη συμπίεση [40]. Επομένως, μειώνεται η διαθέσιμη ενέργεια των υπολογιστικών κελιών δίπλα στα διάκενα κατά $(\dot{m}_{in} h_{cyl})$, όπου \dot{m}_{in} η παροχή μάζας αέρα στα διάκενα και h_{cyl} η ενθαλπία του (βλέπε Κεφάλαιο 5).

Στην αρχή της αποτόνωσης η τοπική θερμοκρασία στην περιοχή των διακένων συνεχίζει να μειώνεται, εφόσον έχει αντιστραφεί η ροή (μειώνεται η πίεση του κυλίνδρου) και μεταφέρεται ένα μέρος της αποθηκευμένης μάζας αέρα των διακένων προς τον κύλινδρο. Η εισερχόμενη αυτή μάζα στον κύλινδρο έχει θερμοκρασία ίση με αυτήν των τοιχωμάτων του κυλίνδρου (373 K) και επομένως ψύχεται σε κάποιο βαθμό ο αέρας που βρίσκεται στην περιοχή. Αυτό γίνεται πιο έντονο στις 220 °ΓΣ ΜΚΝΣ, αφού έχει ήδη εισέλθει αρκετή μάζα αέρα από τα διάκενα στον κύλινδρο (βλέπε Σχήμα 22) και παρατηρείται μια έντονη διαφοροποίηση των θερμοκρασιακών πεδίων με και χωρίς τη χρήση του μοντέλου διακένων, η οποία φτάνει τοπικά και τους 50-60 K, όπως διαπιστώθηκε σε παρόμοια μελέτη [40]. Κατά τη χρονική στιγμή αυτήν, ακόμα και κοντά στο κέντρο του κυλίνδρου (αδιαβατικός πυρήνας), ο αέρας έχει αρκετά διαφορετική τοπική θερμοκρασία, ενώ η αξονική ταχύτητά του παραμένει σχεδόν ανεπηρέαστη.

Γίνεται αντιληπτό, ότι με τη χρήση των διακένων δεν επηρεάζεται μόνο η τοπική θερμοκρασία, αλλά έχει κάποια επίπτωση και στη μέση θερμοκρασία της γόμωσης του κυλίνδρου (δεν λαμβάνεται υπόψιν η μάζα του αέρα των διακένων), η οποία φαίνεται χαρακτηριστικά στο Σχήμα 25. Στο Σχήμα αυτό αρχίζει να παρατηρείται μια αρχική απόκλιση των υπολογισμένων μέσων θερμοκρασιών με και χωρίς τη χρήση του μοντέλου διακένων προς το τέλος της συμπίεσης, η οποία εντείνεται κοντά στο ΑΝΣ, ενώ σε όλη τη διάρκεια της αποτόνωσης διατηρείται μια διαφορά της τάξης των 15 K.



Σχήμα 25. Σύγκριση υπολογισμένων μέσων θερμοκρασιών του αερίου, με και χωρίς τη χρήση του μοντέλου διακένων, στον κινητήρα Diesel στις 1500 rpm

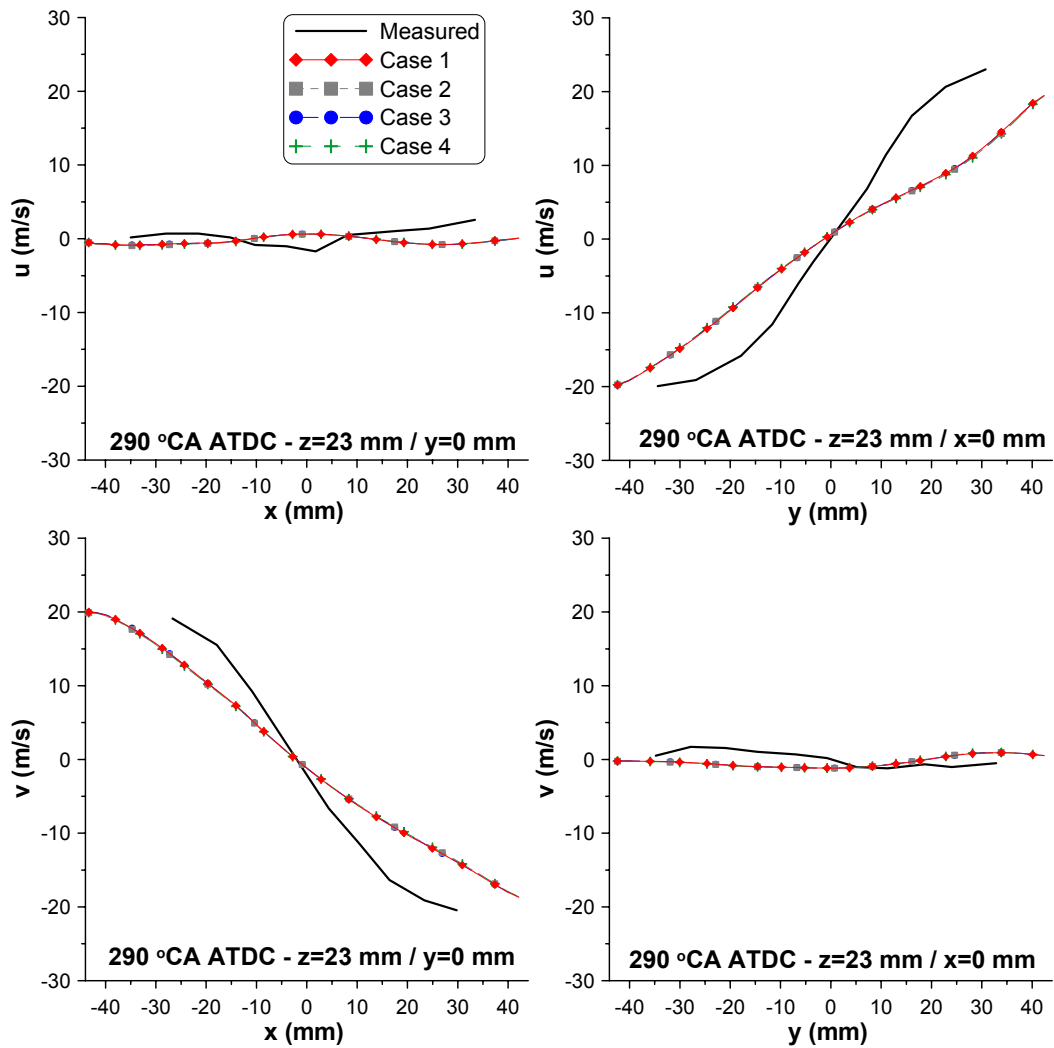
8.3.4.2 Κινητήρας Otto

Η χρήση του μοντέλου των διακένων του εμβόλου στο ρευστομηχανικό κώδικα διερευνάται περαιτέρω, για να διαπιστωθεί η επιρροή που έχει στο πεδίο ροής του αέρα και της τυρβώδους κινητικής ενέργειας στο εσωτερικό του κυλίνδρου. Για το σκοπό αυτόν θα συγκριθούν οι υπολογισμένες ακτινικές και περιφερειακές ταχύτητες σε συγκεκριμένα κάθετα επίπεδα στον άξονα του κυλίνδρου και χρονικές στιγμές, με τις αντίστοιχες μετρημένες κατά τη διάρκεια του ανοιχτού κύκλου λειτουργίας (αναρρόφηση και συμπίεση) ενός κινητήρα Otto σε συνθήκες ετεροκίνησης [33].

Επιπρόσθετα, εφόσον σε ορισμένα μοντέλα προσομοίωσης δεν λαμβάνονται υπόψιν τα διάκενα αλλά μεταβάλλονται οι απώλειες θερμότητας, ώστε το υπολογισμένο δυναμοδεικτικό διάγραμμα να πλησιάσει το μετρημένο [15], θα παρουσιαστεί παράλληλα η επιρροή της μεταφοράς θερμότητας στα ίδια δεδομένα με την προσομοίωση πρόσθετων περιπτώσεων (βλέπε Πίνακα 7).

Η επιρροή των διακένων και της μεταφοράς θερμότητας στο πεδίο ροής αναμένεται να λάβει χώρα πλησίον των τοιχωμάτων κυρίως κατά την περίοδο της συμπίεσης, αφού κατά την αναρρόφηση τόσο η μεταφορά μάζας από/προς τα διάκενα όσο και η μεταφορά θερμότητας από/προς τα τοιχώματα είναι μικρή. Για το λόγο αυτόν η ανάλυση θα επικεντρωθεί στην περίοδο της συμπίεσης, ενώ παρόμοια συμπεράσματα προκύπτουν και κατά την περίοδο της αναρρόφησης. Πρέπει να αναφερθεί, ότι η γεωμετρία του κινητήρα και οι θέσεις και χρονικές στιγμές των διαθέσιμων πειραματικών δεδομένων έχουν παρουσιαστεί στο προηγούμενο κεφάλαιο, οπότε δεν θα επαναληφθούν εδώ.

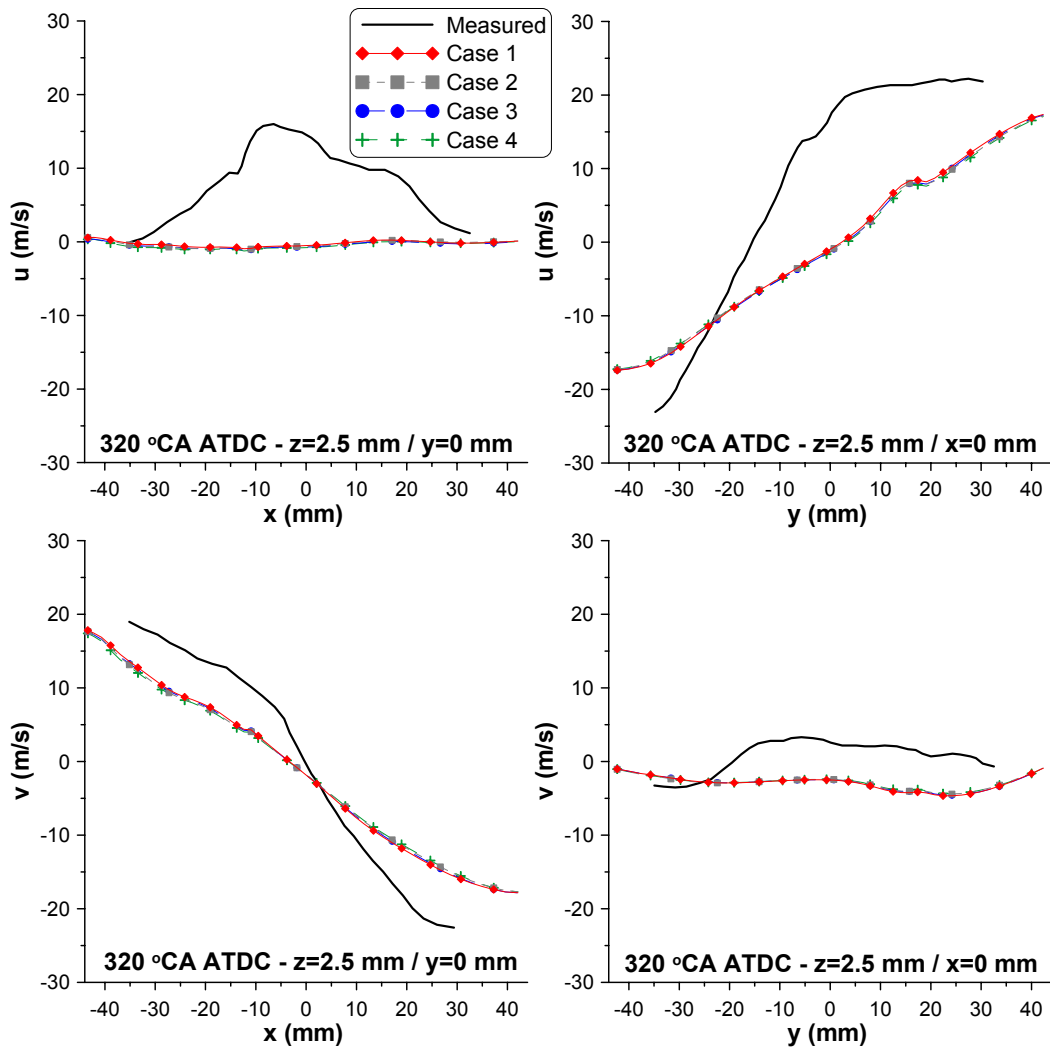
Με την εφαρμογή του ρευστομηχανικού κώδικα για τις τέσσερις περιπτώσεις προσομοίωσης (Πίνακας 7), προκύπτουν σχεδόν πανομοιότυπες ακτινικές και περιφερειακές ταχύτητες στο μέσο της συμπίεσης (290 °ΓΣ ΜΑΝΣ), όπως φαίνεται στο Σχήμα 26 σε επίπεδο σε απόσταση 23 mm από την κεφαλή του κυλίνδρου.



Σχήμα 26. Σύγκριση υπολογισμένων ακτινικών και περιφερειακών ταχυτήτων στις 290 °ΓΣ ΜΑΝΣ των τεσσάρων περιπτώσεων με τις μετρημένες τιμές ($z=23$ mm)

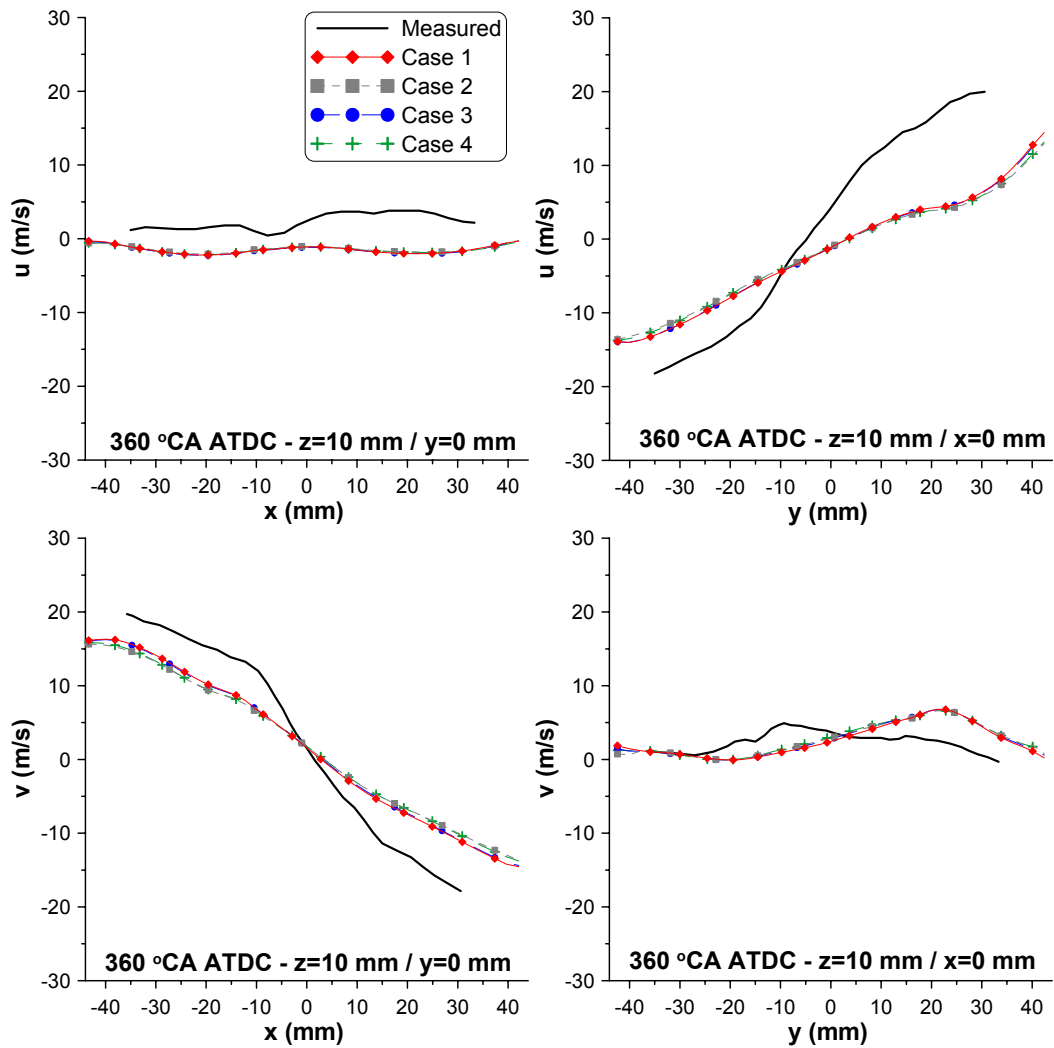
Από τη σύγκριση αυτή παρατηρείται μια ελάχιστη διαφορά ανάμεσα στις υπολογισμένες τιμές μόνο κοντά στα τοιχώματα, ενώ οι τιμές στο κέντρο του κυλίνδρου είναι ίδιες.

Καθώς το έμβολο πλησιάζει το ΑΝΣ, προκύπτει παρόμοια συμπεριφορά των υπολογισμών. Συγκεκριμένα, στις 320 °ΓΣ ΜΑΝΣ σε απόσταση 2.5 mm από την κεφαλή του κυλίνδρου οι διαφορές είναι ελάχιστα πιο ευδιάκριτες μόνο κοντά στα τοιχώματα, όπως φαίνεται στο Σχήμα 27.



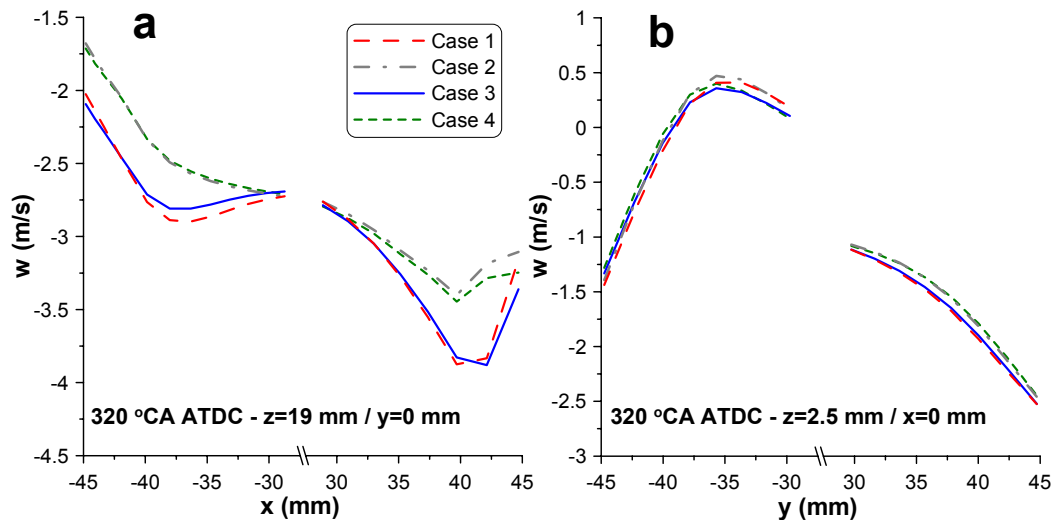
Σχήμα 27. Σύγκριση υπολογισμένων ακτινικών και περιφερειακών ταχυτήτων στις 320 °ΓΣ ΜΑΝΣ των τεσσάρων περιπτώσεων με τις μετρημένες τιμές (z=2.5 mm)

Όταν το έμβολο βρίσκεται στο τέλος της συμπίεσης στο ΑΝΣ, παρατηρείται μια ελάχιστη πιο έντονη διαφορά στις υπολογισμένες ταχύτητες κοντά στα τοιχώματα, ενώ στο κέντρο του κυλίνδρου τα υπολογιστικά αποτελέσματα ταυτίζονται, όπως φαίνεται χαρακτηριστικά στο Σχήμα 28. Στο Σχήμα αυτό παρατηρούνται οι ακτινικές και περιφερειακές ταχύτητες που προκύπτουν από τις τέσσερις περιπτώσεις προσομοίωσης και συγκρίνονται με τις μετρημένες τιμές. Τα αποτελέσματα που παρουσιάζονται αντιστοιχούν σε απόσταση 10 mm από την κεφαλή του κυλίνδρου, το οποίο βρίσκεται αρκετά κοντά στο έμβολο, στην περιοχή δηλαδή που αναμένεται η μέγιστη επιρροή του πεδίου ροής λόγω των διακένων και της μεταφοράς θερμότητας. Αξίζει να επισημανθεί ότι και για αποστάσεις 2.5 και 6.1 mm από την κεφαλή του κυλίνδρου οι διαφορές ανάμεσα στα υπολογιστικά αποτελέσματα είναι εμφανείς, μικρότερης όμως έντασης σε σχέση με αυτές πλησίον της κεφαλής του εμβόλου (Σχήμα 28).



Σχήμα 28. Σύγκριση υπολογισμένων ακτινικών και περιφερειακών ταχυτήτων στις 360 °ΓΣ ΜΑΝΣ των τεσσάρων περιπτώσεων με τις μετρημένες τιμές ($z=10$ mm)

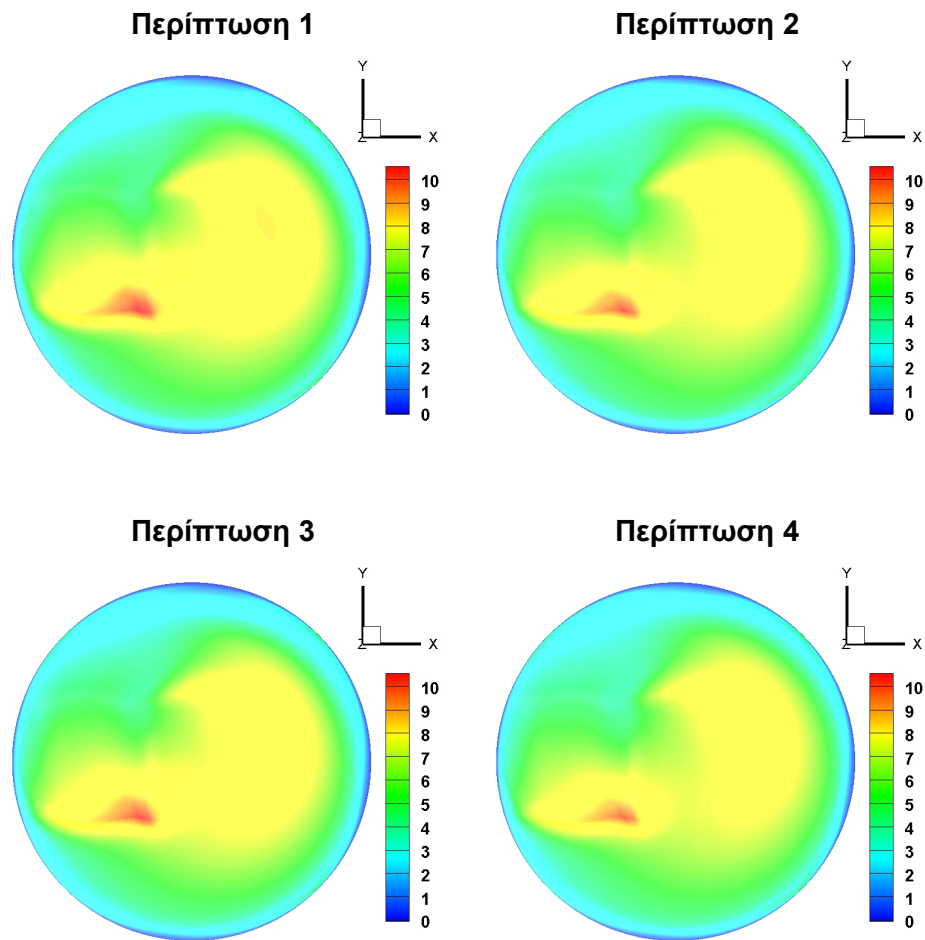
Στο Σχήμα 29 παρατηρείται η αξονική ταχύτητα, όπως υπολογίζεται από τις τέσσερις περιπτώσεις προσομοίωσης σε απόσταση $z=19$ mm (πλησίον της κεφαλής του εμβόλου) στο Σχήμα 29a και $z=2.5$ mm (πλησίον της κεφαλής του κυλίνδρου) στο Σχήμα 29b, κατά τη συμπίεση στις 320 °ΓΣ ΜΑΝΣ. Στο Σχήμα αυτό έγινε μεγέθυνση των τιμών των ταχυτήτων κοντά στα τοιχώματα, ώστε να είναι πιο ευδιάκριτες οι διαφορές που προκύπτουν, ενώ δεν είναι διαθέσιμα τα αντίστοιχα πειραματικά δεδομένα.



Σχήμα 29. Σύγκριση υπολογισμένων αξονικών ταχυτήτων στις 320 °ΓΣ ΜΑΝΣ των τεσσάρων περιπτώσεων, σε αποστάσεις από την κεφαλή του κυλίνδρου: a) $z=19$ mm και b) $z=2.5$ mm

Παρατηρείται ότι στην περιοχή πλησίον του εμβόλου (Σχήμα 29a) προκύπτουν μεγαλύτερες διαφορές της αξονικής ταχύτητας σε σχέση με αυτές της περιοχής πλησίον της κεφαλής του κυλίνδρου (Σχήμα 29b). Με τη χρήση του μοντέλου των διακένων (Περιπτώσεις 2,4) παρατηρείται μια διαφοροποίηση των υπολογιστικών τιμών κοντά στα τοιχώματα του κυλίνδρου, που είναι ωστόσο μικρή (μικρότερη από 0.5 m/s). Επιπλέον, με το να ληφθούν υπόψιν οι απώλειες θερμότητας (Περιπτώσεις 3,4) δεν φαίνεται να επηρεάζονται οι αξονικές ταχύτητες σε αυτό το χρονικό σημείο, παρόλο που παρατηρείται έντονη μεταφορά θερμότητας με τα τοιχώματα.

Στην εργασία [33] διερευνήθηκε εκτός του πεδίου ροής και η τυρβώδης κινητική ενέργεια, η οποία μετρήθηκε σε ένα επίπεδο κάθετο στον άξονα του κυλίνδρου ($z=6.1$ mm) στο ΑΝΣ και βρέθηκε ότι η μέγιστη τοπική τιμή της είναι $12 \text{ m}^2/\text{s}^2$. Για τη διερεύνηση του μεγέθους αυτού και της επίδρασης των διακένων και μεταφοράς θερμότητας, χρήσιμο είναι το Σχήμα 30 όπου απεικονίζεται η τυρβώδης κινητική ενέργεια στις τέσσερις περιπτώσεις προσομοίωσης, σε απόσταση $z=6.1$ mm στο ΑΝΣ.



Σχήμα 30. Υπολογισμένη τυρβώδης κινητική ενέργεια (σε m^2/s^2) στις 360 °C MANΣ των τεσσάρων περιπτώσεων ($z=6.1$ mm)

Ελάχιστες διαφορές εμφανίζονται ανάμεσα στους υπολογισμούς των τεσσάρων περιπτώσεων, ενώ και η μέγιστη υπολογισμένη τιμή στο συγκεκριμένο επίπεδο και χρονική στιγμή είναι πολύ κοντά στην πειραματική (απόκλιση περίπου 7%). Επομένως, η μεταφορά μάζας και θερμότητας του κυλίνδρου φαίνεται να έχει αμελητέα επιρροή στην τυρβώδη κινητική ενέργεια του αερίου, παρόλο που η μάζα γομώσεως σε κάθε περίπτωση είναι διαφορετική.

Επιπρόσθετα, φαίνεται να είναι αμελητέα και η επιρροή του μοντέλου των διακένων (όπως και της μεταφοράς θερμότητας) στο πεδίο ροής στο εσωτερικό του κυλίνδρου. Αντίθετα, οι θερμοδυναμικές ιδιότητες έχουν μεγάλη εξάρτηση, τόσο από τα διάκενα όσο και από τις απώλειες θερμότητας.

Θα παρουσιαστεί στη συνέχεια μια εκτενής θεωρητική μελέτη σχετικά με τις θερμοδυναμικές ιδιότητες του κινητήρα Otto, με τη χρήση των τεσσάρων περιπτώσεων προσομοίωσης (Πίνακας 7) που παρουσιάστηκαν προηγουμένως.

Επειδή η ρυθμιστική δικλείδα του κινητήρα είναι μερικώς ανοιχτή, η πίεση εισαγωγής είναι ίση με 0.41 bar. Αυτό σημαίνει ότι κατά την εισαγωγή του αέρα και την αρχή της

συμπύεσης (περίπου μέχρι τις 130 °ΓΣ ΠΑΝΣ) η πίεση του κυλίνδρου είναι μικρότερη της πίεσης του στροφαλοθαλάμου (ίση με την ατμοσφαιρική, 1 bar), οπότε, ο αέρας κατά την περίοδο αυτήν εισέρχεται από τα διάκενα προς τον κύλινδρο. Στη συνέχεια, παρατηρείται η αντίστροφη κίνηση, όπου ο αέρας αποθηκεύεται στα διάκενα, αυξάνοντας την πίεσή τους, ενώ ένα μικρό ποσοστό διαφεύγει από το τελευταίο ελατήριο και καταλήγει στο στροφαλοθάλαμο (blow-by).

Γίνεται αντιληπτό ότι κατά την αναρρόφηση η ύπαρξη των διακένων παίζει σημαντικό ρόλο στον υπολογισμό της μάζας του κυλίνδρου, αφού η μεταφορά θερμότητας έχει σημαντική επίπτωση στα θερμοδυναμικά χαρακτηριστικά του αέρα κυρίως κατά τη συμπύεση, μετά το κλείσιμο της βαλβίδας εισαγωγής. Στον Πίνακα 9 φαίνεται η υπολογισμένη παγιδευμένη μάζα στον κύλινδρο, όπως επίσης και η μάζα που διέρχεται από τη βαλβίδα, καθώς και αυτή που εισέρχεται στα διάκενα. Η συνολική περίοδος έχει χωριστεί σε δύο υπο-περιόδους, η πρώτη από το κλείσιμο της βαλβίδας εξαγωγής μέχρι το κλείσιμο της βαλβίδας εισαγωγής (αναρρόφηση) και η δεύτερη από το κλείσιμο της βαλβίδας εισαγωγής μέχρι το άνω νεκρό σημείο (συμπύεση).

Πίνακας 9. Επισωρευτική μάζα αέρα κατά την εισαγωγή και συμπύεση

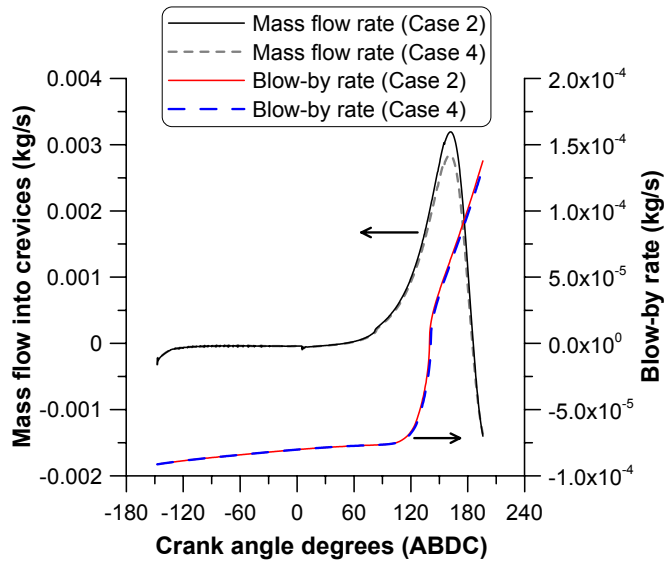
Περίπτωση	Παγιδευμένη μάζα (g)		Εισερχόμενη μάζα από βαλβίδα (g)	Συναλλασσόμενη μάζα με διάκενα (g)	
	Εισαγωγή	Συμπύεση	Εισαγωγή	Εισαγωγή	Συμπύεση
1	0.26227	0.26227	0.20025	–	–
2	0.26283	0.24412	0.19956	–0.00123	0.01871
3	0.26314	0.26314	0.20108	–	–
4	0.26368	0.24718	0.20038	–0.00123	0.01650

Συγκρίνοντας τη συνολική μάζα στο τέλος της συμπύεσης (στο ΑΝΣ), όπως υπολογίζεται από τις περιπτώσεις 1-2 και 3-4 (επιρροή διακένων), γίνεται αντιληπτό ότι με τη χρήση του μοντέλου διακένων υπολογίζεται μια μείωση της μάζας γομώσεως κατά 6.9% για αδιαβατικά τοιχώματα και 6.1% για μη-αδιαβατικά τοιχώματα. Με μια παρόμοια σύγκριση της συνολικής μάζας στο τέλος της συμπύεσης ανάμεσα στις περιπτώσεις 1-3 και 2-4 (επιρροή μεταφοράς θερμότητας), προκύπτει ότι με τη χρήση μοντέλου μεταφοράς θερμότητας αυξάνεται η υπολογισμένη μάζα γομώσεως κατά 0.3% χωρίς διάκενα και 1.3% με διάκενα. Το γεγονός αυτό δείχνει ότι για τον αξιόπιστο υπολογισμό της μάζας γομώσεως κατά το τέλος της συμπύεσης, πρέπει να δίνεται προσοχή κυρίως στο μοντέλο των διακένων και όχι τόσο στο μοντέλο μεταφοράς θερμότητας.

Επιπλέον, από τον Πίνακα 9 προκύπτει ότι η εισερχόμενη μάζα μέσω της βαλβίδας είναι περίπου η ίδια για όλες τις περιπτώσεις, ενώ φαίνεται χαρακτηριστικά η εισερχόμενη ροή

στα διάκενα κατά την αναρρόφηση (αρνητικό πρόσημο) και η εξερχόμενη ροή από τα διάκενα κατά τη συμπίεση (θετικό πρόσημο). Η διαφορά που προκύπτει στη συναλλαγή μάζας με τα διάκενα κατά τη συμπίεση των περιπτώσεων 2-4 σχετίζεται άμεσα με την πίεση του κυλίνδρου, η οποία είναι διαφορετική λόγω της μεταφοράς θερμότητας με τα τοιχώματα.

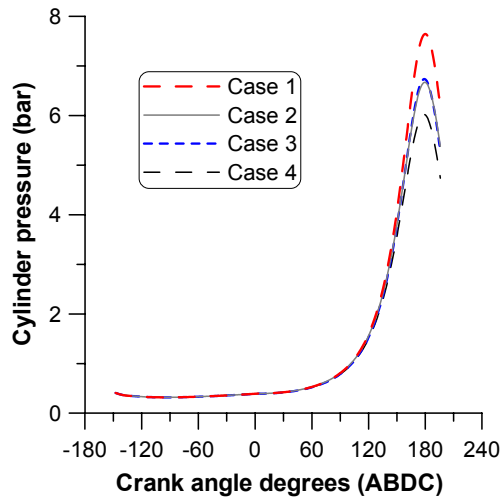
Οι περιπτώσεις που λαμβάνουν υπόψιν τα διάκενα διερευνώνται περαιτέρω στο Σχήμα 31, όπου παρατηρείται πιο εύκολα η συναλλαγή μάζας με τα διάκενα, καθώς και η απώλεια μάζας προς το στροφαλοθάλαμο.



Σχήμα 31. Συναλλαγή μάζας με τα διάκενα και με το στροφαλοθάλαμο στον κινητήρα Otto (Περιπτώσεις 2,4)

Με τη χρήση μοντέλου μεταφοράς θερμότητας (Περίπτωση 4) η παροχή προς τα διάκενα είναι λίγο χαμηλότερη, αφού και η πίεση του κυλίνδρου εμφανίζεται ελαττωμένη (βλέπε επόμενο Σχήμα). Το συμπέρασμα αυτό αιτιολογεί τις διαφορετικές τιμές της τελευταίας στήλης του Πίνακα 9. Επομένως, αφού η αποθήκευση μάζας στα διάκενα είναι μειωμένη, όταν τα τοιχώματα θεωρούνται μη-αδιαβατικά, προκύπτει ότι και η παροχή προς το στροφαλοθάλαμο θα είναι μικρότερη.

Η μεταβολή της πίεσης του κυλίνδρου για όλες τις περιπτώσεις παρατηρείται στο Σχήμα 32, όπου φαίνεται ξεκάθαρα ότι η συνεισφορά των διακένων και της μεταφοράς θερμότητας (Περιπτώσεις 2-3) στη μεταβολή της μέγιστης πίεσης είναι παρόμοια. Επιπλέον, οι διαφορές που προκύπτουν κατά την περίοδο της αναρρόφησης είναι αμελητέες.



Σχήμα 32. Υπολογισμένη πίεση κυλίνδρου από τις τέσσερις περιπτώσεις προσομοίωσης

Η σχετική συνεισφορά τόσο των διακένων όσο και της μεταφοράς θερμότητας, διερευνάται ως προς τις μέγιστες τιμές της πίεσης και της μέσης θερμοκρασίας καθώς και τη χρονική στιγμή εμφάνισής τους, όπως υπολογίζονται από τις τέσσερις περιπτώσεις προσομοίωσης. Στον Πίνακα 10 παρατηρούνται τα παραπάνω μεγέθη, ενώ πρέπει να σημειωθεί ότι το χρονικό βήμα που χρησιμοποιήθηκε είναι ίσο με αυτό που αντιστοιχεί σε 0.5 °ΓΣ. Επομένως, η ακρίβεια του προσδιορισμού της χρονικής εμφάνισης των μέγιστων τιμών περιορίζεται από τη συγκεκριμένη τιμή.

Πίνακας 10. Μέγιστες πιέσεις και θερμοκρασίες και χρονικές στιγμές εμφάνισής τους για τις τέσσερις περιπτώσεις προσομοίωσης

Περίπτωση	Μέγιστη πίεση		Μέγιστη θερμοκρασία	
	Τιμή (bar)	Χρονική στιγμή (°ΓΣ ΠΑΝΣ)	Τιμή (Κ)	Χρονική στιγμή (°ΓΣ ΠΑΝΣ)
1	7.64	0.0	779.1	0.0
2	6.67	0.5	737.5	0.5
3	6.74	1.0	685.9	4.0
4	6.02	1.5	659.3	4.0

Παρατηρείται ότι με τη χρήση του μοντέλου των διακένων (Περιπτώσεις 2,4) η χρονική στιγμή εμφάνισης της μέγιστης πίεσης και θερμοκρασίας εμφανίζεται λίγο νωρίτερα, ενώ με τη χρήση μοντέλου μεταφοράς θερμότητας (Περιπτώσεις 3,4) η χρονική στιγμή αυτή επηρεάζεται περισσότερο. Επιπλέον, όπως φάνηκε προηγουμένως (Σχήμα 31), τα διάκενα και η μεταφορά θερμότητας επηρεάζουν στον ίδιο βαθμό τη μέγιστη πίεση, ενώ δεν συμβαίνει το ίδιο και με τη μέγιστη θερμοκρασία όπου η συνεισφορά των διακένων είναι

σχετικά μικρή (3-4%), σε αντίθεση με αυτήν της μεταφοράς θερμότητας όπου η τιμή της μέγιστης θερμοκρασίας εμφανίζεται μειωμένη κατά 11% (Περιπτώσεις 1,3).

Επιπλέον, με τη χρήση του Πίνακα 10 μπορεί να προκύψει μία εκτίμηση των ενδεικτικών σφαλμάτων της πίεσης και της θερμοκρασίας, που θα προέκυπταν από τη μη χρήση μοντέλου διακένων ή μεταφοράς θερμότητας, τόσο στις απόλυτες τιμές τους όσο και στη χρονική στιγμή που αυτές εμφανίζονται.

8.3.5 Συμπεράσματα

Το μοντέλο των διακένων που αναπτύχθηκε, εφαρμόστηκε αρχικά για την προσομοίωση ενός κινητήρα Diesel σε συνθήκες ετεροκίνησης σε τέσσερις ταχύτητες περιστροφής. Με τη χρήση του βελτιώθηκε σημαντικά ο υπολογισμός της πίεσης του κυλίνδρου σε σχέση με τις μετρημένες τιμές, όχι μόνο ως προς τη μέγιστη τιμή της, αλλά και ως προς τις τιμές της κατά τη συμπίεση και αποτόνωση.

Στη συνέχεια, έλαβε χώρα η προσομοίωση ενός κινητήρα Otto για τη διερεύνηση της επιρροής του πεδίου ροής του αέρα, τόσο από το μοντέλο των διακένων όσο και από το μοντέλο μεταφοράς θερμότητας (τέσσερις περιπτώσεις προσομοίωσης). Τα υπολογιστικά αποτελέσματα έδειξαν ότι δεν παρατηρείται αξιόλογη μεταβολή των ταχυτήτων του αερίου, ενώ οποιαδήποτε διαφορά που προκύπτει περιορίζεται κοντά στα τοιχώματα της περιοχής των διακένων. Το ίδιο ισχύει και για την τυρβώδη κινητική ενέργεια, η οποία παραμένει ουσιαστικά ανεπηρέαστη.

Στον ίδιο κινητήρα έγινε μια ανάλυση ορισμένων θερμοδυναμικών ιδιοτήτων, όπως η πίεση, θερμοκρασία και μάζα του αέρα. Αυτή έδειξε τη σχετική βαρύτητα των υπολογισμών σε κάθε περίπτωση προσομοίωσης, όπου φάνηκε ότι τα διάκενα και η μεταφορά θερμότητας επηρεάζουν στον ίδιο βαθμό την πίεση του κυλίνδρου, ενώ η μέση θερμοκρασία του αερίου έχει μεγαλύτερη εξάρτηση από τη μεταφορά θερμότητας. Από την άλλη, η μάζα γομώσεως εξαρτάται σε σημαντικό βαθμό κυρίως από τη χρήση μοντέλου διακένων.

Γενικά, με τη χρήση του μοντέλου των διακένων που αναπτύχθηκε υπολογίζεται η πίεση του κυλίνδρου πιο αξιόπιστα, ενώ έχει ελάχιστη επιρροή στο πεδίο ροής. Επίσης, με τη χρήση του μπορεί να υπολογιστεί η χρονική μεταβολή της μάζας γομώσεως κατά τη διάρκεια του κύκλου λειτουργίας. Όλα αυτά επιτυγχάνονται χωρίς να είναι αναγκαία η ακριβής γνώση των γεωμετρικών χαρακτηριστικών των ελατηρίων και διακένων, αφού τα δεδομένα που απαιτούνται είναι λίγα, περιοριζόμενα στο συνολικό αριθμό των διακένων και σε γενικά γεωμετρικά χαρακτηριστικά, των οποίων άλλωστε η αβεβαιότητα εκτίμησης της ακριβούς τιμής τους φάνηκε ότι δεν επηρεάζει σημαντικά τα αποτελέσματα. Το γεγονός

αυτό, σε συνδυασμό με την απουσία χρήσης διορθωτικού συντελεστή, όπως περιγράφηκε σε προηγούμενο κεφάλαιο, και χωρίς να αυξάνεται ο απαιτούμενος υπολογιστικός χρόνος των προσομοιώσεων, καθιστούν το συγκεκριμένο μοντέλο διακένων του εμβόλου απαραίτητο χαρακτηριστικό του ρευστομηχανικού κώδικα που αναπτύχθηκε.

8.4 Συνδυασμένη χρήση νέων μοντέλων μεταφοράς θερμότητας και διακένων

8.4.1 Εισαγωγή

Μετά την αποτίμηση των μοντέλων μεταφοράς θερμότητας και διακένων, στην τελευταία υπο-παράγραφο αυτού του κεφαλαίου διερευνάται η συνδυασμένη χρήση τους. Τα υπολογιστικά αποτελέσματα που προκύπτουν θα συγκριθούν με πειραματικά δεδομένα, που αφορούν τοπικές ροές θερμότητας και δυναμοδεικτικά διαγράμματα σε κινητήρα Otto σε συνθήκες ετεροκίνησης, ενώ η σύγκριση θα γίνει για δύο σημεία λειτουργίας του κινητήρα. Με τον τρόπο αυτόν θα μπορεί να εκτιμηθεί ταυτόχρονα η επίδραση του κάθε μοντέλου τόσο στο μηχανισμό της μεταφοράς θερμότητας, όσο και στην πίεση του κυλίνδρου.

8.4.2 Πειραματική διερεύνηση

Οι μετρήσεις που λαμβάνονται υπόψιν στην υπο-παράγραφο εδώ προέρχονται από την εργασία των Boggs και Borman [41], σε έναν κινητήρα Otto (κινητήρας CFR: Cooperative Fuel Research) σε συνθήκες ετεροκίνησης. Κατά την πειραματική διερεύνηση αυτή μετρήθηκε η θερμοκρασία του τοιχώματος με θερμοστοιχείο, το οποίο είναι τοποθετημένο στην επίπεδη κεφαλή του κυλίνδρου σε απόσταση 28.6 mm από τον άξονά του, ώστε να προσδιοριστεί στη συνέχεια η τοπική ροή θερμότητας. Ταυτόχρονα, μετρήθηκε και η πίεση του κυλίνδρου σε κάθε περίπτωση.

Οι παραπάνω μετρήσεις έγιναν με δύο διαφορετικές βαλβίδες εισαγωγής. Η πρώτη δεν έχει διάφραγμα, οπότε και η εισερχόμενη συστροφή του αέρα κατά την είσοδό του στον κύλινδρο είναι χαμηλή (με λόγο συστροφής της τάξης του 1.8), ενώ η δεύτερη φέρει διάφραγμα, η οποία προκαλεί μια έντονη συστροφή του εισερχόμενου αέρα (με λόγο συστροφής της τάξης του 8). Η χρήση των δύο διαφορετικών βαλβίδων συνοδεύτηκε και με σημαντική αλλαγή ορισμένων λειτουργικών χαρακτηριστικών, όπως η ταχύτητα

περιστροφής και η θερμοκρασία του εισερχομένου αέρα. Τα χαρακτηριστικά του κινητήρα αυτού φαίνονται στον Πίνακα 11, ενώ περισσότερες πληροφορίες σχετικά με τη μετρητική διάταξη μπορούν να αναζητηθούν στις εργασίες [41,42].

Πίνακας 11. Χαρακτηριστικά κινητήρα CFR

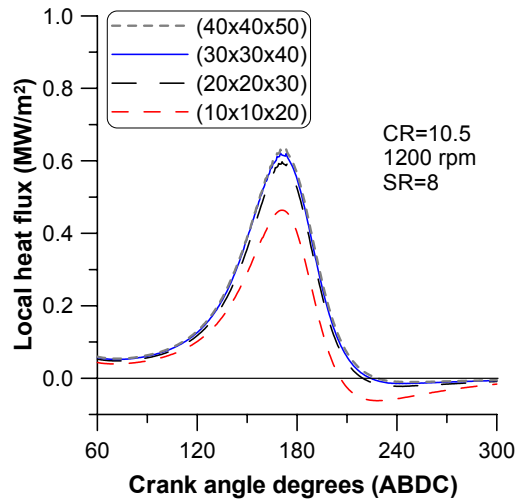
Κινητήρας και τύπος		Μονοκύλινδρος, ερευνητικός κινητήρας CFR, τετράχρονος, υδρόψυκτος	
		Βαλβίδα χωρίς διάφραγμα	Βαλβίδα με διάφραγμα
Διάμετρος εμβόλου		83 mm	
Διαδρομή εμβόλου		114.3 mm	
Βαθμός συμπίεσης		6.3:1	10.5:1
Ταχύτητα περιστροφής		600 rpm	1200 rpm
Μήκος διωστήρα		254 mm	
Χρονισμός βαλβίδων	Άνοιγμα βαλβίδας εισαγωγής	15 °ΓΣ ΠΑΝΣ	
	Κλείσιμο βαλβίδας εισαγωγής	50 °ΓΣ ΜΚΝΣ	
	Άνοιγμα βαλβίδας εξαγωγής	50 °ΓΣ ΠΚΝΣ	
	Κλείσιμο βαλβίδας εξαγωγής	15 °ΓΣ ΜΑΝΣ	

8.4.3 Υπολογιστικά δεδομένα

Για την αξιόπιστη προσομοίωση του κινητήρα CFR διεξήχθη αρχικά μελέτη ανεξαρτησίας πλέγματος και χρονικού βήματος, ώστε να εξακριβωθεί ποιά πυκνότητα πλεγματικών γραμμών και ποιο χρονικό βήμα συνδυάζουν καλή ακρίβεια υπολογιστικών αποτελεσμάτων και σχετικά μειωμένο υπολογιστικό χρόνο. Η μελέτη ανεξαρτησίας του πλέγματος έγινε στη διάταξη με το διάφραγμα στη βαλβίδα εισαγωγής, αφού η αυξημένη συστολή του αέρα, επομένως και η ταχύτητά του, απαιτούν μεγαλύτερη πυκνότητα πλεγματικών γραμμών. Αντίθετα, η μελέτη ανεξαρτησίας χρονικού βήματος έγινε στη διάταξη χωρίς διάφραγμα στη βαλβίδα εισαγωγής, διότι λειτουργεί σε χαμηλότερη ταχύτητα περιστροφής (600 rpm), οπότε υπάρχει η απαίτηση χρήσης μικρότερου χρονικού βήματος. Πρέπει να επισημανθεί ότι τα υπολογιστικά πλέγματα κατασκευάστηκαν ακολουθώντας τη μεθοδολογία που παρουσιάστηκε σε προηγούμενο κεφάλαιο (Κεφάλαιο 4), ενώ έχουν αρκετά απλή μορφή καθώς η κεφαλή του κυλίνδρου και του εμβόλου είναι επίπεδη.

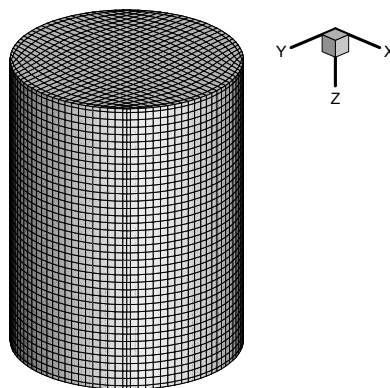
Σχετικά με την ανεξαρτησία του πλέγματος, κατασκευάστηκαν τέσσερα πλέγματα με αριθμό πλεγματικών γραμμών ανά διεύθυνση ίσο με: (10x10x20), (20x20x30), (30x30x40) και (40x40x50), όπου η τρίτη διεύθυνση είναι η αξονική. Κριτήριο για την επιλογή του

κατάλληλου πλέγματος είναι η σύγκλιση της τοπικής ροής θερμότητας, στο σημείο μέτρησης του κινητήρα με διάφραγμα της βαλβίδας εισαγωγής. Τα αποτελέσματα των προσομοιώσεων με τη χρήση των τεσσάρων πλεγμάτων φαίνονται στο Σχήμα 33.



Σχήμα 33. Υπολογισμένη τοπική ροή θερμότητας με τέσσερα διαφορετικά πλέγματα (κινητήρας CFR με διάφραγμα βαλβίδας εισαγωγής)

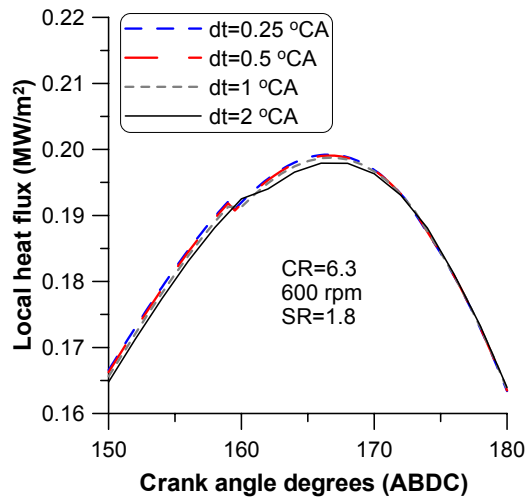
Παρατηρείται ότι με τη χρήση των τριών πιο πυκνών πλεγμάτων προκύπτουν παρόμοια υπολογιστικά αποτελέσματα. Επιπλέον, καθώς μειώνεται η διάσταση των κελιών, αυξάνεται η ροή θερμότητας, όπως διαπιστώθηκε επίσης στην εργασία [11]. Επομένως, επιλέχθηκε το πλέγμα με αριθμό πλεγματικών γραμμών ίσο με (30x30x40), το οποίο παρέχει αποτελέσματα ανεξάρτητα των διαστάσεων των κελιών και το οποίο χρησιμοποιήθηκε στις υπόλοιπες προσομοιώσεις. Το πλέγμα αυτό φαίνεται στο Σχήμα 34 κατά την αρχή των προσομοιώσεων (κλείσιμο βαλβίδας εισαγωγής).



Σχήμα 34. Υπολογιστικό πλέγμα του κινητήρα CFR κατά την αρχή της προσομοίωσης

Συνεχίζοντας στη μελέτη ανεξαρτησίας χρονικού βήματος, εξετάστηκαν τέσσερα χρονικά βήματα που αντιστοιχούν σε 0.25, 0.5, 1 και 2 °ΓΣ. Για την επιλογή του κατάλληλου

χρονικού βήματος έγιναν προσομοιώσεις με τη χρήση των τεσσάρων χρονικών βημάτων για τον υπολογισμό της τοπικής ροής θερμότητας στην κεφαλή του κυλίνδρου χωρίς διάφραγμα της βαλβίδας εισαγωγής, που λειτουργεί σε χαμηλή ταχύτητα περιστροφής. Τα υπολογιστικά αποτελέσματα που προκύπτουν φαίνονται στο Σχήμα 35.



Σχήμα 35. Υπολογισμένη τοπική ροή θερμότητας με τέσσερα διαφορετικά χρονικά βήματα (κινητήρας CFR χωρίς διάφραγμα βαλβίδας εισαγωγής)

Τα υπολογιστικά αποτελέσματα με μεταβλητό χρονικό βήμα διαφέρουν ελάχιστα. Επιπλέον, η τοπική ροή θερμότητας με τη χρήση των τριών μικρότερων χρονικών βημάτων σχεδόν ταυτίζεται. Το χρονικό βήμα που τελικά επιλέχθηκε είναι αυτό που αντιστοιχεί σε 0.5 °ΓΣ, το οποίο παρέχει λύσεις, ανεξάρτητες από το χρονικό βήμα που χρησιμοποιείται, διατηρώντας τον απαιτούμενο υπολογιστικό χρόνο σε σχετικά χαμηλά επίπεδα.

Ορισμένες αρχικές και οριακές συνθήκες που χρησιμοποιήθηκαν στις προσομοιώσεις φαίνονται στον Πίνακα 12, όπου γίνεται αντιληπτή η συμπίεση και η έντονη προθέρμανση του αέρα εισαγωγής [41].

Πίνακας 12. Αρχικές και οριακές συνθήκες στον κινητήρα CFR

	Κινητήρας CFR με βαλβίδα χωρίς διάφραγμα	Κινητήρας CFR με βαλβίδα με διάφραγμα
Αρχικός λόγος συστοφής	1.8	8
Θερμοκρασία αέρα εισαγωγής	703 K	588 K
Αρχική θερμοκρασία αέρα	747 K	630 K
Αρχική πίεση κυλίνδρου	1.78 bar	1.64 bar
Θερμοκρασία τοιχωμάτων	400 K	400 K
Αρχική rms ταχύτητα (u')	5.9 m/s	16.7 m/s

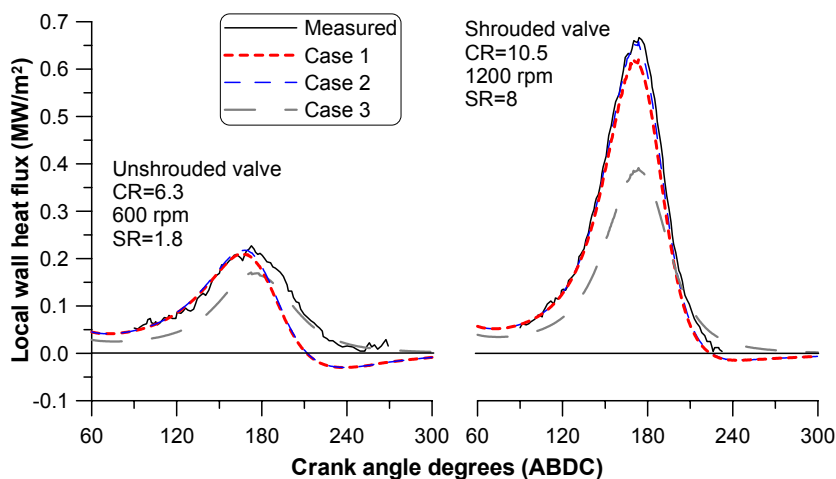
Οι διαφορετικές περιπτώσεις προσομοίωσης φαίνονται στον Πίνακα 13. Το νέο μοντέλο μεταφοράς θερμότητας [18] αντιστοιχεί σε αυτό που αναπτύχθηκε στα πλαίσια της παρούσας Διδακτορικής Διατριβής και παρουσιάστηκε σε προηγούμενο κεφάλαιο (Κεφάλαιο 5). Με τη σύγκριση των δύο πρώτων περιπτώσεων (Περιπτώσεις 1,2) μπορεί να διαπιστωθεί η επιρροή που έχει η χρήση του μοντέλου διακένων [20] στην υπολογισμένη πίεση και τοπική ροή θερμότητας, σε σχέση με τα διαθέσιμα πειραματικά δεδομένα. Ενώ με τη σύγκριση των περιπτώσεων 2,3, αξιολογείται η βελτίωση των υπολογισμών που επιφέρει το μοντέλο μεταφοράς θερμότητας που αναπτύχθηκε, σε σχέση με το μοντέλο των Launder και Spalding [9].

Πίνακας 13. Περιπτώσεις προσομοίωσης του κινητήρα CFR

Περίπτωση	Μοντέλο μεταφοράς θερμότητας	Μοντέλο διακένων
1	Νέο [18]	Ναι [20]
2	Νέο [18]	Όχι
3	Launder και Spalding [9]	Όχι

8.4.4 Αποτελέσματα

Στο Σχήμα 36 φαίνεται η υπολογισμένη τοπική ροή θερμότητας (σε απόσταση ίση με 28.6 mm από τον άξονα του κυλίνδρου) για τις δύο διατάξεις του κινητήρα (με και χωρίς διάφραγμα βαλβίδας). Οι υπολογισμοί αφορούν τις τρεις περιπτώσεις προσομοίωσης του Πίνακα 13, οι οποίες συγκρίνονται με τις αντίστοιχες μετρημένες τιμές [41].

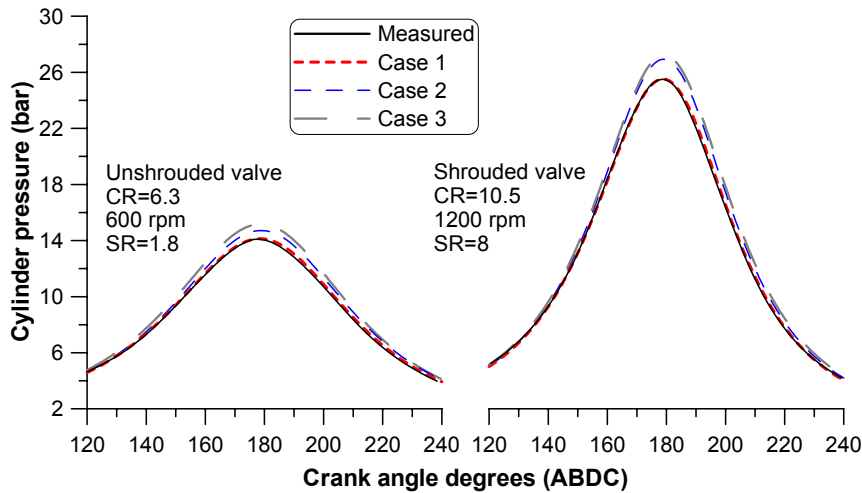


Σχήμα 36. Σύγκριση υπολογισμένων ροών θερμότητας των τριών περιπτώσεων με τις μετρημένες τιμές για τις δύο διατάξεις (με και χωρίς διάφραγμα βαλβίδας) του κινητήρα CFR

Παρατηρείται ότι με τη χρήση του μοντέλου διακένων (Περίπτωση 1) η υπολογισμένη ροή θερμότητας μεταβάλλεται σε κάποιο βαθμό, σε σχέση με τα αποτελέσματα της περίπτωσης 2. Σε χαμηλές στροφές και συστροφή αυτή η μεταβολή είναι αμελητέα, ενώ σε υψηλότερες στροφές και με έντονη συστροφή αρχίζει να γίνεται σημαντική. Ωστόσο, και στις δύο περιπτώσεις οι υπολογισμένες τιμές είναι αρκετά κοντά στις πειραματικές, με μόνη εξαίρεση την περίοδο της αποτόνωσης για τον κινητήρα χωρίς διάφραγμα βαλβίδας, όπου η υπολογισμένη ροή θερμότητας υποεκτιμάται. Το φαινόμενο αυτό δεν παρατηρείται σε συνθήκες υψηλής συστροφής και στροφών, όπου λόγω του αυξημένου επιπέδου της τύρβης προκύπτει πολύ καλή σύμπτωση των υπολογισμένων τιμών με τις διαθέσιμες μετρήσεις.

Γενικά, η μέγιστη τιμή της ροής θερμότητας των περιπτώσεων 1,2 βρίσκεται αρκετά κοντά στη μετρημένη, όπως επίσης και η χρονική στιγμή εμφάνισής της, πράγμα που δεν ισχύει και για την προσομοίωση της περίπτωσης 3 (χρήση του μοντέλου των Launder και Spalding [9] και χωρίς μοντέλο διακένων), όπου παρατηρείται μια σημαντική υποεκτίμηση των απωλειών θερμότητας. Η υποεκτίμηση αυτή γίνεται πιο έντονη σε συνθήκες υψηλών στροφών, όπου πλησιάζει το 50% της μετρημένης τιμής [17].

Στη συνέχεια, εξετάζεται η πίεση του κυλίνδρου όπως υπολογίζεται από τις τρεις περιπτώσεις προσομοίωσης και συγκρίνεται με τις πειραματικές τιμές για τις δύο διατάξεις του κινητήρα. Στο Σχήμα 37 φαίνεται αυτή η σύγκριση, όπου παρατηρείται ότι η υπολογισμένη πίεση χωρίς τη χρήση ενός αξιόπιστου μοντέλου μεταφοράς θερμότητας (Περίπτωση 3) είναι υπερεκτιμημένη σε σχέση με τη μετρημένη (ειδικά η μέγιστη πίεση), κυρίως στον κινητήρα με υψηλή ταχύτητα περιστροφής και συστροφή. Επιπλέον, με τη χρήση ενός αξιόπιστου μοντέλου μεταφοράς θερμότητας [18] (Περίπτωση 2) παρατηρείται κάποια απόκλιση της υπολογισμένης πίεσης σε σχέση με τη μετρημένη, η οποία όμως είναι μικρότερη σε σχέση με την αντίστοιχη διαφορά της Περίπτωσης 3. Αντίθετα, τα υπολογιστικά αποτελέσματα της Περίπτωσης 1 σχεδόν ταυτίζονται με τις πειραματικές τιμές και στις δύο διατάξεις του κινητήρα (με και χωρίς διάφραγμα βαλβίδας), τόσο κατά τη συμπίεση όσο και κατά την αποτόνωση. Βέβαια, στην περίπτωση αυτή η πίεση κατά την αποτόνωση έχει λίγο υψηλότερες τιμές σε σχέση με τη μετρημένη, κυρίως για τη διάταξη του κινητήρα χωρίς το διάφραγμα βαλβίδας, γεγονός που οφείλεται στην υποεκτίμηση της ροής θερμότητας (βλέπε Σχήμα 36).



Σχήμα 37. Σύγκριση υπολογισμένων πιέσεων των τριών περιπτώσεων με τις μετρημένες τιμές για τις δύο διατάξεις (με και χωρίς διάφραγμα βαλβίδας) του κινητήρα CFR

8.4.5 Συμπεράσματα

Με τη διερεύνηση των τριών υπολογιστικών περιπτώσεων και τη σύγκριση των τοπικών ροών θερμότητας και πιέσεων του κυλίνδρου με τις αντίστοιχες μετρημένες τιμές, διαπιστώθηκε ότι για να προσομοιωθεί επαρκώς ο μηχανισμός μεταφοράς θερμότητας είναι απαραίτητη η χρήση ενός αξιόπιστου μοντέλου μεταφοράς θερμότητας, όπως αυτό που αναπτύχθηκε στα πλαίσια της παρούσας Διδακτορικής Διατριβής. Με τη χρήση του οι υπολογισμένες ροές θερμότητας βρίσκονται αρκετά κοντά στις μετρημένες, ενώ η μόνη αξιόλογη απόκλιση που παρατηρείται είναι κατά την περίοδο της αποτόνωσης σε συνθήκες χαμηλών στροφών και συστροφής.

Επιπλέον, με τη χρήση του μοντέλου διακένων του εμβόλου, παρόλο που εμφανίζεται μια ελαφριά απόκλιση των υπολογισμένων ροών θερμότητας από τις μετρημένες (περιορίζεται σε υψηλές στροφές και συστροφή), η πίεση του κυλίνδρου υπολογίζεται αρκετά αξιόπιστα σε όλη τη διάρκεια του κλειστού κύκλου λειτουργίας του κινητήρα, όπως συγκρίνεται με τις μετρημένες τιμές.

Προκύπτει σαν γενικό συμπέρασμα ότι με τη χρήση των δύο αυτών μοντέλων, δηλαδή του νέου μοντέλου μεταφοράς θερμότητας και διακένων του εμβόλου, περιγράφονται με περισσότερη αξιοπιστία οι διεργασίες που λαμβάνουν χώρα στο εσωτερικό του κυλίνδρου. Ο μηχανισμός της μεταφοράς θερμότητας περιγράφεται καλύτερα και, επιπλέον, λαμβάνεται υπόψιν η συναλλαγή μάζας με τα διάκενα. Όπως διαπιστώθηκε, με τη χρήση τους τα υπολογιστικά αποτελέσματα βρίσκονται αρκετά κοντά στις μετρημένες τιμές, ώστε κρίνεται επιβεβλημένη η χρήση τους στο ρευστομηχανικό κώδικα που αναπτύχθηκε. Επιπλέον, η χρήση των δύο αυτών μοντέλων δεν επιφέρει αύξηση του υπολογιστικού χρόνου, γεγονός

που είναι πολύ σημαντικό σε ρευστομηχανικούς κώδικες, ενώ επίσης δεν περιέχουν κάποιον διορθωτικό συντελεστή.

Βιβλιογραφία Κεφαλαίου 8

- [1] Alkidas AC. Heat transfer characteristics of a spark-ignition engine. *Trans ASME, J Heat Transfer* 1980;102(2):189–93.
- [2] Alkidas AC. Thermal loading of the cylinder head of a spark-ignition engine. *Heat Transfer Eng* 1982;3(3):66–75.
- [3] Yang J, Pierce P, Martin JK, Foster DE. Heat transfer predictions and experiments in a motored engine. *Trans SAE, J Engines* 1988;97:1608–22 [SAE Paper no. 881314].
- [4] Farrell PV, Verhoeven DD. Heat transfer measurements in a motored engine using speckle interferometry. SAE Paper no. 870456; 1987.
- [5] Nijeweme DJO, Kok JBW, Stone CR, Wyszynski L. Unsteady in-cylinder heat transfer in a spark ignition engine: Experiments and modeling. *Proc Inst Mech Engrs, Part D, J Automobile Eng* 2001;215(6):747–60.
- [6] Wang X, Stone CR. A study of combustion, instantaneous heat transfer, and emissions in a spark ignition engine during warm-up. *Proc Inst Mech Engrs, Part D, J Automobile Eng* 2008;222(4):607–18.
- [7] Lawton B. Effect of compression and expansion on instantaneous heat transfer in reciprocating internal combustion engines. *Proc Inst Mech Engrs, Part A*, 1987;201:175–86.
- [8] Dao K, Uyehara OA, Myers PS. Heat transfer rates at gas-wall interfaces in motored piston engine. SAE Paper no. 730632; 1973.
- [9] Launder BE, Spalding DB. The numerical computation of turbulent flows. *Computer Methods Appl Mechanics Eng* 1974;3(2):269–89.
- [10] Ikegami M, Kidoguchi Y, Nishiwaki K. A multidimensional model prediction of heat transfer in non-fired engines. SAE Paper no. 860467; 1986.
- [11] Wu HW, Perng SW. LES analysis of turbulent flow and heat transfer in motored engines with various SGS models. *Int J Heat Mass Transfer* 2002;45(11):2315–28.
- [12] Han Z, Reitz RD. A temperature wall function formulation for variable-density turbulent flows with application to engine convective heat transfer modeling. *Int J Heat Mass Transfer* 1997;40(3):613–25.
- [13] Huh KY, Chang IP, Martin JK. A comparison of boundary layer treatments for heat transfer in IC engines. SAE Paper no. 900252; 1990.

- [14] Soyhana HS, Yasara H, Walmsleya H, Heada B, Kalghatgia GT, Sorousbay C. Evaluation of heat transfer correlations for HCCI engine modeling. *Appl Therm Eng* 2009;29(2-3):541-9.
- [15] Rakopoulos CD, Kosmadakis GM, Pariotis EG. Investigation of piston bowl geometry and speed effects in a motored HSDI diesel engine using a CFD against a quasi-dimensional model. *Energy Convers Manage* 2010;51(3):470–84.
- [16] Demuyneck J, Raes N, Zuliani M, De Paepe M, Sierens R, Verhelst S. Local heat flux measurements in a hydrogen and methane spark ignition engine with a thermopile sensor. *Int J Hydrogen Energy* 2009;34(24):9857–68.
- [17] Angelberger C, Poinso T, Delhaye B. Improving near-wall combustion and wall heat transfer modeling in SI engine computations. SAE Paper no. 972881; 1997.
- [18] Rakopoulos CD, Kosmadakis GM, Pariotis EG. Critical evaluation of current heat transfer models used in CFD in-cylinder engine simulations and establishment of a comprehensive wall-function formulation. *Appl Energy* 2010;87(5):1612–30.
- [19] Chiu CP, Kuo YS. Numerical study of the turbulent heat transfer in a motorized engine utilizing a two-boundary method-grid generation technique. *Numer Heat Transfer, Part A–Applications* 1995;28(2):215–30.
- [20] Rakopoulos CD, Kosmadakis GM, Dimaratos AM, Pariotis EG. Investigating the effect of crevice flow on internal combustion engines using a new simple crevice model implemented in a CFD code. *Appl Energy* 2011;88(1):111–26.
- [21] Yang J, Martin JK. Approximate solution- one-dimensional energy equation for transient, compressible, low Mach number turbulent boundary layer flows. *Trans ASME, J Heat Transfer* 1989;111(3):619–24.
- [22] Cho K-W, Assanis D, Filipi F, Szekely G, Najt P, Rask R. Experimental investigation of combustion and heat transfer in a direct-injection spark ignition engine via instantaneous combustion chamber surface temperature measurements. *Proc Inst Mech Engrs, Part D, J Automobile Eng* 2008;222(11):2219–33.
- [23] Kleemann AP, Gosman AD, Binder KB. Heat transfer in diesel engines: A CFD evaluation study. In: *Proc of 5th Int Symposium on “Diagnostics and Modelling of Combustion in Internal Combustion Engines (COMODIA 2001)”*, Nagoya, Japan, July 2001, pp. 123–31.
- [24] Zhao JX, Lee CF. Modeling of blow-by in a small-bore high-speed direct-injection optically accessible diesel engine. SAE Paper no. 2006-01-0649; 2006.
- [25] Su H, Mosbach S, Kraft M, Bhave A, Kook S, Bae C. Two-stage fuel direct injection in a diesel fuelled HCCI engine. SAE Paper no. 2007-01-1880; 2007.

- [26] Alkidas AC. Combustion-chamber crevices: the major source of engine-out hydrocarbon emissions under fully warmed conditions. *Prog Energy Combust Sci* 1999;25(3):253–73.
- [27] Ebner HW, Jaschek AO. Importance of blow-by measurements, measuring equipment required and implementation. SAE Paper no. 981081; 1998.
- [28] Tian T, Noordzij LB, Wong VW, Heywood JB. Modeling piston-ring dynamics, blowby, and ring-twist effects. *Trans ASME, J Eng Gas Turbines Power* 1998;120(4):843–54.
- [29] Tian T. Modeling the performance of piston ring-pack in IC engines. Ph.D. Thesis, Massachusetts Institute of Technology, Dept. of Mechanical Engineering, Cambridge, MA, USA, 1997 (<http://dspace.mit.edu/handle/1721.1/30336>).
- [30] Kim CG, Bae CS, Choi SM. Importance of inter-ring crevice volume as a source of unburned hydrocarbon emissions-numerical considerations. *Proc Inst Mech Engrs, Part D, J Automob Eng* 2000;214(4):395–403.
- [31] Rakopoulos CD, Rakopoulos DC, Giakoumis EG, Dimaratos AM. Investigation of the combustion of neat cottonseed oil or its neat bio-diesel in a HSDI diesel engine by experimental heat release and statistical analyses. *Fuel* 2010;89(12):3814–26.
- [32] Lamaris VT, Hountalas DT. Validation of a diagnostic method for estimating the compression condition of direct injection diesel engines. *Proc Inst Mech Engrs, Part A, J Power Energy* 2010;224(4):517–32.
- [33] Reuss DL, Kuo Tang-Wei, Khalighi B, Haworth D, Rosalik M. Particle image velocimetry measurements in a high-swirl engine used for evaluation of computational fluid dynamics calculations. *Trans SAE, J Engines* 1995;104:2073–92 [SAE Paper no. 952381].
- [34] Klett DE, Indire DM. Combined effects of JP-8 fuel and ceramic thermal barrier coatings on the performance and emissions of a DI diesel engine. Final progress report, US Army Research Office, 1999 (<http://www.dtic.mil/cgi-bin/GetTRDoc?AD=ADA369867&Location=U2&doc=GetTRDoc.pdf>).
- [35] Namazian M. Studies of combustion and crevice gas motion in a flow-visualization spark-ignition engine. Ph.D. Thesis, Massachusetts Institute of Technology, Dept. of Mechanical Engineering, Cambridge, MA, USA, 1981 (<http://dspace.mit.edu/handle/1721.1/15857>).
- [36] Namazian M, Heywood JB. Flow in the piston-cylinder-ring crevices of a spark-ignition engine: effect on hydrocarbon emissions, efficiency and power. *Trans SAE (Section 1)* 1982;91:261–88 [SAE Paper no. 820088].
- [37] Kuo T-W, Sellnau MC, Theobald MA, Jones JD. Calculation of flow in the piston-cylinder-ring crevices of a homogeneous-charge engine and comparison with experiment. SAE Paper no. 890838; 1989.

- [38] Aghdam EA, Kabir MM. Validation of a blowby model using experimental results in motoring condition with the change of compression ratio and engine speed. *Exp Thermal Fluid Sci* 2010;34(2):197–209.
- [39] Cheng KY, Shayler PJ, Murphy M. The influence of blow-by on indicated work output from a diesel engine under cold start conditions. *Proc Inst Mech Engrs, Part D, J Automob Eng* 2004;218(3):333–40.
- [40] Goldsborough SS, Potokar CJ. The influence of crevice flows and blow-by on the charge motion and temperature profiles within a rapid compression expansion machine used for chemical kinetic (HCCI) studies. SAE Paper no. 2007-01-0169; 2007.
- [41] Boggs D, Borman G. Calculation of heat flux integral length scales from spatially-resolved surface temperature measurements in an engine, *Trans SAE, J Engine* 1991;100:1242–58 [SAE Paper no. 910721].
- [42] Boggs DL. Spatially-resolved measurements of instantaneous engine heat flux. Ph.D. Thesis, University of Wisconsin-Madison, Madison, WI, USA, 1990.

9. ΑΠΟΤΙΜΗΣΗ ΜΟΝΤΕΛΟΥ ΚΑΥΣΗΣ ΚΑΙ ΛΕΠΤΟΜΕΡΗΣ ΔΙΕΡΕΥΝΗΣΗ ΦΑΙΝΟΜΕΝΩΝ ΚΑΥΣΗΣ ΣΕ ΚΙΝΗΤΗΡΑ ΟΤΤΟ ΜΕ ΚΑΥΣΙΜΟ ΥΔΡΟΓΟΝΟ

9.1 Εισαγωγή

Στο παρόν κεφάλαιο θα παρουσιαστούν τα υπολογιστικά αποτελέσματα σχετικά με έναν ερευνητικό κινητήρα Otto με έμμεση έγχυση του υδρογόνου στον οχετό εισαγωγής, για τον οποίο είναι διαθέσιμα πειραματικά δεδομένα. Σκοπός του κεφαλαίου είναι η αποτίμηση του μοντέλου καύσης που αναπτύχθηκε και η σε βάθος διερεύνηση της λειτουργίας, της απόδοσης και του μηχανισμού παραγωγής ρύπων του κινητήρα Otto με καύσιμο υδρογόνο.

Στην αρχή της αποτίμησης του μοντέλου καύσης θα γίνει η εξέταση των δύο επικρατέστερων εκφράσεων της στρωτής ταχύτητας της φλόγας υδρογόνου, ώστε να επιλεγεί τελικά αυτή που δίνει πιο ακριβή αποτελέσματα. Στη συνέχεια, θα γίνει η λεπτομερής αποτίμηση του μοντέλου καύσης που αναπτύχθηκε, συγκρίνοντας τα υπολογιστικά αποτελέσματα με διαθέσιμες πειραματικές μετρήσεις σε έναν κινητήρα Otto με καύσιμο το υδρογόνο, εξετάζοντας τη μεταβολή διάφορων παραμέτρων (φορτίο, βαθμός συμπίεσης, χρονισμός έναυσης). Ο σκοπός είναι να διαπιστωθεί η αξιοπιστία του μοντέλου καύσης που αναπτύχθηκε.

Στο δεύτερο μέρος του κεφαλαίου θα διερευνηθεί σε βάθος η λειτουργία, η απόδοση και οι παραγόμενοι ρύποι μονοξειδίου του αζώτου του ίδιου κινητήρα Otto σε διαφορετικά σημεία λειτουργίας, καθώς θα γίνει περαιτέρω επεξεργασία των υπολογιστικών αποτελεσμάτων σε συνδυασμό με διαθέσιμα πειραματικά δεδομένα. Θα αναλυθεί ο καταμερισμός της διαθέσιμης χημικής ενέργειας του καυσίμου (π.χ. απώλειες της καύσης, θερμότητα καυσαερίων κτλ.), ενώ θα διερευνηθεί με λεπτομέρεια ο μηχανισμός της μεταφοράς θερμότητας.

Στα πλαίσια της μελέτης αυτής, θα γίνει και η αποτίμηση του μοντέλου μεταφοράς θερμότητας που αναπτύχθηκε σε συνθήκες με καύση, με τη σύγκριση των υπολογισμένων τοπικών ροών θερμότητας με τις διαθέσιμες πειραματικές τιμές. Επιπλέον, θα εξεταστεί η χρήση του μοντέλου των διακένων και η χρησιμότητά του στην αξιοπιστία των υπολογισμών σε συνθήκες με καύση.

Ο τελικός σκοπός της μελέτης αυτής είναι η λεπτομερής διερεύνηση κινητήρων Otto με καύσιμο υδρογόνο, αποτελώντας τη βάση για την αύξηση της συνολικής απόδοσής τους και τη μελέτη των στρατηγικών λειτουργίας τους, καθώς και η περιγραφή του μηχανισμού παραγωγής ρύπων (μονοξειδίου του αζώτου) σε διάφορες περιπτώσεις (μεταβολή φορτίου και βαθμού συμπίεσης).

9.2 Επιλογή έκφρασης στρωτής ταχύτητας φλόγας υδρογόνου και αποτίμηση μοντέλου καύσης υδρογόνου σε κινητήρα Otto

9.2.1 Εισαγωγή

Στην υπο-παράγραφο αυτή, θα επιλεγεί αρχικά η κατάλληλη έκφραση της στρωτής ταχύτητας της φλόγας υδρογόνου. Ύστερα από τη σχετική ανάλυση σε προηγούμενο κεφάλαιο (Κεφάλαιο 6), οι επικρατέστερες είναι δύο πρόσφατες εκφράσεις, αυτή του Verhelst [1] και των Gerke και συνεργατών [2]. Θα διερευνηθεί η χρήση των δύο αυτών εκφράσεων στο μοντέλο καύσης που αναπτύχθηκε, ώστε να διαπιστωθεί ποιά είναι η καταλληλότερη για να χρησιμοποιηθεί στις υπόλοιπες προσομοιώσεις. Αυτό θα επιτευχθεί με την προσομοίωση ενός κινητήρα Otto με καύσιμο υδρογόνο σε ένα σημείο λειτουργίας, όπου θα συγκριθούν τα υπολογιστικά αποτελέσματα με τις διαθέσιμες πειραματικές μετρήσεις μίας άλλης ερευνητικής ομάδας [1,3,4].

Στη συνέχεια, θα γίνει μια λεπτομερής αποτίμηση του μοντέλου καύσης, όπου τα αποτελέσματα των προσομοιώσεων θα συγκριθούν με τα διαθέσιμα πειραματικά δεδομένα του ίδιου κινητήρα σε διάφορες συνθήκες λειτουργίας. Η σύγκριση αυτή καλύπτει διάφορα μεγέθη, όπως το δυναμοδεικτικό διάγραμμα, τον καθαρό ρυθμό έκλυσης θερμότητας, το ενδεικνύμενο έργο κατά τη διάρκεια του κλειστού κύκλου λειτουργίας και τους εκπεμπόμενους ρύπους μονοξειδίου του αζώτου (NO), ενώ οι συνθήκες λειτουργίας που εξετάστηκαν περιλαμβάνουν τη μεταβολή του λόγου ισοδυναμίας, του χρονισμού έναυσης και του βαθμού συμπίεσης.

9.2.2 Πειραματική διερεύνηση

Οι πειραματικές μετρήσεις διενεργήθηκαν από μία άλλη ερευνητική ομάδα [1,3,4] σε έναν κινητήρα Otto (Cooperative Fuel Research–CFR), που λειτουργεί σε σταθερή ταχύτητα περιστροφής ίση με 600 rpm. Το καύσιμο (αέριο υδρογόνο) εισάγεται στον οχετό εισαγωγής

με τη χρήση ενός εξαεριωτή (καρμπυρατέρ) και για τον έλεγχο της παροχής του χρησιμοποιείται μια ρυθμιστική βαλβίδα. Με τον τρόπο αυτόν η ρύθμιση του φορτίου γίνεται με την αλλαγή του λόγου ισοδυναμίας (ποιοτική ρύθμιση), που είναι εφικτή λόγω του μεγάλου εύρους αναφλεξιμότητας του υδρογόνου σε αέρα (4-75% κ.ό., [1]). Επομένως, ο κινητήρας λειτουργεί συνεχώς με πλήρως ανοιχτή ρυθμιστική δικλείδα (wide open throttle–WOT), με αποτέλεσμα να έχει υψηλή απόδοση για ένα μεγάλο εύρος του φορτίου [5,6]. Τα κύρια χαρακτηριστικά του κινητήρα CFR δίνονται στον Πίνακα 1.

Πίνακας 1. Κύρια χαρακτηριστικά του κινητήρα CFR

Κινητήρας και τύπος	Ερευνητικός κινητήρας CFR, μονοκύλινδρος, τετράχρονος, φυσικής αναπνοής, υδρόψυκτος	
Διάμετρος εμβόλου	82.55 mm	
Διαδρομή εμβόλου	114.2 mm	
Όγκος εμβολισμού	0.6117 l	
Μήκος διωστήρα	254 mm	
Βαθμός συμπίεσης	Μεταβλητός	
Βαλβίδες	2 (χωρίς διάφραγμα)	
Ταχύτητα περιστροφής	600 rpm (σταθερή)	
Χρονισμός έναυσης	Μεταβλητός	
Λόγος ισοδυναμίας	Μεταβλητός	
Αριθμός ελατηρίων διακένων	5	
Χρονισμός βαλβίδων	Άνοιγμα βαλβίδας εισαγωγής	18 °ΓΣ ΜΑΝΣ
	Κλείσιμο βαλβίδας εισαγωγής	25 °ΓΣ ΜΚΝΣ
	Άνοιγμα βαλβίδας εξαγωγής	34 °ΓΣ ΠΚΝΣ
	Κλείσιμο βαλβίδας εξαγωγής	7 °ΓΣ ΜΑΝΣ

Τα διαθέσιμα πειραματικά δεδομένα αφορούν τις παροχές του αέρα και καυσίμου (υδρογόνου) στον οχετό εισαγωγής και το δυναμοδεικτικό διάγραμμα, ενώ οι εκπεμπόμενοι ρύποι οξειδίων του αζώτου (NO_x) είναι διαθέσιμοι για ένα μέρος των συνολικών μετρήσεων, όπως θα φανεί στη συνέχεια. Οι συνθήκες λειτουργίας που εξετάστηκαν αφορούν τη μεταβολή του λόγου ισοδυναμίας (ϕ), του χρονισμού έναυσης (ignition timing – IT) και του βαθμού συμπίεσης (compression ratio – CR).

Η πλήρης περιγραφή της πειραματικής εγκατάστασης, καθώς και περισσότερες πληροφορίες σχετικά με τη διεξαγωγή των μετρήσεων μπορούν να αναζητηθούν στις εργασίες [1,4,7].

9.2.3 Υπολογιστικά δεδομένα

Οι περιπτώσεις που εξετάστηκαν, σχετικά με την επιλογή της κατάλληλης έκφρασης της στρωτής ταχύτητας της φλόγας και την πλήρη αποτίμηση του μοντέλου καύσης, φαίνονται στον Πίνακα 2.

Πίνακας 2. Συνθήκες λειτουργίας του κινητήρα CFR

Περίπτωση	Λόγος ισοδυναμίας (ϕ)	Βαθμός συμπίεσης (CR)	Χρονισμός έναυσης ($^{\circ}$ ΓΣ ΠΑΝΣ)
1	0.71	8	15
2	0.59	8	15
3	0.50	8	15
4	0.59	8	10
5	0.59	8	20
6	0.59	7	15
7	0.59	9	15
8	0.59	9.5	15

Οι Περιπτώσεις 1-3 του Πίνακα 2 αντιστοιχούν σε μεταβλητό λόγο ισοδυναμίας (φορτίο), οι Περιπτώσεις 2,4,5 σε μεταβλητό χρονισμό έναυσης, ενώ οι Περιπτώσεις 2,6,7,8 σε μεταβλητό βαθμό συμπίεσης. Επιπρόσθετα, για την Περίπτωση 8 θα διερευνηθεί η χρήση της κατάλληλης έκφρασης της στρωτής ταχύτητας της φλόγας του υδρογόνου, αφού αντιστοιχεί στον υψηλότερο βαθμό συμπίεσης, οπότε η πίεση και θερμοκρασία του αερίου κατά την έναυση είναι υψηλές, αυξάνοντας τις απαιτήσεις της έκφρασης που θα χρησιμοποιηθεί. Η ίδια περίπτωση (Περίπτωση 8) εφαρμόστηκε και για την εύρεση του διορθωτικού συντελεστή (A) που χρησιμοποιείται στην έκφραση της τυρβώδους ταχύτητας της φλόγας, ο οποίος στη συνέχεια παραμένει σταθερός και για τις υπόλοιπες προσομοιώσεις. Πρέπει να τονιστεί εδώ ότι όλες οι συνθήκες λειτουργίας είναι για σταθερή ταχύτητα περιστροφής του κινητήρα ίση με 600 rpm, ενώ οι προσομοιώσεις γίνονται κατά τον κλειστό κύκλο λειτουργίας.

Ορισμένες αρχικές και οριακές συνθήκες που εφαρμόστηκαν, αφορούν μετρημένα μεγέθη σε συγκεκριμένες χρονικές στιγμές, ενώ ορισμένες άλλες εκτιμώνται σύμφωνα με σχετικές εργασίες για το συγκεκριμένο κινητήρα. Οι αρχικές και οριακές συνθήκες των προσομοιώσεων αναφέρονται παρακάτω:

- Αρχική πίεση του κυλίνδρου κατά το κλείσιμο της βαλβίδας εισαγωγής (μετρημένη τιμή).

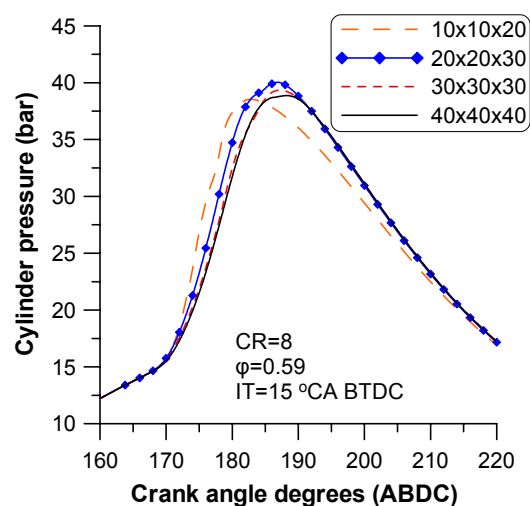
- Οι παγιδευμένες μάζες του αέρα και καυσίμου υπολογίζονται από τις μετρημένες παροχές του αέρα και υδρογόνου στον οχετό εισαγωγής.
- Οι θερμοκρασίες των τοιχωμάτων παραμένουν σταθερές κατά την προσομοίωση του κλειστού κύκλου λειτουργίας, ενώ εκτιμώνται βάσει των πειραματικών αποτελεσμάτων μίας πρόσφατης εργασίας στον ίδιο κινητήρα [4].
- Ο αρχικός λόγος συστροφής είναι χαμηλός και ίσος με 1.5, αφού η βαλβίδα εισαγωγής δεν φέρει διάφραγμα [8].
- Οι αρχικές παράμετροι της τύρβης κατά το κλείσιμο της βαλβίδας εισαγωγής που χρησιμοποιήθηκαν είναι οι ίδιες με μία αντίστοιχη εργασία που διερευνά τον ίδιο κινητήρα [8]. Επιπλέον, για κάθε περίπτωση του Πίνακα 2 εφαρμόστηκαν οι ίδιες αρχικές τιμές της τύρβης, αφού η ταχύτητα περιστροφής παραμένει σταθερή. Συγκεκριμένα, η rms τυρβώδης ταχύτητα (u') κατά το κλείσιμο της βαλβίδας εισαγωγής είναι ίση με 5.16 m/s και σύμφωνα με τους υπολογισμούς το μέγεθος αυτό στο ANΣ παίρνει τιμές γύρω στο 1 m/s [1] (από 0.9 m/s για το χαμηλό φορτίο έως 1.2 m/s για το υψηλό φορτίο). Η αρχική τιμή του ρυθμού καταστροφής της τυρβώδους κινητικής ενέργειας σχετίζεται με την ποσότητα $k_{IVC}^{1.5}$ και είναι επίσης σταθερή σε κάθε περίπτωση προσομοίωσης.
- Η αρχική θερμοκρασία του μίγματος είναι σταθερή για τις περιπτώσεις του Πίνακα 2 και ίση με 370 K [1,4].
- Η αρχική σύνθεση του μίγματος αποτελείται από H_2 , O_2 , N_2 και H_2O , ενώ η κατά μάζα σύσταση του κάθε συστατικού εξαρτάται από το λόγο ισοδυναμίας, τις μετρημένες εισερχόμενες παροχές αέρα και υδρογόνου στον κύλινδρο και από την κατά μάζα περιεκτικότητα του παραμένοντος καυσαερίου στον κύλινδρο (residual gas mass fraction). Για τον προσδιορισμό του τελευταίου υπάρχουν διαθέσιμες αναλυτικές εκφράσεις που εφαρμόστηκαν, οι οποίες στηρίζονται στον ιδανικό θερμοδυναμικό κύκλο λειτουργίας (κύκλος Otto στην προκειμένη περίπτωση) [9-11]. Πρέπει να επισημανθεί ότι στο συγκεκριμένο κινητήρα CFR δεν υπάρχει περίοδος επικάλυψης των βαλβίδων (valve overlapping period), οπότε ο υπολογισμός της παραμένουσας μάζας του καυσαερίου γίνεται απλούστερος [12]. Αυτή βρέθηκε ότι κυμαίνεται από 6.7-12%, εξαρτώμενη από το λόγο ισοδυναμίας και το βαθμό συμπίεσης.

Οι αρχικές και οριακές συνθήκες που μεταβάλλονται σε κάθε μία εξεταζόμενη περίπτωση, φαίνονται στον Πίνακα 3.

Πίνακας 3. Μεταβλητές αρχικές και οριακές συνθήκες για τις περιπτώσεις του Πίνακα 2

Περίπτωση	Θερμοκρασία τοιχώματος (K)	Αρχική πίεση (bar)
1	430	1.079
2	425	1.054
3	415	1.050
4	423	1.040
5	428	1.040
6	423	1.052
7	430	1.080
8	433	1.059

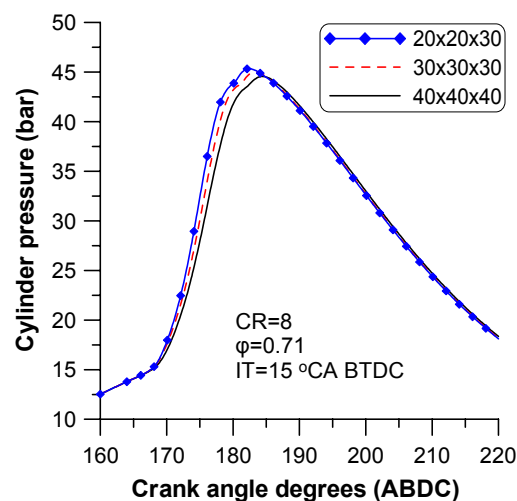
Το υπολογιστικό πλέγμα που χρησιμοποιήθηκε, κατασκευάστηκε με τη μεθοδολογία που παρουσιάστηκε σε προηγούμενο κεφάλαιο (Κεφάλαιο 4) και κατά την κίνηση του εμβόλου εφαρμόζεται η μεθοδολογία αφαίρεσης και προσθήκης πλεγματικών επιπέδων [13]. Για την επιλογή του κατάλληλου αριθμού πλεγματικών γραμμών σε κάθε διεύθυνση, πραγματοποιήθηκε μελέτη ανεξαρτησίας του πλέγματος. Συγκεκριμένα, κατασκευάστηκαν τέσσερα πλέγματα για το σκοπό αυτόν με μεταβλητή διάσταση κελιών, τα οποία έχουν (10x10x20), (20x20x30), (30x30x30) και (40x40x40) πλεγματικές γραμμές σε κάθε διεύθυνση. Στο Σχήμα 1 φαίνεται η υπολογισμένη πίεση που προκύπτει από τη χρήση των παραπάνω πλεγμάτων κατά την προσομοίωση της Περίπτωσης 2 του Πίνακα 2 (μεσαίο φορτίο).



Σχήμα 1. Υπολογισμένη πίεση με τη χρήση τεσσάρων πλεγμάτων με μεταβλητή διάσταση κελιών (Περίπτωση 2)

Παρατηρείται ότι καθώς αυξάνει ο αριθμός των πλεγματικών γραμμών, ο ρυθμός αύξησης της πίεσης (dP/dt) κατά τα πρώτα στάδια της καύσης είναι μικρότερος και η χρονική στιγμή εμφάνισης της μέγιστης πίεσης παρατηρείται αργότερα. Αυτό σχετίζεται με την ταχύτητα διάδοσης της φλόγας, η οποία εξαπλώνεται πιο γρήγορα, όταν τα υπολογιστικά κελιά έχουν μεγάλες διαστάσεις. Από το Σχήμα 1 προκύπτει το συμπέρασμα ότι καθώς πυκνώνει το πλέγμα, η υπολογισμένη πίεση συγκλίνει, αφού η πίεση που προκύπτει από τη χρήση των δύο πιο πυκνών πλεγμάτων ((30x30x30) και (40x40x40)) σχεδόν ταυτίζεται. Επιπλέον σημειώνεται, ότι η υπο-πλεγματική προσέγγιση για τον υπολογισμό του ρυθμού καύσης, που ακολουθείται στο μοντέλο καύσης, κάνει πιο ήπια την εξάρτηση της διάδοσης της φλόγας από τις διαστάσεις των κελιών.

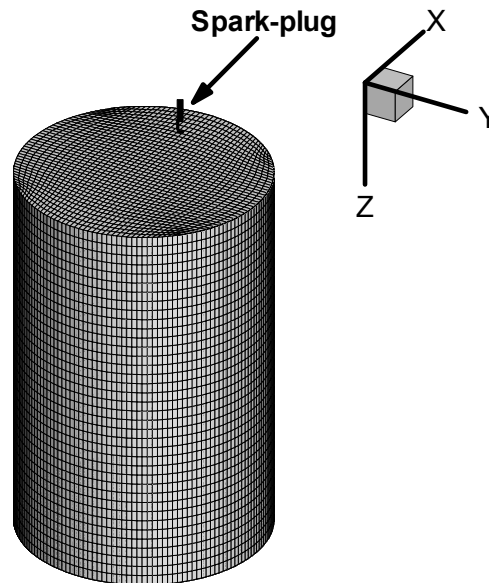
Με σκοπό την πιο αξιόπιστη προσομοίωση σε διάφορες συνθήκες, η μελέτη ανεξαρτησίας του πλέγματος διενεργήθηκε και σε μια άλλη περίπτωση του Πίνακα 2 με πιο υψηλό φορτίο (Περίπτωση 1). Τα υπολογιστικά αποτελέσματα που προκύπτουν φαίνονται στο Σχήμα 2, όπου έγινε χρήση μόνο των τριών πυκνότερων πλεγμάτων.



Σχήμα 2. Υπολογισμένη πίεση με τη χρήση των τριών πιο πυκνών πλεγμάτων με μεταβλητή διάσταση κελιών (Περίπτωση 1)

Γίνεται αντιληπτό, ότι σε υψηλό φορτίο τα υπολογιστικά αποτελέσματα με τη χρήση των δύο πιο πυκνών πλεγμάτων διαφέρουν μεταξύ τους σε κάποιο βαθμό, γεγονός που δεν διαφάνηκε στο μεσαίο φορτίο (βλέπε Σχήμα 1). Για το λόγο αυτόν προτιμήθηκε η χρήση του πιο πυκνού πλέγματος (40x40x40) σε όλες τις προσομοιώσεις, ώστε να προκύψουν αξιόπιστες λύσεις σε ένα μεγάλο εύρος συνθηκών λειτουργίας. Η χρήση του συγκεκριμένου πλέγματος επιφέρει μια σημαντική αύξηση του απαιτούμενου υπολογιστικού χρόνου, η οποία ενδεχομένως σε ορισμένες περιπτώσεις (κυρίως σε μεσαίο και χαμηλό φορτίο) να μην απαιτείται, αλλά κρίνεται αναγκαία ώστε να μην υφίσταται η αβεβαιότητα της χρήσης του κατάλληλου υπολογιστικού πλέγματος σε κάθε περίπτωση προσομοίωσης. Το πλέγμα

που χρησιμοποιήθηκε φαίνεται στο Σχήμα 3, όπου είναι σημειωμένη και η θέση του σπινθηριστή (περίπου 30 mm μακριά από τον άξονα του κυλίνδρου).



Σχήμα 3. Υπολογιστικό πλέγμα του κινητήρα CFR με σημειωμένη τη θέση του σπινθηριστή

Σχετικά με την επιλογή του χρονικού βήματος, αντίστοιχες μελέτες έχουν δείξει ότι κατά τον κλειστό κύκλο λειτουργίας σε αργόστροφους κινητήρες, όπως αυτός που διερευνάται εδώ, το χρονικό βήμα που αντιστοιχεί σε $0.5 \text{ }^\circ\text{C}$ είναι αρκετά μικρό, ώστε να δώσει ανεξάρτητες χρονικά λύσεις με ικανοποιητικά αποτελέσματα (βλέπε προηγούμενο κεφάλαιο) [13,14]. Κατά τη διάρκεια της καύσης το χρονικό βήμα μειώνεται περαιτέρω και γίνεται ίσο με $0.1 \text{ }^\circ\text{C}$, αντίστοιχα με την εργασία [15], ώστε να μπορεί να προσομοιωθεί επαρκώς η σημαντική μεταβολή των θερμοδυναμικών ιδιοτήτων του μίγματος κατά τη διάρκεια της καύσης. Πρέπει να επισημανθεί ότι οι αρχικές απόπειρες να διατηρηθεί σταθερό το χρονικό βήμα ($0.5 \text{ }^\circ\text{C}$) σε όλο τον κλειστό κύκλο λειτουργίας, οδήγησαν σε αρκετές περιπτώσεις στην απόκλιση της επαναληπτικής διαδικασίας, κυρίως σε υψηλά φορτία, λόγω της έντονης αύξησης της πίεσης και θερμοκρασίας κατά τα πρώτα στάδια διάδοσης της φλόγας. Με τη χρήση μικρότερου χρονικού βήματος (ίσο με $0.1 \text{ }^\circ\text{C}$ κατά την καύση) το ζήτημα αυτό επιλύθηκε σε όλες τις προσομοιώσεις που έγιναν, ενώ περαιτέρω μείωσή του δεν απέφερε ουσιαστικά καμία αλλαγή στα υπολογιστικά αποτελέσματα, ενώ συγχρόνως αυξανόταν ελάχιστα ο συνολικός υπολογιστικός χρόνος.

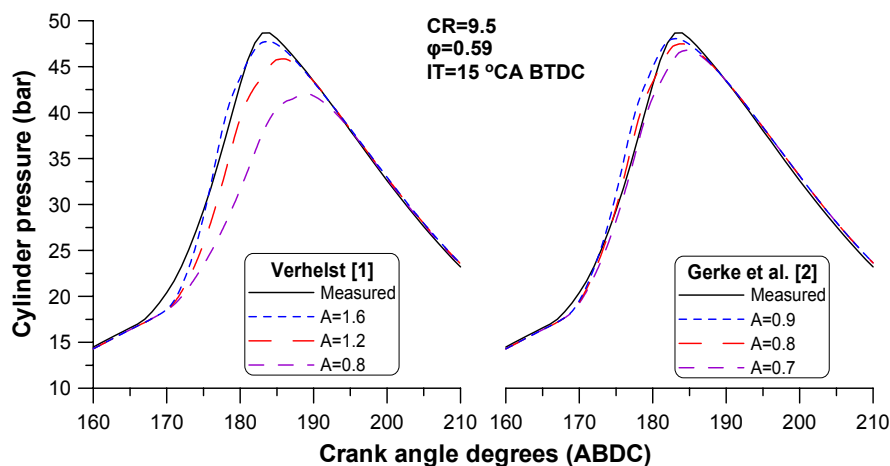
9.2.4 Αποτελέσματα

9.2.4.1 Επιλογή έκφρασης στρωτής ταχύτητας της φλόγας υδρογόνου

Πριν γίνει η λεπτομερής αποτίμηση του μοντέλου καύσης που αναπτύχθηκε, θα επιλεγεί η κατάλληλη έκφραση της στρωτής ταχύτητας της φλόγας υδρογόνου, ώστε να χρησιμοποιηθεί στο μοντέλο καύσης που αναπτύχθηκε. Όπως αναφέρθηκε προηγουμένως, για την επιλογή της κατάλληλης έκφρασης θα προσομοιωθεί η Περίπτωση 8 του Πίνακα 2 (υψηλός βαθμός συμπίεσης) και τα υπολογιστικά αποτελέσματα που προκύπτουν θα συγκριθούν με τις διαθέσιμες μετρήσεις. Παράλληλα, υπολογίζεται ο κατάλληλος διορθωτικός συντελεστής 'A', που περιέχεται στην έκφραση της τυρβώδους ταχύτητας της φλόγας που χρησιμοποιείται (Εξίσωση (1)). Λεπτομέρειες σχετικά με την έκφραση αυτή υπάρχουν στο Κεφάλαιο 6.

$$u_i = A (u')^{3/4} u_i^{1/2} D_{T,u}^{-1/4} L_i^{1/4} + u_i \quad (1)$$

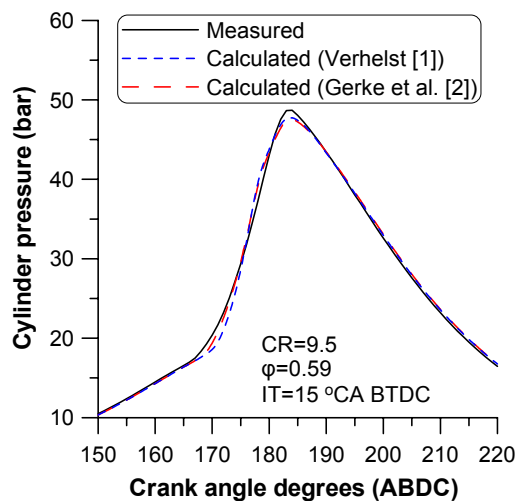
Ο διορθωτικός συντελεστής 'A' παίρνει αρκετά διαφορετικές τιμές με τη χρήση των δύο εκφράσεων της στρωτής ταχύτητας της φλόγας του υδρογόνου. Στο Σχήμα 4 (αριστερά) φαίνεται χαρακτηριστικά η μεταβολή της υπολογισμένης πίεσης με χρήση διαφορετικών τιμών του διορθωτικού συντελεστή 'A' με την έκφραση του Verhelst [1], σε σχέση με τη μετρημένη πίεση [1] για την Περίπτωση 8. Η καλύτερη σύμπτωση με τη μετρημένη πίεση παρατηρείται όταν ο συντελεστής αυτός λαμβάνει την τιμή 1.6, η οποία είναι αρκετά υψηλή σε σχέση με τις αντίστοιχες τιμές που μπορούν να βρεθούν στη βιβλιογραφία, οι οποίες κυμαίνονται από 0.4 έως περίπου 1 [15-17]. Ενώ, όταν χρησιμοποιείται η έκφραση των Gerke και συνεργατών [2], η καλύτερη σύμπτωση με τις πειραματικές τιμές παρατηρείται για τιμή του συντελεστή ίση με 0.8, όπως φαίνεται στο Σχήμα 4 (δεξιά).



Σχήμα 4. Υπολογισμένη πίεση με μεταβλητό διορθωτικό συντελεστή 'A', με χρήση των εκφράσεων του Verhelst [1] (αριστερά) και των Gerke και συνεργατών [2] (δεξιά) για τη στρωτή ταχύτητα της φλόγας και σύγκριση με τη μετρημένη τιμή (Περίπτωση 8)

Στη συνέχεια, θεωρούνται σταθερές οι τιμές αυτές του διορθωτικού συντελεστή 'A' με τη χρήση της κάθε έκφρασης της στρωτής ταχύτητας της φλόγας υδρογόνου και τα υπολογιστικά αποτελέσματα που προκύπτουν συγκρίνονται με τις διαθέσιμες πειραματικές τιμές (π.χ. καθαρός ρυθμός έκλυσης θερμότητας και ενδεικνύμενο έργο), ώστε να φανεί η πιο αξιόπιστη έκφραση.

Στο Σχήμα 5 φαίνεται η υπολογισμένη πίεση με τη χρήση των δύο προαναφερθεισών εκφράσεων (με τιμές του διορθωτικού συντελεστή $A=1.6$ με χρήση της έκφρασης του Verhelst [1], και $A=0.8$ με χρήση της έκφρασης των Gerke και συνεργατών [2]) για την Περίπτωση 8 του Πίνακα 2, όπου η σύμπτωση με τη μετρημένη πίεση [1] είναι αρκετά καλή. Ο λόγος που παρουσιάζονται πάλι οι υπολογισμένες πιέσεις είναι για να γίνει πιο εύκολη η μεταξύ τους σύγκριση. Ειδικότερα, η μέγιστη πίεση και η χρονική στιγμή εμφάνισής της υπολογίζονται επαρκώς με τη χρήση των δύο εκφράσεων της στρωτής ταχύτητας της φλόγας, ενώ και ο ρυθμός αύξησης της πίεσης κατά τα πρώτα στάδια της καύσης βρίσκεται κοντά στις μετρημένες τιμές, παρόλο που χρησιμοποιείται αρκετά διαφορετικός διορθωτικός συντελεστής 'A'. Αυτό που παρατηρείται είναι μια καθυστέρηση αύξησης της πίεσης αμέσως μετά την έναυση με τη χρήση της έκφρασης του Verhelst [1], η οποία θα γίνει πιο εμφανής στη συνέχεια.



Σχήμα 5. Σύγκριση υπολογισμένης πίεσης με δύο εκφράσεις της στρωτής ταχύτητας της φλόγας υδρογόνου με τη μετρημένη τιμή, για την Περίπτωση 8 του Πίνακα 2

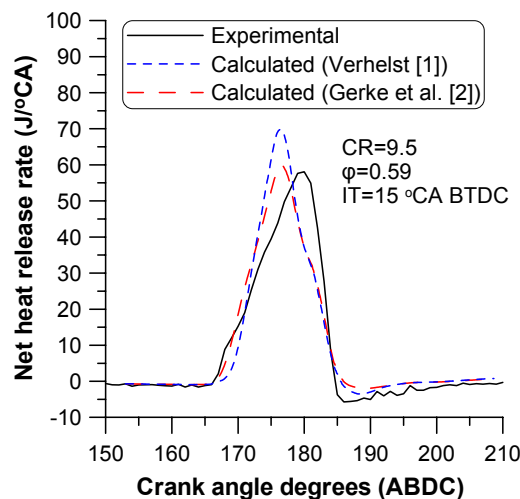
Στη συνέχεια, θα γίνει σύγκριση του υπολογισμένου καθαρού ρυθμού έκλυσης θερμότητας (net heat release rate) με τη χρήση των δύο εκφράσεων της στρωτής ταχύτητας της φλόγας, σε σχέση με την αντίστοιχη πειραματική τιμή. Πρέπει να σημειωθεί, ότι ο καθαρός ρυθμός έκλυσης θερμότητας είναι ίσος με το ρυθμό έκλυσης θερμότητας λόγω της καύσης αφαιρουμένων των απωλειών θερμότητας προς τα τοιχώματα του κυλίνδρου. Αυτός ο υπολογισμός βασίζεται σε μονοζωνική προσέγγιση του εργαζόμενου μέσου [4,18,19],

ώστε να μπορεί να γίνει πιο άμεση σύγκριση των υπολογισμένων και πειραματικών τιμών. Η σχέση που χρησιμοποιείται για τον υπολογισμό του δίνεται από την Εξίσωση (2).

$$\frac{dQ_n}{d\theta} = \frac{dQ_B}{d\theta} - \frac{dQ_w}{d\theta} = \frac{\gamma}{\gamma-1} P \frac{dV}{d\theta} + \frac{1}{\gamma-1} V \frac{dP}{d\theta} \quad (2)$$

όπου Q_n η καθαρή έκλυση θερμότητας, Q_B η πραγματική θερμότητα που εκλύεται κατά την καύση, Q_w οι απώλειες θερμότητας προς τα τοιχώματα του κυλίνδρου, V ο στιγμιαίος όγκος του κυλίνδρου, P η πίεση του αερίου και γ ο λόγος των ειδικών θερμοχωρητικοτήτων, που στην περίπτωση της καύσης υδρογόνου είναι περίπου ίσος με 1.35 (σταθερή τιμή) [4].

Η σύγκριση του υπολογισμένου καθαρού ρυθμού έκλυσης θερμότητας, με χρήση των δύο εκφράσεων της στρωτής ταχύτητας της φλόγας με τον αντίστοιχο πειραματικό [1], φαίνεται στο Σχήμα 6.



Σχήμα 6. Σύγκριση υπολογισμένου καθαρού ρυθμού έκλυσης θερμότητας με δύο εκφράσεις της στρωτής ταχύτητας της φλόγας υδρογόνου με τον πειραματικό, για την Περίπτωση 8 του Πίνακα 2

Γίνεται αντιληπτό ότι οι υπολογισμοί με τις δύο εκφράσεις της στρωτής ταχύτητας είναι παρόμοιες, παρόλο που οι τιμές του διορθωτικού συντελεστή είναι αρκετά διαφορετικές. Επιπλέον, οι υπολογισμένες τιμές σε σύγκριση με τις πειραματικές είναι ποιοτικά κοντά, κυρίως με τη χρήση της έκφρασης των Gerke και συνεργατών [2]. Οι πιο σημαντικές διαφορές εντοπίζονται στη μέγιστη τιμή και στη χρονική στιγμή εμφάνισής της, όπου στους υπολογισμούς εμφανίζεται λίγες μοίρες γωνίας στροφάλου νωρίτερα. Επιπλέον, η διάρκεια της καύσης υπερεκτιμάται από τους υπολογισμούς κατά περίπου 3 °ΓΣ.

Ένα κρίσιμο μειονέκτημα της χρήσης της έκφρασης του Verhelst [1], το οποίο διαφάνηκε προηγουμένως, αλλά τώρα γίνεται πιο εύκολα αντιληπτό, είναι η σημαντική υποεκτίμηση του ρυθμού έκλυσης θερμότητας κατά τα πρώτα στάδια της καύσης (από τις 165 έως τις

170 °ΓΣ ΜΚΝΣ), ενώ στη συνέχεια κατά την κύρια περίοδο της καύσης (μέχρι τις 175 °ΓΣ ΜΚΝΣ περίπου) αυξάνεται σε σημαντικό βαθμό. Το τελευταίο οφείλεται στην υψηλή τιμή του διορθωτικού συντελεστή που επιλέχθηκε ($A=1.6$), η οποία όμως είναι απαραίτητη ώστε το δυναμοδεικτικό διάγραμμα να είναι πολύ κοντά στο μετρημένο (βλέπε Σχήμα 4). Με τη χρήση της έκφρασης των Gerke και συνεργατών [2] η περίοδος της έναυσης προσομοιώνεται πιο αξιόπιστα, έχοντας μικρότερες αποκλίσεις από την πειραματική τιμή, ενώ και η υπολογισμένη μέγιστη τιμή του καθαρού ρυθμού έκλυσης θερμότητας είναι περίπου ίση με την πειραματική.

Η επιλογή της κατάλληλης έκφρασης της στρωτής ταχύτητας της φλόγας βασίζεται, εκτός των άλλων, και στις τιμές του ενδεικνύμενου έργου (indicated work) κατά τη διάρκεια του κλειστού κύκλου λειτουργίας (W_{gi}) και των εκπεμπόμενων ρύπων μονοξειδίου του αζώτου (NO) (tailpipe exhaust emissions). Το έργο αυτό υπολογίζεται με τη χρήση της Εξίσωσης (3).

$$W_{gi} \text{ (J)} = \int_{JVC}^{EVO} P dV \quad (3)$$

Στον Πίνακα 4 φαίνεται το υπολογισμένο ενδεικνύμενο έργο και οι εκπεμπόμενοι ρύποι μονοξειδίου του αζώτου, με τη χρήση των δύο εκφράσεων της στρωτής ταχύτητας της φλόγας, και η σύγκριση με τις αντίστοιχες πειραματικές τιμές. Αξίζει να αναφερθεί, ότι οι διαθέσιμες μετρημένες τιμές των ρύπων είναι τα οξειδία του αζώτου (NO_x) [1], τα οποία όμως σε κινητήρες Otto πρακτικά ισούνται με το μονοξείδιο του αζώτου (NO). Για το λόγο αυτόν στην υπο-παράγραφο αυτή οι μετρημένες τιμές των ρύπων θα αναφέρονται ως μονοξείδιο του αζώτου.

Πίνακας 4. Υπολογισμένο ενδεικνύμενο έργο και ρύποι NO με τη χρήση των δύο εκφράσεων της στρωτής ταχύτητας της φλόγας και σύγκρισή τους με τις αντίστοιχες πειραματικές τιμές

	Ενδεικνύμενο έργο (J)	Ρύποι NO (ppm)
Μετρημένο [1]	288.1	2273
Υπολογισμένο (Verhelst [1])	290.8	1840
Υπολογισμένο (Gerke et al. [2])	292.1	1786

Από τις τιμές του παραγόμενου έργου του Πίνακα 4 προκύπτει το συμπέρασμα ότι οι υπολογισμένες τιμές υπερεκτιμούν ελάχιστα το έργο σε σχέση με το μετρημένο, σε ποσοστό μικρότερο του 1.5%, απόκλιση που βρίσκεται εντός της πειραματικής αβεβαιότητας (ίση με 2.5%) [4]. Αντίθετα, οι υπολογισμένοι εκπεμπόμενοι ρύποι NO υποεκτιμώνται σε σχέση με την πειραματική τιμή, με απόκλιση μικρότερη του 22% της μετρημένης τιμής. Γίνεται

αντιληπτό ότι με τη χρήση των δύο διαφορετικών εκφράσεων της στρωτής ταχύτητας της φλόγας υπολογίζονται παρεμφερείς τιμές (παραγόμενο έργο και ρύποι), κοντά ωστόσο στις μετρημένες.

Βασιζόμενοι στην ανάλυση των υπολογισμένων τιμών και της σύγκρισής τους με τις μετρημένες για την Περίπτωση 8, συμπεραίνεται ότι και οι δύο εκφράσεις της στρωτής ταχύτητας της φλόγας [1,2] μπορούν να χρησιμοποιηθούν στο μοντέλο καύσης που αναπτύχθηκε και να προκύψουν αξιόπιστα αποτελέσματα. Παρόλ' αυτά, προτιμήθηκε η χρήση της έκφρασης των Gerke και συνεργατών [2], για τους παρακάτω λόγους:

- Η έκφραση αυτή έχει διερευνηθεί σε συνθήκες πίεσης και θερμοκρασίας, πιο κοντά με αυτές που συναντώνται στις εμβολοφόρες ΜΕΚ.
- Ο διορθωτικός συντελεστής ($A=0.8$) παίρνει τιμή παραπλήσια με τις αντίστοιχες που συναντώνται στη βιβλιογραφία.
- Το πιο σημαντικό χαρακτηριστικό της έκφρασης των Gerke και συνεργατών [2] είναι ότι με τη χρήση της προσομοιώνονται πιο αξιόπιστα τα πρώτα στάδια της καύσης σε σχέση με την έκφραση του Verhelst [1], αφού ο ρυθμός έκλυσης θερμότητας βρίσκεται πιο κοντά στην πειραματική τιμή.

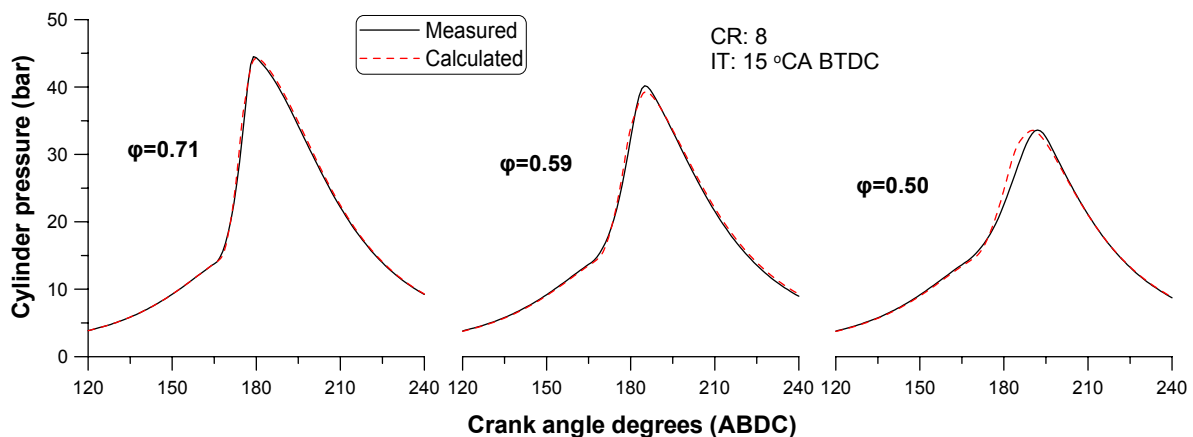
Πρέπει να επισημανθεί στο σημείο αυτό ότι όλες οι υπόλοιπες προσομοιώσεις έγιναν με τη χρήση της έκφρασης των Gerke και συνεργατών [2] και με σταθερή τιμή του διορθωτικού συντελεστή 'A' (ίση με 0.8).

9.2.5 Αποτίμηση μοντέλου καύσης υδρογόνου

Στην υπο-παράγραφο εδώ θα παρουσιαστεί η πλήρης αποτίμηση του μοντέλου καύσης που αναπτύχθηκε. Η αποτίμηση θα βασιστεί στη σύγκριση των υπολογιστικών αποτελεσμάτων του ρευστομηχανικού μοντέλου με διαθέσιμα πειραματικά δεδομένα [1] ενός κινητήρα Otto (CFR – Cooperative Fuel Research) σε σταθερή ταχύτητα περιστροφής (600 rpm) για διάφορες συνθήκες λειτουργίας, που περιλαμβάνουν τη μεταβολή του λόγου ισοδυναμίας (φορτίο), του χρονισμού έναυσης και του βαθμού συμπίεσης, όπως αναφέρθηκε προηγουμένως (Πίνακας 2). Πρέπει να σημειωθεί ότι οι μετρημένοι ρύποι NO δεν είναι διαθέσιμοι σε όλες τις συνθήκες λειτουργίας, όπως θα φανεί στη συνέχεια.

9.2.5.1 Μεταβολή λόγου ισοδυναμίας – Αποτίμηση μοντέλου καύσης

Αρχικά, τα υπολογιστικά αποτελέσματα των προσομοιώσεων θα συγκριθούν με τα διαθέσιμα πειραματικά δεδομένα κατά τη μεταβολή του λόγου ισοδυναμίας [1]. Γενικά, η μεταβολή του λόγου ισοδυναμίας σε κινητήρα Otto με καύσιμο το υδρογόνο είναι δύσκολο να προβλεφθεί ικανοποιητικά από ένα μοντέλο καύσης [1,20]. Οι περιπτώσεις που θα διερευνηθούν είναι οι Περιπτώσεις 1-3 του Πίνακα 2, όπου ο βαθμός συμπίεσης είναι σταθερός και ίσος με 8, ο χρονισμός έναυσης και στις τρεις περιπτώσεις είναι 15 °ΓΣ ΠΑΝΣ, ενώ ο λόγος ισοδυναμίας μεταβάλλεται από 0.5 έως 0.71. Στο Σχήμα 7 παρατηρείται η σύγκριση της υπολογισμένης πίεσης του κυλίνδρου με τις πειραματικές τιμές για τις τρεις περιπτώσεις.

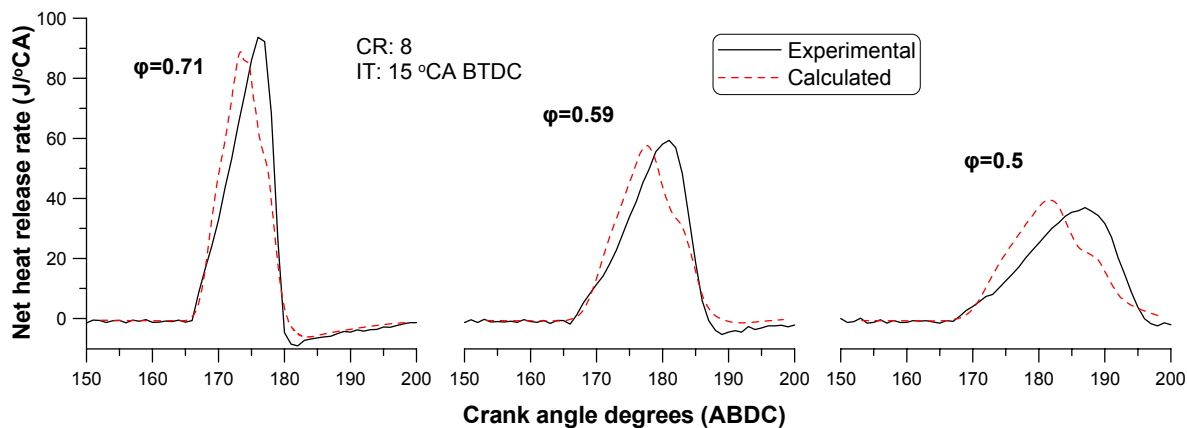


Σχήμα 7. Σύγκριση υπολογισμένης πίεσης κυλίνδρου με τη μετρημένη για μεταβολή του λόγου ισοδυναμίας στον κινητήρα CFR

Γίνεται αντιληπτό ότι η μέγιστη πίεση υπολογίζεται ικανοποιητικά και στα τρία φορτία, όπως επίσης και η χρονική στιγμή εμφάνισής της. Επιπλέον, η πίεση κατά την έναυση βρίσκεται πολύ κοντά στη μετρημένη τιμή, που οφείλεται σε σημαντικό βαθμό στη χρήση του μοντέλου των διακένων του εμβόλου [20] και ενός αξιόπιστου μοντέλου μεταφοράς θερμότητας [13], γεγονός που είναι σημαντικό για τον αξιόπιστο υπολογισμό των φαινομένων καύσης που ακολουθούν.

Γενικά, μπορεί να λεχθεί ότι το υπολογισμένο δυναμοδεικτικό διάγραμμα βρίσκεται αρκετά κοντά στο μετρημένο και για τα τρία φορτία που ελήφθησαν υπόψιν ($0.5 < \phi < 0.71$), παρόλο που στο χαμηλό φορτίο ($\phi = 0.5$) παρατηρείται μια υπερεκτίμηση της πίεσης κατά τα πρώτα στάδια της καύσης.

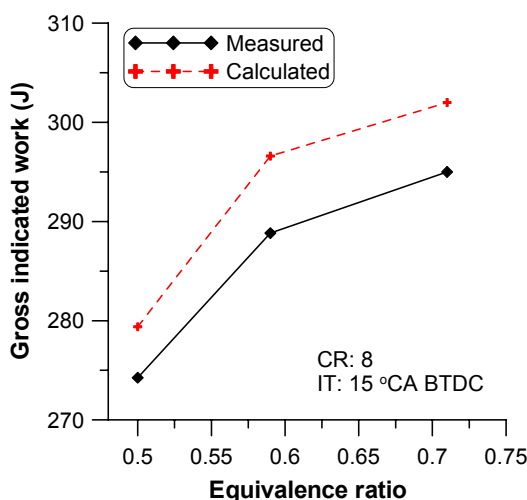
Στη συνέχεια, εφαρμόζοντας την Εξίσωση (2) υπολογίζεται ο καθαρός ρυθμός έκλυσης θερμότητας. Στο Σχήμα 8 φαίνεται η σύγκριση του υπολογισμένου ρυθμού με τον αντίστοιχο πειραματικό κατά τη μεταβολή του φορτίου.



Σχήμα 8. Σύγκριση υπολογισμένου καθαρού ρυθμού έκλυσης θερμότητας με τον πειραματικό για μεταβολή του λόγου ισοδυναμίας στον κινητήρα CFR

Λόγω της αυξημένης ταχύτητας καύσης του υδρογόνου, κυρίως στα πιο πλούσια μίγματα, παρατηρείται μια έντονη έκλυση θερμότητας κατά τα πρώτα στάδια της καύσης. Παράλληλα, η διάρκεια της καύσης είναι μικρή και όσο το μίγμα γίνεται πιο πλούσιο, η διάρκεια μειώνεται κι άλλο (από 30 °ΓΣ για το πιο φτωχό μίγμα έως 15 °ΓΣ για το πιο πλούσιο). Αυτό που φαίνεται στο Σχήμα 8 είναι ότι ο υπολογισμένος ρυθμός έκλυσης θερμότητας προπορεύεται ελάχιστα του πειραματικού, ενώ και η μέγιστη τιμή παρατηρείται λίγες μοίρες γωνίας στροφάλου πιο νωρίς (σχεδόν 5 °ΓΣ), γεγονός που γίνεται πιο έντονο καθώς το φορτίο μειώνεται. Γενικά όμως, υπάρχει μια καλή σύμπτωση των υπολογιστικών τιμών με τις πειραματικές και στα τρία φορτία.

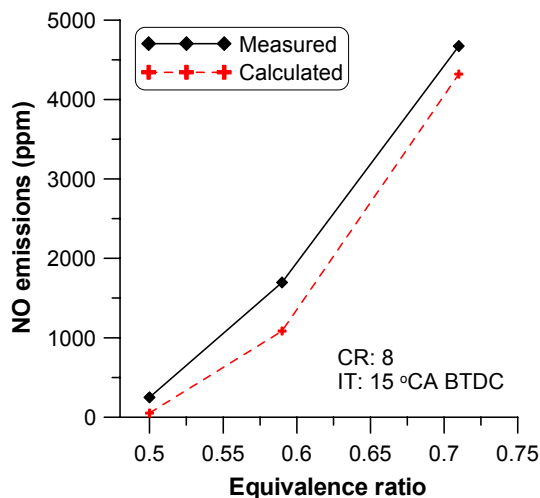
Με την εφαρμογή της Εξίσωσης (3) υπολογίζεται το ενδεικνύμενο έργο κατά τη διάρκεια του κλειστού κύκλου λειτουργίας. Στο Σχήμα 9 παρατηρείται η σύγκριση του υπολογισμένου έργου με το μετρημένο, καθώς μεταβάλλεται ο λόγος ισοδυναμίας.



Σχήμα 9. Σύγκριση υπολογισμένου ενδεικνύμενου έργου με το μετρημένο για μεταβολή του λόγου ισοδυναμίας στον κινητήρα CFR

Ο υπολογισμός του ενδεικνύμενου έργου θεωρείται αρκετά αξιόπιστος, διότι σε όλο το εύρος του εξεταζόμενου φορτίου υπάρχει μια καλή σύμπτωση των υπολογισμών με τη μετρημένη τιμή, ειδικά στο χαμηλό φορτίο, ενώ παράλληλα παρουσιάζουν την ίδια τάση μεταβολής. Επιπλέον, η απόκλιση των υπολογισμών από τις μετρημένες τιμές διατηρείται χαμηλότερη από 2.7%, η οποία είναι στα όρια της πειραματικής αβεβαιότητας [4].

Σχετικά με τους εκπεμπόμενους ρύπους μονοξειδίου του αζώτου, η σύγκριση των υπολογισμένων τιμών με τις μετρημένες για μεταβολή του λόγου ισοδυναμίας φαίνεται στο Σχήμα 10.



Σχήμα 10. Σύγκριση υπολογισμένων ρύπων μονοξειδίου του αζώτου με τους μετρημένους για μεταβολή του λόγου ισοδυναμίας στον κινητήρα CFR

Καθώς μεταβάλλεται ο λόγος ισοδυναμίας, παρατηρείται μια έντονη μεταβολή των εκπεμπόμενων ρύπων NO. Η τάση αυτή μπορεί να προσομοιωθεί επαρκώς με το μοντέλο καύσης που αναπτύχθηκε, ενώ σε απόλυτες τιμές υπάρχει μια μέτρια σύμπτωση, ειδικά στο μεσαίο φορτίο ($\phi=0.59$), όπου η απόκλιση των υπολογισμένων ρύπων προσεγγίζει το 36% των μετρημένων. Βέβαια, οι συντελεστές των χημικών εξισώσεων που εφαρμόζονται για τον υπολογισμό του μονοξειδίου του αζώτου (εκτεταμένος μηχανισμός Zeldovich – βλέπε Κεφάλαιο 6), έχουν εξαχθεί από μετρήσεις με καύσιμα που περιέχουν και άνθρακα (έχοντας ήδη μεγάλη αβεβαιότητα), ενώ αν υπήρχαν αξιόπιστοι συντελεστές για την περίπτωση που καύσιμο είναι το καθαρό υδρογόνο, η σύμπτωση αυτή αναμενόταν να είναι σαφώς καλύτερη [21].

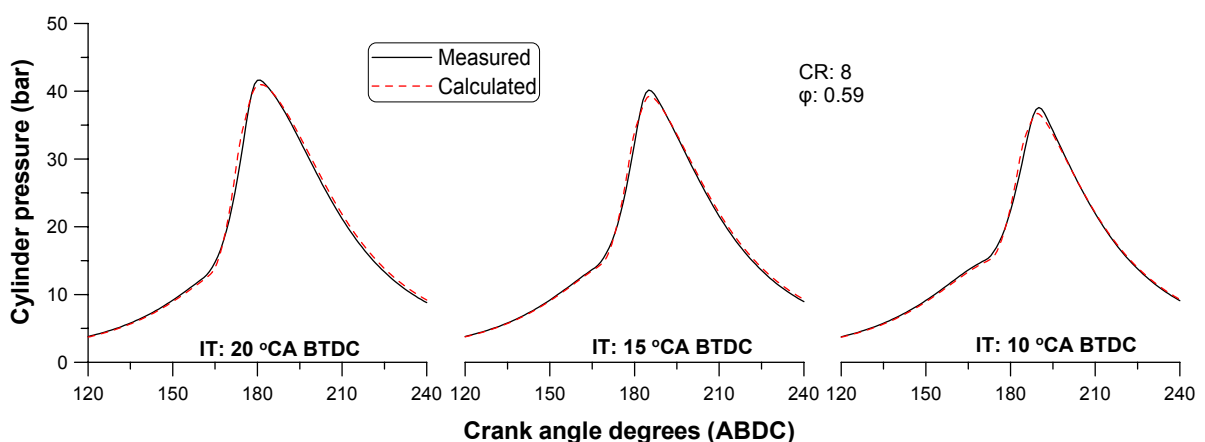
9.2.5.2 Μεταβολή χρονισμού έναυσης – Αποτίμηση μοντέλου καύσης

Η αύξηση της προπορείας έναυσης σε εμβολοφόρες ΜΕΚ με καύσιμο το υδρογόνο επιφέρει σημαντική αύξηση των απωλειών θερμότητας κατά τη διάρκεια της καύσης [4,22,23]. Επιπλέον, κατά τη μεταβολή του χρονισμού έναυσης σε λογικά πλαίσια δεν παρατηρείται αξιόλογη αλλαγή της διάρκειας της καύσης, λόγω της μεγάλης ταχύτητας καύσης του υδρογόνου. Πρέπει να επισημανθεί, ότι η μεταβολή του χρονισμού της έναυσης, εκτός από την αλλαγή του παραγόμενου έργου του κύκλου λειτουργίας, παίζει έναν ακόμα σημαντικό ρόλο, αφού με τη σωστή ρύθμισή του μπορεί να αποφευχθεί η κρουστική καύση του μίγματος αέρα-καυσίμου (knock). Για το λόγο αυτόν συνηθίζεται η έναυση στοιχειομετρικών μιγμάτων να πραγματοποιείται λίγες μοίρες γωνίας στροφάλου μετά το ΑΝΣ (στην αρχή της αποτόνωσης), όπου η θερμοκρασία και η πίεση του μίγματος έχουν αρχίσει να μειώνονται (βλέπε επόμενη υπο-παραγράφο). Αυτό είναι εφικτό, διότι λόγω της μεγάλης ταχύτητας εξάπλωσης της φλόγας του υδρογόνου, η καύση στις συνθήκες αυτές είναι ευσταθής και ο κινητήρας λειτουργεί με υψηλό ενδεικνύμενο βαθμό απόδοσης [4,24,25].

Η μελέτη αποτίμησης του μοντέλου καύσης για τις περιπτώσεις που μεταβάλλεται ο χρονισμός έναυσης έγινε για τις Περιπτώσεις 2,4,5 του Πίνακα 2. Σε αυτές τις περιπτώσεις ο βαθμός συμπίεσης είναι ίσος με 8, ο λόγος ισοδυναμίας ίσος με 0.59, ενώ ο χρονισμός έναυσης μεταβάλλεται από τις 20 έως τις 10 °ΓΣ ΠΑΝΣ με βήμα 5 °ΓΣ.

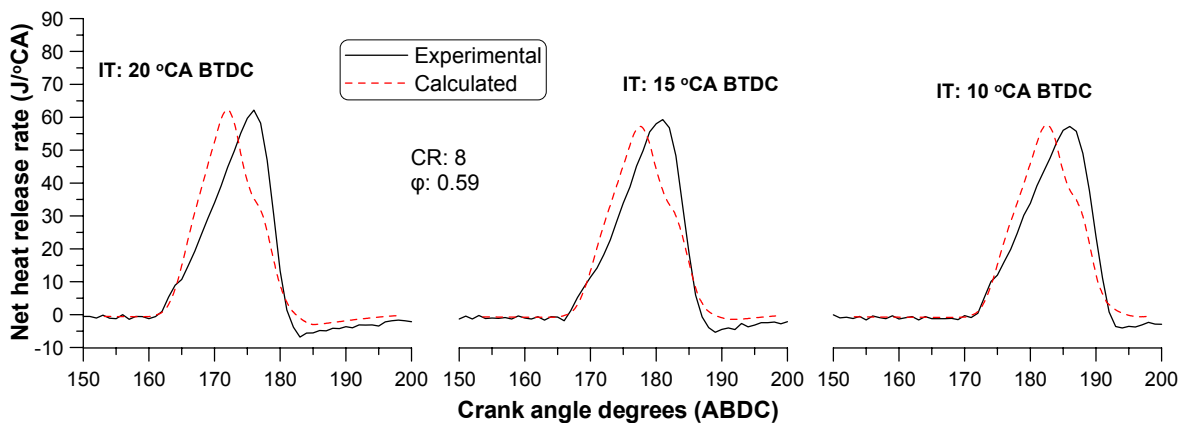
Αντίστοιχα με προηγουμένως, η σύγκριση των υπολογισμών που αφορούν την πίεση του κυλίνδρου, τον καθαρό ρυθμό έκλυσης θερμότητας, το ενδεικνύμενο έργο και τις εκπομπές ρύπων μονοξειδίου του αζώτου με τις αντίστοιχες μετρημένες τιμές [1], καθώς μεταβάλλεται ο χρονισμός έναυσης, φαίνεται στα Σχήματα 11–14.

Παρατηρείται ότι η υπολογισμένη πίεση του κυλίνδρου βρίσκεται αρκετά κοντά στις μετρημένες τιμές και στις τρεις περιπτώσεις (Σχήμα 11), ενώ η μέγιστη πίεση μειώνεται ελαφρώς καθώς η έναυση πλησιάζει το ΑΝΣ.



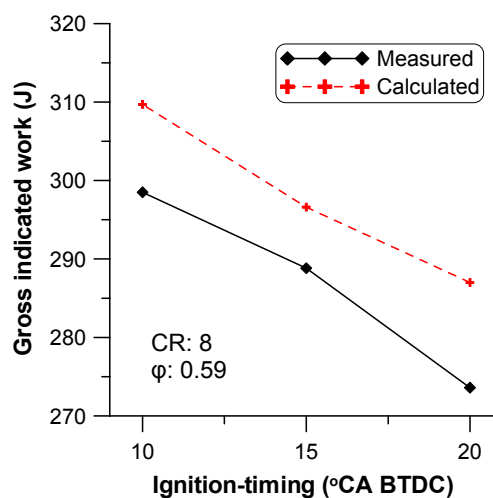
Σχήμα 11. Σύγκριση υπολογισμένης πίεσης κυλίνδρου με τη μετρημένη για μεταβολή του χρονισμού έναυσης στον κινητήρα CFR

Σχετικά με τον καθαρό ρυθμό έκλυσης θερμότητας (Σχήμα 12), γίνεται αντιληπτό ότι η διάρκεια καύσης σε κάθε περίπτωση είναι περίπου η ίδια. Επομένως, η μεταβολή του χρονισμού έναυσης φαίνεται να μην επηρεάζει το μέγεθος αυτό, που δείχνει να εξαρτάται σε μεγαλύτερο βαθμό από το λόγο ισοδυναμίας (βλέπε Σχήμα 8). Επιπλέον, ο υπολογισμένος καθαρός ρυθμός έκλυσης θερμότητας είναι αρκετά κοντά στον πειραματικό, με περίπου ίσες μέγιστες τιμές. Η μόνη αξιόλογη διαφορά που παρατηρείται είναι η γρηγορότερη εξάπλωση της φλόγας κατά τα πρώτα στάδια της καύσης, αφού οι υπολογισμένες μέγιστες τιμές παρατηρούνται περίπου 4-5 °ΓΣ νωρίτερα.



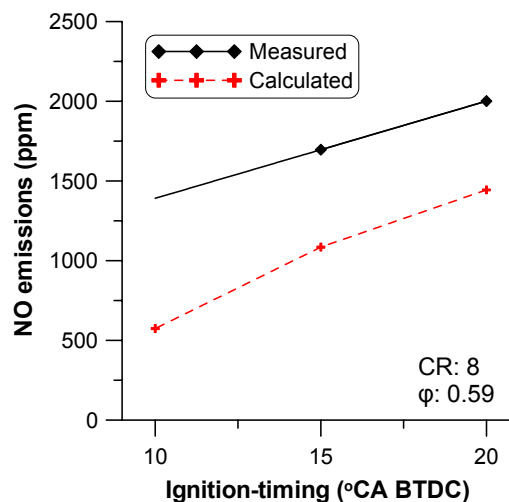
Σχήμα 12. Σύγκριση υπολογισμένου καθαρού ρυθμού έκλυσης θερμότητας με τον πειραματικό για μεταβολή του χρονισμού έναυσης στον κινητήρα CFR

Το υπολογισμένο ενδεικνύμενο έργο κατά τη διάρκεια του κλειστού κύκλου λειτουργίας βρίσκεται κοντά στο μετρημένο, έχοντας την ίδια τάση μεταβολής, όπως φαίνεται στο Σχήμα 13, ενώ οι ποσοστιαίες διαφορές τους περιορίζονται κάτω από 5%. Με την καθυστέρηση έναυσης κατά 10 °ΓΣ, το παραγόμενο έργο αυξάνεται σχεδόν 10%.



Σχήμα 13. Σύγκριση υπολογισμένου ενδεικνύμενου έργου με το μετρημένο για μεταβολή του χρονισμού έναυσης στον κινητήρα CFR

Σχετικά με τους εκπεμπόμενους ρύπους μονοξειδίου του αζώτου (NO), δεν είναι διαθέσιμη η μετρημένη τιμή για την Περίπτωση 4 του Πίνακα 2 (χρονισμός έναυσης ίσος με 10 °ΓΣ ΠΑΝΣ), όπως φαίνεται χαρακτηριστικά στο Σχήμα 14, ενώ ενδεικτικά έχει επεκταθεί γραμμικά η καμπύλη των μετρημένων τιμών μέχρι το σημείο αυτό. Στις Περιπτώσεις 2 και 5 που υπάρχουν διαθέσιμες μετρήσεις, παρατηρείται ότι οι υπολογισμοί βρίσκονται σχετικά κοντά στις μετρημένες τιμές των ρύπων με τη μεταβολή του χρονισμού έναυσης. Οι ποσοστιαίες διαφορές είναι μικρότερες από 36% και η σύγκριση μπορεί να χαρακτηριστεί ικανοποιητική, αφού η τάση μεταβολής των ρύπων με το χρονισμό έναυσης προσομοιώνεται αρκετά καλά.



Σχήμα 14. Σύγκριση υπολογισμένων ρύπων μονοξειδίου του αζώτου με τους μετρημένους για μεταβολή του χρονισμού έναυσης στον κινητήρα CFR

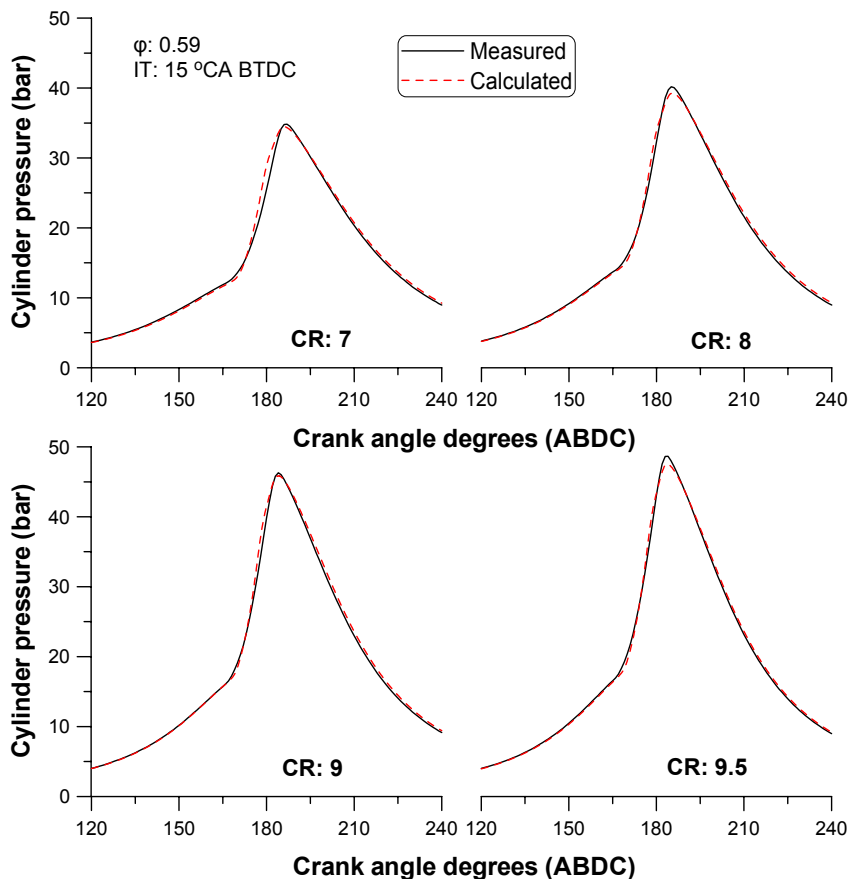
9.2.5.3 Μεταβολή βαθμού συμπίεσης – Αποτίμηση μοντέλου καύσης

Η μεταβολή του βαθμού συμπίεσης επηρεάζει τα θερμοδυναμικά χαρακτηριστικά του μίγματος κατά την έναυση [7]. Επιπλέον, σε υψηλό βαθμό συμπίεσης ενδέχεται να εμφανιστεί κρουστική καύση (knock) με αρνητικές συνέπειες στη λειτουργία και αντοχή του κινητήρα. Για το λόγο αυτόν με τη χρήση του υδρογόνου συνήθως περιορίζεται ο βαθμός συμπίεσης σε χαμηλές τιμές, όπου ο κινητήρας λειτουργεί αποδοτικά και μάλιστα με χαμηλούς ρύπους [26].

Η αντίστοιχη μελέτη αποτίμησης για τις περιπτώσεις που μεταβάλλεται ο βαθμός συμπίεσης έγινε για τις Περιπτώσεις 2,6,7 και 8 του Πίνακα 2. Σε αυτές τις περιπτώσεις ο χρονισμός έναυσης είναι ίσος με 15 °ΓΣ ΠΑΝΣ, ο λόγος ισοδυναμίας ίσος με 0.59, ενώ ο βαθμός συμπίεσης μεταβάλλεται από 7 έως 9.5. Όπως και προηγουμένως, η σύγκριση των υπολογισμών που αφορούν την πίεση του κυλίνδρου, τον καθαρό ρυθμό έκλυσης

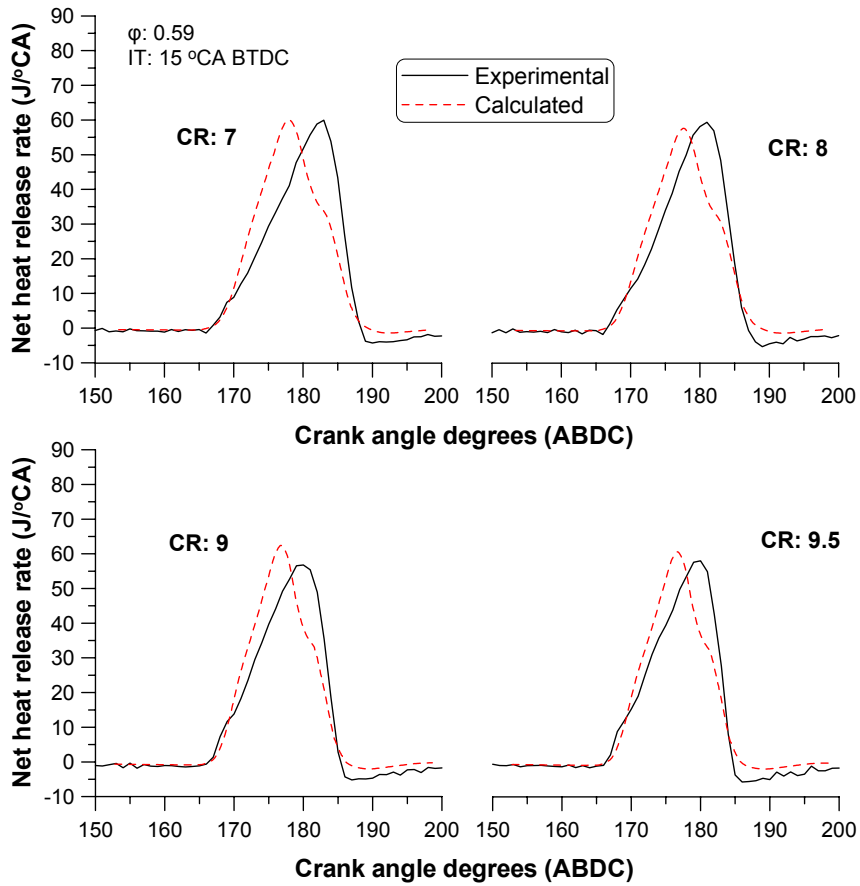
θερμότητας, το παραγόμενο έργο και τις εκπομπές ρύπων μονοξειδίου του αζώτου με τις αντίστοιχες μετρημένες τιμές [1], καθώς μεταβάλλεται ο βαθμός συμπίεσης, φαίνεται στα Σχήματα 15–18.

Σε όλες τις περιπτώσεις που εξετάζονται εδώ, η υπολογισμένη πίεση του κυλίνδρου είναι αρκετά κοντά στη μετρημένη (Σχήμα 15). Επιπλέον, η μέγιστη πίεση του κυλίνδρου και η χρονική στιγμή εμφάνισής της προσομοιώνονται ικανοποιητικά.



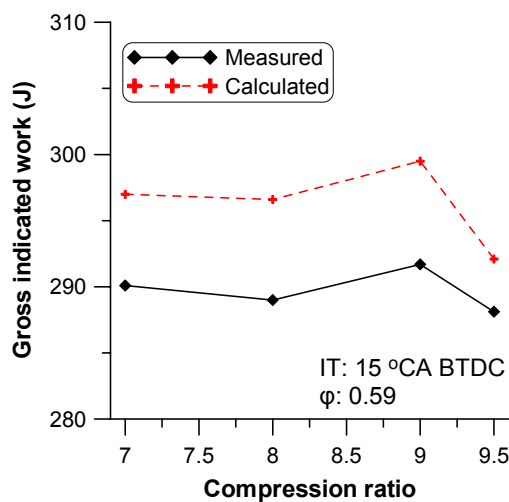
Σχήμα 15. Σύγκριση υπολογισμένης πίεσης κυλίνδρου με τη μετρημένη για μεταβολή του βαθμού συμπίεσης στον κινητήρα CFR

Ο καθαρός ρυθμός έκλυσης θερμότητας υπολογίζεται επαρκώς, όπως φαίνεται στο Σχήμα 16, ενώ και η μέγιστη υπολογισμένη τιμή του είναι περίπου η ίδια με την πειραματική για κάθε βαθμό συμπίεσης του κινητήρα CFR. Σε όλες όμως τις περιπτώσεις ο χρονισμός εμφάνισης της μέγιστης τιμής προπορεύεται σε σχέση με την πειραματική κατά σχεδόν 5 °ΓΣ, ενώ καθώς μειώνεται ο βαθμός συμπίεσης η προπορεία αυτή γίνεται πιο έντονη. Αντιθέτως, η συνολική διάρκεια καύσης ταυτίζεται σχεδόν με την πειραματική σε κάθε περίπτωση, η οποία παραμένει περίπου σταθερή καθώς μεταβάλλεται ο βαθμός συμπίεσης.



Σχήμα 16. Σύγκριση υπολογισμένου καθαρού ρυθμού έκλυσης θερμότητας με τον πειραματικό για μεταβολή του βαθμού συμπίεσης στον κινητήρα CFR

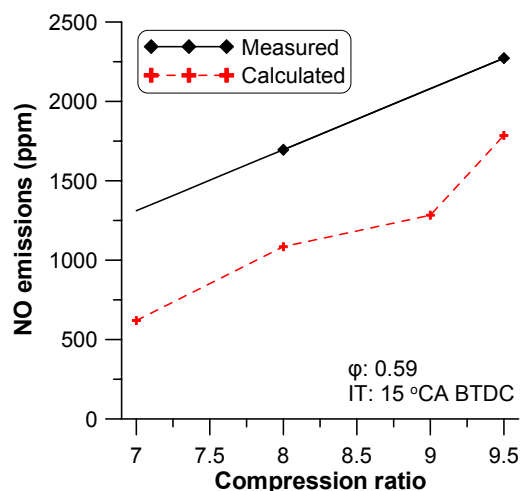
Το ενδεικνύμενο έργο κατά τη διάρκεια του κλειστού κύκλου λειτουργίας για μεταβλητό βαθμό συμπίεσης παρουσιάζεται στο Σχήμα 17.



Σχήμα 17. Σύγκριση υπολογισμένου παραγόμενου έργου με το μετρημένο για μεταβολή του βαθμού συμπίεσης στον κινητήρα CFR

Παρατηρείται από το Σχήμα 17 ότι το υπολογισμένο έργο βρίσκεται αρκετά κοντά στο μετρημένο, όπου η απόκλιση διατηρείται μικρότερη από 2.7% σε όλες τις περιπτώσεις. Επιπλέον, η μείωση του έργου για βαθμό συμπίεσης ίσο με 9.5 προβλέπεται ικανοποιητικά. Η μείωση αυτή οφείλεται στην προπορεία της έναυσης (15 °ΓΣ ΠΑΝΣ), η οποία για το συγκεκριμένο βαθμό συμπίεσης είναι μεγάλη, που οδηγεί στη σημαντική αύξηση της πίεσης λόγω καύσης πριν το ΑΝΣ (βλέπε Σχήμα 15) και του έργου συμπίεσης (αρνητικό έργο).

Σχετικά με τους εκπεμπόμενους ρύπους μονοξειδίου του αζώτου (NO), οι μετρημένες τιμές των Περιπτώσεων 6 και 7 του Πίνακα 2 (βαθμός συμπίεσης ίσος με 7 και 9) δεν είναι διαθέσιμες, όπως φαίνεται χαρακτηριστικά στο Σχήμα 18, ενώ έχει επεκταθεί γραμμικά η καμπύλη των μετρημένων τιμών μέχρι τα σημεία αυτά. Από το Σχήμα αυτό παρατηρείται ότι οι υπολογισμοί με τη μεταβολή του βαθμού συμπίεσης βρίσκονται σχετικά κοντά στις μετρημένες τιμές των ρύπων ως προς τις απόλυτες τιμές, όπου η απόκλιση των υπολογισμών είναι μικρότερη από το 36% της μετρημένης τιμής. Γενικά, η σύγκριση μπορεί να χαρακτηριστεί ως ικανοποιητική, αφού η τάση μεταβολής των ρύπων, καθώς μεταβάλλεται ο βαθμός συμπίεσης, προσομοιώνεται αρκετά καλά.



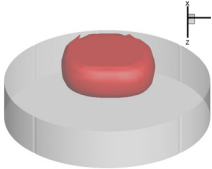
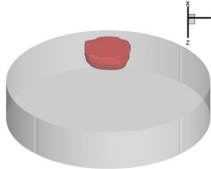
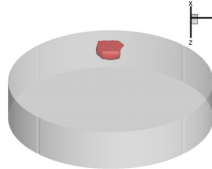
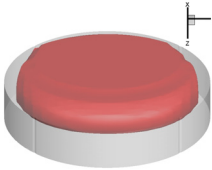
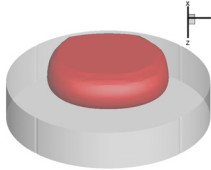
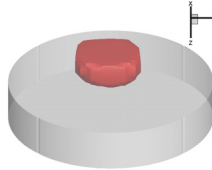
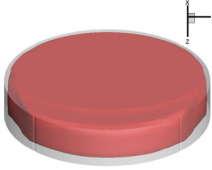

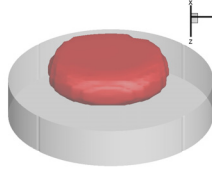
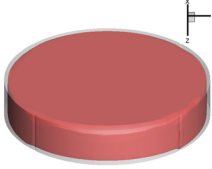
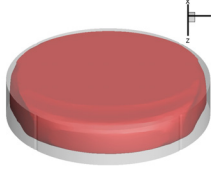

Σχήμα 18. Σύγκριση υπολογισμένων ρύπων μονοξειδίου του αζώτου με τους μετρημένους για μεταβολή του βαθμού συμπίεσης στον κινητήρα CFR

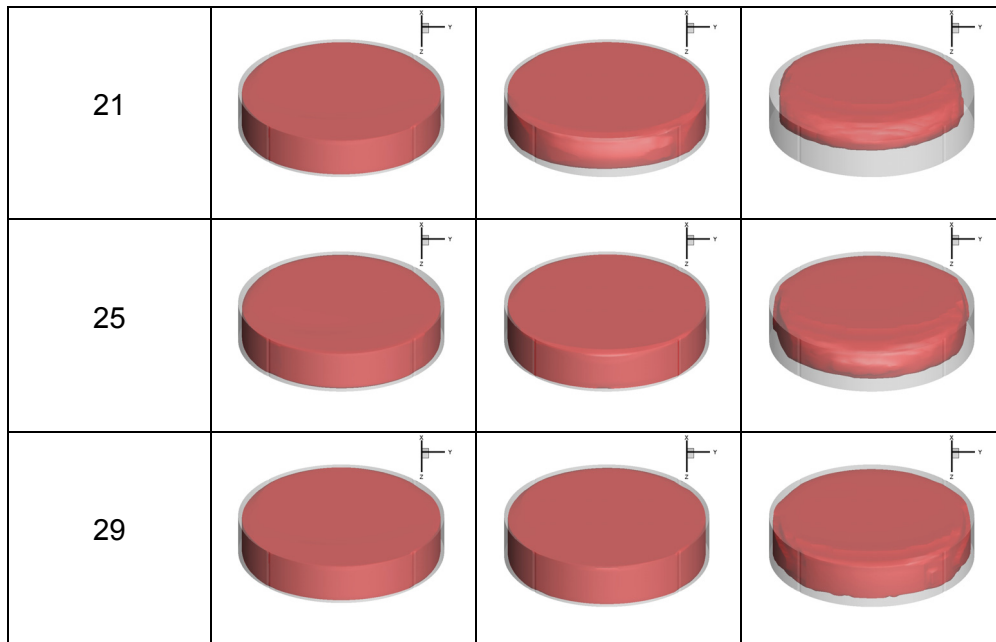
Από τη διερεύνηση του μηχανισμού της καύσης για τις διάφορες περιπτώσεις του Πίνακα 2, όταν μεταβάλλεται ο λόγος ισοδυναμίας, ο χρονισμός έναυσης και ο βαθμός συμπίεσης, προκύπτει το συμπέρασμα ότι το μοντέλο καύσης που αναπτύχθηκε κρίνεται αξιόπιστο για την προσομοίωση του κλειστού κύκλου λειτουργίας του κινητήρα Otto, σε όλες τις περιπτώσεις λειτουργίας που εξετάστηκαν. Η σύγκριση της υπολογισμένης πίεσης, του καθαρού ρυθμού έκλυσης θερμότητας, του ενδεικνύμενου έργου και των εκπεμπόμενων ρύπων NO σε σχέση με τις αντίστοιχες μετρημένες τιμές μπορεί να χαρακτηριστεί αρκετά

καλή, αφού σε όλες τις περιπτώσεις οι διαφορές ήταν μικρές, ενώ η τάση καθώς μεταβάλλονται ορισμένες παράμετροι προσομοιώνεται ικανοποιητικά.

9.2.5.4 Τοπική διάδοση της φλόγας

Οι δυνατότητες του ρευστομηχανικού κώδικα με το μοντέλο καύσης που αναπτύχθηκε δεν περιορίζονται μόνο στον υπολογισμό των μέσων μεγεθών στο εσωτερικό του κυλίνδρου, αλλά και στην τοπική περιγραφή της διάδοσης της φλόγας. Στο Σχήμα 19 παρατηρείται η διάδοση της φλόγας στο εσωτερικό του κυλίνδρου για μεταβλητό λόγο ισοδυναμίας (Περιπτώσεις 1-3 του Πίνακα 2), όπου μπορούν να φανούν πιο εύκολα οι διαφορές στην ταχύτητα εξάπλωσης της φλόγας, εκκινώντας από το σπινθηριστή. Ο τελευταίος βρίσκεται περίπου 1.5 mm χαμηλότερα από την κεφαλή του κυλίνδρου, όχι όμως στον άξονα του κυλίνδρου, αλλά εκκέντρως σε απόσταση περίπου 30 mm από αυτόν.

°ΓΣ μετά την έναυση	$\phi=0.71$	$\phi=0.59$	$\phi=0.50$
5			
9			
13			
17			



Σχήμα 19. Διάδοση της φλόγας στο εσωτερικό του κυλίνδρου για μεταβολή του λόγου ισοδυναμίας (Χρονισμός έναυσης: 15 °ΓΣ ΠΑΝΣ, βαθμός συμπίεσης: 8)

Από το Σχήμα 19 μπορεί να διαπιστωθεί η μεγάλη ταχύτητα διάδοσης της φλόγας του υδρογόνου, αφού ήδη κοντά στο ΑΝΣ (13-17 °ΓΣ μετά την έναυση) η φλόγα έχει επεκταθεί σε ολόκληρο τον κύλινδρο για το πλούσιο μίγμα ($\phi=0.71$). Επιπλέον, η φλόγα εκείνη τη χρονική στιγμή έχει επεκταθεί αρκετά και στα άλλα δύο φτωχότερα μίγματα. Συγκεκριμένα, για το μεσαίο φορτίο ($\phi=0.59$) καλύπτεται ολόκληρος ο κύλινδρος από τη φλόγα στις 10 °ΓΣ ΜΑΝΣ, ενώ για το χαμηλό φορτίο ($\phi=0.5$) στις 15 °ΓΣ ΜΑΝΣ.

9.2.6 Συμπεράσματα

Η ανάλυση έδειξε ότι και οι δύο εκφράσεις της στρωτής ταχύτητας της φλόγας υδρογόνου που διερευνήθηκαν [1,2], μπορούν να χρησιμοποιηθούν στο μοντέλο καύσης και να προκύψουν αξιόπιστα αποτελέσματα σε σχέση με τις διαθέσιμες πειραματικές μετρήσεις. Η έκφραση που τελικά επιλέχθηκε είναι η έκφραση των Gerke και συνεργατών [2], αφού το σημαντικό της πλεονέκτημα σε σχέση με την έκφραση του Verhelst [1] είναι, εκτός των άλλων, η καλύτερη προσομοίωση της έναυσης του μίγματος.

Ένα σημαντικό πλεονέκτημα του μοντέλου καύσης που αναπτύχθηκε είναι η ύπαρξη μόνο ενός διορθωτικού συντελεστή, ο οποίος διατηρεί την ίδια τιμή σε όλες τις προσομοιώσεις που έγιναν ($A=0.8$ με χρήση της έκφρασης των Gerke και συνεργατών [2]). Με τη σύγκριση των υπολογιστικών αποτελεσμάτων του ρευστομηχανικού μοντέλου που αφορούν την πίεση του κυλίνδρου, τον καθαρό ρυθμό έκλυσης θερμότητας, το παραγόμενο

έργο και τους εκπεμπόμενους ρύπους NO, με διαθέσιμα πειραματικά δεδομένα [1] κατά τη μεταβολή του λόγου ισοδυναμίας, χρονισμού έναυσης και βαθμού συμπίεσης στον κινητήρα CFR, φάνηκε ότι σε όλες τις περιπτώσεις το μοντέλο καύσης που αναπτύχθηκε υπολογίζει ικανοποιητικά τα παραπάνω μεγέθη, όχι μόνο ως προς την τάση μεταβολής των λειτουργικών παραμέτρων, αλλά σε αρκετές περιπτώσεις και σε απόλυτες τιμές.

Επιπλέον, το υπολογιστικό εργαλείο που αναπτύχθηκε είναι ικανό να προβλέπει όχι μόνο τις μέσες τιμές των διαφόρων μεγεθών (π.χ. πίεση κυλίνδρου, έργο κτλ.), αλλά και να παρέχει μια πρόλεξη των τοπικών συνθηκών και διεργασιών που επικρατούν στο εσωτερικό του κυλίνδρου. Η διάδοση της φλόγας παρουσιάστηκε σε διάφορες χρονικές στιγμές, καθώς μεταβάλλεται ο λόγος ισοδυναμίας, όπου φάνηκε η αρκετά γρήγορη εξάπλωσή της.

Με τη λεπτομερή αποτίμηση που διενεργήθηκε, φάνηκε ότι το μοντέλο καύσης που αναπτύχθηκε προσομοιώνει ικανοποιητικά τα απαιτητικά φαινόμενα μεταφοράς κατά την προαναμεμιγμένη καύση του υδρογόνου σε κινητήρα Otto, όπου η γρήγορη ταχύτητα εξάπλωσης της φλόγας, κυρίως στα υψηλά φορτία, αυξάνει τις υπολογιστικές απαιτήσεις λόγω της απότομης μεταβολής των θερμοδυναμικών χαρακτηριστικών του μίγματος. Οι συνθήκες λειτουργίας που εξετάστηκαν περιλαμβάνουν ένα ευρύ φάσμα συνθηκών, ενώ το μόνο λειτουργικό μέγεθος που δεν εξετάστηκε ήταν η μεταβολή της ταχύτητας περιστροφής, διότι δεν υπήρχαν διαθέσιμα σχετικά πειραματικά δεδομένα.

9.3 Λεπτομερής διερεύνηση μεταφοράς θερμότητας, απόδοσης και ρύπων σε κινητήρα Otto

9.3.1 Εισαγωγή

Στο δεύτερο μέρος αυτού του κεφαλαίου θα διερευνηθούν περαιτέρω τα φαινόμενα μεταφοράς και καύσης που λαμβάνουν χώρα στο εσωτερικό του κυλίνδρου του ίδιου κινητήρα Otto, που διερευνήθηκε προηγουμένως, ενώ εφαρμόστηκαν διαφορετικές συνθήκες λειτουργίας, οι οποίες περιλαμβάνουν μεταβλητό βαθμό συμπίεσης και φορτίο. Σε όλες τις περιπτώσεις ο χρονισμός έναυσης είναι ίσος με την MBT τιμή (minimum spark advance for best torque), η οποία ορίζεται ως η ελάχιστη προπορεία έναυσης για να επιτευχθεί η μέγιστη ροπή του κινητήρα, ευρισκόμενη μέσω πειραματικής διαδικασίας.

Ο σκοπός είναι να διερευνηθεί η απόδοση της καύσης (combustion efficiency), η μεταφορά θερμότητας προς τα τοιχώματα του κυλίνδρου, η ενδεικνύμενη απόδοση (indicated efficiency) και οι εκπεμπόμενοι ρύποι σε όλες τις συνθήκες λειτουργίας που

εξετάζονται. Κάθε μέγεθος από τα παραπάνω θα διερευνηθεί σε βάθος και θα ποσοτικοποιηθεί, ενώ ειδικά για τους εκπεμπόμενους ρύπους θα δοθεί περισσότερη έμφαση, καθώς θα αναλυθεί ο τοπικός μηχανισμός παραγωγής τους. Για να είναι πιο αξιόπιστη η ευρεία αυτή μελέτη, τα υπολογιστικά αποτελέσματα θα συγκρίνονται με τα αντίστοιχα διαθέσιμα πειραματικά [4] σε κάθε περίπτωση.

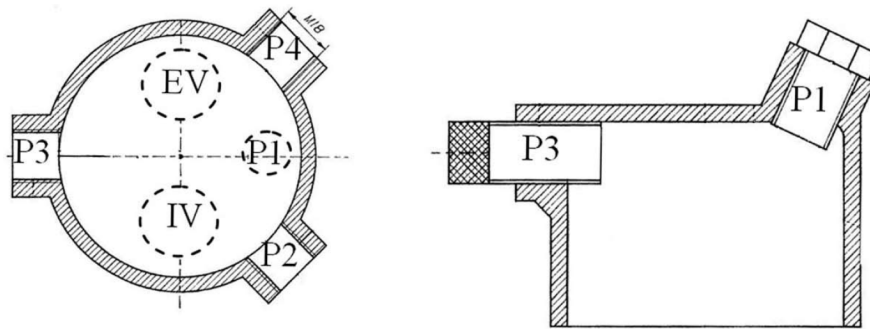
9.3.2 Πειραματική διερεύνηση

Ο κινητήρας που διερευνήθηκε εδώ είναι ο ίδιος κινητήρας Otto (CFR) της προηγούμενης υπο-παραγράφου. Η μόνη διαφοροποίησή του είναι ότι ο εξαεριωτής (καρμπυρατέρ) που υπήρχε στον οχετό εισαγωγής [1] αντικαταστάθηκε με ένα σύστημα έγχυσης καυσίμου (port fuel injection – PFI) [4]. Με τον τρόπο αυτόν είναι πιο εύκολη η ρύθμιση της εγχυόμενης ποσότητας υδρογόνου, ενώ επιπλέον το μέγιστο φορτίο αυξάνεται, αφού το σύστημα έγχυσης μπορεί να εισαγάγει στον οχετό ικανοποιητική ποσότητα καυσίμου, ώστε το τελικό μίγμα να είναι ακόμα και στοιχειομετρικό. Με τον τρόπο αυτόν αποφεύγεται η πρόωρη ανάφλεξη του μίγματος, αφού ο εισερχόμενος αέρας προλαβαίνει να ψύξει ελαφρώς τα θερμά τοιχώματα του κυλίνδρου. Η πίεση εγχύσεως είναι 2 bar και σε κάθε περίπτωση η έγχυση τερματίζεται, όταν το έμβολο βρίσκεται στο ΚΝΣ (λίγο πριν το κλείσιμο της βαλβίδας εισαγωγής). Επιπλέον, κι εδώ η ρυθμιστική δικλείδα είναι πλήρως ανοιχτή, ώστε η ρύθμιση του φορτίου γίνεται ποιοτικά (με ρύθμιση του λόγου ισοδυναμίας), ενώ τα χαρακτηριστικά του κινητήρα είναι τα ίδια με αυτά του Πίνακα 1 (βλέπε προηγούμενη υπο-παραγραφο).

Τα διαθέσιμα πειραματικά δεδομένα αφορούν τις παροχές εισόδου του αέρα και υδρογόνου, το δυναμοδεικτικό διάγραμμα, τους εκπεμπόμενους ρύπους NO/NO_x, τις θερμοκρασίες εισόδου και εξόδου των αερίων, τις τοπικές θερμοκρασίες του τοιχώματος μετρημένες σε τρία σημεία του κυλίνδρου, καθώς και τις τοπικές ροές θερμότητας που υπολογίστηκαν στη συνέχεια στα σημεία αυτά [4].

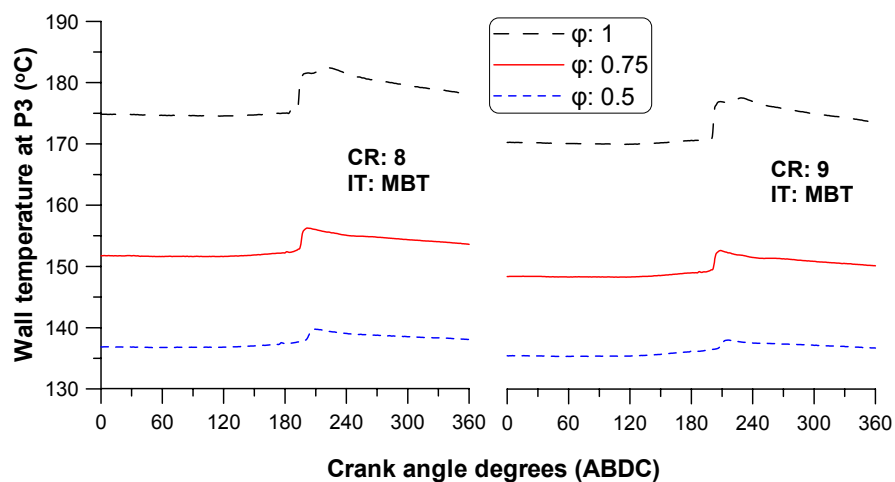
Οι συνθήκες λειτουργίας που εξετάστηκαν αφορούν τη μεταβολή του λόγου ισοδυναμίας (από 0.5 έως 1) και του βαθμού συμπίεσης (ίσος με 8 και 9) [4]. Αυτές οι δύο παράμετροι είναι από τις σημαντικότερες που επηρεάζουν την απόδοση, τη μεταφορά θερμότητας και το παραγόμενο έργο του κινητήρα. Βέβαια, και ο χρονισμός έναυσης παίζει έναν σημαντικό ρόλο, κυρίως στις απώλειες θερμότητας [4,24], αλλά δεν διερευνάται εδώ, αφού σε κάθε περίπτωση είναι ίσος με την MBT τιμή του, που θα δοθεί παρακάτω. Πρέπει να επισημανθεί ότι ο βαθμός συμπίεσης κρατήθηκε χαμηλός (κάτω από 10), ώστε το έμβολο στο ΑΝΣ να μην καλύπτει τα θερμοστοιχεία που μετρούν τη θερμοκρασία του τοιχώματος, τα οποία τοποθετούνται σε απόσταση 9 mm από την κεφαλή του κυλίνδρου στην περιφέρεια του

κυλίνδρου, όπως φαίνεται στο Σχήμα 20. Επιπλέον, ο σπινθηριστής βρίσκεται περίπου 30 mm μακριά από τον άξονα του κυλίνδρου (σημείο P1).



Σχήμα 20. Κάτοψη και πλάγια τομή του κυλίνδρου του κινητήρα CFR. P1: σημείο τοποθέτησης σπινθηριστή, P2–P4: σημεία τοποθέτησης θερμοστοιχείων, IV: βαλβίδα εισαγωγής, EV: βαλβίδα εξαγωγής

Οι μετρημένες θερμοκρασίες του τοιχώματος στις τρεις θέσεις μέτρησης επηρεάζονται από τις λειτουργικές παραμέτρους, όπως διαπιστώνεται εύκολα στο Σχήμα 21, όπου φαίνεται η διακύμανση της μετρημένης θερμοκρασίας για τα τρία υπό εξέταση φορτία ($\phi=0.5, 0.75$ και 1) και για μεταβλητό βαθμό συμπίεσης (CR=8 και 9) στο σημείο μέτρησης P3 [4].



Σχήμα 21. Επιρροή του φορτίου και του βαθμού συμπίεσης στη μετρημένη θερμοκρασία στο σημείο P3 του κινητήρα CFR

Η μέση θερμοκρασία του τοιχώματος μεταβάλλεται σημαντικά με την αύξηση του φορτίου (περίπου από $135\text{ }^{\circ}\text{C}$ για το χαμηλό φορτίο έως $175\text{ }^{\circ}\text{C}$ για το υψηλό φορτίο). Τη χρονική στιγμή που η φλόγα φτάνει στο σημείο μέτρησης, αυξάνεται ραγδαία η μετρούμενη θερμοκρασία, ειδικά για τα πιο πλούσια μίγματα, ενώ αυτό που προκαλεί εντύπωση είναι η

ελαφριά μείωση της θερμοκρασίας με την αύξηση του βαθμού συμπίεσης. Το γεγονός αυτό σχετίζεται άμεσα με το διαφορετικό χρονισμό έναυσης που επιλέχθηκε (MBT τιμή). Επιπλέον, παρόμοια συμπεριφορά της μετρημένης θερμοκρασίας παρατηρείται και στα υπόλοιπα δύο σημεία μέτρησης (P2 και P4).

Η πλήρης περιγραφή της πειραματικής εγκατάστασης, καθώς και περισσότερες πληροφορίες για τη διεξαγωγή των μετρήσεων μπορούν να αναζητηθούν στις εργασίες [4,28].

9.3.3 Υπολογιστικά δεδομένα

Οι συνθήκες λειτουργίας που εξετάζονται αφορούν τη μεταβολή του λόγου ισοδυναμίας (φορτίο) και του βαθμού συμπίεσης. Σε όλες τις περιπτώσεις η ρυθμιστική δικλείδα είναι πλήρως ανοιχτή, ο χρονισμός έναυσης είναι ίσος με την MBT τιμή και η ταχύτητα περιστροφής είναι σταθερή και ίση με 600 rpm. Στον Πίνακα 5 φαίνονται οι διαφορετικές περιπτώσεις που εξετάζονται.

Πίνακας 5. Συνθήκες λειτουργίας του κινητήρα Otto

Περίπτωση	Λόγος ισοδυναμίας (ϕ)	Βαθμός συμπίεσης (CR)	Χρονισμός έναυσης– MBT ($^{\circ}$ ΓΣ ΜΑΝΣ)
1	0.5	8	-4
2	0.75	8	2
3	1	8	6
4	0.5	9	0
5	0.75	9	8
6	1	9	14

Οι αρχικές και οριακές συνθήκες που εφαρμόστηκαν είναι οι ίδιες με αυτές της προηγούμενης υπο-παραγράφου, εφόσον ο κινητήρας είναι ο ίδιος και η ταχύτητα περιστροφής σταθερή (γεγονός που σχετίζεται με τις αρχικές τιμές των παραμέτρων της τύρβης). Οι μοναδικές διαφορές εντοπίζονται στην αρχική θερμοκρασία του μίγματος κατά το κλείσιμο της βαλβίδας εισαγωγής για τις περιπτώσεις με μεγαλύτερο φορτίο, όπου η θερμοκρασία του παραμένοντος καυσαερίου, καθώς και η θερμοκρασία του τοιχώματος είναι υψηλότερες, θερμαίνοντας αρκετά το εισερχόμενο μίγμα αέρα-καυσίμου. Οι τιμές της αρχικής θερμοκρασίας που χρησιμοποιήθηκαν είναι από 370 K για τα πιο φτωχά μίγματα ($\phi=0.5$), όπως και στην προηγούμενη υπο-παραγράφο, έως 400 K για τα πιο πλούσια ($\phi=1$) και για τους δύο βαθμούς συμπίεσης (CR=8 και 9), τιμές που αποτελούν αξιόπιστες

εκτιμήσεις, συνεκτιμώντας παράλληλα και τις διαθέσιμες μετρημένες θερμοκρασίες του τοιχώματος, του εισερχόμενου αέρα και υδρογόνου και του εξερχόμενου καυσαερίου. Οι αρχικές και οριακές συνθήκες που μεταβάλλονται σε κάθε μία εξεταζόμενη περίπτωση φαίνονται στον Πίνακα 6.

Πίνακας 6. Αρχικές και οριακές συνθήκες για τις περιπτώσεις του Πίνακα 5

Περίπτωση	Θερμοκρασία τοιχώματος (K)	Αρχική πίεση (bar)	Αρχική θερμοκρασία (K)
1	410	1.085	370
2	423	1.085	375
3	450	1.100	400
4	410	1.090	370
5	423	1.080	375
6	440	1.100	400

Τα υπόλοιπα υπολογιστικά δεδομένα είναι τα ίδια με αυτά της προηγούμενης υποπαραγράφου, όπως το υπολογιστικό πλέγμα που χρησιμοποιήθηκε (40x40x40), το χρονικό βήμα (που αντιστοιχεί σε 0.5 °ΓΣ και μειώνεται σε 0.1 °ΓΣ κατά την περίοδο της καύσης), καθώς και ο διορθωτικός συντελεστής της έκφρασης της τυρβώδους ταχύτητας της φλόγας ($A=0.8$).

9.3.4 Αποτελέσματα

9.3.4.1 Απόδοση καύσης

Η λεπτομερής διερεύνηση του κινητήρα Otto ξεκινά με την απόδοση της καύσης, η οποία υπολογίστηκε με την περαιτέρω επεξεργασία των υπολογιστικών αποτελεσμάτων του ρευστομηχανικού μοντέλου. Το μέγεθος αυτό περιλαμβάνει όλους τους μηχανισμούς, οι οποίοι μειώνουν την εκμεταλλεύσιμη ενέργεια του καυσίμου είτε λόγω διαφυγής του από τον κύλινδρο (και εν τέλει μη καύσης του) είτε λόγω ατελούς καύσης. Η θεωρητική θερμότητα της καύσης υπολογίζεται βάσει της μετρημένης ποσότητας του υδρογόνου που εισέρχεται στον κύλινδρο σε κάθε κύκλο λειτουργίας [4,28], αποτελώντας γνωστή τιμή σε κάθε περίπτωση. Η θεωρητική θερμότητα της καύσης δίνεται από την Εξίσωση (4).

$$Q_{H_2} = m_{H_2} LHV_{H_2} \quad (4)$$

όπου Q_{H_2} η θεωρητική θερμότητα της καύσης (J), m_{H_2} η μετρημένη εισερχόμενη ποσότητα υδρογόνου σε κάθε κύκλο λειτουργίας (kg_{H_2}) και LHV_{H_2} η κατώτερη θερμογόνος δύναμη του υδρογόνου ίση με $120 MJ/kg_{H_2}$ [1].

Η θεωρητική θερμότητα της καύσης μειώνεται κατά τη λειτουργία του κινητήρα, λόγω των διάφορων απωλειών που παρατηρούνται. Οι τρεις κύριοι μηχανισμοί που συμβάλουν στις απώλειες αυτές και οι οποίοι θα ποσοτικοποιηθούν στη συνέχεια με την εφαρμογή του ρευστομηχανικού μοντέλου που αναπτύχθηκε, περιγράφονται παρακάτω:

1. Υδρογόνο που διαφεύγει στο στροφαλοθάλαμο μέσω των διακένων του εμβόλου (blow-by). Περίπου το 6-7% της αρχικής μάζας του αερίου του κυλίνδρου κατά το κλείσιμο της βαλβίδας εισαγωγής εισέρχεται στα διάκενα κατά τη φάση της συμπίεσης και την αρχή της περιόδου της καύσης, ενώ μόνο ένα ποσοστό αυτής της μάζας επανέρχεται στον κύλινδρο (περίπου το 4% της αρχικής μάζας του αερίου του κυλίνδρου). Το υπόλοιπο διαφεύγει στο στροφαλοθάλαμο, μειώνοντας την ικανότητα του κινητήρα για παραγωγή έργου, παρόλο που ο σχεδιασμός των διακένων σε κινητήρες με καύσιμο το υδρογόνο είναι διαφορετικός (μικρότερο πάχος διακένων) [5,6], ενώ συνήθως αυξάνεται κι ο αριθμός των ελατηρίων του εμβόλου [25,29].
2. Η διάσταση των προϊόντων της καύσης, που οδηγεί στην παραγωγή των συστατικών: OH, O, H, N και NO, κατά τα πρώτα στάδια της καύσης. Η διάσταση είναι πιο έντονη σε υψηλά φορτία [30], αφού η θερμοκρασία του καμένου αερίου είναι αρκετά υψηλή, χωρίς αυτό να σημαίνει ότι και σε χαμηλά φορτία δεν υπάρχουν περιοχές του κυλίνδρου όπου το αέριο έχει αρκετά αυξημένη θερμοκρασία [22], όπως θα παρουσιαστεί αργότερα.
3. Η καύση του υδρογόνου δεν είναι πλήρης, αφού μικρές ποσότητες (μοριακού) υδρογόνου μπορούν να εντοπιστούν στα καυσαέρια. Το φαινόμενο αυτό είναι πιο έντονο σε χαμηλό φορτίο [31,32], που συντελεί σημαντικά στη μείωση της διαθέσιμης θερμότητας καύσης για παραγωγή ωφέλιμου έργου.

Οι τρεις παραπάνω μηχανισμοί απωλειών μπορούν να ποσοτικοποιηθούν με τη χρήση μιας γενικής σχέσης, που εκφράζει την απόδοση της καύσης (n_u) [24] και δίνεται από την Εξίσωση (5).

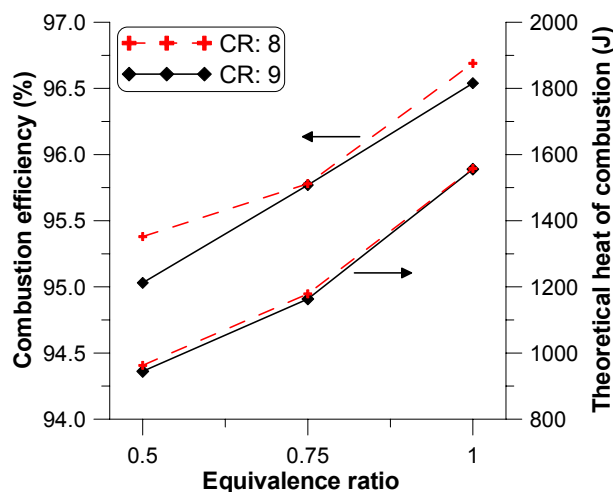
$$n_u = \frac{Q_B}{Q_{H_2}} = \frac{Q_B}{m_{H_2} LHV_{H_2}} \quad (5)$$

όπου Q_B είναι η πραγματικά διαθέσιμη θερμότητα καύσης (J).

Μια εναλλακτική προσέγγιση για τον υπολογισμό της απόδοσης της καύσης είναι με τη μέτρηση των συγκεντρώσεων του οξυγόνου και υδρογόνου στα καυσαέρια, σύμφωνα με τη

μεθοδολογία που περιγράφεται στην εργασία [33]. Η μέθοδος αυτή όμως έχει ως αποτέλεσμα την υποεκτίμηση των απωλειών, αφού δεν λαμβάνει υπόψιν τη διαφυγή του καυσίμου μέσω των διακένων, η οποία είναι σημαντική απώλεια, όπως θα φανεί στη συνέχεια.

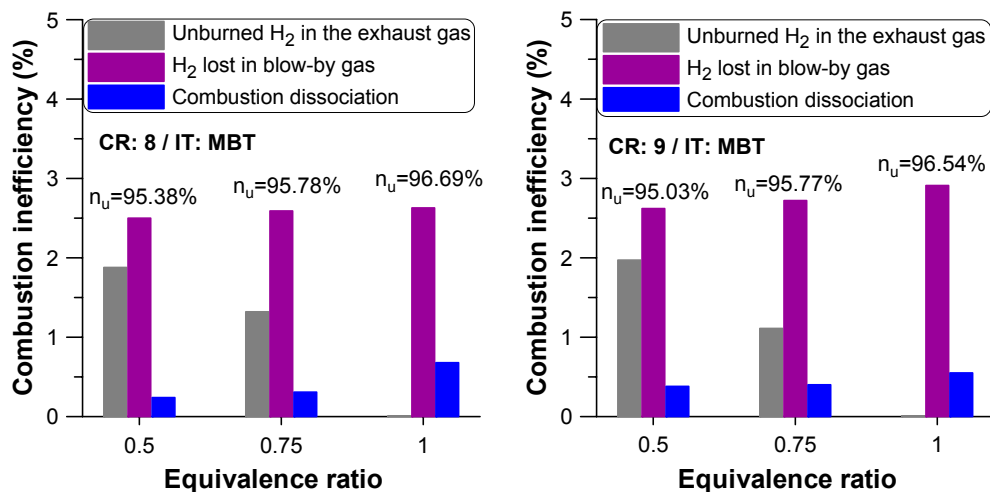
Στο Σχήμα 22 παρουσιάζεται η απόδοση της καύσης του υδρογόνου (βάσει των προσομοιώσεων), όπως υπολογίζεται από την Εξίσωση (5) για όλες τις περιπτώσεις του Πίνακα 5. Στο ίδιο Σχήμα παρατηρείται και η θεωρητική θερμότητα της καύσης (Q_{H_2}), όπως προκύπτει από τις διαθέσιμες μετρημένες τιμές (μετρημένη τιμή της εισερχόμενης ποσότητας υδρογόνου στον κύλινδρο ανά κύκλο λειτουργίας) [4]. Σύμφωνα με την εργασία [33], καθώς αυξάνεται το φορτίο και χρησιμοποιούνται στοιχειομετρικά μίγματα, ο βαθμός απόδοσης της καύσης προσεγγίζει το 100%. Με άλλα λόγια, με την αύξηση του λόγου ισοδυναμίας η διάρκεια της καύσης μειώνεται αρκετά και πλησιάζει τον ιδεατό κύκλο Otto, όπου η καύση πραγματοποιείται αισθητά υπό σταθερό όγκο πλησίον του ΑΝΣ [34]. Το γεγονός αυτό παρατηρείται και για τους δύο βαθμούς συμπίεσης, παρόλο που η έναυση του μίγματος πραγματοποιείται μετά το ΑΝΣ στις περισσότερες περιπτώσεις.



Σχήμα 22. Βαθμός απόδοσης της καύσης (από υπολογισμούς) και θεωρητική θερμότητα καύσης (από μετρήσεις) για όλες τις περιπτώσεις του Πίνακα 5 για τον κινητήρα CFR

Αυτό που γίνεται αντιληπτό είναι ότι στα στοιχειομετρικά μίγματα η απόδοση της καύσης είναι αρκετά υψηλή, πλησιάζοντας το 97%. Αυτό συμβαδίζει με το γεγονός της μη ανίχνευσης άκαυστου υδρογόνου στα καυσαέρια σε αυτές τις περιπτώσεις. Επιπλέον, για βαθμό συμπίεσης ίσο με 9, παρατηρείται μια ελαφριά μείωση της απόδοσης της καύσης λόγω της καθυστέρησης έναυσης, η οποία φτάνει μέχρι τις 14 °ΓΣ ΜΑΝΣ για το υψηλό φορτίο. Επιπλέον, η θεωρητική θερμότητα καύσης έχει την ίδια ακριβώς μορφή με την απόδοση της καύσης, αφού με τη μείωση του βαθμού συμπίεσης παρουσιάζεται ελάχιστα αυξημένη, λόγω και του μεγαλύτερου διαθέσιμου όγκου εισαγωγής καυσίμου.

Στη συνέχεια, θα γίνει περαιτέρω διερεύνηση της απόδοσης της καύσης, αφού θα ποσοτικοποιηθούν οι τρεις μηχανισμοί που αναφέρθηκαν παραπάνω (εν συντομία: απώλεια υδρογόνου μέσω των διακένων, απώλεια υδρογόνου λόγω ατελούς καύσης, διάσπαση των προϊόντων της καύσης), που συμβάλουν στις απώλειες της καύσης. Για το σκοπό αυτόν τα υπολογιστικά αποτελέσματα του ρευστομηχανικού κώδικα αναλύθηκαν σε βάθος και τα αποτελέσματα που προκύπτουν φαίνονται στο Σχήμα 23.



Σχήμα 23. Ανάλυση των τριών απωλειών του μηχανισμού της καύσης για τις περιπτώσεις του Πίνακα 5 για τον κινητήρα CFR

Για τα πιο φτωχά μίγματα η απόδοση της καύσης μειώνεται σημαντικά, όπως παρατηρήθηκε και στην εργασία [32], γεγονός που οφείλεται σε κάποιο βαθμό στην αύξηση της διάρκειας της καύσης. Στις περιπτώσεις αυτές η θερμοκρασία του καμένου αερίου είναι σχετικά χαμηλή, προκαλώντας την ατελή οξειδωση του υδρογόνου και τη μείωση της διαθέσιμης θερμότητας καύσης κατά σχεδόν 2%, και για τους δύο βαθμούς συμπίεσης.

Σχετικά με το υδρογόνο που διαφεύγει στο στροφαλοθάλαμο, η απώλεια αυτή είναι σημαντικότερη από τις τρεις που διερευνώνται εδώ, για όλα τα φορτία και βαθμούς συμπίεσης. Για τα πιο φτωχά μίγματα η απώλεια αυτή είναι ελάχιστα μικρότερη από την αντίστοιχη των πιο πλούσιων μιγμάτων. Το αναμενόμενο θα ήταν η απώλεια αυτή να ήταν σημαντικά μεγαλύτερη στα πλούσια μίγματα, στα οποία παρατηρείται μια ραγδαία αύξηση της πίεσης κατά τη διάρκεια της καύσης (για μικρό χρονικό διάστημα όμως), που ωθεί αρκετή μάζα αερίου στα διάκενα και στη συνέχεια στο στροφαλοθάλαμο. Όμως, η αρχική μάζα γόμωσης κατά το κλείσιμο της βαλβίδας εισαγωγής για τα πιο φτωχά μίγματα είναι μεγαλύτερη, λόγω της μικρότερης αρχικής θερμοκρασίας του μίγματος. Έτσι, παρόλο που η ποσοστιαία απώλεια μάζας είναι σαφώς μικρότερη, σε απόλυτη τιμή δεν διαφέρει σημαντικά. Το συνδυασμένο αποτέλεσμα των δύο αυτών αντίθετων τάσεων καταλήγει στο

τελικό αποτέλεσμα που αναφέρθηκε προηγουμένως (απώλειες καύσης λόγω διαφυγής υδρογόνου στο στροφαλοθάλαμο ελάχιστα μικρότερες στα φτωχά μίγματα).

Τέλος, η διάσταση των προϊόντων της καύσης παρατηρείται σε περιοχές με υψηλή θερμοκρασία [35], που ευνοείται στο υψηλό φορτίο. Επομένως, στα φτωχά μίγματα η συγκέντρωση των συστατικών που έχουν προκύψει από τη διάσταση των προϊόντων (OH, O, H, N και NO) είναι μικρότερη σε σχέση με αυτήν των πλούσιων μιγμάτων, όπου η μέση θερμοκρασία του καμένου αερίου φτάνει τους 2800 K. Πρέπει να σημειωθεί ότι οι απώλειες λόγω διάστασης που φαίνονται στο Σχήμα 23 είναι αρκετά χαμηλότερες από αυτές που παρουσιάστηκαν στην εργασία [30], λόγω της καθυστέρησης έναυσης (στις περισσότερες περιπτώσεις γίνεται μετά το ANΣ) και του μειωμένου βαθμού συμπίεσης.

Από το Σχήμα 23 προκύπτει ότι η συνολική διαφορά της απόδοσης της καύσης λόγω μεταβολής του βαθμού συμπίεσης, οφείλεται κυρίως στις απώλειες λόγω της διάστασης, αφού αυτή είναι η μοναδική απώλεια που μεταβάλλεται σημαντικά, ενώ οι υπόλοιπες δύο απώλειες παραμένουν περίπου σταθερές.

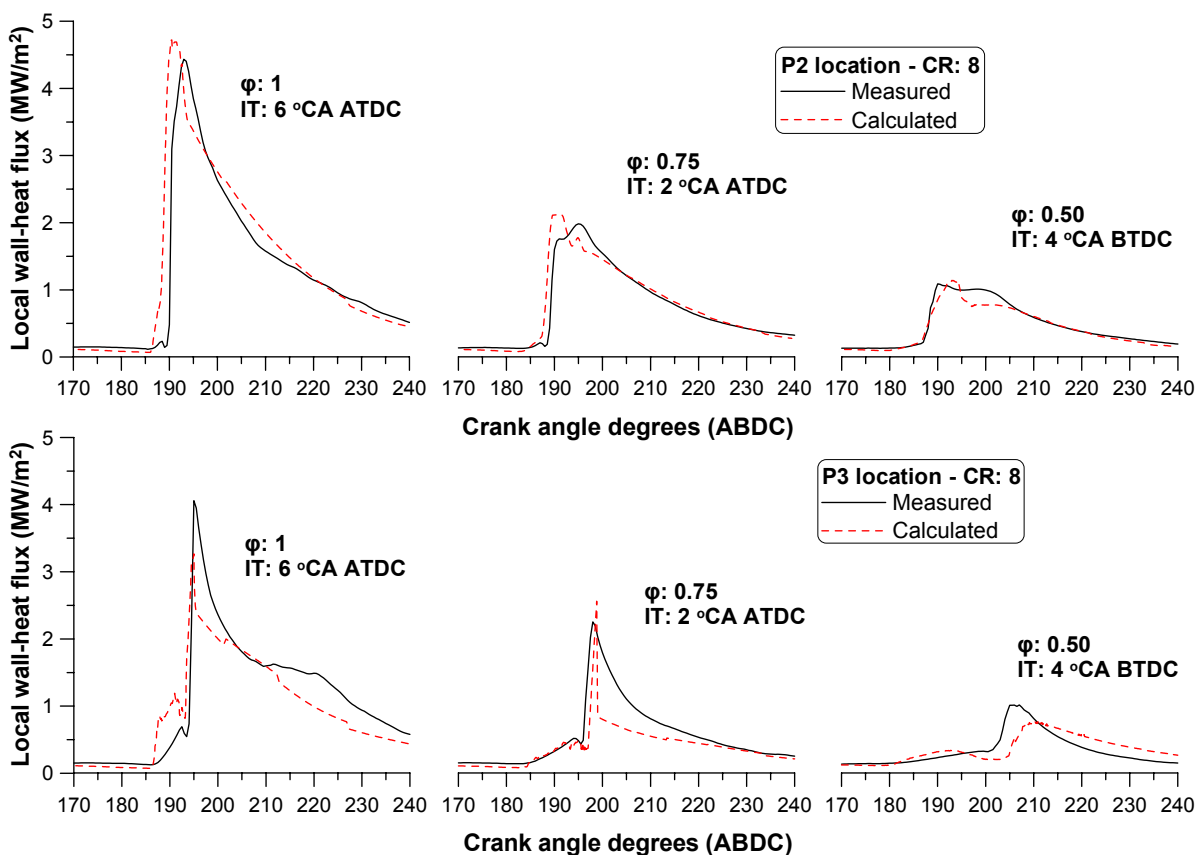
9.3.4.2 Αποτίμηση μοντέλου μεταφοράς θερμότητας σε συνθήκες με καύση

Από τη στιγμή που ποσοτικοποιήθηκε η απόδοση της καύσης και βρέθηκε ποιό είναι το πραγματικά διαθέσιμο ποσοστό της χημικής ενέργειας του καυσίμου για παραγωγή έργου, η διερεύνηση του κινητήρα Otto συνεχίζεται με τη μελέτη του μηχανισμού μεταφοράς θερμότητας. Ο τελικός σκοπός εδώ είναι να υπολογιστεί το ποσοστό της πραγματικής θερμότητας της καύσης (Q_B) που μεταφέρεται προς τα τοιχώματα του κυλίνδρου σε κάθε περίπτωση (Q_W).

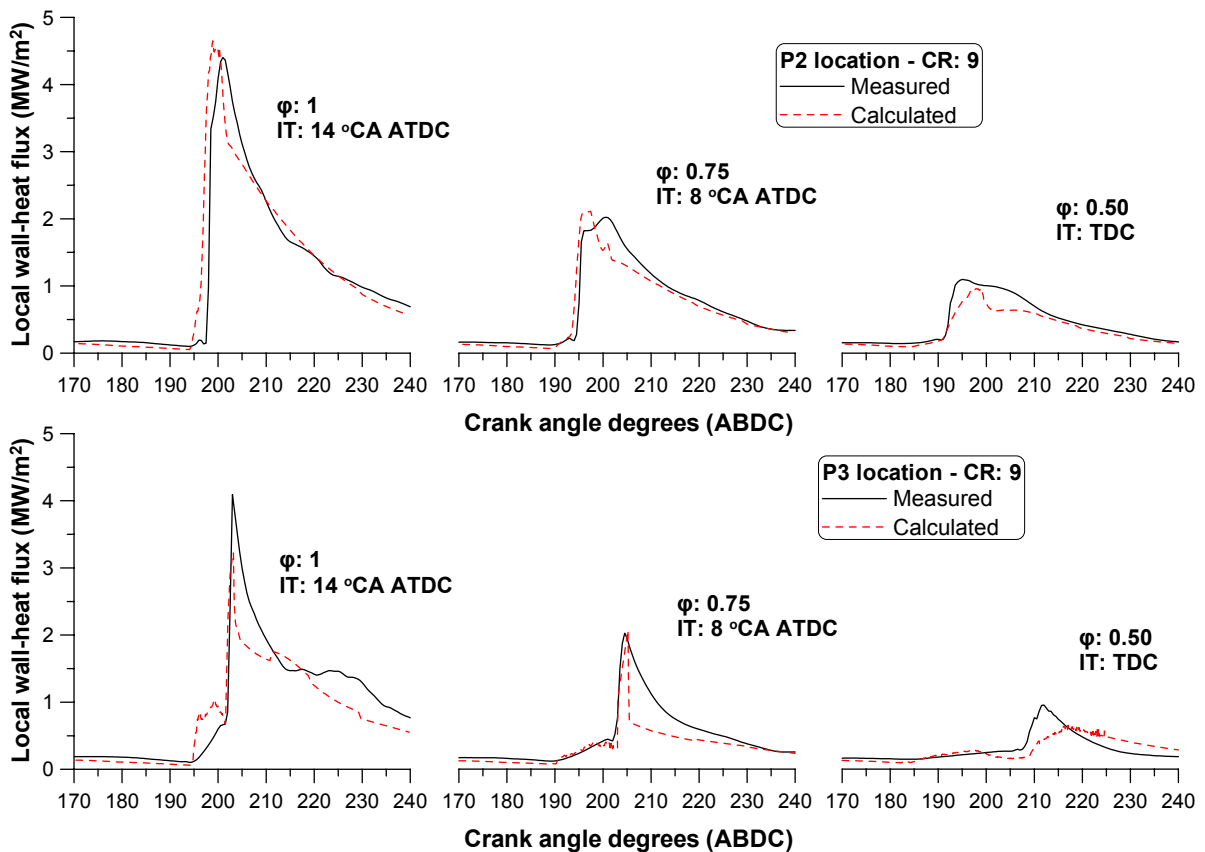
Για να επιτευχθεί αυτό με αξιόπιστο τρόπο, θα αποτιμηθεί αρχικά το μοντέλο μεταφοράς θερμότητας που αναπτύχθηκε στην παρούσα Διδακτορική Διατριβή σε συνθήκες με καύση. Πρέπει να τονιστεί ότι η λεπτομερής αποτίμησή του σε συνθήκες ετεροκίνησης παρουσιάστηκε στο προηγούμενο κεφάλαιο, ενώ εδώ η ανάλυση θα επικεντρωθεί στην επίδοση μόνο αυτού του μοντέλου, μη λαμβάνοντας υπόψιν τα εναλλακτικά μοντέλα μεταφοράς θερμότητας (π.χ. τα μοντέλα των Han και Reitz [36] και των Angelberger και συνεργατών [37]). Η αποτίμηση αυτή θα βασιστεί στη σύγκριση των υπολογισμένων τοπικών ροών θερμότητας με διαθέσιμες πειραματικές μετρήσεις, σε τρία σημεία του τοιχώματος του κυλίνδρου του κινητήρα CFR (βλέπε Σχήμα 20) [4], για όλες τις περιπτώσεις του Πίνακα 5. Μετά την αποτίμηση του μοντέλου μεταφοράς θερμότητας, θα παρουσιαστεί η επισωρευτική απώλεια θερμότητας με τα τοιχώματα και στη συνέχεια το ποσοστό της διαθέσιμης θερμότητας καύσης που μεταφέρεται στα τοιχώματα κατά τη διάρκεια του κλειστού κύκλου λειτουργίας, για όλες τις περιπτώσεις που εξετάζονται.

Πριν ξεκινήσει η αποτίμηση του μοντέλου μεταφοράς θερμότητας, πρέπει να σημειωθεί ότι οι μετρημένες τοπικές ροές θερμότητας στα σημεία P2 και P4 (βλέπε Σχήμα 20) έχουν πολύ κοντινές τιμές, αφού η απόστασή τους από το σπινθηριστή είναι η ίδια, ενώ και η χρονική στιγμή που η φλόγα φτάνει στα σημεία αυτά είναι παρόμοια. Οι αμελητέες διαφορές μεταξύ των μετρημένων αυτών τιμών οφείλονται στα ελάχιστα διαφορετικά τοπικά χαρακτηριστικά της ροής (τύρβης και ταχύτητας). Αντίθετα, οι υπολογισμένες τοπικές ροές θερμότητας στα δύο αυτά σημεία (P2 και P4) είναι ίσες, αφού το αρχικό πεδίο ταχυτήτων και τύρβης του αερίου στον κύλινδρο κατά την έναρξη των προσομοιώσεων υποτέθηκε ότι είναι ομοιόμορφο, οπότε και τα χαρακτηριστικά της ροής που υπολογίζονται στα δύο αυτά σημεία είναι τα ίδια. Για το λόγο αυτόν, η σύγκριση θα περιοριστεί στις τιμές των σημείων P2 και P3 του κυλίνδρου του κινητήρα Otto.

Στο Σχήμα 24 φαίνεται η σύγκριση των υπολογισμένων τοπικών ροών θερμότητας με τις μετρημένες τιμές για τα τρία φορτία ($\phi=0.5-1$) και για βαθμό συμπίεσης ίσο με 8 στα δύο σημεία μέτρησης του κινητήρα CFR, ενώ στο Σχήμα 25 φαίνεται η αντίστοιχη σύγκριση για βαθμό συμπίεσης ίσο με 9.



Σχήμα 24. Σύγκριση υπολογισμένων και μετρημένων τοπικών ροών θερμότητας στα σημεία P2 και P3 του κινητήρα CFR (βαθμός συμπίεσης ίσος με 8)



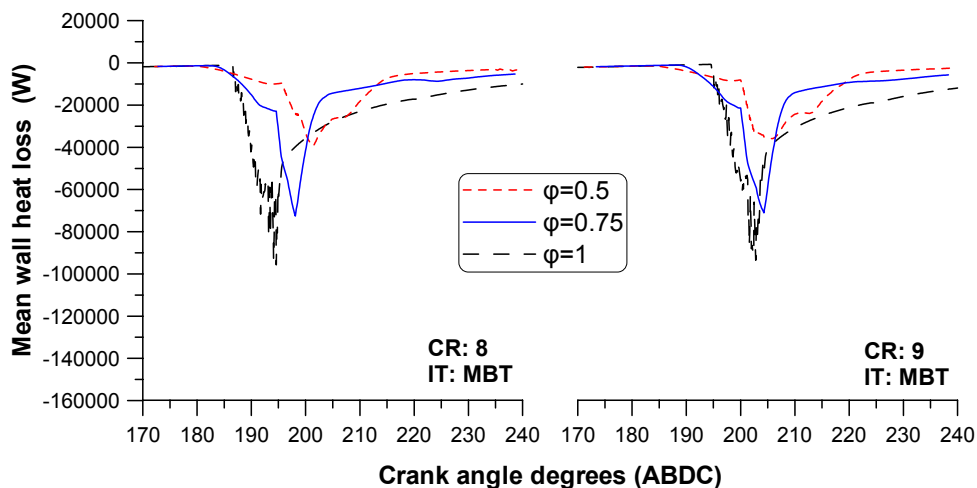
Σχήμα 25. Σύγκριση υπολογισμένων και μετρημένων τοπικών ροών θερμότητας στα σημεία P2 και P3 του κινητήρα CFR (βαθμός συμπίεσης ίσος με 9)

Οι υπολογισμένες τοπικές ροές θερμότητας από το ρευστομηχανικό μοντέλο στα δύο σημεία (P2 και P3) βρίσκονται αρκετά κοντά στις αντίστοιχες μετρημένες τιμές, για όλες τις περιπτώσεις που εξετάζονται. Συγκεκριμένα, η μέγιστη τιμή και η χρονική εμφάνιση της διέλευσης της φλόγας από τα σημεία μέτρησης υπολογίζονται ικανοποιητικά για τους δύο βαθμούς συμπίεσης και για τα τρία φορτία που εξετάζονται εδώ. Η μόνη αξιόλογη διαφορά των υπολογισμών σε σχέση με τις μετρήσεις παρατηρείται στο σημείο μέτρησης P3 μόνο για το φτωχό μίγμα (για CR=8 και 9), όπου η μεταφορά θερμότητας στην αρχή της καύσης υποεκτιμάται, ενώ στη συνέχεια κατά την αποτόνωση υπερεκτιμάται. Και σε αυτήν την περίπτωση όμως, η χρονική στιγμή διέλευσης της φλόγας από το σημείο αυτό υπολογίζεται αξιόπιστα. Κατά την περίοδο της συμπίεσης (πριν την έναρξη της καύσης), οι υπολογισμένες τοπικές ροές θερμότητας βρίσκονται αρκετά κοντά στις μετρημένες τιμές σε όλες τις περιπτώσεις που εξετάζονται. Επιπλέον, η υποεκτίμηση της υπολογισμένης ροής θερμότητας που είχε παρατηρηθεί κατά την αποτόνωση σε συνθήκες ετεροκίνησης (κυρίως σε χαμηλές ταχύτητες περιστροφής) [12,14] διατηρείται σε χαμηλά επίπεδα. Πρέπει να επισημανθεί ότι η εισαγωγή του όρου της θερμότητας καύσης στην έκφραση για τον υπολογισμό της ροής θερμότητας (βλέπε Κεφάλαιο 5) συντελεί σημαντικά στον αξιόπιστο υπολογισμό του μηχανισμού μεταφοράς θερμότητας στον κινητήρα CFR.

Γενικά, η προσομοίωση του μηχανισμού μεταφοράς θερμότητας σε συνθήκες με καύση θεωρείται ικανοποιητική, γεγονός που οδηγεί και στον αξιόπιστο υπολογισμό του παραγόμενου έργου και της ενδεικνύμενης απόδοσης του κινητήρα CFR, όπως θα παρουσιαστεί σε επόμενη υπο-παράγραφο του παρόντος κεφαλαίου.

9.3.4.3 Υπολογισμός απωλειών θερμότητας

Στη συνέχεια, θα παρουσιαστεί η συνολική υπολογισμένη μεταφορά θερμότητας προς τα τοιχώματα του κυλίνδρου κατά τη διάρκεια του κλειστού κύκλου λειτουργίας για όλες τις περιπτώσεις του Πίνακα 5. Στο Σχήμα 26 φαίνεται αυτή η απώλεια θερμότητας σε μονάδες ισχύος (W), όπου οι τοπικές ροές θερμότητας έχουν ολοκληρωθεί σε ολόκληρη την επιφάνεια του κυλίνδρου σε κάθε χρονική στιγμή (εφόσον η τοπική ροή θερμότητας δίνεται σε μονάδες ισχύος ανά μονάδα επιφάνειας: W/m^2), όπου το αρνητικό πρόσημο υποδεικνύει ότι η θερμική ισχύς μεταφέρεται από το αέριο προς τα τοιχώματα του κυλίνδρου.



Σχήμα 26. Υπολογισμένη θερμική ισχύς απωλειών για τις περιπτώσεις του Πίνακα 5 του κινητήρα CFR

Για τα πλούσια μίγματα η μέγιστη συνολική θερμική ισχύς σε απόλυτη τιμή είναι αρκετά υψηλότερη των υπόλοιπων μιγμάτων (και στους δύο βαθμούς συμπίεσης), ενώ επιπλέον η μέγιστη τιμή εμφανίζεται αρκετά νωρίτερα, παρόλο που σε αυτά η έναυση πραγματοποιείται αργότερα. Το γεγονός αυτό σχετίζεται άμεσα με τις ιδιότητες του υδρογόνου (υψηλή στρωπή/τυρβώδης ταχύτητα της φλόγας), όπου η διάρκεια της καύσης διαρκεί λιγότερες μοίρες γωνίας στροφάλου και προκύπτουν υψηλότερες θερμοκρασίες της φλόγας καθώς και πιο έντονος ρυθμός έκλυσης θερμότητας, κυρίως σε στοιχειομετρικά μίγματα.

Από τις τιμές του Σχήματος 26 προκύπτει η συνολική θερμική ενέργεια (cumulative wall heat loss) που μεταφέρεται στα τοιχώματα (σε μονάδες: J) κατά τη διάρκεια του κλειστού κύκλου λειτουργίας. Ο υπολογισμός αυτός στηρίζεται στη χρονική ολοκλήρωση της συνολικής θερμικής ισχύος. Τα υπολογιστικά αποτελέσματα παρουσιάζονται στον Πίνακα 7, όπου φαίνονται και οι αντίστοιχοι υπολογισμοί βασιζόμενοι στη μέση τιμή των τριών μετρημένων τοπικών ροών θερμότητας. Βέβαια, η σύγκριση των δύο αυτών μεγεθών (υπολογισμένης και μετρημένης επισωρευτικής μεταφοράς θερμότητας) δεν μπορεί να είναι άμεση παρά μόνο ενδεικτική, ενώ επιπλέον φανερώνει και το σχετικό σφάλμα που εισάγεται, όταν ακολουθείται αυτή η μέθοδος [28,38].

Πίνακας 7. Επισωρευτική μεταφορά θερμότητας προς τα τοιχώματα του κυλίνδρου για όλες τις περιπτώσεις του Πίνακα 5

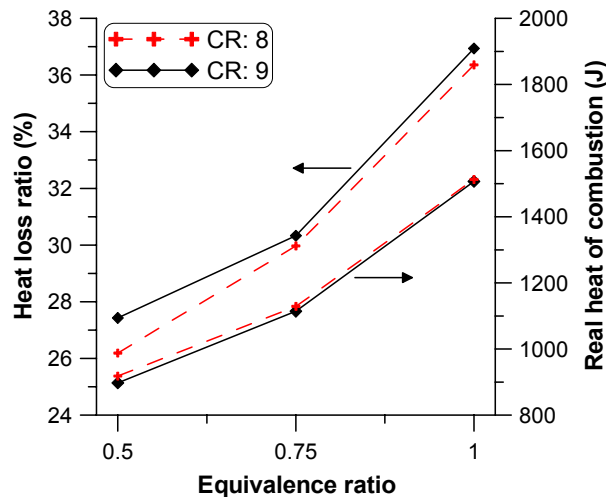
Περίπτωση	Υπολογισμένη επισωρευτική μεταφορά θερμότητας (J)	Μετρημένη επισωρευτική μεταφορά θερμότητας (J) (βασισμένη στις τρεις μετρημένες τοπικές ροές θερμότητας)
1	240.5	195.6
2	338.4	310.9
3	550.1	575.5
4	246.2	192.6
5	337.9	302.6
6	556.7	563.6

Με την αύξηση του βαθμού συμπίεσης (Περιπτώσεις 4-6), η επισωρευτική μεταφορά θερμότητας παραμένει πρακτικά σταθερή αντί να αυξάνεται σημαντικά. Αυτό σχετίζεται άμεσα με το διαφορετικό χρονισμό έναυσης που χρησιμοποιήθηκε σε κάθε περίπτωση (ίσος με την MBT τιμή), ο οποίος επηρεάζει σε σημαντικό βαθμό τις απώλειες θερμότητας [4,24]. Με την αύξηση του λόγου ισοδυναμίας, παρατηρείται ραγδαία αύξηση των απωλειών θερμότητας, ειδικά στο πλήρες φορτίο ($\varphi=1$), γεγονός που είναι αναμενόμενο.

Η ανάλυση του μηχανισμού μεταφοράς θερμότητας ολοκληρώνεται με την παρουσίαση του ποσοστού της πραγματικά διαθέσιμης θερμότητας καύσης που μεταφέρεται προς τα τοιχώματα (n_w) (heat loss ratio). Το ποσοστό αυτό δίνεται από την Εξίσωση (6), ενώ απεικονίζεται στο Σχήμα 27 μαζί με τη διαθέσιμη θερμότητα της καύσης, για όλες τις περιπτώσεις που εξετάζονται στον κινητήρα CFR.

$$n_w = \frac{Q_w}{Q_b} \quad (6)$$

όπου Q_w η επισωρευτική μεταφορά θερμότητας κατά τη διάρκεια του κλειστού κύκλου λειτουργίας (δεύτερη στήλη του Πίνακα 7).



Σχήμα 27. Πραγματικά διαθέσιμη θερμότητα καύσης και ποσοστό της που μεταφέρεται προς τα τοιχώματα του κυλίνδρου, για όλες τις περιπτώσεις του Πίνακα 5 του κινητήρα CFR

Με την αύξηση του λόγου ισοδυναμίας παρατηρείται μια ραγδαία αύξηση του ποσοστού απωλειών θερμότητας (n_w), η οποία όμως είναι λιγότερο έντονη από αυτήν που υπολογίζεται στην εργασία [24]. Επιπλέον, το ποσοστό μεταφοράς θερμότητας αυξάνεται ελάχιστα με την αύξηση του βαθμού συμπίεσης, ειδικά στο πιο φτωχό μίγμα. Αντίθετη τάση παρουσιάζει η πραγματικά διαθέσιμη θερμότητα καύσης, αφού μειώνεται ελάχιστα με την αύξηση του βαθμού συμπίεσης, ενώ ακολουθεί αυστηρά τη θεωρητική θερμότητα καύσης (βλέπε Σχήμα 22).

9.3.4.4 Διερεύνηση της απόδοσης

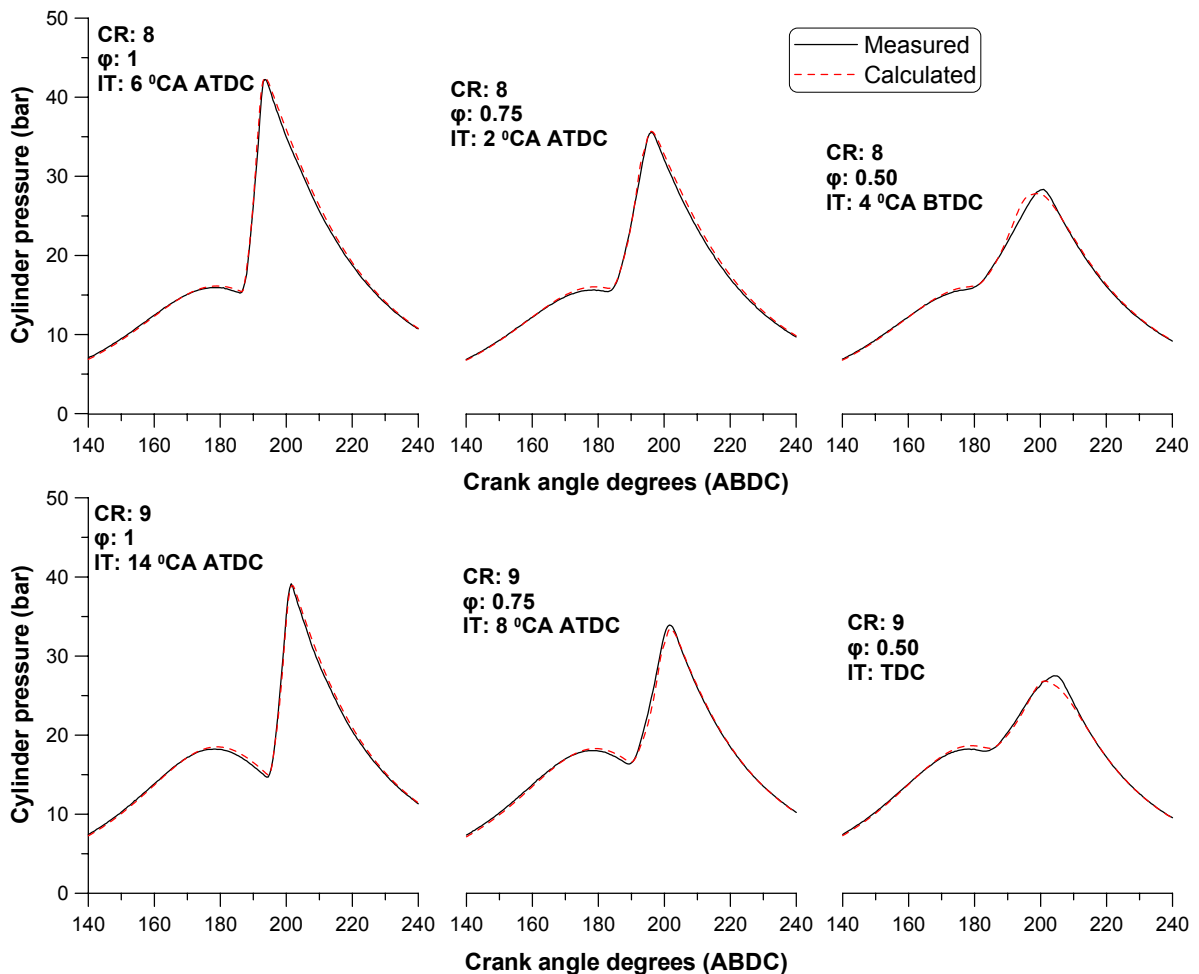
Στη συνέχεια της ανάλυσης, θα ποσοτικοποιηθεί η απόδοση του κινητήρα CFR. Για να γίνει αυτό, θα ακολουθηθεί μια σειρά από επί μέρους αναλύσεις, που περιλαμβάνουν το δυναμοδεικτικό διάγραμμα, τον καθαρό ρυθμό έκλυσης θερμότητας και το ενδεικνύμενο έργο κατά τη διάρκεια του κλειστού κύκλου λειτουργίας. Επιπλέον, θα διερευνηθεί η συναλλαγή μάζας αερίου μεταξύ του εσωτερικού του κυλίνδρου και των διακένων, η οποία αποτυπώνεται μέσω της πίεσης του κυλίνδρου και θα παρουσιαστεί ενδεικτικά για ορισμένες χαρακτηριστικές περιπτώσεις ώστε να αποτιμηθεί το μοντέλο των διακένων του εμβόλου που αναπτύχθηκε σε συνθήκες με καύση.

Τελικός σκοπός είναι ο υπολογισμός του ενδεικνύμενου βαθμού απόδοσης κατά τη διάρκεια του κλειστού κύκλου λειτουργίας, που είναι ενδεικτικός βαθμός απόδοσης της συνολικής λειτουργίας του κινητήρα. Αξίζει να σημειωθεί ότι σε κάθε επί μέρους κομμάτι αυτής της διερεύνησης, τα υπολογιστικά αποτελέσματα θα συγκρίνονται με τα αντίστοιχα

διαθέσιμα μετρημένα για όλες τις περιπτώσεις που εξετάζονται εδώ (Πίνακας 5), για να αποδειχθεί η αξιοπιστία της λεπτομερούς αυτής μελέτης.

Διερεύνηση της πίεσης του κυλίνδρου – Αποτίμηση μοντέλου των διακένων του εμβόλου

Αρχικά θα εξεταστούν τα δυναμοδεικτικά διαγράμματα για τις περιπτώσεις του Πίνακα 5. Στο Σχήμα 28 φαίνεται η υπολογισμένη πίεση του κυλίνδρου για μεταβολή του λόγου ισοδυναμίας και του βαθμού συμπίεσης και η σύγκριση με τις αντίστοιχες μετρημένες τιμές.



Σχήμα 28. Σύγκριση υπολογισμένης πίεσης κυλίνδρου με την πειραματική για τις περιπτώσεις του Πίνακα 5 του κινητήρα CFR

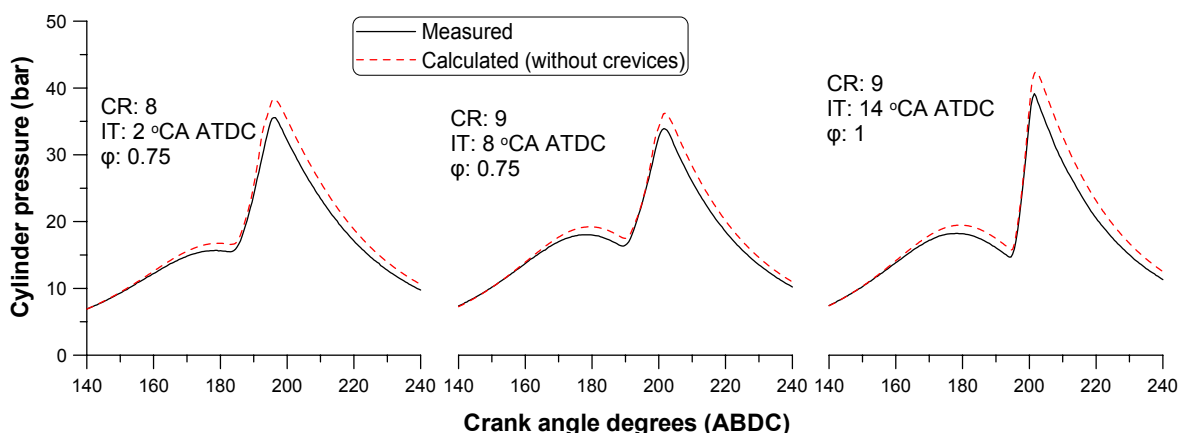
Η αύξηση της πίεσης κατά τα πρώτα στάδια της καύσης είναι πολύ έντονη, οδηγώντας σε καύση σχεδόν υπό σταθερό όγκο, ειδικά στα στοιχειομετρικά μίγματα. Το γεγονός αυτό παρατηρείται και για τους δύο βαθμούς συμπίεσης. Η μέγιστη πίεση του κυλίνδρου στα μίγματα αυτά είναι περίπου 40 bar, τιμή αρκετά χαμηλότερη από την αντίστοιχη για χαμηλότερο φορτίο ($\phi=0.71$) που εξετάστηκε στην προηγούμενη υπο-παράγραφο και

κυμαίνεται περίπου στα 45 bar. Το γεγονός αυτό οφείλεται στο διαφορετικό χρονισμό έναυσης που χρησιμοποιήθηκε (διαφορά περίπου 25 °ΓΣ).

Σε γενικές γραμμές, η σύγκριση των υπολογισμών με τις μετρήσεις είναι αρκετά ικανοποιητική για όλες τις περιπτώσεις που εξετάζονται. Η μόνη αξιόλογη διαφορά εντοπίζεται στα φτωχά μίγματα ($\phi=0.5$), αφού κατά τα πρώτα στάδια της καύσης, όπου αυξάνεται η πίεση του κυλίνδρου, παρατηρείται μια υπερεκτίμηση της πίεσης, ενώ το αντίθετο συμβαίνει κατά την αρχή της αποτόνωσης. Το γεγονός αυτό έχει επίπτωση στη χρονική στιγμή εμφάνισης της μέγιστης πίεσης και συσχετίζεται με τις χαμηλότερες απώλειες θερμότητας που υπολογίζονται κατά την έναρξη της καύσης (βλέπε Σχήματα 24,25 για $\phi=0.5$). Επιπλέον, η έκφραση της στρωτής ταχύτητας της φλόγας ενδέχεται να παίζει κάποιο ρόλο στην απόκλιση αυτήν, αφού ο λόγος ισοδυναμίας στις περιπτώσεις αυτές ($\phi=0.5$) βρίσκεται πλησίον του κάτω ορίου ισχύος ($\phi=0.4$) της έκφρασης που χρησιμοποιήθηκε [2], οπότε μπορεί να υπάρξουν μικρές αποκλίσεις [39].

Η υπολογισμένη πίεση κατά το χρονισμό έναυσης σχεδόν συμπίπτει με τη μετρημένη για όλες τις περιπτώσεις, που οφείλεται σε σημαντικό βαθμό στη χρήση ενός αξιόπιστου μοντέλου μεταφοράς θερμότητας και διακένων του εμβόλου που αναπτύχθηκαν στα πλαίσια της παρούσας Διδακτορικής Διατριβής. Το ίδιο ισχύει και για την υπολογισμένη πίεση κατά την αποτόνωση, όπου βρίσκεται πολύ κοντά στη μετρημένη τιμή.

Στην περίπτωση που το μοντέλο διακένων του εμβόλου που αναπτύχθηκε δεν ληφθεί υπόψιν στις προσομοιώσεις, η υπολογισμένη πίεση του κυλίνδρου υπερεκτιμάται σημαντικά, τόσο στο τέλος της συμπίεσης όσο και κατά τη διάρκεια της καύσης και την αποτόνωση. Ενδεικτικό είναι το Σχήμα 29, όπου συγκρίνεται η υπολογισμένη πίεση του κυλίνδρου χωρίς τη χρήση του μοντέλου διακένων, διατηρώντας ίδιες όλες τις υπόλοιπες συνθήκες, με τις αντίστοιχες μετρημένες τιμές για τρεις χαρακτηριστικές περιπτώσεις (Περιπτώσεις 2,5,6 του Πίνακα 5).



Σχήμα 29. Σύγκριση υπολογισμένης πίεσης κυλίνδρου, χωρίς τη χρήση μοντέλου διακένων, με τη μετρημένη για τις Περιπτώσεις 2,5,6 του Πίνακα 5 του κινητήρα CFR

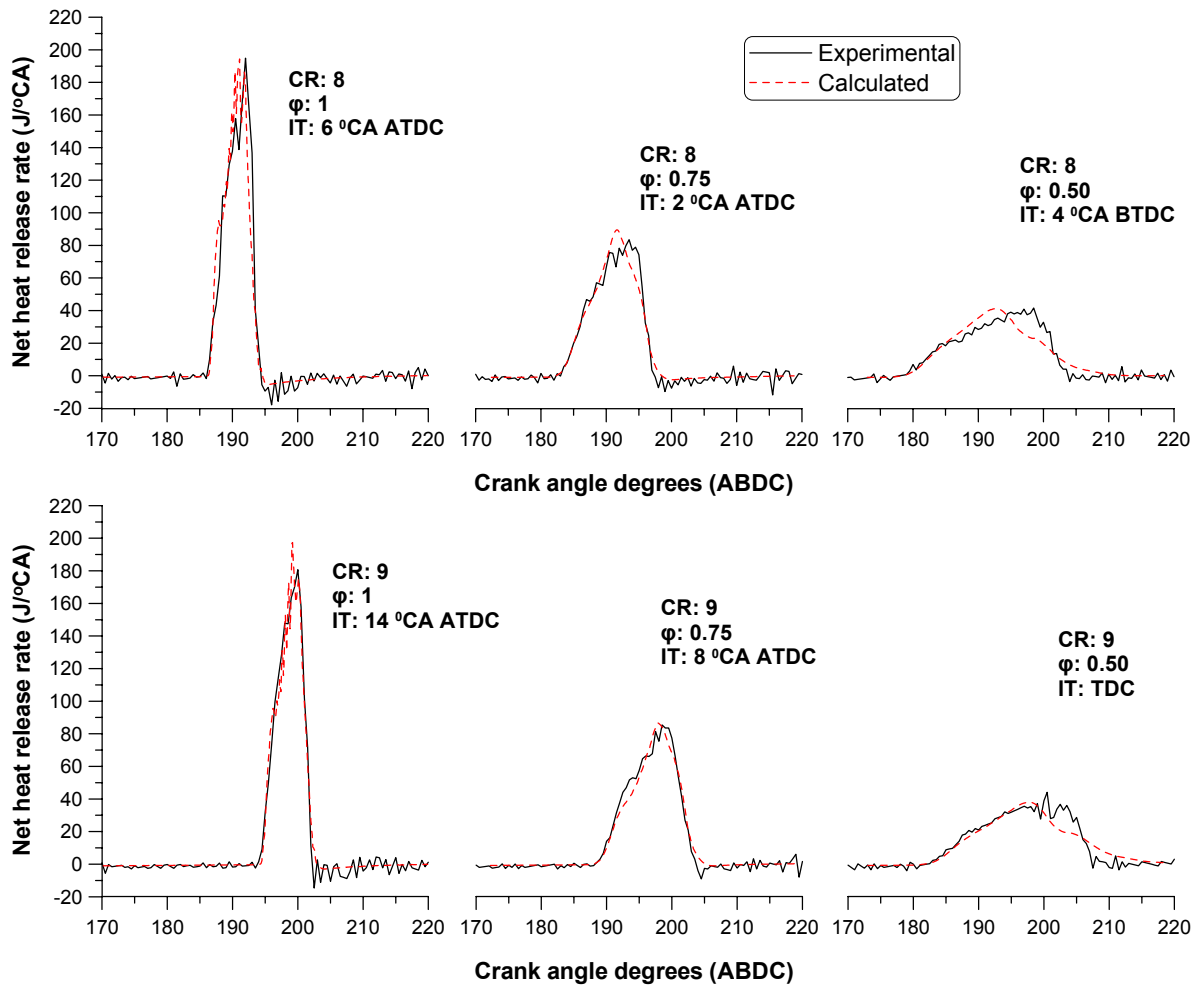
Χωρίς τη χρήση του μοντέλου των διακένων η υπολογισμένη πίεση του κυλίνδρου κατά την έναυση υπερεκτιμάται σε σχέση με τη μετρημένη τιμή περίπου κατά 2-3 bar σε κάθε περίπτωση, οπότε τα φαινόμενα καύσης εκκινούν με αρκετά λανθασμένη πίεση. Επομένως, και οι μετέπειτα υπολογισμοί δεν είναι αρκετά αξιόπιστοι. Αυτό γίνεται εύκολα αντιληπτό στο Σχήμα 29, αφού η μέγιστη υπολογισμένη πίεση είναι αρκετά υψηλότερη της αντίστοιχης μετρημένης (κατά 3-4 bar σε κάθε περίπτωση), ενώ και σε όλη τη διάρκεια της αποτόνωσης υπάρχει μια σημαντική υπερεκτίμηση της πίεσης, η οποία οδηγεί και σε σημαντικά λανθασμένο υπολογισμό της ενδεικνύμενης απόδοσης του κινητήρα.

Πρέπει να επισημανθεί, ότι η εξέταση του δυναμοδεικτικού διαγράμματος σε συνθήκες με καύση είναι ένας ενδεικτικός τρόπος αξιολόγησης του μοντέλου διακένων του εμβόλου που αναπτύχθηκε, όπου γίνεται εύκολα αντιληπτή η συμβολή του στην αύξηση της αξιοπιστίας των υπολογιστικών αποτελεσμάτων. Δεν θα γίνει εκτεταμένη διερεύνηση της επιρροής του συγκεκριμένου μοντέλου εδώ, αφού έχει μελετηθεί λεπτομερώς σε συνθήκες ετεροκίνησης όπως παρουσιάστηκε στο προηγούμενο κεφάλαιο, ενώ επιπλέον δεν είναι τόσο ξεκάθαρη η συμβολή του λόγω της έντονης σύζευξης με τα φαινόμενα της καύσης.

Διερεύνηση του καθαρού ρυθμού έκλυσης θερμότητας

Για τη σύγκριση του υπολογισμένου καθαρού ρυθμού έκλυσης θερμότητας με τον πειραματικό, εφαρμόστηκε η Εξίσωση (2). Στο Σχήμα 30 φαίνεται αυτή η σύγκριση, όπου οι υπολογισμοί μπορούν να προσομοιώσουν επαρκώς τη διάρκεια της καύσης, καθώς και τη γενική μορφή που παρουσιάζει ο καθαρός ρυθμός έκλυσης θερμότητας.

Με την αύξηση του λόγου ισοδυναμίας, μειώνεται αισθητά η διάρκεια της καύσης, ενώ αυξάνεται σημαντικά η μέγιστη τιμή του ρυθμού αυτού. Το γεγονός αυτό παρατηρείται και για τους δύο βαθμούς συμπίεσης. Κατά το πέρας της καύσης υπολογίζονται αρνητικές τιμές του ρυθμού για τα δύο πιο πλούσια μίγματα ($\varphi=0.75$ και 1), αφού η μεταφορά θερμότητας προς τα τοιχώματα είναι έντονη, καθώς το καμένο αέριο έχει ακόμα υψηλή θερμοκρασία και πίεση. Αυτό γίνεται πιο εύκολα αντιληπτό στα πλούσια μίγματα ($\varphi=1$), όπου στις 195 και 203 °ΓΣ ΜΚΝΣ για βαθμό συμπίεσης 8 και 9 αντίστοιχα, οι αρνητικές τιμές του καθαρού ρυθμού έκλυσης θερμότητας είναι έντονες. Αντίθετα, στα φτωχά μίγματα ($\varphi=0.5$) οι αντίστοιχες τιμές έχουν περίπου μηδενική τιμή.

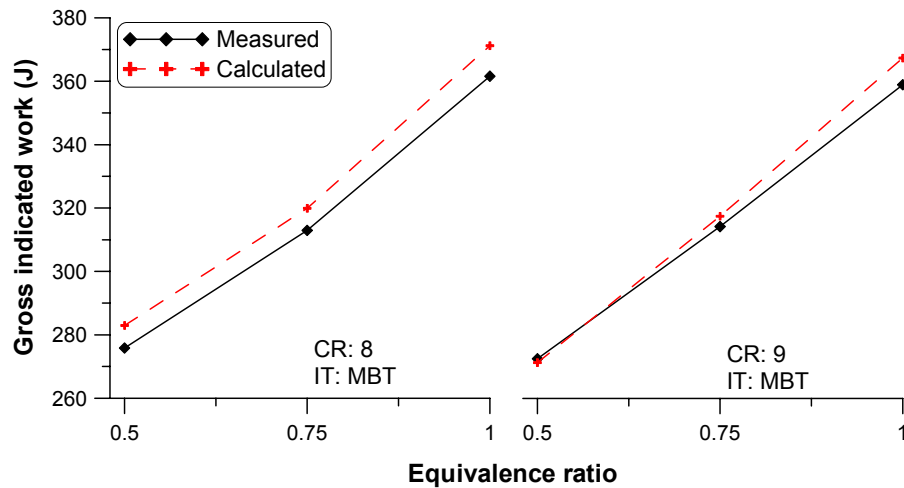


Σχήμα 30. Σύγκριση υπολογισμένου καθαρού ρυθμού έκλυσης θερμότητας με τον πειραματικό για τις περιπτώσεις του Πίνακα 5 του κινητήρα CFR

Διερεύνηση του ενδεικνύμενου έργου

Το ενδεικνύμενο έργο κατά τη διάρκεια του κλειστού κύκλου λειτουργίας υπολογίζεται από την Εξίσωση (3), τόσο για τις πειραματικές τιμές όσο και για τα υπολογιστικά αποτελέσματα του ρευστομηχανικού κώδικα. Η σύγκριση των υπολογισμένων τιμών με τις μετρημένες φαίνεται στο Σχήμα 31.

Η σύγκριση δείχνει ότι τα υπολογιστικά αποτελέσματα μπορούν να προβλέψουν επαρκώς το παραγόμενο έργο, ενώ επιπλέον η τάση του έργου κατά τη μεταβολή του λόγου ισοδυναμίας και βαθμού συμπίεσης είναι πανομοιότυπη. Για βαθμό συμπίεσης ίσο με 9, η σύγκριση φαίνεται να είναι καλύτερη, ενώ ακόμα και για βαθμό συμπίεσης ίσο με 8 το υπολογισμένο ενδεικνύμενο έργο βρίσκεται εντός της πειραματικής αβεβαιότητας (ίση με 2.5% [1,4,28]).



Σχήμα 31. Σύγκριση υπολογισμένου ενδεικνύμενου έργου με το πειραματικό για τις περιπτώσεις του Πίνακα 5 του κινητήρα CFR

Κατά την αύξηση του βαθμού συμπίεσης το ενδεικνύμενο έργο παραμένει πρακτικά σταθερό, γεγονός που οφείλεται στο διαφορετικό χρονισμό που επιλέχθηκε (ίσο με MBT). Ενώ, κατά την αύξηση του λόγου ισοδυναμίας (από $\phi=0.5$ σε $\phi=1$) το παραγόμενο έργο αυξάνεται κατά 31% (και για τους δύο βαθμούς συμπίεσης), έχοντας σχεδόν γραμμική εξάρτηση.

Διερεύνηση της θερμικής ενέργειας των καυσαερίων

Με τη χρήση της γενικευμένης εξίσωσης διατήρησης της ενέργειας στο εσωτερικό του κυλίνδρου, προκύπτει το συμπέρασμα ότι η διαθέσιμη ενέργεια του καυσίμου (Q_B) που δεν μεταφέρεται προς τα τοιχώματα του κυλίνδρου (Q_w) ούτε παράγει ωφέλιμο έργο (W_{gi}), είναι η ενέργεια που χάνεται με τα θερμά καυσαέρια. Η γενική ροή ενέργειας κατά τη διάρκεια του κλειστού κύκλου λειτουργίας εκφράζεται από την Εξίσωση (7) [24], ενώ το ποσοστό της πραγματικά διαθέσιμης θερμότητας καύσης που μεταφέρεται στα καυσαέρια (n_{ex}) δίνεται από την Εξίσωση (8).

$$Q_{ex} = Q_B - Q_w - W_{gi} \quad (7)$$

$$n_{ex} = \frac{Q_{ex}}{Q_B} \quad (8)$$

όπου Q_{ex} η θερμική ενέργεια των καυσαερίων (J) και n_{ex} το ποσοστό της πραγματικής θερμότητας καύσης που μεταφέρεται στα θερμά καυσαέρια.

Η υπολογισμένη θερμότητα των καυσαερίων και το ποσοστό της πραγματικής θερμότητας της καύσης που χάνεται με τα καυσαέρια, για όλες τις περιπτώσεις που εξετάζονται, φαίνονται στον Πίνακα 8, όπου επιπλέον στην τελευταία στήλη παρουσιάζονται οι μετρημένες θερμοκρασίες των καυσαερίων στον οχετό εξαγωγής (σε αρκετή απόσταση

από τη βαλβίδα εξαγωγής), οι οποίες παρέχουν μια ένδειξη της διαθέσιμης θερμικής ενέργειάς τους [40]. Τα μεγέθη αυτά προκύπτουν από τους υπολογισμούς του ρευστομηχανικού μοντέλου, εκτός βέβαια από την τελευταία στήλη του Πίνακα 8.

Πίνακας 8. Θερμότητα και θερμοκρασία καυσαερίων για όλες τις περιπτώσεις του Πίνακα 5

Περίπτωση	Ποσοστό θερμότητας καυσαερίων, n_{ex} (%)	Θερμότητα καυσαερίων, Q_{ex} (J)	Μετρημένη θερμοκρασία καυσαερίων (K)
1	42.99	394.74	605
2	41.25	465.76	640
3	39.48	597.21	700
4	42.33	379.92	598
5	41.17	458.67	641
6	39.62	597.06	706

Με την αύξηση του λόγου ισοδυναμίας, το ποσοστό της θερμότητας των καυσαερίων μειώνεται ελάχιστα (και για τους δύο βαθμούς συμπίεσης). Το γεγονός αυτό οφείλεται στις αυξημένες απώλειες θερμότητας των πλούσιων μιγμάτων (βλέπε Σχήμα 27) [4], όπου ένα σημαντικό ποσοστό της πραγματικής θερμότητας καύσης μεταφέρεται προς τα τοιχώματα του κυλίνδρου (και στη συνέχεια απάγεται μέσω του ψυκτικού νερού) [23,24]. Αυτό μπορεί να επαληθευτεί από τη σχετικά μικρή διακύμανση των μετρημένων θερμοκρασιών των καυσαερίων. Παρόλ' αυτά, το ποσοστό της διαθέσιμης θερμότητας που απομακρύνεται μέσω των καυσαερίων είναι σημαντικό.

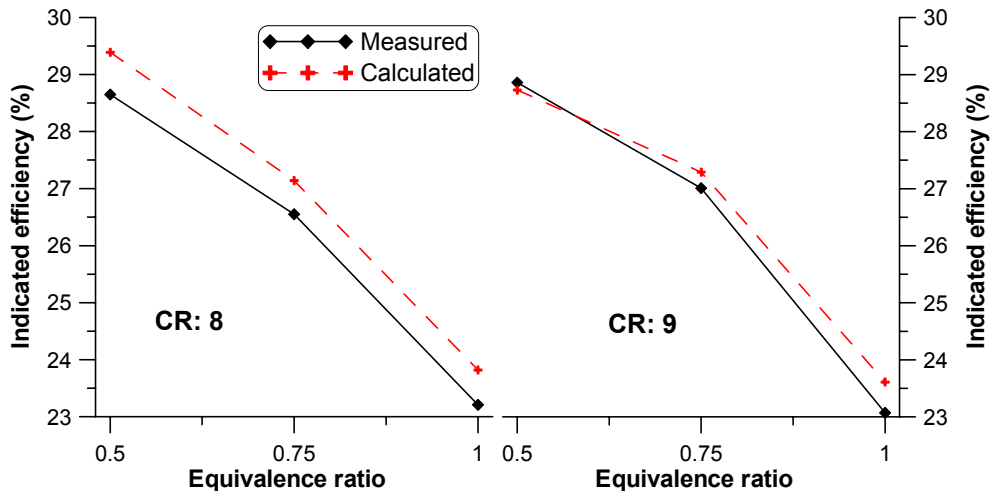
Διερεύνηση της ενδεικνύμενης απόδοσης

Στην τελευταία υπο-παράγραφο θα μελετηθεί το ποσοστό της διαθέσιμης χημικής ενέργειας του καύσιμου, που μετατρέπεται σε ωφέλιμο έργο. Το μέγεθος αυτό εκφράζεται μέσω του ενδεικνύμενου βαθμού απόδοσης, που περιλαμβάνει όλες τις επί μέρους απώλειες που παρατηρούνται και διερευνήθηκαν προηγουμένως, όπως τη θερμότητα που μεταφέρεται στα τοιχώματα του κυλίνδρου και τη θερμότητα των καυσαερίων. Ο ενδεικνύμενος βαθμός απόδοσης δίνεται από την Εξίσωση (9), η οποία εφαρμόζεται μόνο για τον κλειστό κύκλο λειτουργίας, αφού μόνο για τη χρονική περίοδο αυτήν έγιναν οι προσομοιώσεις.

$$\eta_i = \frac{W_{gi}}{Q_{H_2}} = \frac{W_{gi}}{m_{H_2} LHV_{H_2}} \quad (9)$$

όπου η_i ο ενδεικνύμενος βαθμός απόδοσης.

Ο παρανομαστής της Εξίσωσης (9) υπολογίζεται βάσει της μετρημένης διαθέσιμης ποσότητας του υδρογόνου σε κάθε κύκλο λειτουργίας, και στο Σχήμα 32 παρουσιάζεται ο ενδεικνύμενος βαθμός απόδοσης και η σύγκριση των υπολογιστικών αποτελεσμάτων με τα πειραματικά, για όλες τις περιπτώσεις που εξετάζονται.



Σχήμα 32. Σύγκριση υπολογισμένου ενδεικνύμενου βαθμού απόδοσης με τον πειραματικό για τις περιπτώσεις του Πίνακα 5 του κινητήρα CFR

Ο ενδεικνύμενος βαθμός απόδοσης αυξάνεται σημαντικά με τη μείωση του λόγου ισοδυναμίας, λόγω των μειωμένων απωλειών θερμότητας προς τα τοιχώματα του κυλίνδρου στα φτωχά μίγματα και της μεταβολής των μέσων ιδιοτήτων του μίγματος αέρα/καυσίμου (π.χ. η ειδική θερμοχωρητικότητα και ο λόγος θερμοχωρητικοτήτων (γ), που επηρεάζουν άμεσα τον ιδανικό βαθμό απόδοσης του κινητήρα Otto: $n_{th} = 1 - 1/r^{\gamma-1}$, όπου r ο βαθμός συμπίεσης) [30]. Η αύξηση του βαθμού συμπίεσης επιφέρει αύξηση του ενδεικνύμενου βαθμού απόδοσης μόνο για το μεσαίο φορτίο ($\phi=0.75$) και το χαμηλό ($\phi=0.5$), ενώ στο υψηλό ($\phi=1$) παρατηρείται μια μικρή μείωση.

Σε γενικές γραμμές, η σύγκριση του υπολογισμένου ενδεικνύμενου βαθμού απόδοσης με το μετρημένο είναι καλή και εντός της πειραματικής αβεβαιότητας (ίση με περίπου 4%, [4]), ενώ και η τάση του με τη μεταβολή του λόγου ισοδυναμίας και του βαθμού συμπίεσης προσομοιώνεται επαρκώς.

Ο ενδεικνύμενος βαθμός απόδοσης κατά τη διάρκεια του κλειστού κύκλου λειτουργίας είναι ενδεικτικός της συνολικής απόδοσης του κινητήρα. Αυτό ισχύει με μικρό σφάλμα, καθώς κατά τη διάρκεια της εναλλαγής των αερίων συμβαίνουν τα εξής:

- Το έργο κατά τον ανοιχτό κύκλο λειτουργίας, ίσο με $W_p = \int_{EVO}^{IVC} P dV$, παίρνει τιμές μικρότερες από 2 J (θετικό) για όλες τις περιπτώσεις που εξετάστηκαν (με επεξεργασία των μετρήσεων), το οποίο είναι αρκετά μικρό σε σχέση με το ενδεικνύμενο έργο που

παρουσιάστηκε προηγουμένως. Αυτό οφείλεται στη λειτουργία του κινητήρα CFR με πλήρως ανοιχτή ρυθμιστική δικλείδα (WOT), όπου το φορτίο ρυθμίζεται με τη μεταβολή του λόγου ισοδυναμίας (ποιοτική ρύθμιση) [25].

- Η συναλλαγή μάζας με τα διάκενα του εμβόλου είναι πολύ μικρή, αφού η πίεση του κυλίνδρου είναι χαμηλή και αρκετά κοντά στην πίεση εισαγωγής/εξαγωγής (και ίση περίπου με την ατμοσφαιρική, αφού ο κινητήρας είναι φυσικής αναπνοής).
- Η μεταφορά θερμότητας διατηρείται σε χαμηλά επίπεδα και επιπλέον κατά την εξαγωγή των καυσαερίων η θερμότητα μεταφέρεται από τα θερμά καυσαέρια προς τα τοιχώματα, ενώ αντίθετα μεταφέρεται θερμότητα από τα πιο θερμά τοιχώματα προς το φρέσκο εισερχόμενο μίγμα κατά την εισαγωγή. Με επεξεργασία των μετρημένων τοπικών ροών θερμότητας, εκτιμάται ότι η συνολική μεταφορά θερμότητας κατά τη διάρκεια της περιόδου εναλλαγής των αερίων είναι μικρότερη από περίπου 40 J (κατά απόλυτη τιμή).

Τα ανωτέρω επιβεβαιώνονται από την επεξεργασία των μετρήσεων, όπου προκύπτει ο ενδεικνύμενος βαθμός απόδοσης κατά τη διάρκεια ολόκληρου του κύκλου λειτουργίας, που περιλαμβάνει και την περίοδο εναλλαγής των αερίων. Για τον υπολογισμό του εφαρμόζεται η Εξίσωση (9), η οποία όμως βασίζεται στο παραγόμενο έργο ολόκληρου του κύκλου λειτουργίας (W_i) (βασισμένο στα πειραματικά δεδομένα [4]) και παρουσιάζεται αυξημένος περίπου κατά 1.5% σε σχέση με τον αντίστοιχο βαθμό απόδοσης που αντιστοιχεί στον κλειστό κύκλο λειτουργίας, διότι το έργο κατά την περίοδο εναλλαγής των αερίων υπολογίζεται ελάχιστα θετικό (σύμφωνα με τη διαθέσιμη μετρημένη πίεση). Στον Πίνακα 9 παρουσιάζονται αναλυτικά οι βαθμοί απόδοσης, όπου παρατηρείται η μικρή διαφορά τους, ενώ υπενθυμίζεται ότι έχουν προκύψει από επεξεργασία των μετρημένων μεγεθών.

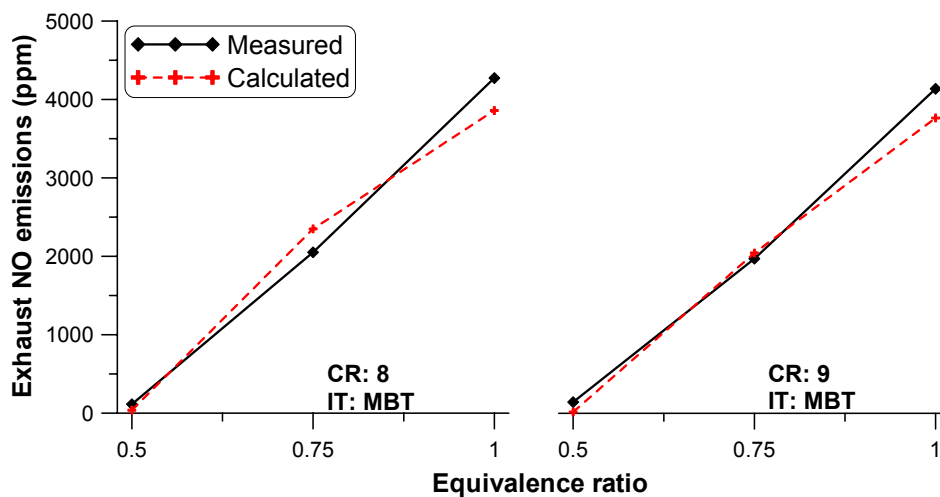
Πίνακας 9. Σύγκριση μετρημένου ενδεικνύμενου βαθμού απόδοσης κατά τον κλειστό και πλήρη κύκλο λειτουργίας του κινητήρα CFR

Περίπτωση	Ενδεικνύμενος βαθμός απόδοσης (%)	
	Κλειστός κύκλος λειτουργίας	Πλήρης κύκλος λειτουργίας
1	28.65	29.07
2	26.55	27.01
3	23.21	23.55
4	28.86	29.29
5	27.01	27.43
6	23.07	23.41

9.3.4.5 Διερεύνηση της παραγωγής ρύπων μονοξειδίου του αζώτου

Η λεπτομερής διερεύνηση του κινητήρα Otto σε διάφορες συνθήκες λειτουργίας ολοκληρώνεται με τη μελέτη της παραγωγής ρύπων μονοξειδίου του αζώτου (NO). Αρχικά, θα παρουσιαστεί η σύγκριση των υπολογισμένων εκπεμπόμενων ρύπων NO με τις μετρημένες τιμές, ώστε να φανεί η εξάρτησή τους από το λόγο ισοδυναμίας και το βαθμό συμπίεσης. Στη συνέχεια, θα διερευνηθεί σε βάθος ο τοπικός και χρονικός μηχανισμός παραγωγής των ρύπων NO στο εσωτερικό του κυλίνδρου, με την περαιτέρω επεξεργασία των υπολογιστικών αποτελεσμάτων του ρευστομηχανικού κώδικα [40].

Στο Σχήμα 33 παρουσιάζονται οι εκπεμπόμενοι ρύποι NO και η σύγκριση των υπολογισμένων τιμών με τις μετρημένες.



Σχήμα 33. Σύγκριση υπολογισμένων ρύπων μονοξειδίου του αζώτου με τις μετρημένες τιμές στον κινητήρα CFR

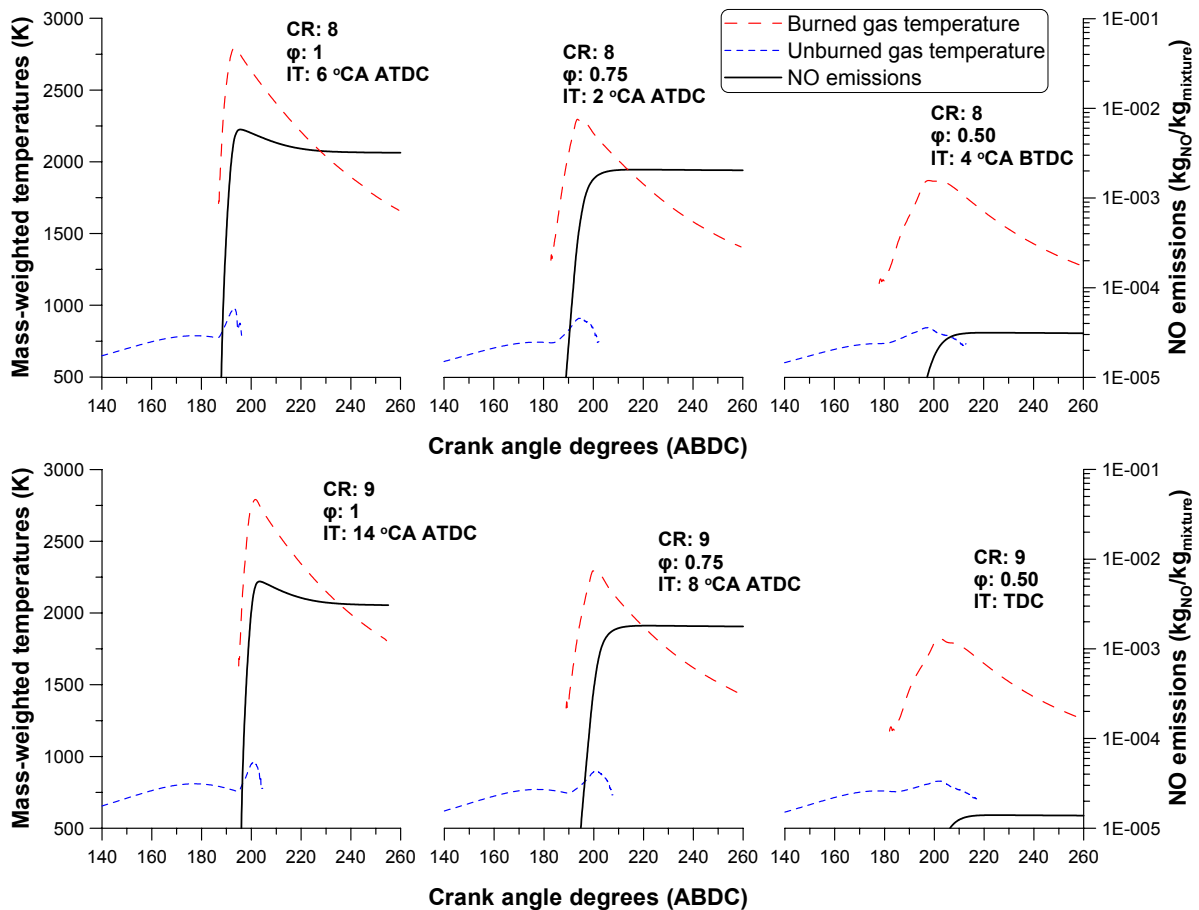
Η σύμπτωση των τιμών των ρύπων είναι καλή, ενώ η τάση τους κατά τη μεταβολή του λόγου ισοδυναμίας και βαθμού συμπίεσης προσομοιώνεται επαρκώς. Ειδικά για το μεσαίο ($\phi=0.75$) και χαμηλό φορτίο ($\phi=0.5$), οι υπολογισμένες τιμές βρίσκονται αρκετά κοντά στις πειραματικές, ενώ η απόκλιση των υπολογισμών είναι μικρότερη από 15% σε σχέση με τη μετρημένη τιμή.

Αυτό που γίνεται αντιληπτό είναι η ραγδαία αύξηση των ρύπων με την αύξηση του λόγου ισοδυναμίας, έχοντας ελάχιστη εξάρτηση από το βαθμό συμπίεσης. Αυτό οφείλεται στην έντονη αύξηση των θερμοκρασιών του αερίου στο εσωτερικό του κυλίνδρου, η οποία ευνοεί την παραγωγή μονοξειδίου του αζώτου, ώστε στο υψηλό φορτίο η συγκέντρωσή τους να ξεπερνάει τα 4000 ppm, ενώ στο χαμηλό φορτίο είναι περίπου 100 ppm. Παρόλ' αυτά, σε σχέση με το εκπεμπόμενο NO των περιπτώσεων της προηγούμενης υπο-παραγράφου

(βλέπε Σχήμα 10), οι τιμές εδώ είναι αρκετά χαμηλότερες, γεγονός που οφείλεται στην καθυστέρηση της έναυσης [26].

Με σκοπό να διερευνηθεί σε βάθος η εξάρτηση των ρύπων από τη θερμοκρασία και το λόγο ισοδυναμίας, τα αποτελέσματα του ρευστομηχανικού κώδικα υπέστησαν περαιτέρω επεξεργασία. Συγκεκριμένα, ορίστηκε μια μέση θερμοκρασία του καμένου και του άκαυστου αερίου, όπως ακριβώς γίνεται και στα διζωνικά μοντέλα προσομοίωσης [27]. Οι θερμοκρασίες αυτές είναι οι σταθμισμένες μέσες θερμοκρασίες του αερίου των υπολογιστικών κελιών. Το καμένο αέριο περιλαμβάνει όλα τα κελιά στα οποία έχει καταναλωθεί το 90% του αρχικού τους καυσίμου, ενώ το άκαυστο όλα τα υπόλοιπα. Αυτός ο ορισμός βοηθά σημαντικά στην ταυτοποίηση των κελιών που περιλαμβάνουν είτε το καμένο αέριο είτε το άκαυστο. Επιπλέον, η χρήση διαφορετικού ποσοστού για την ταυτοποίηση των κελιών (π.χ. 90%, 95% ή 98%) δεν απέφερε αξιόλογη διαφορά στην επεξεργασία των αποτελεσμάτων. Στο Σχήμα 34 παρατηρείται η μέση θερμοκρασία του καμένου και άκαυστου αερίου, καθώς επίσης και το κλάσμα μάζας του παραγόμενου μονοξειδίου του αζώτου για όλες τις περιπτώσεις που εξετάζονται στον κινητήρα Otto. Αυτό που γίνεται εύκολα αντιληπτό είναι η σημαντική αύξηση της θερμοκρασίας του καμένου αερίου στα στοιχειομετρικά μίγματα, όπου φτάνει ακόμα και τους 2800 K, ενώ στα φτωχά μίγματα είναι μικρότερη από 2000 K. Υπενθυμίζεται ότι οι θερμοκρασίες αυτές (καμένου και άκαυστου αερίου) είναι μέσες τιμές, που σημαίνει ότι ορισμένα κελιά περιέχουν αέριο που έχει θερμοκρασία υψηλότερη των 2800 και 2000 K για τα δύο μίγματα αντίστοιχα (όπως επίσης και κελιά με χαμηλότερη θερμοκρασία), τα οποία συνήθως είναι τα κελιά πλησίον του σπινθηριστή.

Παρατηρείται ότι η θερμοκρασία του ακαύστου αερίου αυξάνεται σημαντικά ακριβώς μετά την έναυση, ειδικά στα στοιχειομετρικά μίγματα. Αυτό οφείλεται στην υψηλή ταχύτητα της καύσης του υδρογόνου, όπου το καμένο αέριο συμπιέζει το άκαυστο με μεγάλο ρυθμό, οπότε αυξάνεται και η θερμοκρασία του τελευταίου [27]. Στα φτωχά μίγματα το φαινόμενο αυτό δεν είναι έντονο, αφού η ταχύτητα διάδοσης της φλόγας είναι χαμηλή και ο ρυθμός αύξησης της πίεσης λόγω καύσης είναι επίσης χαμηλός. Επιπλέον, στα φτωχά μίγματα το άκαυστο αέριο διατηρείται στον κύλινδρο για περισσότερο χρονικό διάστημα μετά την έναυση, αφού η φλόγα καθυστερεί να σαρώσει ολόκληρο τον κύλινδρο.



Σχήμα 34. Θερμοκρασία του καμένου και του ακαύστου αερίου και κλάσμα μάζας μονοξειδίου του αζώτου για τον κινητήρα Otto

Σχετικά με τη χρονική στιγμή της έναρξης παραγωγής NO (αύξηση της κατά μάζας σύστασης του μονοξειδίου του αζώτου), στα πιο πλούσια μίγματα ($\phi=0.75$ και 1) παρατηρείται μια άμεση και ραγδαία παραγωγή τους ακριβώς μετά την έναυση του μίγματος, η οποία ακολουθεί την αύξηση της θερμοκρασίας του καμένου αερίου και διατηρείται μόνο μέχρι ότου η θερμοκρασία αυτή πάρει τη μέγιστη τιμή της. Αντίθετα, στα φτωχά μίγματα ($\phi=0.5$) παρατηρείται μια χρονική υστέρηση από τη στιγμή της έναυσης μέχρι τη στιγμή που υπάρχει αξιόλογη παραγωγή NO, η οποία είναι της τάξης των 20 μοιρών γωνίας στροφάλου. Και σε αυτήν την περίπτωση η παραγωγή του NO σταματάει τη στιγμή που η θερμοκρασία του καμένου αερίου παίρνει τη μέγιστη τιμή της.

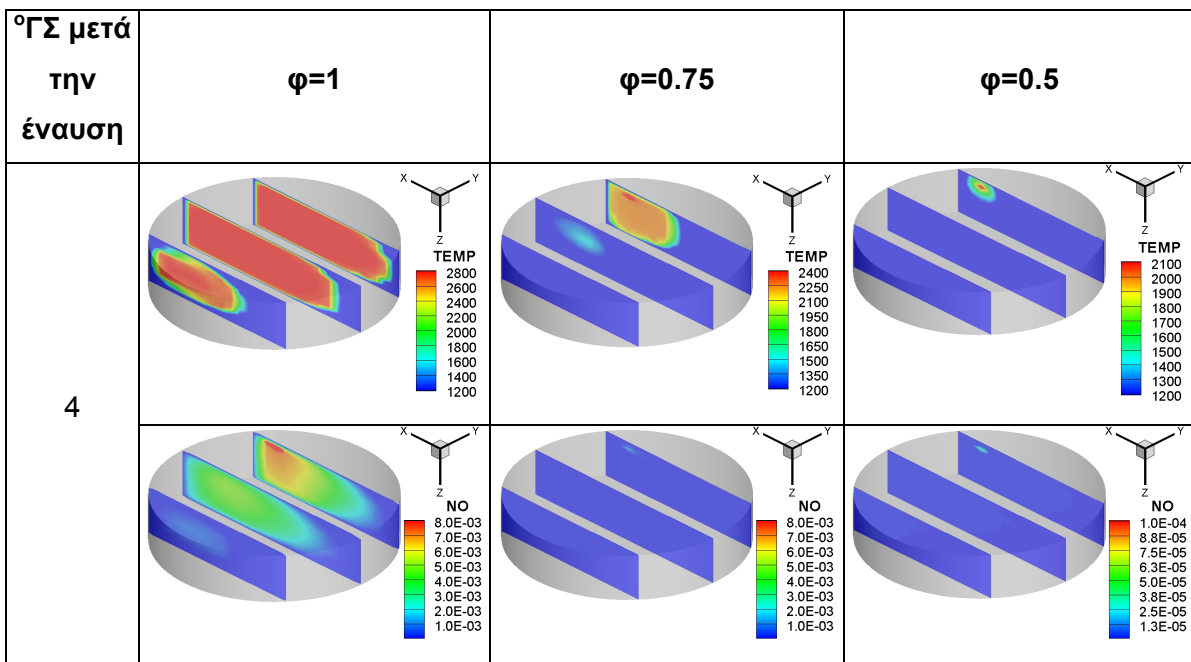
Σχετικά με τη χρονική στιγμή της λήξης παραγωγής NO, στα πιο πλούσια μίγματα η κατά μάζα σύσταση NO παύει να μεταβάλλεται, όταν η θερμοκρασία του καμένου αερίου μειωθεί κάτω από τους 2000 K. Από την άλλη, στα φτωχά μίγματα αυτό το θερμοκρασιακό όριο είναι αρκετά χαμηλότερα και ίσο με περίπου 1700 K, αφού η μέση θερμοκρασία του καμένου αερίου δεν ξεπερνάει σε καμία χρονική στιγμή τους 2000 K.

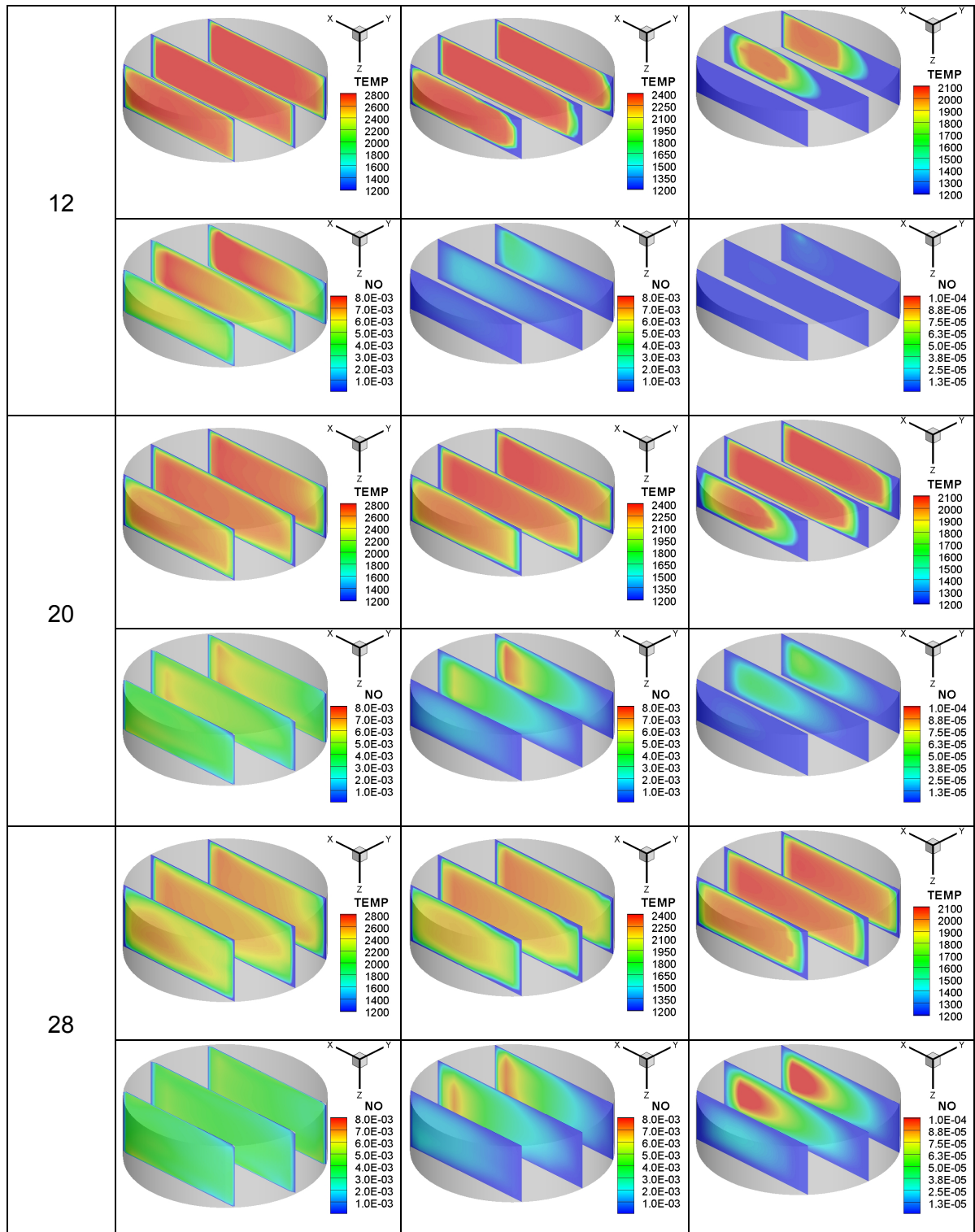
Το προφίλ μεταβολής της κατά μάζας σύστασης μονοξειδίου του αζώτου κατά τη διάρκεια της καύσης είναι διαφορετικό σε κάθε περίπτωση. Για τα δύο πιο φτωχά μίγματα

($\phi=0.5, 0.75$) το μονοξειδίο του αζώτου αρχικά αυξάνεται μέχρι να πάρει τη μέγιστη τιμή του, η οποία είναι και η τελική του [20]. Αντίθετα, στα στοιχειομετρικά μίγματα ($\phi=1$) αρχικά αυξάνεται η συγκέντρωση του NO, έως ότου πάρει τη μέγιστη τιμή της, περίπου την ίδια χρονική στιγμή που και η θερμοκρασία του καμένου αερίου παίρνει τη μέγιστη τιμή της (περίπου 10 μοίρες γωνίας στροφάλου μετά την έναυση) και στη συνέχεια μειώνεται ελαφρώς, λόγω διάστασης του NO σε θερμοκρασία της τάξης των 2200-2500 K, «παγώνοντας» τελικά περίπου 40 μοίρες γωνίας στροφάλου μετά την έναυση [20,22,40].

Η διαδικασία παραγωγής του μονοξειδίου του αζώτου που περιγράφηκε παραπάνω ισχύει και για τους δύο βαθμούς συμπίεσης που εξετάζονται. Επομένως, γίνεται αντιληπτό ότι μεγαλύτερο ρόλο στην τελική τιμή του NO παίζει ο λόγος ισοδυναμίας παρά ο βαθμός συμπίεσης. Η επίδραση του δεύτερου περιορίζεται κυρίως στη μεταβολή της θερμοκρασίας του μίγματος πριν την έναρξη της καύσης.

Στη συνέχεια, διερευνάται ο τοπικός μηχανισμός παραγωγής του μονοξειδίου του αζώτου στο εσωτερικό του κυλίνδρου και η εξάρτησή του από τη θερμοκρασία του αερίου. Στις εικόνες του Σχήματος 35 διακρίνεται σε διάφορες χρονικές στιγμές μετά την έναυση η χωρική κατανομή της θερμοκρασίας και του κλάσματος μάζας του NO για μεταβλητό λόγο ισοδυναμίας (από 0.5 έως 1) για βαθμό συμπίεσης ίσο με 8, ενώ σημειώνεται ότι παρόμοια αποτελέσματα προκύπτουν και για βαθμό συμπίεσης ίσο με 9. Προσοχή πρέπει να δοθεί στη διαφορετική χρωματική κλίμακα που φαίνεται σε κάθε εικόνα, ώστε να είναι πιο ευδιάκριτη η μεταβολή των μεγεθών. Επιπλέον, σημειώνεται ότι η πάνω δεξιά τομή διέρχεται από το σπινθηριστή, όπου διακρίνεται η άμεση αύξηση της τοπικής θερμοκρασίας και της συγκέντρωσης του NO μετά την έναυση του μίγματος.





Σχήμα 35. Χωρική κατανομή της θερμοκρασίας και κλάσματος μάζας του NO στο εσωτερικό του κυλίνδρου μετά την έναυση, για μεταβολή του λόγου ισοδυναμίας και για βαθμό συμπίεσης ίσο με 8 στον κινητήρα CFR

Από το Σχήμα 35 φαίνεται με μεγάλη ακρίβεια ότι η τοπική παραγωγή του NO ακολουθεί αυστηρά την αύξηση της τοπικής θερμοκρασίας, ενώ η τελευταία είναι ενδεικτική της διάδοσης της φλόγας σε κάθε χρονική στιγμή, ξεκινώντας από τη θέση του σπινθηριστή.

Ειδικά για το πλούσιο μίγμα ($\phi=1$), ήδη στις 4 °ΓΣ μετά την έναυση η φλόγα έχει επεκταθεί σημαντικά, καλύπτοντας ένα σημαντικό μέρος του κυλίνδρου, γεγονός που φανερώνει την πολύ γρήγορη ταχύτητα διάδοσης της φλόγας υδρογόνου. Για το ίδιο μίγμα στις 12 °ΓΣ μετά την έναυση η παραγωγή NO έχει πρακτικά σταματήσει και στη συνέχεια η συγκέντρωσή του μειώνεται όπως και η θερμοκρασία, ώστε μετά το τέλος της καύσης (περίπου 28 °ΓΣ μετά την έναυση) το μονοξείδιο του αζώτου να έχει μια αρκετά ομοιόμορφη συγκέντρωση σε όλον τον κύλινδρο, παρόλο που κοντά στο σπινθηριστή είναι ελάχιστα μεγαλύτερη λόγω και της μεγαλύτερης τοπικής θερμοκρασίας στην περιοχή εκεί. Για το μεσαίο ($\phi=0.75$) και το χαμηλό φορτίο ($\phi=0.5$), η μέγιστη συγκέντρωση NO παρατηρείται επίσης κοντά στο σπινθηριστή σε όλη τη διάρκεια της καύσης, αλλά επιπροσθέτως υπάρχει μια μεγαλύτερη διαστρωμάτωση του μονοξειδίου του αζώτου στον κύλινδρο, παρόλο που ήδη στις 20 °ΓΣ μετά την έναυση για το μεσαίο φορτίο και στις 28 °ΓΣ μετά την έναυση για το χαμηλό φορτίο η παραγωγή NO έχει σταματήσει, και η υπάρχουσα κατά μάζα σύσταση NO είναι ίση περίπου με τη μέγιστη τιμή της.

Ένα άλλο συμπέρασμα που εξάγεται σχετικά με το μηχανισμό παραγωγής NO στον κύλινδρο στα διάφορα φορτία είναι η καθυστέρηση έναρξης παραγωγής NO, ειδικά για το φτωχό μίγμα, γεγονός που διαπιστώθηκε και προηγουμένως (βλέπε Σχήμα 34), αλλά εδώ φαίνεται πιο ξεκάθαρα. Η καθυστέρηση αυτή υφίσταται και για τα τρία φορτία με διαφορετική όμως ένταση, αφού στο υψηλό φορτίο η καθυστέρηση αυτή περιορίζεται σχεδόν σε 4 °ΓΣ μετά την έναυση, γεγονός που προηγουμένως (Σχήμα 34) δεν γινόταν εύκολα αντιληπτό. Αυτή η καθυστέρηση για το μεσαίο φορτίο αυξάνεται περίπου σε 12 °ΓΣ μετά την έναυση, ενώ για το χαμηλό φορτίο σχεδόν σε 20 °ΓΣ μετά την έναυση. Ειδικά για το χαμηλό φορτίο, η χρονική διάρκεια αξιολογής παραγωγής NO είναι ελάχιστη και ξεκινά αρκετές μοίρες γωνίας στροφάλου μετά από την έναυση.

Ενδιαφέρον παρουσιάζει η συγκέντρωση του NO για το μεσαίο και χαμηλό φορτίο ($\phi=0.75$ και 0.5), όπου μπορεί να διαπιστωθεί μια ελαφριά μείωση της σύστασης NO πλησίον του σπινθηριστή και μια ελαφριά αύξησή της προς το κέντρο του κυλίνδρου κατά το τέλος της καύσης. Αυτό οφείλεται σε τρεις μηχανισμούς που δρουν ταυτόχρονα:

- Στη μείωση της θερμοκρασίας των περιοχών που βρίσκονται κοντά στα ψυχρά τοιχώματα του κυλίνδρου, οπότε σταματάει και η παραγωγή NO.
- Στο υφιστάμενο πεδίο ταχυτήτων, κυρίως λόγω συστροφής, όπου προκαλείται ανάμιξη των καυσαερίων [12]. Πρόκειται για μηχανισμό που δεν μπορούν να προσομοιώσουν τα πολυζωνικά/ημι-διαστατικά μοντέλα προσομοίωσης.
- Στη διάσταση του παραχθέντος NO [20].

Αντίθετα, στο υψηλό φορτίο στο τέλος της καύσης παρατηρείται μια ομοιόμορφη μείωση της κατά μάζας σύστασης του NO σε ολόκληρο τον κύλινδρο.

9.3.5 Συμπεράσματα

Η λεπτομερής μελέτη του κινητήρα Otto με καύσιμο το υδρογόνο που διενεργήθηκε στην παρούσα υπο-παράγραφο, φανέρωσε σε μεγαλύτερο βαθμό την ικανότητα του ρευστομηχανικού κώδικα που αναπτύχθηκε να προσομοιώνει επαρκώς τα φαινόμενα μεταφοράς που παρατηρούνται στο εσωτερικό του κυλίνδρου μιας εμβολοφόρου ΜΕΚ, κατά την έντονη μεταβολή του φορτίου (λόγος ισοδυναμίας από 0.5 έως 1) και για δύο βαθμούς συμπίεσης (8 και 9). Η σύγκριση των υπολογιστικών αποτελεσμάτων με τις διαθέσιμες μετρήσεις ήταν τουλάχιστον ικανοποιητική σε όλες τις περιπτώσεις που εξετάστηκαν.

Η απόδοση της καύσης αναλύθηκε με λεπτομέρεια, όπου φανερώθηκαν οι τρεις κύριοι μηχανισμοί (ροή μέσω διακένων, ατελής καύση, διάσπαση προϊόντων) που μειώνουν τη διαθέσιμη χημική ενέργεια του καυσίμου για παραγωγή έργου. Η απόδοση αυτή παίρνει αρκετά υψηλές τιμές, πάνω από 95%, οι οποίες αυξάνονται περαιτέρω με την αύξηση του λόγου ισοδυναμίας και τη χρήση στοιχειομετρικών μιγμάτων.

Στη συνέχεια, έγινε η αποτίμηση του μοντέλου μεταφοράς θερμότητας που αναπτύχθηκε στα πλαίσια της Διδακτορικής Διατριβής σε συνθήκες με καύση, με τη σύγκριση των υπολογισμένων τοπικών ροών θερμότητας με τις διαθέσιμες μετρήσεις σε διάφορα σημεία του τοιχώματος του κυλίνδρου, όπου διαφάνηκε η αξιοπιστία προσομοίωσης του μηχανισμού μεταφοράς θερμότητας. Επιπλέον, υπολογίστηκε η συνολική θερμότητα που μεταφέρεται στα τοιχώματα και εκφράστηκε σαν ποσοστό της πραγματικής θερμότητας της καύσης, το οποίο φάνηκε ότι μειώνεται σημαντικά με τη μείωση του λόγου ισοδυναμίας και του βαθμού συμπίεσης.

Μετά τη διερεύνηση των φαινομένων καύσης και μεταφοράς θερμότητας δόθηκε προσοχή στα μεγέθη απόδοσης του κινητήρα (δυναμοδεικτικό διάγραμμα, καθαρός ρυθμός έκλυσης θερμότητας, θερμότητα καυσαερίων), με τελικό σκοπό τον υπολογισμό του ενδεικνύμενου έργου κατά τη διάρκεια του κλειστού κύκλου λειτουργίας και, εν συνεχεία, του ενδεικνύμενου βαθμού απόδοσης. Ο τελευταίος διαφέρει ελάχιστα σε σχέση με τον αντίστοιχο βαθμό απόδοσης για τον πλήρη κύκλο λειτουργίας, βάσει της επεξεργασίας των διαθέσιμων μετρήσεων. Ο ενδεικνύμενος βαθμός απόδοσης κυμαίνεται από περίπου 23% για το υψηλό φορτίο μέχρι περίπου 29% για το χαμηλό, ενώ ο βαθμός συμπίεσης δεν δείχνει να το επηρεάζει σημαντικά, λόγω και του διαφορετικού χρονισμού έναυσης (ίσως με την MBT τιμή). Επιπρόσθετα, η σύγκριση των υπολογισμένων τιμών με τις μετρημένες είναι αρκετά καλή για όλες τις περιπτώσεις που εξετάστηκαν, ενώ διαφάνηκε και η χρησιμότητα του μοντέλου των διακένων του εμβόλου που αναπτύχθηκε, ώστε να υπολογιστούν αρκετά αξιόπιστα αποτελέσματα.

Τέλος, η ανάλυση επικεντρώθηκε στην παραγωγή ρύπων στον κινητήρα Otto. Αρχικά, συγκρίθηκαν οι υπολογισμένοι ρύποι μονοξειδίου του αζώτου με τις διαθέσιμες μετρημένες τιμές, όπου φάνηκε η ικανότητα του μοντέλου να τους υπολογίζει με σχετικά καλή ακρίβεια. Στη συνέχεια, περιγράφηκε με λεπτομέρεια ο μηχανισμός παραγωγής των ρύπων αυτών και της συσχέτισής τους με τη θερμοκρασία του καμένου αερίου και το λόγο ισοδυναμίας (φορτίο). Η περιγραφή του μηχανισμού έγινε με διερεύνηση τόσο των μέσων τιμών των μεγεθών, όσο και των τοπικών, ώστε να μπορεί πιο εύκολα να μελετηθεί ο μηχανισμός αυτός από τη στιγμή της έναυσης μέχρι και το «πάγωμα» της συγκέντρωσης του μονοξειδίου του αζώτου μετά από λίγες μοίρες γωνίας στροφάλου. Ειδικά με τη μελέτη των τοπικών μεγεθών, αποτυπώνεται μια πολύ λεπτομερής εικόνα του αερίου του κυλίνδρου και των ιδιοτήτων του εργαζόμενου μέσου, γεγονός που μπορεί να επιτευχθεί μόνο με τη χρήση αξιόπιστων ρευστομηχανικών μοντέλων, όπως αυτό που αναπτύχθηκε στα πλαίσια της παρούσας Διδακτορικής Διατριβής.

Βιβλιογραφία Κεφαλαίου 9

- [1] Verhelst S. A study of the combustion in hydrogen-fuelled internal combustion engines. Ph.D. Thesis, Ghent University, Ghent, Belgium, 2005 (<http://hdl.handle.net/1854/3378>).
- [2] Gerke U, Steurs K, Rebecchi P, Boulouchos K. Derivation of burning velocities of premixed hydrogen/air flames at engine-relevant conditions using a single-cylinder compression machine with optical access. *Int J Hydrogen Energy* 2010;35(6):2566–77.
- [3] Verhelst S, Sierens R. A quasi-dimensional model for the power cycle of a hydrogen-fuelled ICE. *Int J Hydrogen Energy* 2007;32(15):3545–54.
- [4] Demuynck J, Raes N, Zuliani M, De Paepe M, Sierens R, Verhelst S. Local heat flux measurements in a hydrogen and methane spark ignition engine with a thermopile sensor. *Int J Hydrogen Energy* 2009;34(24):9857–68.
- [5] Verhelst S, Wallner T. Hydrogen-fueled internal combustion engines. *Prog Energy Combust Sci* 2009;35(6):490–527.
- [6] White CM, Steeper RR, Lutz AE. The hydrogen-fueled internal combustion engine: a technical review. *Int J Hydrogen Energy* 2006;31(10):1292–1305.
- [7] Verhelst S, Sierens R. Combustion studies for PFI hydrogen IC engines. SAE Paper no. 2007-01-3610; 2007.

- [8] Kong S-C, Ayoub N, Reitz RD. Modeling combustion in compression ignition homogeneous charge engines. *Trans SAE, J Engines* 1992;101:896–911 [SAE Paper no. 920512].
- [9] Fox JW, Cheng WK, Heywood JB. A model for predicting residual gas fraction in spark-ignition engines. *Trans SAE, J Engines* 1993;102:1538–44 [SAE Paper no. 931025].
- [10] Senecal PK, Xin J, Reitz RD. Predictions of residual gas fraction in IC engines. *Trans SAE, J Engines* 1996;105:2243–54 [SAE Paper no. 962052].
- [11] Giansetti P, Perrier C, Higelin P, Chamailland Y, Charlet A, Couet S. A model for residual gas fraction prediction in spark ignition engines. *Trans SAE, J Engines* 2002;111:2272–83 [SAE Paper no. 2002-01-1735].
- [12] Rakopoulos CD, Kosmadakis GM, Pariotis EG. Evaluation of a combustion model for the simulation of hydrogen spark-ignition engines using a CFD code. *Int J Hydrogen Energy* 2010;35(22):12545–60.
- [13] Rakopoulos CD, Kosmadakis GM, Pariotis EG. Critical evaluation of current heat transfer models used in CFD in-cylinder engine simulations and establishment of a comprehensive wall-function formulation. *Appl Energy* 2010;87(5):1612–30.
- [14] Rakopoulos CD, Kosmadakis GM, Pariotis EG. Simulation of a motored internal combustion engine using an improved CFD code. In: *Proc of the 23rd International Conference on Efficiency, Cost, Optimization, Simulation and Environmental Impact of Energy Systems (ECOS 2010)*, June 14–17 2010, Lausanne, Switzerland, paper #295.
- [15] Gerke U. Numerical analysis of mixture formation and combustion in a hydrogen direct-injection internal combustion engine. Ph.D. Thesis, Diss. ETH No. 17477, Cuvillier Göttingen, ETH Zurich, Switzerland, 2007 (<http://e-collection.ethbib.ethz.ch/eserv/eth:30102/eth-30102-02.pdf>).
- [16] Zimont VL. Gas premixed combustion at high turbulence. Turbulent flame closure combustion model. *Exp Therm Fluid Sci* 2000;21(1-3):179–86.
- [17] Lipatnikov AN, Chomiak J. A simple model of unsteady turbulent flame propagation. *Trans SAE, J Engines* 1997;106:2441–52 [SAE Paper no. 972993].
- [18] Rakopoulos CD, Antonopoulos KA, Rakopoulos DC. Experimental heat release analysis and emissions of a HSDI diesel engine fueled with ethanol-diesel fuel blends. *Energy* 2007;32(10):1791–808.
- [19] Chun KM, Heywood JB. Estimating heat-release and mass-of-mixture burned from spark-ignition engine pressure data. *Combust Sci Technol* 1987;54(1):133–43.
- [20] Safari H, Jazayeri SA, Ebrahimi R. Potentials of NO_x emission reduction methods in SI hydrogen engines: Simulation study. *Int J Hydrogen Energy* 2009;34(2):1015–25.

-
- [21] Rakopoulos CD, Kosmadakis GM, Dimaratos AM, Pariotis EG. Investigating the effect of crevice flow on internal combustion engines using a new simple crevice model implemented in a CFD code. *Appl Energy* 2011;88(1):111–26.
- [22] Knop V, Benkenida A, Jay S, Colin O. Modelling of combustion and nitrogen oxide formation in hydrogen-fuelled internal combustion engines within a 3D CFD code. *Int J Hydrogen Energy* 2008;33(19):5083–97.
- [23] Shudo T. Improving thermal efficiency by reducing cooling losses in hydrogen combustion engines. *Int J Hydrogen Energy* 2007;32(17):4285–93.
- [24] Shudo T, Nabetani S. Analysis of degree of constant volume and cooling loss in a hydrogen fuelled SI engine. *Trans SAE, J Fuels Lubricants* 2001;110:1911–7 [SAE Paper no. 2001-01-3561].
- [25] Verhelst S, Sierens R, Verstraeten S. A critical review of experimental research on hydrogen fueled SI engines. *Trans SAE, J Engines* 2006;115:264–74 [SAE Paper no. 2006-01-0430].
- [26] Rottengruber H, Berckmueller M, Elsaesser G, Brehm N, Schwarz C. Direct-injection hydrogen SI-engine operation strategy and power density potentials. *Trans SAE, J Fuels Lubricants* 2004;113:1749–61 [SAE Paper no. 2004-01-2927].
- [27] Rakopoulos CD, Michos CN, Giakoumis EG. Thermodynamic analysis of SI engine operation on variable composition biogas-hydrogen blends using a quasi-dimensional, multi-zone combustion model. *SAE Int J Engines* 2009;2(1):880–910 [SAE Paper no. 2009-01-0931].
- [28] Demuynck J, De Paepe M, Huisseune H, Sierens R, Vancoillie J, Verhelst S. On the applicability of empirical heat transfer models for hydrogen combustion engines. *Int J Hydrogen Energy* 2011;36(1):975–84.
- [29] Kiesgen G, Kluting M, Bock C, Fischer H. The new 12-cylinder hydrogen engine in the 7 Series: The H₂ ICE age has begun. *Trans SAE, J Engines* 2006;115:275–83 [SAE Paper no. 2006-01-0431].
- [30] Obermair H, Scarcelli R, Wallner T. Efficiency improved combustion systems for hydrogen direct injection operation. SAE Paper no. 2010-01-2170; 2010.
- [31] Sierens R, Verhelst S. Comparison between a carburetted and a port injected hydrogen fuelled single cylinder engine. In: Proc of EAEC European Automotive Congress, Bratislava, Slovakia, paper SAITS 01009, 18-20 June 2001.
- [32] Sinclair LA, Wallace JS. Lean limit emissions of hydrogen-fueled engines. *Int J Hydrogen Energy* 1984;9(1-2):123–8.
- [33] Swain MR, Swain MN, Leisz A, Adt RR. Hydrogen peroxide emissions from a hydrogen fueled engine. *Int J Hydrogen Energy* 1990;15(4):263–6.
-

- [34] Dimopoulos P, Rechsteiner C, Soltic P, Laemmle C, Boulouchos K. Increase of passenger car engine efficiency with low engine-out emissions using hydrogen–natural gas mixtures: A thermodynamic analysis. *Int J Hydrogen Energy* 2007;32(14):3073–83.
- [35] Das LM. Exhaust emission characterization of hydrogen-operated engine system: Nature of pollutants and their control techniques. *Int J Hydrogen Energy* 1991;16(11):765–75.
- [36] Han Z, Reitz RD. A temperature wall function formulation for variable-density turbulent flows with application to engine convective heat transfer modeling. *Int J Heat Mass Transfer* 1997;40(3):613–25.
- [37] Angelberger C, Poinot T, Delhaye B. Improving near-wall combustion and wall heat transfer modeling in SI engine computations. SAE Paper no. 972881; 1997.
- [38] Chang J, Güralp O, Filipi Z, Assanis D, Kuo T-W, Najt P, Rask R. New heat transfer correlation for an HCCI engine derived from measurements of instantaneous surface heat flux. SAE Paper no. 2004-01-2996; 2004.
- [39] Verhelst S, T'Joelens C, Vancoillie J, Demuynck J. A correlation for the laminar burning velocity for use in hydrogen spark ignition engine simulation. *Int J Hydrogen Energy* 2011;36(1):957–74.
- [40] Rakopoulos CD, Kosmadakis GM, Demuynck J, De Paepe M, Verhelst S. A combined experimental and numerical study of thermal processes, performance and nitric oxide emissions in a hydrogen-fueled spark-ignition engine. *Int J Hydrogen Energy* 2011;36(8):5163–80.

10. ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ – ΣΤΟΙΧΕΙΑ ΠΡΩΤΟΤΥΠΙΑΣ – ΜΕΛΛΟΝΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ

10.1 Συμπεράσματα

Στην παρούσα Διδακτορική Διατριβή αναπτύχθηκε ένα ρευστομηχανικό μοντέλο προσομοίωσης σε καμπυλόγραμμες συντεταγμένες, στις τρεις διαστάσεις, για τον υπολογισμό των φαινομένων μεταφοράς στο εσωτερικό του κυλίνδρου εμβολοφόρων ΜΕΚ, και την περιγραφή του μηχανισμού της καύσης υδρογόνου σε κινητήρα Otto και της παραγωγής των εκπεμπόμενων ρύπων (μονοξειδίο του αζώτου). Παράλληλα, αναπτύχθηκαν ορισμένα μοντέλα, τα οποία ενσωματώθηκαν στο ρευστομηχανικό κώδικα και συντελούν σημαντικά στον αξιόπιστο υπολογισμό των διάφορων ιδιοτήτων του αερίου στο εσωτερικό των κυλίνδρων εμβολοφόρων ΜΕΚ. Συγκεκριμένα, αναπτύχθηκε ένα μοντέλο μεταφοράς θερμότητας, το οποίο βασίζεται σε συναρτήσεις τοιχώματος και περιλαμβάνει έναν όρο πίεσης, με σκοπό τον αξιόπιστο υπολογισμό των τοπικών ροών θερμότητας. Επιπλέον, αναπτύχθηκε ένα απλό μοντέλο διακένων του εμβόλου, με το οποίο υπολογίζεται η μεταβολή της παγιδευμένης μάζας του αερίου εντός του κυλίνδρου σε κάθε χρονική στιγμή, η αποθήκευση αερίου στο εσωτερικό των διακένων και η απώλεια μάζας που διαφεύγει στο στροφαλοθάλαμο. Με τη χρήση των δύο αυτών μοντέλων προσομοιώνεται πιο ρεαλιστικά η λειτουργία εμβολοφόρων ΜΕΚ, αφού λαμβάνονται υπόψιν περισσότερες διεργασίες. Τα δύο παραπάνω μοντέλα αξιολογήθηκαν ενδελεχώς, τόσο σε συνθήκες ετεροκίνησης, όσο και σε συνθήκες με καύση και διαφάνηκε η αξιοπιστία τους σε όλες τις περιπτώσεις.

Τέλος, αναπτύχθηκε εξ αρχής ένα μοντέλο διάδοσης της φλόγας κατά την προαναμεμιγμένη καύση του υδρογόνου σε κινητήρα Otto, το οποίο ενσωματώθηκε στο ρευστομηχανικό κώδικα. Με τη χρήση του μοντέλου αυτού προβλέπεται η διάδοση της φλόγας κατά την περίοδο της έναυσης και της τυρβώδους ανάπτυξης της φλόγας, ώστε κατόπιν να υπολογιστεί ο ρυθμός αντίδρασης των συστατικών στα υπολογιστικά κελιά, που βρίσκονται εντός της φλόγας, καθώς και των εκπεμπόμενων ρύπων μονοξειδίου του αζώτου. Το μοντέλο αυτό εφαρμόστηκε σε διάφορες συνθήκες λειτουργίας σε κινητήρα Otto

με εισαγωγή του υδρογόνου στον οχετό εισαγωγής και οι προβλέψεις του (απόδοση και ρύποι) σε σύγκριση με τις διαθέσιμες μετρήσεις ήταν αρκετά ικανοποιητική.

Ο σκοπός της παρούσας Διδακτορικής Διατριβής ήταν εξ αρχής ο λεπτομερής και ρεαλιστικός υπολογισμός των φαινομένων μεταφοράς και των εκπεμπόμενων ρύπων μονοξειδίου του αζώτου (NO) στο εσωτερικό του κυλίνδρου εμβολοφόρων ΜΕΚ. Ακολουθώντας τα βήματα της έρευνας που διενεργήθηκε και παρουσιάστηκε στα προηγούμενα κεφάλαια, τα γενικά συμπεράσματα που μπορούν να εξαχθούν αναλύονται στη συνέχεια.

Από τη διερεύνηση και προσομοίωση διάφορων περιπτώσεων, οι μέσες τιμές των ταχυτήτων, της πίεσης και της θερμοκρασίας του αερίου στο εσωτερικό του κυλίνδρου υπολογίζονται επαρκώς σε σχέση με αντίστοιχα υπολογιστικά αποτελέσματα ενός ημι-διαστατικού μοντέλου προσομοίωσης, ενώ επίσης συμβαδίζουν με αυτά, όταν μεταβάλλεται η γεωμετρία της διαμόρφωσης του εμβόλου και η ταχύτητα περιστροφής ενός κινητήρα Diesel σε συνθήκες ετεροκίνησης. Επιπλέον, οι υπολογισμένες τοπικές ακτινικές και περιφερειακές ταχύτητες του αερίου εντός του κυλίνδρου παίρνουν τιμές κοντά στα αντίστοιχα μετρημένα μεγέθη και, σε ορισμένες περιπτώσεις, παρουσιάζουν καλύτερη σύμπτωση με τα αντίστοιχα αποτελέσματα ενός εμπορικού ρευστομηχανικού κώδικα. Τέλος, η ανάμιξη τόσο σε απλή γεωμετρία οχετού-εγχυτήρα όσο και στον οχετό εισαγωγής ενός κινητήρα Otto προσομοιώνεται ικανοποιητικά, σε σύγκριση με εύρη μετρήσεων και υπολογιστικά αποτελέσματα αντίστοιχα.

Στη συνέχεια, επικεντρώθηκε η έρευνα σε πιο ειδικούς τομείς λειτουργίας εμβολοφόρων ΜΕΚ και συγκεκριμένα στη μεταφορά θερμότητας και μάζας στο εσωτερικό των κυλίνδρων. Το νέο μοντέλο μεταφοράς θερμότητας που αναπτύχθηκε αξιολογήθηκε εκτενώς συγκριτικά με άλλα αντίστοιχα μοντέλα, καθώς και με διαθέσιμα πειραματικά δεδομένα σε διάφορους κινητήρες, γεωμετρίες κυλίνδρων και σημεία λειτουργίας σε συνθήκες ετεροκίνησης. Το γενικό συμπέρασμα που εξήχθη είναι ότι η μεταφορά θερμότητας με τη χρήση του ανεπτυχθέντος μοντέλου προβλέπεται καλύτερα, τόσο όσο προς τη μέγιστη τιμή των τοπικών ροών θερμότητας και τη χρονική στιγμή εμφάνισής τους, όσο και ως προς την επισωρευτική μεταφερόμενη θερμότητα κατά τη διάρκεια του κλειστού κύκλου λειτουργίας και, κυρίως, κατά τη συμπίεση. Σχετικά με τη μεταφορά μάζας στο εσωτερικό του κυλίνδρου, το απλό μοντέλο διακένων του εμβόλου που αναπτύχθηκε, δοκιμάστηκε σε διάφορους κινητήρες και σημεία λειτουργίας. Για την αξιολόγησή του χρησιμοποιήθηκε το δυναμοδεικτικό διάγραμμα και το πεδίο ροής και τύρβης του αέρα στο εσωτερικό του κυλίνδρου. Με τη χρήση του μοντέλου αυτού φάνηκε ότι είναι πιο ρεαλιστικός ο υπολογισμός της μάζας γομώσεως του κυλίνδρου σε κάθε χρονική στιγμή, ενώ επιπλέον το δυναμοδεικτικό διάγραμμα βρίσκεται πιο κοντά στο μετρημένο σε κάθε περίπτωση που εξετάστηκε (κυρίως η μέγιστη πίεση). Πρέπει να επισημανθεί ότι τα δύο παραπάνω μοντέλα

δεν αυξάνουν τον απαιτούμενο υπολογιστικό χρόνο και δεν περιέχουν κάποιον διορθωτικό συντελεστή στις εκφράσεις τους, ενώ συντελούν σημαντικά στην αύξηση της αξιοπιστίας των υπολογιστικών αποτελεσμάτων, καθώς περιγράφεται πιο ρεαλιστικά η λειτουργία των εμβολοφόρων ΜΕΚ.

Όλες οι παραπάνω αξιολογήσεις έγιναν σε συνθήκες ετεροκίνησης, ώστε να μπορεί να επικεντρωθεί η ανάλυση σε κάθε μέγεθος ξεχωριστά. Αντίστοιχες αξιολογήσεις έγιναν και σε συνθήκες με καύση, όπου επιπλέον αξιολογήθηκε το μοντέλο καύσης υδρογόνου που αναπτύχθηκε σε κινητήρα Otto με καύσιμο το υδρογόνο, για τον οποίο υπάρχουν διαθέσιμα πειραματικά δεδομένα. Αρχικά, επιλέχθηκαν οι εκφράσεις της στρωτής και τυρβώδους ταχύτητας της φλόγας και ο μοναδικός διορθωτικός συντελεστής που χρησιμοποιήθηκε, ώστε στη συνέχεια να μπορεί να αξιολογηθεί λεπτομερώς το μοντέλο καύσης. Για το σκοπό αυτόν συγκρίθηκαν τα υπολογιστικά αποτελέσματα με πειραματικά δεδομένα κατά τη μεταβολή του λόγου ισοδυναμίας, χρονισμού έναυσης και βαθμού συμπίεσης, όπου διαφάνηκε η αξιοπιστία των προβλέψεων, αφού σε όλες τις περιπτώσεις το μοντέλο καύσης υπολογίζει ικανοποιητικά την πίεση του κυλίνδρου, τον καθαρό ρυθμό έκλυσης θερμότητας, το ενδεικνύμενο έργο και τους εκπεμπόμενους ρύπους, όχι μόνο ως προς την τάση μεταβολής των παραμέτρων αυτών, αλλά στις περισσότερες περιπτώσεις και σε απόλυτες τιμές. Επιπλέον, παρέχεται μια απεικόνιση των τοπικών μεγεθών του αερίου στο εσωτερικό του κυλίνδρου, καθώς και των διάφορων διεργασιών που λαμβάνουν χώρα, όπως η διάδοση της φλόγας. Στη συνέχεια, έγινε μια λεπτομερής διερεύνηση της απόδοσης της καύσης και των μηχανισμών απωλειών της διαθέσιμης χημικής ενέργειας του καυσίμου (διάκενα, άκαυστα, διάσταση προϊόντων) στον ίδιο κινητήρα Otto, αλλά σε διαφορετικά σημεία λειτουργίας (με χρονισμό έναυσης ίσο με την MBT τιμή), παρέχοντας την τοπική κατανομή της θερμοκρασίας του αερίου και την κατά μάζα σύσταση του μονοξειδίου του αζώτου. Με τον τρόπο αυτόν είναι δυνατόν η καλύτερη περιγραφή του μηχανισμού παραγωγής των ρύπων στο εσωτερικό του κυλίνδρου, σε διάφορα φορτία.

10.2 Συγκεντρωτική αξιολόγηση του ρευστομηχανικού μοντέλου

10.2.1 Αξιολόγηση ως προς τον απαιτούμενο υπολογιστικό χρόνο

Είναι γνωστό ότι τα ρευστομηχανικά μοντέλα έχουν αυξημένες απαιτήσεις σε υπολογιστικό χρόνο, καθώς προσομοιώνουν με περισσότερη λεπτομέρεια τα φαινόμενα μεταφοράς στο εσωτερικό του κυλίνδρου σε σχέση με τα υπόλοιπα μοντέλα προσομοίωσης. Το μοντέλο που αναπτύχθηκε στα πλαίσια της παρούσας Διδακτορικής

Διατριβής δεν αποτελεί εξαίρεση, παρά το γεγονός ότι έγιναν αρκετές προσπάθειες για μείωση του χρόνου, όχι όμως εις βάρος της ακρίβειας των υπολογισμών. Στη συνέχεια, θα δοθούν ενδεικτικοί χρόνοι αποπεράτωσης των διάφορων σταδίων του μοντέλου.

Για τη διενέργεια μιας προσομοίωσης απαιτείται κάποιος χρόνος για την κατασκευή του υπολογιστικού πλέγματος και τον ορισμό των στερεών επιφανειών στο εσωτερικό του. Στην περίπτωση που προσομοιώνεται μόνο ο κλειστός κύκλος λειτουργίας μιας εμβολοφόρου ΜΕΚ και η γεωμετρία του κυλίνδρου είναι απλή (π.χ. επίπεδο έμβολο και κεφαλή του κυλίνδρου), ο χρόνος που απαιτείται για την κατασκευή του πλέγματος με τη μεθοδολογία που παρουσιάστηκε σε προηγούμενο κεφάλαιο (Κεφάλαιο 4) είναι σχετικά μικρός. Η εμπειρία του χρήστη παίζει σημαντικό ρόλο, ενώ αναφέρεται ενδεικτικά ότι ο χρόνος κατασκευής του είναι σχεδόν μία ώρα.

Στη συνέχεια, απαιτείται ορισμένος χρόνος για την εισαγωγή των αρχικών και οριακών συνθηκών, η οποία γίνεται μέσω ενός αρχείου δεδομένων. Στο τελευταίο υπάρχον διάφορες παράμετροι (functions) που ενεργοποιούν ή απενεργοποιούν ορισμένες λειτουργίες του μοντέλου, όπως τη χρήση ή μη του μοντέλου διακένων, του μοντέλου καύσης και την επιλογή μεταξύ των αλγορίθμων PISO/SIMPLE. Στο ίδιο αρχείο ορίζεται και το υπολογιστικό βήμα, οι συντελεστές υποχαλάρωσης, η ακριβής θέση του σπινθηριστή και ορισμένες άλλες παράμετροι δευτερεύουσας σημασίας. Για την εισαγωγή των στοιχείων είναι αναγκαία κι εδώ, σε μεγάλο βαθμό, η εμπειρία του χρήστη, ενώ ο χρόνος ολοκλήρωσης της διαδικασίας αυτής κυμαίνεται σε μερικά λεπτά της ώρας.

Αφού έχουν γίνει όλες οι προκαταρκτικές εργασίες, στη συνέχεια το ρευστομηχανικό μοντέλο είναι έτοιμο για την έναρξη της προσομοίωσης. Ο απαιτούμενος υπολογιστικός χρόνος εξαρτάται από πολλές παραμέτρους. Στην περίπτωση που προσομοιώνεται ο κλειστός κύκλος λειτουργίας, το σημαντικότερο ρόλο παίζουν η πυκνότητα των πλεγματικών γραμμών και οι συνθήκες προσομοίωσης (ετεροκίνηση ή με καύση), ενώ δευτερεύοντα ρόλο έχει το χρονικό βήμα που χρησιμοποιείται (σχετίζεται με την ταχύτητα περιστροφής), η ένταση του πεδίου ροής, ο βαθμός συμπίεσης (επηρεάζει τον αριθμό πλεγματικών επιπέδων που αφαιρούνται/προστίθενται) και η ύπαρξη αρκετών συστατικών (π.χ. εργαζόμενο μέσο αέρα ή μίγμα αερίων). Σε συνθήκες ετεροκίνησης η πιο σύντομη προσομοίωση διαρκεί ακόμα και 20 λεπτά (πολύ αραιό πλέγμα), έχοντας όμως μικρή αξιοπιστία υπολογιστικών αποτελεσμάτων, ενώ οι πιο λεπτομερείς προσομοιώσεις που παρουσιάστηκαν στα προηγούμενα κεφάλαια (κατόπιν ελέγχου της ανεξαρτησίας του πλέγματος) διήρκησαν περίπου 24 ώρες. Σε συνθήκες με καύση οι πιο σύντομες προσομοιώσεις διαρκούν περίπου 2 ώρες με χαμηλή ακρίβεια αποτελεσμάτων (πολύ αραιό πλέγμα, χαμηλό φορτίο), ενώ οι πιο ακριβείς ακόμα και 20 μέρες (αρκετά πυκνό πλέγμα, πλήρες φορτίο, αργόστροφος κινητήρας). Κατά την προσομοίωση του ανοιχτού κύκλου λειτουργίας οι παραπάνω χρόνοι αυξάνονται σημαντικά, ενώ ο χρόνος προσομοίωσης

εξαρτάται σε μεγάλο βαθμό από το χρονισμό των βαλβίδων (συνολική διάρκεια ανοιχτών βαλβίδων εισαγωγής/εξαγωγής), τη λεπτομέρεια του πλέγματος για την περιγραφή των βαλβίδων και την επέκταση του πλέγματος στον οχετό εισαγωγής. Αξίζει να αναφερθεί ότι οι παραπάνω χρόνοι επετεύχθησαν σε ηλεκτρονικό υπολογιστή με επεξεργαστή Intel Pentium-i7, με συχνότητα λειτουργίας στα 2.66 MHz και μνήμη 3 GB DDR3 στα 1333 MHz.

10.2.2 Αξιολόγηση ως προς τα υπολογιστικά αποτελέσματα και την εφαρμογή

Το ρευστομηχανικό μοντέλο που αναπτύχθηκε αξιολογήθηκε ενδελεχώς, εξετάζοντας την ακρίβεια και την αξιοπιστία των περισσότερων υπο-μοντέλων του. Τόσο σε συνθήκες ετεροκίνησης όσο και σε συνθήκες με καύση τα υπολογιστικά αποτελέσματα βρίσκονται αρκετά κοντά στα αντίστοιχα μετρημένα, χωρίς να απαιτείται η προσαρμογή διάφορων διορθωτικών συντελεστών. Επομένως, η εφαρμογή του μοντέλου γίνεται αρκετά άμεση, καθώς σε συνθήκες ετεροκίνησης δεν υπάρχει κάποιος διορθωτικός συντελεστής/παράμετρος που χρειάζεται προσαρμογή, ενώ σε συνθήκες με καύση υπάρχει μόνο ένας συντελεστής στην έκφραση της τυρβώδους ταχύτητας της φλόγας, ο οποίος διατηρεί την ίδια τιμή σε όλες τις συνθήκες λειτουργίας στον ίδιο κινητήρα Otto. Το γεγονός αυτό μειώνει το συνολικό απαιτούμενο χρόνο για την εξαγωγή υπολογιστικών αποτελεσμάτων, αφού αποφεύγονται χρονοβόρες διαδικασίες εύρεσης των βέλτιστων τιμών διάφορων συντελεστών.

Το ρευστομηχανικό μοντέλο έχει όλες τις δυνατότητες των υπόλοιπων μοντέλων προσομοίωσης εμβολοφόρων ΜΕΚ που εφαρμόζονται κατά κόρον, όπως των μονοζωνικών, διζωνικών/πολυζωνικών και ημι-διαστατικών, έχοντας όμως και επιπλέον δυνατότητες, που αναφέρονται παρακάτω:

- Η γεωμετρία του κυλίνδρου προσομοιώνεται με ακρίβεια, όπως και η ύπαρξη πιθανών διαμορφώσεων στο εσωτερικό του (στο έμβολο ή στην κεφαλή του κυλίνδρου).
- Ο ανοιχτός κύκλος λειτουργίας μπορεί να προσομοιωθεί με μεγαλύτερη ακρίβεια, αφού στο υπολογιστικό πλέγμα μπορεί να περιλαμβάνονται και κινούμενα μέρη, όπως οι βαλβίδες και τα στελέχη τους.
- Η έγχυση καυσίμου και γενικότερα η τυρβώδης ανάμιξη αέρα/καυσίμου μπορεί να περιγραφεί καλύτερα, χωρίς τη χρήση ημι-εμπειρικών εκφράσεων για την περιγραφή της.
- Τα φαινόμενα που λαμβάνονται υπόψιν είναι περισσότερα, καθώς το πεδίο ροής προσομοιώνεται με ακρίβεια, υπολογίζεται η θερμοκρασιακή διαστρωμάτωση του αερίου στο υπολογιστικό πεδίο, περιγράφεται με λεπτομέρεια η μεταφορά θερμότητας στο θερμικό οριακό στρώμα και η μεταφορά μάζας στα διάκενα του εμβόλου και υπολογίζεται

η τοπική διάδοση της φλόγας βάσει των τοπικών ιδιοτήτων του μίγματος αέρα/καυσίμου/παραμένουστος καυσαερίου.

Τα παραπάνω πλεονεκτήματα καθιστούν το ρευστομηχανικό μοντέλο ιδιαίτερα αξιόπιστο, αφού η προσομοίωση της λειτουργίας και ο υπολογισμός των εκπεμπόμενων ρύπων μονοξειδίου του αζώτου εμβολοφόρων ΜΕΚ γίνονται με μεγαλύτερη ακρίβεια. Βέβαια, το μεγάλο μειονέκτημά τους είναι οι αυξημένες απαιτήσεις υπολογιστικού χρόνου και οι ειδικές γνώσεις που απαιτούν από το χρήστη τους. Τα τελευταία χρόνια όμως παρατηρείται μια σημαντική αύξηση της διαθέσιμης υπολογιστικής ισχύς, κυρίως της νέας γενιάς των επεξεργαστών για προσωπική χρήση, γεγονός που συμβάλει σημαντικά στο να ξεπεραστούν ορισμένα εμπόδια και στη γενικότερη διεύρυνση της εφαρμογής τους.

10.3 Συνεισφορά της Διδακτορικής Διατριβής και στοιχεία πρωτοτυπίας

Η παρούσα Διδακτορική Διατριβή υλοποιήθηκε στο εργαστήριο Μηχανών Εσωτερικής Καύσης του Εθνικού Μετσόβιου Πολυτεχνείου, όπου δεν υπήρχε προηγούμενη εμπειρία σε ρευστομηχανικά μοντέλα προσομοίωσης. Οι κύριες ερευνητικές δραστηριότητες επικεντρώνονταν κυρίως σε φαινομενολογικά μοντέλα προσομοίωσης. Ο ρευστομηχανικός κώδικας κατασκευάστηκε εξ αρχής, με σκοπό να αναπτυχθεί ταυτόχρονα η αντίστοιχη τεχνογνωσία και να υπάρξει εμπειρία σε τέτοιου είδους μοντέλα προσομοίωσης σε καθαρά ερευνητικό επίπεδο. Για το λόγο αυτόν προτιμήθηκε η ανάπτυξη ενός κώδικα, παρά να αγοραστεί και να εφαρμοστεί κάποιος εμπορικός κώδικας. Εφόσον έγινε η κατασκευή του κώδικα, αναμένεται να εξελιχθεί μελλοντικά, με την ανάπτυξη, βελτίωση και επέκτασή του, με σκοπό την περαιτέρω διερεύνηση των φαινομένων που λαμβάνουν χώρα στο εσωτερικό του κυλίνδρου εμβολοφόρων ΜΕΚ.

Σαν στοιχεία πρωτοτυπίας θα αναφερθούν μόνο μοντέλα/στοιχεία της παρούσας Διδακτορικής Διατριβής, τα οποία είναι πραγματικά πρωτότυπα και δεν έχουν αναπτυχθεί/εφαρμοστεί σε καμία άλλη ερευνητική εργασία. Ακολουθώντας τη σειρά που παρουσιάστηκαν στα προηγούμενα κεφάλαια, αναφέρεται ότι το μοντέλο μεταφοράς θερμότητας που αναπτύχθηκε και αξιολογήθηκε είναι ένας εναλλακτικός τρόπος υπολογισμού των απωλειών θερμότητας, χρησιμοποιώντας συναρτήσεις τοιχώματος. Μπορεί να εφαρμοστεί όχι μόνο σε εμβολοφόρες ΜΕΚ, αλλά σε οποιαδήποτε άλλη περίπτωση που απαιτείται αξιοπιστία στον υπολογισμό της μεταφοράς θερμότητας, κυρίως σε ροές υψηλής πίεσης. Η προσέγγιση που ακολουθήθηκε για τον τελικό υπολογισμό των τοπικών ροών θερμότητας είναι πρωτότυπη, ενώ επιπλέον και τα υπολογιστικά

αποτελέσματα που προκύπτουν με τη χρήση του είναι αρκετά αξιόπιστα, τόσο σε συνθήκες ετεροκίνησης όσο και σε συνθήκες με καύση.

Επιπλέον, το μοντέλο των διακένων του εμβόλου που αναπτύχθηκε και ενσωματώθηκε στο ρευστομηχανικό μοντέλο αποτελεί μια διαφορετική προσέγγιση στην προσομοίωση του μηχανισμού συναλλαγής μάζας ανάμεσα στον κύλινδρο και στα διάκενα. Η έκφρασή του στηρίζεται σε απλές συσχετίσεις για τη ροή του αερίου διαμέσου των διακριτών όγκων και, παρόλο που αποτελούν απλουστεύσεις πολύπλοκων μηχανισμών (αγνοείται η κίνηση των ελατηρίων), είναι αρκετά χρήσιμες, ώστε να υπολογίζεται αξιόπιστα η μεταφορά μάζας από και προς το εσωτερικό του κυλίνδρου. Επιπλέον, με τη χρήση του παρέχεται μια καλή εκτίμηση της απώλειας μάζας του αερίου προς το στροφαλοθάλαμο.

Τα δύο παραπάνω μοντέλα συντελούν στο ρεαλιστικό υπολογισμό των φαινομένων μεταφοράς θερμότητας και μάζας του αερίου στο εσωτερικό του κυλίνδρου. Η συνδυασμένη χρήση τους καθιστά τα υπολογιστικά αποτελέσματα του ρευστομηχανικού μοντέλου πιο αξιόπιστα, χωρίς την ταυτόχρονη αύξηση του απαιτούμενου υπολογιστικού χρόνου. Επιπλέον, η εφαρμογή τους είναι αρκετά απλή, αφού δεν περιέχουν κάποιον διορθωτικό συντελεστή.

Ένα άλλο σημαντικό στοιχείο πρωτοτυπίας του ρευστομηχανικού μοντέλου αποτελεί το μοντέλο καύσης που αναπτύχθηκε και εφαρμόστηκε, στο οποίο συνδυάστηκαν ποικίλα στοιχεία από διάφορα άλλα αντίστοιχα μοντέλα, ενώ αναπτύχθηκαν και νέα. Συγκεκριμένα, η μέθοδος που χρησιμοποιήθηκε για τον εντοπισμό των υπολογιστικών κελιών που βρίσκονται εντός της περιοχής που καταλαμβάνει η φλόγα (υπο-πλεγματική προσέγγιση) είναι κάτι που εφαρμόζεται με τη συγκεκριμένη μορφή για πρώτη φορά. Επίσης, παρόλο που η προσέγγιση του υπολογισμού των ρυθμών αντίδρασης του κάθε συστατικού έχει εφαρμοστεί αρκετές φορές στο παρελθόν σε άλλες εργασίες, στην παρούσα Διδακτορική Διατριβή εφαρμόστηκε για πρώτη φορά με καύσιμο το υδρογόνο. Ακόμα, η έκφραση της στρωτής ταχύτητας της φλόγας που τελικά επιλέχθηκε είναι αρκετά πρόσφατη και δεν είχε εφαρμοστεί σε κανένα μοντέλο προσομοίωσης, ούτε καν από τους ίδιους ερευνητές που την εξήγαγαν. Η έκφραση αυτή εφαρμόστηκε με επιτυχία σε κάθε περίπτωση προσομοίωσης.

Γενικά, το ρευστομηχανικό μοντέλο που αναπτύχθηκε επικεντρώθηκε στον αξιόπιστο υπολογισμό του κάθε επί μέρους στοιχείου του και στη ρεαλιστική προσομοίωση των φαινομένων που λαμβάνουν χώρα στο εσωτερικό του κυλίνδρου εμβολοφόρων ΜΕΚ, έχοντας ως μέλημα, όσο είναι δυνατόν, τη διατήρηση του απαιτούμενου υπολογιστικού χρόνου σε χαμηλά επίπεδα. Επιπλέον, η εφαρμογή του για προσομοίωση της προαναμεμιγμένης καύσης υδρογόνου σε κινητήρα Otto αποτελεί από μόνο του πρωτότυπο στοιχείο, αφού ελάχιστοι αντίστοιχοι κώδικες έχουν εφαρμοστεί για το σκοπό αυτόν, όπως παρουσιάστηκε σε προηγούμενο κεφάλαιο (Κεφάλαιο 2).

10.4 Δημοσιεύσεις

Στα πλαίσια της Διδακτορικής Διατριβής έγιναν συνολικά 10 δημοσιεύσεις, εκ των οποίων οι 7 σε διεθνή επιστημονικά περιοδικά και οι 3 σε πρακτικά διεθνών συνεδρίων με κρίση της εργασίας στο πλήρες κείμενο, όπως φαίνονται στον Πίνακα 1. Μία επιπλέον εργασία έχει γίνει δεκτή για παρουσίαση σε ένα διεθνές συνέδριο (βλέπε Πίνακα 1), η οποία σχετίζεται με τη σύγκριση του μοντέλου που αναπτύχθηκε με δύο άλλα απλούστερα μοντέλα. Αξίζει να επισημανθεί ότι η χρονική διαδοχή των δημοσιεύσεων συμβαδίζει με την ενσωμάτωση και εξέλιξη των διαφόρων μοντέλων κατά τη διάρκεια ανάπτυξης του ρευστομηχανικού κώδικα. Συγκεκριμένα, οι 4 πρώτες δημοσιεύσεις ασχολούνται με τη γενική αξιολόγηση του ρευστομηχανικού μοντέλου, η πέμπτη με την αξιολόγηση του μοντέλου μεταφοράς θερμότητας και η έκτη με το αντίστοιχο των διακένων του εμβόλου. Η έβδομη δημοσίευση εξετάζει τη συνδυαστική εφαρμογή των δύο αυτών μοντέλων, ενώ η όγδοη σχετίζεται με το μοντέλο μεταφοράς θερμότητας που αναπτύχθηκε. Η ένατη δημοσίευση ασχολείται με την αξιολόγηση του μοντέλου καύσης του υδρογόνου, ενώ η δέκατη με την περαιτέρω διερεύνηση των φαινομένων καύσης σε κινητήρα Otto.

Πίνακας 1. Δημοσιεύσεις που προέκυψαν στα πλαίσια της παρούσας Διδακτορικής Διατριβής

1.	Rakopoulos CD, <i>Kosmadakis GM</i> , Pariotis EG. Evaluation of a new CFD model for internal combustion engines using hydrogen under motoring conditions. In: Proceedings of the 20 th International Conference on Efficiency, Cost, Optimization, Simulation and Environmental Impact of Energy Systems (ECOS 2007), June 25–28 2007, Padova, Italy, Vol. I, pp. 113–122.	Πρακτικά διεθνούς συνεδρίου
2.	Rakopoulos CD, <i>Kosmadakis GM</i> , Pariotis EG. Evaluation of a new computational fluid dynamics model for internal combustion engines using hydrogen under motoring conditions. Energy 2009;34(12):2158–2166.	Διεθνές περιοδικό
3.	Pariotis EG, <i>Kosmadakis GM</i> , Hountalas DT, Rakopoulos CD. Comparing the results obtained from a CFD and a Quasi-dimensional model used to investigate the effect of various piston bowl geometries of a HSDI Diesel engine under motoring conditions. In: Proceedings of the 21 st International Conference on Efficiency, Cost, Optimization, Simulation and Environmental Impact of Energy Systems (ECOS 2008), June 24–27 2008, Kraków, Poland, Vol. I, pp. 309–320.	Πρακτικά διεθνούς συνεδρίου

4.	Rakopoulos CD, <i>Kosmadakis GM</i> , Pariotis EG. Investigation of piston bowl geometry and speed effects in a motored HSDI diesel engine using a CFD against a quasi-dimensional model. Energy Convers Manage 2010;51(3):470–484.	Διεθνές περιοδικό
5.	Rakopoulos CD, <i>Kosmadakis GM</i> , Pariotis EG. Critical evaluation of current heat transfer models used in CFD in-cylinder engine simulations and establishment of a comprehensive wall-function formulation. Appl Energy 2010;87(5):1612–1630.	Διεθνές περιοδικό
6.	Rakopoulos CD, <i>Kosmadakis GM</i> , Dimaratos AM, Pariotis EG. Investigating the effect of crevice flow on internal combustion engines using a new simple crevice model implemented in a CFD code. Appl Energy 2011;88(1):111–126.	Διεθνές περιοδικό
7.	Rakopoulos CD, <i>Kosmadakis GM</i> , Pariotis EG. Simulation of a motored internal combustion engine using an improved CFD code. In: Proceedings of the 23 rd International Conference on Efficiency, Cost, Optimization, Simulation and Environmental Impact of Energy Systems (ECOS 2010), June 14–17 2010, Lausanne, Switzerland, paper #295.	Πρακτικά διεθνούς συνεδρίου
8.	Komninou NP, <i>Kosmadakis GM</i> . Heat transfer in HCCI multi-zone modeling: validation of a new wall heat flux correlation under motoring conditions. Appl Energy 2011;88(5):1635–1648.	Διεθνές περιοδικό
9.	Rakopoulos CD, <i>Kosmadakis GM</i> , Pariotis EG. Evaluation of a combustion model for the simulation of hydrogen spark-ignition engines using a CFD code. Int J Hydrogen Energy 2010;35(22):12545–12560.	Διεθνές περιοδικό
10.	Rakopoulos CD, <i>Kosmadakis GM</i> , Demuyneck J, De Paepe M, Verhelst S. A combined experimental and numerical study of thermal processes, performance and nitric oxide emissions in a hydrogen-fueled spark-ignition engine. Int J Hydrogen Energy 2011;36(8):5163–5180.	Διεθνές περιοδικό
11.	Pariotis EG, <i>Kosmadakis GM</i> , Rakopoulos CD. Comparative analysis of three simulation models applied on a motored internal combustion engine. Accepted for Presentation in the 24 th International Conference on Efficiency, Cost, Optimization, Simulation and Environmental Impact of Energy Systems (ECOS 2011), July 4–7 2011, Novi Sad, Serbia.	Δεκτό για παρουσίαση σε διεθνές συνέδριο

10.5 Προτάσεις για μελλοντική εργασία

Το ρευστομηχανικό μοντέλο που αναπτύχθηκε και εφαρμόστηκε αποτελεί ένα πλήρες μοντέλο για την προσομοίωση εμβολοφόρων ΜΕΚ (σε συνθήκες με καύση μόνο σε κινητήρα Otto). Οι δυνατότητες που έχει είναι αρκετές, αφού μπορεί να επεκταθεί άμεσα και να επιλύσει ροές σε οποιοδήποτε είδος κινητήρα.

Το μοντέλο που αναπτύχθηκε εφαρμόστηκε με επιτυχία για την προσομοίωση φαινομένων προαναμεμιγμένης καύσης του υδρογόνου σε κινητήρα Otto, όπου η έγχυση καυσίμου πραγματοποιείται στον οχετό εισαγωγής. Επιπλέον, προσομοιώθηκαν διάφοροι κινητήρες (Otto, Diesel, HCCI) σε συνθήκες ετεροκίνησης. Το ρευστομηχανικό μοντέλο μπορεί να επεκταθεί και να προσομοιώσει αρκετά διαφοροποιημένες γεωμετρίες και συνθήκες λειτουργίας.

Συγκεκριμένα, ορισμένα πιθανά και ενδιαφέροντα σημεία που αξίζουν περαιτέρω μελλοντικής διερεύνησης παρατίθενται παρακάτω.

- Η αξιολόγηση του μοντέλου της καύσης υδρογόνου σε κινητήρα Otto κατά τη μεταβολή της ταχύτητας περιστροφής. Όταν αλλάζει η ταχύτητα περιστροφής, μεταβάλλονται αρκετά χαρακτηριστικά του πεδίου της τύρβης στο εσωτερικό του κυλίνδρου. Επομένως, η τυρβώδης ταχύτητα της φλόγας θα λαμβάνει αρκετά διαφορετικές τιμές. Η περίπτωση αυτή δεν εξετάστηκε διότι δεν υπήρχαν διαθέσιμα πειραματικά δεδομένα.
- Μια ενδιαφέρουσα εφαρμογή του μοντέλου θα ήταν η προσομοίωση κινητήρων Otto αμέσου εγχύσεως (direct injection) με καύσιμο το υδρογόνο. Στη λειτουργία αυτή υπεισέρχονται επιπλέον παράμετροι, όπως ο χρονισμός της έγχυσης, η διάρκειά της και η πίεση εγχύσεως, ενώ το μοντέλο καύσης καλείται να προβλέψει ικανοποιητικά τη διάδοση της φλόγας σε περιβάλλον διαστρωματωμένου καυσίμου. Ενθαρρυντικό στοιχείο είναι ότι η έγχυση και η τυρβώδης ανάμιξη αέρα/υδρογόνου (σε γεωμετρία οχετού/εγχυτήρα και στον οχετό εισαγωγής κινητήρα Otto) διερευνήθηκαν στα πλαίσια της παρούσας Διδακτορικής Διατριβής (Κεφάλαιο 7), οπότε υπάρχει εμπειρία στην κατάλληλη κατασκευή του υπολογιστικού πλέγματος και στη γενικότερη προσομοίωση με έγχυση υδρογόνου.
- Το μοντέλο καύσης που αναπτύχθηκε και αξιολογήθηκε κατασκευάστηκε εξ αρχής για την καύση του υδρογόνου. Η επέκτασή του για χρήση οποιουδήποτε καυσίμου (π.χ. μεθάνιο, βενζίνη), ακόμα και μιγμάτων καυσίμου, όπως μίγμα βενζίνης-υδρογόνου, φυσικού αερίου-υδρογόνου και βιοαερίου, μπορεί να γίνει άμεσα. Σε κάθε περίπτωση, η λειτουργία του κινητήρα μπορεί να βασίζεται είτε στην άμεση είτε στην έμμεση έγχυση καυσίμου. Για να εφαρμοστεί το μοντέλο της καύσης για άλλα καύσιμα πρέπει να προστεθούν νέα δεδομένα, όπως η στρωτή ταχύτητα της φλόγας για το εκάστοτε καύσιμο, οι ιδιότητες

μεταφοράς για τα επιπλέον συστατικά που θα ληφθούν υπόψιν και, πιθανόν, ο μηχανισμός της εξάτμισης του καύσιμου, εάν πρόκειται για υγρό καύσιμο.

- Η προσομοίωση του ανοιχτού κύκλου λειτουργίας σε συνθήκες με καύση, ώστε να είναι πιο αξιόπιστες οι αρχικές συνθήκες κατά την έναρξη της συμπίεσης. Ειδικότερα, η θερμοκρασία του αρχικού μίγματος μπορεί να εκτιμηθεί πιο αξιόπιστα, η κατά μάζα σύσταση του παραμένοντος καυσαερίου να υπολογισθεί με μεγαλύτερη ακρίβεια και επιπλέον η οποιαδήποτε διαστρωμάτωση καυσίμου στο εσωτερικό του κυλίνδρου μπορεί να προβλεφθεί, αφού στις προσομοιώσεις που διενεργήθηκαν θεωρήθηκε ότι η συγκέντρωση καυσίμου είναι σταθερή σε όλο το υπολογιστικό πεδίο (ομογενές μίγμα) κατά το κλείσιμο της βαλβίδας εισαγωγής. Κατά την προσομοίωση του ανοιχτού κύκλου λειτουργίας, η λειτουργία του κινητήρα μπορεί να βασίζεται είτε στην άμεση είτε στην έμμεση έγχυση καυσίμου. Βέβαια, τέτοιου είδους προσομοιώσεις έχουν τεράστιες απαιτήσεις σε υπολογιστικό χρόνο, αλλά όμως προσφέρουν ακόμα μεγαλύτερη ακρίβεια στους υπολογισμούς.
- Στη διερεύνηση της λειτουργίας κινητήρα Otto με καύσιμο το υδρογόνο με χρήση της ανακυκλοφορίας καυσαερίων (EGR). Στην περίπτωση αυτήν οι απαιτήσεις της έκφρασης της στρωτής ταχύτητας της φλόγας είναι αυξημένες, ενώ επιπλέον δοκιμάζεται το μοντέλο της καύσης σε περιβάλλον υψηλής συγκέντρωσης καυσαερίου (με συστατικά κυρίως άζωτο και ενδεχομένως νερό). Η περίπτωση αυτή δεν εξετάστηκε στην παρούσα Διδακτορική Διατριβή, διότι δεν υπήρχαν διαθέσιμα πειραματικά δεδομένα.
- Διερεύνηση των σταθερών του μηχανισμού παραγωγής μονοξειδίου του αζώτου. Στη βιβλιογραφία έχουν προταθεί ορισμένες που αναφέρονται αποκλειστικά στην καύση υδρογόνου σε εμβολοφόρες MEK. Η διερεύνησή τους αναμένεται να συμβάλει στην ακόμα καλύτερη πρόβλεψη των ρύπων αυτών.
- Στη μείωση του υπολογιστικού χρόνου. Στο μοντέλο που αναπτύχθηκε δόθηκε προσοχή στη μείωση του υπολογιστικού χρόνου, με τη χρήση κατάλληλων αλγορίθμων και μοντέλων που συντελούν προς αυτήν την κατεύθυνση. Επιπλέον, κάποια εξοικονόμηση υπολογιστικών πόρων μπορεί να επιτευχθεί με την περαιτέρω βελτιστοποίηση του σχεδιασμού του κώδικα. Επιπρόσθετα, σε κάθε επανάληψη γίνονται αρκετοί έλεγχοι που αφορούν τη σύγκλιση και τη μεταβολή ορισμένων μεγεθών (π.χ. μάζα αερίου στο εσωτερικό του κυλίνδρου, υπολογισμός ενδιάμεσων τιμών κατά την εφαρμογή του αλγορίθμου TDMA κτλ.), οι οποίοι πλέον μπορούν να αφαιρεθούν και έτσι να μειωθεί σημαντικά ο υπολογιστικός χρόνος, αφού δεν παρουσιάζονται ζητήματα σύγκλισης ακόμα και σε συνθήκες με καύση. Επίσης, για τη σημαντική μείωση του απαιτούμενου υπολογιστικού χρόνου προσομοίωσης μπορεί να εφαρμοστεί η μέθοδος παράλληλης επεξεργασίας, όπου το υπολογιστικό πεδίο διαιρείται σε υπο-πεδία. Το καθένα από αυτά επιλύεται σε έναν επεξεργαστή αλληλοεπιδρώντας με τα υπόλοιπα και στη συνέχεια

συντίθεται η συνολική λύση, με αποτέλεσμα τη σημαντική εξοικονόμηση υπολογιστικών πόρων.

- Στη διερεύνηση του μοντέλου της τύρβης. Το μοντέλο της τύρβης που εφαρμόστηκε είναι το γραμμικό μοντέλο δύο εξισώσεων RNG k-ε, το οποίο σύμφωνα με τη βιβλιογραφία παρουσιάζει ικανοποιητικές επιδόσεις σε ένα μεγάλο εύρος εφαρμογών (συμπεριλαμβανομένου των εμβολοφόρων ΜΕΚ). Η τύρβη επηρεάζει σημαντικά τη μεταφορά θερμότητας και το μηχανισμό της καύσης σε εμβολοφόρες ΜΕΚ. Πρέπει να επισημανθεί ότι δεν διερευνήθηκε σε βάθος η χρήση του μοντέλου της τύρβης, καθώς δεν είναι διαθέσιμα αξιόπιστα σχετικά πειραματικά δεδομένα.