

ΑΤΕΙ ΠΑΤΡΑΣ  
ΣΧΟΛΗ ΤΕΧΝΟΛΟΓΙΚΩΝ ΕΦΑΡΜΟΓΩΝ  
ΤΜΗΜΑ ΜΗΧΑΝΟΛΟΓΙΑΣ

ΠΤΥΧΙΑΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ

Προσομοίωση τοπικών φαινομένων ανάφλεξης σε φλόγες διάχυσης  
σταθεροποιημένες πίσω από εμπόδια.

ΟΝΟΜΑΤΕΠΩΝΥΜΟ ΣΠΟΥΔΑΣΤΩΝ:

ΔΙΑΜΑΝΤΟΠΟΥΛΟΣ ΝΙΚΟΛΑΟΣ

ΠΑΠΑΦΙΛΙΠΠΟΠΟΥΛΟΣ ΒΑΣΙΛΕΙΟΣ

ΣΤΑΜΑΤΟΠΟΥΛΟΣ ΜΙΧΑΗΛ

ΕΠΟΠΤΕΥΩΝ ΚΑΘΗΓΗΤΗΣ:

ΜΑΥΡΙΔΗΣ ΚΩΝ/ΝΟΣ

ΠΑΤΡΑ - 18/12/06

## ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΑ

ΠΕΡΙΛΗΨΗ.....	6
1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ .....	7
2. ΠΕΡΙΓΡΑΦΗ ΤΗΣ ΠΡΟΤΥΠΗΣ ΓΕΩΜΕΤΡΙΑΣ ΛΕΠΤΟΥ ΕΜΠΟΔΙΟΥ ΡΟΗΣ ΠΟΥ ΕΡΕΥΝΑΤΑΙ.....	10
3. ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΙΚΗ ΠΡΟΤΥΠΗ ΔΙΑΤΥΠΩΣΗ.....	11
3.1 Αεροδυναμικό πρότυπο .....	11
3.2 Πρότυπο καύσης.....	12
3.2.1 Βασικό πρότυπο αλληλεπίδρασης στροβιλισμού / χημείας .....	12
3.2.2 Εξάλειψη / πρότυπο επανάφλεξης .....	14
4. ΑΡΙΘΜΗΤΙΚΕΣ ΛΕΠΤΟΜΕΡΕΙΕΣ .....	18
5. ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ ΚΑΙ ΣΥΖΗΤΗΣΗ .....	19
6. ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ .....	24
ΤΙΤΛΟΙ ΣΧΗΜΑΤΩΝ.....	25
ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ.....	36

## ΟΝΟΜΑΤΟΛΟΓΙΑ

B	Μεταβλητή προόδου αντίδρασης
$C_{kij}$	Πρότυπες σταθερές SGS
$D_\alpha$	Αριθμός Damkohler
D	Τετραγωνική διάμετρος
D	Αεριοθούμενη διάμετρος καυσίμων στο αξονοσυμμετρικό λεπτό σώμα ροής
$f/\bar{f}^*$	Μέρος μιγμάτων/ ομαλοποιημένο
$f_{L,R}$	Φτωχά/ Πλούσια όρια εύφλεκτου μέρους μιγμάτων
FAR	Αναλογία καυσίμου-αέρα
FAVR	Αναλογία καυσίμου- ταχύτητα αέρα
IEM	Αλληλεπίδραση από την ανταλλαγή με το πρότυπο Mean
J	Ιακωβιανή του μετασχηματισμού (2-s PDF)
$k_f$	Μπροστινή σταθερά ποσοστού αντίδρασης
$k_e$	Σταθερά ισορροπίας
$k_s, k_{fs}$	Κινητική στροβίλου/ κλιμακωτή ενέργειας
$k_r, k_{fr}$	Επιλυμένη κινητική στροβίλου/ κλιμακωτή ενέργειας
$L_t$	Κλίμακα μήκους αναταραχής
$M_i$	Μοριακό βάρος κομματιού i
u, v	Αξονικές και εγκάρσιες ταχύτητες
$u_o, u_j$	Αεριοθούμενη ταχύτητα αέρα και καυσίμων προσέγγισης
P, PDF	Πιθανότητα λειτουργίας πυκνότητας
$P_F$	Συσσωρευτική πιθανότητα ανάφλεξης
$Re_t$	Τοπικός τυρβώδης αριθμός Reynolds
$R_u$	Καθολική σταθερά αερίου
R	Επιλυμένες διακυμάνσεις
$\xi_{CO_2}$	Ποσοστό αντίδρασης του CO <sub>2</sub>

$Sc$	Αριθμός Schmidt
$S_B$	Όρος πηγής στην εξίσωση αντίδρασης
$S_{ij}$	Επιλύσιμο tensor πίεσης
$St$	Αριθμός Strouhal
$T$	Θερμοκρασία
$t_o (= D/u_o)$	Χαρακτηριστικός χρόνος
$x_i$	Ισότητες κατευθύνσεις ( $i=1, 2$ )
$Y_i$	Μαζική συγκέντρωση
$Y_{CO_2}^*$	Ομαλοποιημένη συγκέντρωση του $CO_2$ .
$Y_E$	Ανενόχλητο κρατικό διάνυσμα καψίματος
$Y_I$	Αδρανές κρατικό διάνυσμα μίξης
$Y_Q$	Κρατικό διάνυσμα αερίου μετάβασης

### Ελληνικά σύμβολα

$\delta_{ij}$	Kronecker του δέλτα ( $\delta_{ij} = 0$ για το $i \neq j$ , $\delta_{ij} = 1$ για το $i = j$ )
$\Delta f_R$	Πλάτος ζώνης αντίδρασης στο διάστημα $f$
$\Delta, \Delta x, \Delta y$	Χαρακτηριστικά μεγέθη πλέγματος
$\varepsilon_f$	Ποσοστό διασκεδασμού των κλιμακωτών διακυμάνσεων
$\nu_t$	Συντελεστής στροβίλου-ιξώδους διακυμάνσεων.
$\rho$	Πυκνότητα
$\Sigma_f$	Κλιμακωτή κλίμακα
$\sigma_k$	Ταραχώδης αριθμός Prandtl
$\tau_k$	Χρονικό διάστημα Kolmogorov
$\tau_{ch}$	Χημικό χρονικό διάστημα
$\tau_{ij}, \sigma_{ij}$	Τάσεις
$\tau_t, \tau_\lambda, \tau_e$	Χρονοδιαγράμματα της αναταραχής
$\tau_{id}$	στροβιλισμός/ χημικός χρόνος καθυστέρησης ανάφλεξης

### Χειριστές

$\dots'$ ~	ταραχώδης ποσότητα (υπόπλεγμα-κλίμακας)
$\langle \dots \rangle$	επιλυμένες ποσότητες Favre
—	
$\langle \dots \rangle$	χρόνος-υπολογισμένη κατά μέσο όρο αξία

### Υπογεγραμμένοι Όροι

A, $\alpha$	Αέρας
ch	Χημικός
cr	Κρίσιμος
f	Καύσιμα
i	$i=1, 2$ καρτεσιανές συντεταγμένες
i, j	tensor σημείωση
L	Φτωχό
R	Πλούσιο
s	υποπλέγμα κλίμακας, στοιχειομετρική
t	Ταραχώδης ροή

### Επιγεγραμμένοι Όροι

*	ομαλοποιημένη αξία
---	--------------------

## ΠΕΡΙΛΗΨΗ

Σε αυτή την εργασία παρουσιάζονται δύο δισδιάστατοι μεγάλων δινών προσομοιωτές των σταθεροποιημένων φλογών μεθανίου και προπανίου που παρουσιάζουν τα σημαντικά αποτελέσματα λόγου χημείας. Σε ένα επίπεδο κλίμακας υποπλέγματος εφαρμόζεται μια μερική ισορροπία/δι - βαθμωτών εκθετικών υποπροτύπων καύσης PDF. Οι κινήσεις της κλίμακας υποπλέγματος διαμορφώνονται με μια ολοκλήρωση πρώτης – τάξεως, υιοθετώντας ένα ανισότροπο υποπλέγμα δίνης-ιξώδους και δύο εξισώσεις κλίμακας υποπλέγματος για τις τυρβώδεις κινητικές και βαθμωτές ενέργειες. Αποφεύγεται η στατιστική ανεξαρτησία του κλιμακωτού PDF και λαμβάνονται οι απαραίτητες ορμές από μια εκτεταμένη κλίμακα τεκμηριωμένης ομοιότητας.

Η ανάφλεξη αποτελείται από τη σύγκριση του τοπικού τυρβώδους αριθμού Damkohler ενάντια σε ένα τοπικό "κρίσιμο" όριο σχετικό με την κλίμακα Gibson και το πάχος της ζώνης αντίδρασης στη περιοχή μιγμάτων. Η περιοχή μετά την καύση διαμορφώνεται μέσω μιας εξίσωσης μεταφορών Lagrangian για μια μεταβλητή προόδου αντίδρασης που ακολουθεί μια γραμμική εκτόνωση προς τη μέση αξία της (IEM). Οι συγκρίσεις μεταξύ των προσομοιώσεων και των μετρήσεων έδειξαν τη δυνατότητα της μεθόδου να αντιπροσωπεύσει επαρκώς τις πειραματικές παραλλαγές στην ορμή και στα κλιμακωτά πεδία μίξης πέρα από μια περιοχή όρων που λειτουργούν από το φτωχό στο πλούσιο όριο καύσεων.

## 1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Η σταθεροποίηση φλογών διάχυσης σύγχρονων καυστήρων επιτυγχάνεται πιο συχνά από την επανακυκλοφορία προϊόντων καύσης που βοηθούν να βελτιωθούν τα ποσοστά μίξης καυσίμου-αέρα στη ζώνη αντίδρασης (Mellor, 1990). Στις φλόγες λεπτού σώματος, η αεροδυναμική αλληλεπίδραση μεταξύ των εγχυόμενων καυσίμων (με δέσμη jet ή άλλη μορφή) και η αρχική επανακυκλοφορία είναι συμβάλλουσες στη σταθεροποίηση και τον έλεγχο φλογών ενός ευρέου φάσματος των ταχυτήτων του αέρα, ποσοστών εγχυόμενων καυσίμων και τυρβωδών κλιμάκων (Roquemore και λοιποί 1983, Masri και λοιποί 1994). Όπως αυτές οι διαμορφώσεις φλογών κατέχουν τα χαρακτηριστικά σχετικά με το πρακτικό περιβάλλον π.χ. ισχυρή δίνη / χημικές ενώσεις, κινητικά αποτελέσματα, αλληλεπιδράσεις δίνης μεγάλης κλίμακας με ζώνη φλογών, αποτελούν ένα ιδανικό ερευνητικό εργαλείο στην προσπάθεια να αναπτυχθεί μια στρατηγική υπολογισμού για πρακτικά συστήματα (Correa και λοιποί 1994, Tolpadi και λοιποί 1997, Wouters και λοιποί 1996), αλλά συγχρόνως θέτουν μια σημαντική πρόκληση για τα τρέχοντα πρότυπα. Γίνεται σημαντική η περιγραφή του αντιδρώντος τομέα όταν οι αποκλίσεις από τις παραδοχές της ταχείας χημείας απαιτούν την εισαγωγή ενός μεγάλου αριθμού κλιμακωτών αντιδράσεων στη βασική προσέγγιση (Masri και Pope 1990, Norris και Pope 1995, Chen και λοιποί 1989). Από τη στιγμή που οι φλόγες του φορτίου διαμόρφωσης του αεροδυναμικού τομέα στο λεπτό σώμα ροής είναι πολύ βαρύτερες από τις αεριωθούμενες φλόγες, το κόστος που περιλαμβάνεται στις πολύ-κλιμακωτές προσεγγίσεις μερικές φορές αποφεύγεται και η τοπική κατάσταση αερίου είναι παραμετρική σε σχέση με τον αριθμό Damkohler ενώ τα κατάλληλα κριτήρια εξάλειψης υιοθετούνται (Obounou και λοιποί 1994, Gran και λοιποί 1994). Η επιτυχία τέτοιων μεθόδων εξαρτάται από το πόσο επαρκώς αυτοί αντιπροσωπεύουν τη δομή φλογών κοντά στην εξάλειψη (Masri και λοιποί, 1990) και την εμπιστοσύνη στο πόσο επιτρέπει η εφαρμογή τις

περαιτέρω έρευνες σχετικά με την ανάπτυξή τους. Αυτός ο στόχος έχει ωφεληθεί πολύ από τις πρόσφατες μετρήσεις (Masri και λοιποί 1988a,β, Masri και Dibble, 1988) που έχουν επιτρέψει τη διορατικότητα στην εξάλειψη/επανάφλεξη και την μονοτροπική/ διτροπική συμπεριφορά στις φλόγες με το σημαντικό πεπερασμένο ποσοστό κινητικών αποτελεσμάτων.

Ένα σχετικό και εξίσου σημαντικό ζήτημα της τεχνολογίας διαμόρφωσης του λεπτού εμποδίου ροής είναι η επιρροή των στροβιλιζόμενων δομών μεγάλης κλίμακας και της ασταθούς ροής στην παράσυρση, την απελευθέρωση θερμότητας και τα χαρακτηριστικά σταθερότητας (Takahashi και λοιποί 1996, Yamashita 1996, Menon και Calhoon, 1996). Αυτό είναι ιδιαίτερα σημαντικό για τις φλόγες που χρησιμοποιούνται μέσα στο επιδρών σύστημα ροής αέρα (Roquemore και λοιποί 1983, Masri και λοιποί 1994, Wouters και λοιποί 1996, Koutmos και λοιποί, 1996) μια κατάσταση που συχνά αντιμετωπίζεται σε καυστήρες με τις γενικά μη αποδοτικές συνθήκες. Δεδομένου ότι αυτές οι δυναμικές αλληλεπιδράσεις μπορούν να ενισχυθούν ενεργά από τα παροδικά φαινόμενα εξάλειψης / επανάφλεξης και αντίστροφα (Yamashita και λοιποί 1996, Takahashi και λοιποί 1996) τα αποτελέσματά τους αξίζουν το συνυπολογισμό στις κατάλληλες προσεγγίσεις διαμόρφωσης.

Αυτή η εργασία περιγράφει ένα πρότυπο για τις φλόγες λεπτού σώματος κοντά στην εξάλειψη με ή χωρίς την επιρροή των δομών μεγάλης κλίμακας και της ασταθούς ροής ενώ αποφεύγεται η πολυπλοκότητα πολύ-κλιμακωτών επεξεργασιών. Η μεγάλη δισδιάστατη διαδικασία του προσομοιωτή στροβίλου παραγωγής του Κούτμου και λοιπών (1996a) επεκτείνεται εδώ για να περιλάβει τα αποτελέσματα της τοπικής εξάλειψης. Μια μερική ισορροπία / δι-κλιμακωτών εκθετικών προτύπων PDF (λειτουργία πυκνότητας πιθανότητας) μεταχειρίζεται τις αλληλεπιδράσεις αναταραχής / χημείας στο επίπεδο υποπλέγματος κλίμακας (SGS). Η στατιστική ανεξαρτησία των μεταβλητών PDF αποφεύγεται, με την εμφάνιση πρόσφατης πειραματικής εργασίας (Cheng και Pitz, 1994) και τις απαραίτητες στιγμές SGS είναι αξιολογημένες να



υποθέσουν κλίμακα-ομοιότητα μεταξύ των επιλυμένων και εκκρεμών κλιμακωτών διακυμάνσεων. Η εντοπισμένη εξάλειψη διαμορφώνεται με τη σύγκριση του τοπικού αριθμού Damkohler ενάντια σε μια τοπική "κρίσιμη" αξία, ενώ τα παροδικά αποτελέσματα θέσης – εξάλειψης και επανάφλεξης εφαρμόζονται μέσω μιας Lagrangian εξίσωσης για μια μεταβλητή προόδου αντίδρασης. Το πρότυπο επικυρώνεται ενάντια στις μη-παρεισφρητικές μετρήσεις σε δύο φλόγες λεπτού σώματος εκθέτοντας τη σημαντική εντοπισμένη εξάλειψη. Το πρώτο είναι ένα τζετ μεθανίου τροφοδοτημένο με καύσιμα αξονοσυμμετρικού λεπτού σώματος που χρησιμοποιείται στο αεριοθούμενο επιδρών σύστημα και έχει μελετηθεί από τον Correa και λοιπούς (1994). Το δεύτερο είναι μια φλόγα διάχυσης προπανίου που διαμορφώνεται από την επίπεδη αεριοθούμενη έγχυση καυσίμων στην περιοχή σχηματισμού δίνης ενός δισδιάστατου τετραγωνικού κυλίνδρου που χρησιμοποιείται στο επιδρών σύστημα ροής αέρα και έχει μελετηθεί από τον Μπακρόζη και λοιπούς (1996) και τον Κούτμο και λοιπούς (1996). Ενώ σε αυτήν την διαμόρφωση, οι αλληλεπιδράσεις μεταξύ των δομών δίνης μεγάλης κλίμακας και της ζώνης φλογών είναι σημαντικές, η αξονοσυμμετρική περίπτωση δεν φανερώνει τέτοια ασταθή φαινόμενα. Η απόδοση του προτύπου, επομένως, εξετάζεται σε μια ποικιλομορφία των σύνθετων φλογών λεπτού σώματος, ενώ επιτρέπει τις άμεσες συγκρίσεις με άλλες προσεγγίσεις διαμόρφωσης.

## **2. ΠΕΡΙΓΡΑΦΗ ΤΗΣ ΠΡΟΤΥΠΗΣ ΓΕΩΜΕΤΡΙΑΣ ΛΕΠΤΟΥ ΕΜΠΟΔΙΟΥ ΡΟΗΣ ΠΟΥ ΕΡΕΥΝΑΤΑΙ**

Η ερευνημένη γεωμετρία καυστήρων παρουσιάζεται στα σχήματα Ia και b. Ο αξονοσυμμετρικός κάτοχος φλογών (σχήματος Ia) έχει μια εξωτερική διάμετρο 38 mm με ένα ομόκεντρο αεριοθούμενο τζετ καυσίμων της διαμέτρου των 3,18 mm και περιλαμβάνεται μέσα σε μια τετραγωνική σήραγγα αέρα διατομής 15,2 X 15,2 cm<sup>2</sup>. Τα στοιχεία Raman, όσον αφορά το μέρος μιγμάτων, θερμοκρασία και σημαντικά είδη και τους συνοδευτικούς υπολογισμούς με μια μεταφερμένη κοινή ταχύτητα-σύνθεση PDF έχουν παρουσιαστεί από τον Correa και λοιπούς (1994). Από τη σήραγγα οι διαστάσεις είναι πολύ μεγαλύτερες (x4) από το λεπτό σώμα ροής, η υπολογιστική περιοχή αντιπροσωπεύθηκε από ένα αξονοσυμμετρικό πλέγμα με την εξωτερική ακτινωτή διάσταση που επιλέχτηκε για να συντηρήσει τη διατομική περιοχή του αγωγού. Με καύσιμο αεριοθούμενο / την αναλογία δακτυλίων ταχύτητας ροής αέρα (FAVR) (62.5(m/s)/18(m/s)), ο καυστήρας λειτουργεί στο αεριοθούμενο-επιδρών σύστημα π.χ. το αεριοθούμενο τζετ καυσίμων διαπερνά την αρχική επανακυκλοφορία που είναι περιορισμένη δίπλα στο πρόσωπο των λεπτών σωμάτων, όπου επιδιώκεται η σταθεροποίηση. Η σημαντική τοπική εξάλειψη έχει μετρηθεί σύμφωνα με την ροή του καυστήρα στο  $x/d = 10 \div 20$  με επικράτηση στο  $x/d \approx 30$ .

Ο τετραγωνικός κοίλος κύλινδρος διατομής και η σήραγγα αέρα που χρησιμοποιούνται στη δεύτερη έρευνα παρουσιάζονται στο σχήμα Ib. Η διάμετρος 8 mm του κατόχου φλόγας παρεμβλήθηκε σε έναν ορθογώνιο αγωγό διατομής 42 x 252 mm<sup>2</sup> παράγοντας παρεμπόδισης περιοχής 0,19. Το προπάνιο τροφοδοτήθηκε μέσω των άκρων των κυλίνδρων και έπειτα εγχύομενος στο αυλάκι μέσω 125 τρυπών 1 mm στη διάμετρο και χωρίστηκε σε διαστήματα των 0,2 mm χώρια από το επίπεδο συμμετρίας (σχήμα Ib). Αυτό το σύστημα εγχύσεων διαμορφώθηκε ως κατά μήκος του εκπετάσματος

αυλάκωσης 1 mm, ύψους που διατηρεί σωστή εκροή ορμής ανά έκταση μονάδων και που επιτρέπει τα αυξανόμενα επίπεδα αναταραχής κολπίσκων καυσίμων. Αυτή η ίδρυση έχει μετρηθεί εκτενώς από τον Μπακρόζη (1997) για μια σειρά των αριθμών Reynolds και FAVRs', ενώ οι αρχικοί υπολογισμοί έχουν αναφερθεί από τον Κούτμο και λοιπούς (1996a). Οι λεπτομερείς μέσες και τυρβώδεις ταχύτητες και οι θερμοκρασίες λήφθηκαν με ταχύμετρο Laser και υψηλής θερμοκρασίας Pt- Pt/10%Rh συγκολλημένα ζεύγη θερμοστοιχείων χωρίς επίστρωση. Για τις συγκρίσεις, επιλέγεται μια γενικά φτωχή, μπλε-χρώματος φλόγα με ένα FAVR 0.631 (ο αριθμός Reynolds βασισμένος στην ταχύτητα προσέγγισης αέρα 8520). Μια περαιτέρω εξαιρετικά-αδύνατη φλόγα με FAVR=0.189 (Re=8520) λειτούργησε κοντά στο σφαιρικό όριο εξάλειψης, που επιτυγχάνεται με ένα FAVR=0.11, που επίσης ερευνάται. Η ελεγχόμενη παράμετρος είναι η αναλογία καυσίμου / ταχύτητας ορμής αέρα ( $MR=(p_F/p_A)*FAVR^2$ ) με τις τιμές 0.232 και 0.0208 για αυτές τις φλόγες.

### **3. ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΙΚΗ ΠΡΟΤΥΠΗ ΔΙΑΤΥΠΩΣΗ**

#### **3.1 Αεροδυναμικό πρότυπο**

Η πρότυπη περιγραφή προέρχεται από τις διατυπώσεις που υιοθετούνται από τον Κούτμο και λοιπούς (1996a,b). Μέσα στο LES οι μεταβλητές ροής  $F$  μπορούν να αναλυθούν στο επιλύσιμο  $\tilde{F}$ , και οι ποσότητες υποπλέγματος κλίμακας  $F'$  χρησιμοποιώντας ένα Favre-ζυγισμένο φίλτρο,  $\tilde{F} = \overline{rF} / \bar{r}$  (Menon και Calhoon, 1996). Αυτό οδηγεί

στις εξισώσεις που περιγράφουν τις επιλύσιμες ποσότητες ροής:

$$\frac{\partial \bar{r}}{\partial t} + \frac{\partial \overline{ru}}{\partial x_i} = 0, \quad \frac{\partial \overline{ru_i}}{\partial t} + \frac{\partial (\overline{r\tilde{u}_i\tilde{u}_j})}{\partial x_j} = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_i} \tilde{S}_{ij} + \frac{\partial}{\partial x_j} t_{ij} + (\bar{r} - r_\infty)g_i \quad (1)$$

( $\rho, \mu, T$  και  $u$  αντιπροσωπεύουν την πυκνότητα, το ιξώδες, τη θερμοκρασία και την ταχύτητα του αερίου και του  $i=1, 2$  σε ένα καρτεσιανό σύστημα  $(x,y)$ ).

$\bar{p} = \bar{r}R_u \tilde{T} \Sigma_i Y_i / M_i$  όπου  $Y_i, M_i$  είναι οι μαζικές συγκεντρώσεις και το μοριακό βάρος μορίου  $i$  και  $R_u$  είναι η καθολική σταθερά αερίου.  $\tilde{S}_{ij} = m(\tilde{S}_{ij} - 2/3 \tilde{S}_{kk} d_{ij})$ , τα  $\tau_{ij}$  είναι τάσεις του SGS και το  $\tilde{S}_{ij}$  είναι το επιλύσιμο tensor πίεσης. Το  $\tau_{ij}$  διαμορφώνεται όπως:  $t_{ij} = -\bar{r} \overline{u'_i u'_j} = m_{t,ij} (\tilde{S}_{ij} - (2/3) \tilde{S}_{kk} d_{ij}) - (2/3) \bar{r} \tilde{k}_s d_{ij}$ , όπου  $\tilde{k}_s$  είναι η ενέργεια SGS που λαμβάνεται από μία πρότυπη εξίσωση:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{r} \tilde{k}_s}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{r} \tilde{u}_j \tilde{k}_s)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[ \left( \frac{m}{s_k} + \frac{m_{ij}}{s_k} \right) \frac{\partial \tilde{k}_s}{\partial x_j} \right] - \bar{r} \overline{u'_i u'_j} \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} - \frac{m_t}{s_k} \frac{1}{\bar{r}^2} \frac{\partial \bar{r}}{\partial x_i} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} \\ - \frac{r_\infty}{\bar{r}^2} \frac{m_t}{s_k} \frac{\partial \bar{r}}{\partial x_i} g_i - \bar{r} C_e \frac{\tilde{k}_s^{3/2}}{L_t} \quad (\sigma_k = 1.0) \end{aligned} \quad (2)$$

Η διακύμανση SGS στροβίλου-ιξώδες θα μπορούσε να αξιολογηθεί από την ενέργεια SGS όπως:  $m_t = \bar{r} C_k L_t \sqrt{\tilde{k}_s}$ , με τη κλίμακα μήκους SGS που δίνεται από τον τύπο:  $L_t = \Delta = \sqrt{\Delta x_i \Delta y_i}$ , όπου το  $\Delta$  είναι το χαρακτηριστικό μέγεθος πλέγματος. Όπως τα  $C_k$  έχουν αναφερθεί για να ποικίλουν σημαντικά στις διάφορες προσομοιώσεις, εδώ αξιολογήσαμε ένα ανισότροπο  $C_{kij}$  μετά από την εργασία Goutorbe και λοιπών (1994), τα οποία διαμόρφωσαν τις διακυμάνσεις SGS αναλογικά προς το επιλυμένο tensor πίεσης παρά το ίδιο tensor πίεσης. Το  $C_{kij}$  λαμβάνεται από την έκφραση:

$$C_{kij} = [(\bar{k}_s / \bar{k}_r) \bar{R}_{ij} + (2/3) d_{ij} \bar{k}_s] / [\Delta \sqrt{\bar{k}_s} (2 \bar{S}_{ij} - (2/3) \bar{S}_{kk} d_{ij})], \text{ με τον περιορισμό}$$

$0.05 < C_{kij} < 0.5$ . Τα  $S_{ij}, R_{ij}$  και  $K_r$  είναι οι επιλυμένες πιέσεις, που τονίζουν την διακυμαινόμενη ενέργεια και το (-) δείχνει έναν στατιστικό μέσο όρο. Για μια σειρά των πλεγμάτων και των ισόθερμων ή αντιδρόντων όρων, αυτή η διατύπωση αποδείχθηκε ικανοποιητική (Κούτμος και λοιποί, 1996α, β).

## **3.2 Πρότυπο καύσης**

### **3.2.1 Βασικό πρότυπο αλληλεπίδρασης στροβιλισμού / χημείας**

Ένα απλό μερικό σχέδιο ισορροπίας χρησιμοποιήθηκε με τον περιορισμό της κατάστασης αερίου όσον αφορά μια προ-διευκρινισμένη συγκέντρωση

του CO<sub>2</sub>. Αυτή η δι-κλιμακωτή περιγραφή υιοθετεί το μέρος μιγμάτων, f, και τη συγκέντρωση του CO<sub>2</sub>, Y<sub>CO<sub>2</sub></sub>. Η αντίδραση CO+OH↔ CO<sub>2</sub>+H υιοθετήθηκε για να εισαγάγει αποτελέσματα μη-ισορροπίας. Ο σχηματισμός του CO<sub>2</sub> από το κοβάλτιο υποτίθεται ότι προχώρησε πρωτίστως μέσω αυτής της αντίδρασης σε ένα ποσοστό:  $\tilde{\kappa}_{CO_2} = k_f Y_{CO} Y_{OH} - (k_f/k_e) Y_{CO_2} Y_H$ , με το k<sub>f</sub> που λαμβάνεται ως 6.76\*10<sup>11</sup> exp (T/1102) και k<sub>e</sub>, λαμβάνεται από τους πίνακες JANAF. Οποτε η δύναμη μιγμάτων υπερβαίνει το πλούσιο όριο ευφλεκτότητας και η σύνθεση είναι αραιωμένη με τα καύσιμα. Μέσα σε αυτήν την δι-κλιμακωτή περιγραφή, η τελική σύνθεση υπολογίζεται από τον κώδικα ισορροπίας της NASA για τις δεδομένες τιμές f και Y<sub>CO<sub>2</sub></sub> με τον καθορισμό Y<sub>CO<sub>2</sub></sub> ως "στοιχείο".

Οι τιμές ρ, T, Y, και  $\tilde{\kappa}_{CO_2}$  (το κράτος Y αερίου (f, Y<sub>CO<sub>2</sub></sub>) λαμβάνονται σε μια δισδιάστατη βιβλιοθήκη για 0 < f < 1 και 0 < Y<sub>CO<sub>2</sub></sub> < Y<sub>CO<sub>2</sub>,max</sub>. Η εξέλιξη της παθητικής, f, και των αντιδραστικών μεταβλητών, Y<sub>CO<sub>2</sub></sub> υπολογίζονται από τις εξισώσεις:

$$\frac{\partial(\bar{r}\tilde{f})}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{r}\tilde{u}_j \tilde{f}) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \frac{m}{Sc} \frac{\partial \tilde{f}}{\partial x_j} - \bar{r}\overline{u'_j f'} \right] \quad (3)$$

$$\frac{\partial(\bar{r}\tilde{Y}_{CO_2})}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{r}\tilde{u}_j Y_{CO_2}) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \frac{m}{Sc} \frac{\partial \tilde{Y}_{CO_2}}{\partial x_j} - \bar{r}\overline{u'_j Y'_{CO_2}} \right] + \bar{r}\tilde{\kappa}_{CO_2} \quad (4)$$

με  $\overline{u'_j f'}$  και  $\overline{u'_j Y'_{CO_2}}$  αποκτηθείσες με τη βοήθεια της ανισότροπης SGS

διατύπωσης ιξώδους όπως:  $-\overline{ru'_j f'} = \frac{m_{ij}}{Sc_t} \frac{\partial \tilde{f}}{\partial x_j}$ ,  $-\overline{ru'_j Y'_{CO_2}} = \frac{m_{ij}}{Sc_t} \frac{\partial \tilde{Y}_{CO_2}}{\partial x_j}$

Ένα εκθετικό κοινό PDF της μορφής:

$P(f^*, Y_{CO_2}^*) = \exp(a_1 + a_2 f^* + a_3 Y_{CO_2}^* + a_4 f^{*2} + a_5 Y_{CO_2}^{*2} + a_6 f^* Y_{CO_2}^*)$  κατασκευάζεται από τις

ομαλοποιημένες συγκεντρώσεις, f<sup>\*</sup>, Y<sub>CO<sub>2</sub></sub><sup>\*</sup> οι οποίες χρησιμοποιούνται για να

μετασχηματίσουν τα διάστηματα f και Y<sub>CO<sub>2</sub></sub> σε ένα τετράγωνο, κατάλληλο για την

ολοκλήρωση και υπολογίζεται μέσω των συντελεστών που εξαρτώνται από τις τοπικές SGS στιγμές

$\overline{f'^2}$ ,  $\overline{Y_{CO_2}'^2}$ ,  $\overline{f'Y_{CO_2}'^2}$ ,  $k_{fs} = 1/2\tilde{f}'^2$  Η κλιμακωτή ενέργεια διακύμανσης SGS, λαμβάνεται από την εξίσωση:

$$\frac{\partial(\overline{f'k_{fs}})}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \frac{m}{Sc} + \frac{m_{ij}}{Sc_t} \right) \frac{\partial \tilde{k}_{fs}}{\partial x_j} \right] + (1/2)C_1 \frac{m_t}{Sc_t} \frac{\partial \tilde{f}}{\partial x_j} \frac{\partial \tilde{f}}{\partial x_j} - rC_2 \frac{1}{t_t} \tilde{k}_{fs} \quad (5)$$

με  $C_1=C_2=2.0$  και  $t_t = L_t / \sqrt{\tilde{k}_s}$ . Οι υπόλοιπες στιγμές διαμορφώνονται σύμφωνα

με την εκτεταμένη υπόθεση κλίμακας-ομοιότητας:  $\tilde{Y}_{CO_2}^2 = (\bar{k}_{fs} / \bar{k}_{fr}) R_{CO_2}$ ,

$\overline{f'Y_{CO_2}'} = (\bar{k}_{fs} / \bar{k}_{fr}) R_{fCO_2}$  όπου το  $\bar{k}_{fr}$  είναι η επιλυμένη κλιμακωτή διακυμαινόμενη ενέργεια και  $R_{CO_2}$ ,  $R_{fCO_2}$  είναι οι επιλυμένες διακυμάνσεις.

Οι σταθερές PDF είναι καθορισμένες από τους όρους και τις εκφράσεις κανονικοποίησης για τις στιγμές ως αποτέλεσμα ολοκλήρωσης του τύπου PDF. Η μέση κατάσταση αερίου αξιολογείται από την ολοκλήρωση:  $\tilde{Y} = (1/\bar{Y}) \int Y J r P(f^*, Y_{CO_2}^*) df^* dY_{CO_2}^*$ , όπου το J είναι η ιακωβιανή του μετασχηματισμού.

### **3.2.2 Εξάλειψη / πρότυπο επανάφλεξης**

Η διαμόρφωση των αποτελεσμάτων χημείας πεπερασμένου-ποσοστού όπως η εντοπισμένη εξάλειψη και επανάφλεξη προέρχονται από την ανάλυση Κούτμου (1998). Η τοπική εξάλειψη προβλέπεται όταν ο τοπικός Damkohler,  $Da_b$ , που ορίζεται ως η αναλογία του τυρβώδους χρόνου,  $\tau_\lambda = 3.88\tau_k$ . ( $\tau_k$  είναι ο χρόνος Kolmogorov) στο χημικό χρόνο,  $\tau_{ch}$ , είναι κάτω από ένα τοπικό κρίσιμο "όριο",  $Da_{cr}$  π.χ.

$$I = \frac{Da_b}{Da_{cr}} = \frac{[\tau_\lambda / \tau_{ch}]}{\left[ \frac{\Sigma_f}{\sqrt{2}\Delta f_R} R_{et}^{1/4} \right]} \leq 1 \quad (6)$$

$\Sigma_f = e_f^{1/2}(n/e)^{1/4}$  είναι η κλίμακα Gibson όπου το  $\varepsilon, \varepsilon_f$  είναι η ενέργεια στροβιλισμού και τα κλιμακωτά ποσοστά διασκορπισμού,  $\Delta f_R$ , είναι ένα

"αποτελεσματικό" πλάτος ζώνης αντίδρασης στο διάστημα  $f$ :  $\Delta f_R = \Delta f_{RS} = f_R - f_L$  για  $f_L \leq f \leq f_R$ ,  $\Delta f_R = \Delta f_{RS} + f_R - f$  για  $f > f_R$  και  $\Delta f_R = \Delta f_{RS} + f_L - f$  για  $f < f_L$ . Ο χημικός χρόνος λαμβάνεται από το μερικό πρότυπο ισορροπίας όπως:

$t_{ch} = 1/\kappa_{CO_2}(f^*, Y_{CO_2}^* = 0)$  για  $f_L \leq f \leq f_R$ ,  $t_{ch} = 1/\kappa_{CO_2}(f_L^*, Y_{CO_2}^* = 0)$  για  $f < f_L$  και  $t_{ch} = 1/\kappa_{CO_2}(f_R^*, Y_{CO_2}^* = 0)$  για  $f > f_R$ . Το μέσο  $\tau_{ch}$ , που καθορίζεται από την ολοκλήρωση που χρησιμοποιείται στο ανωτέρω κριτήριο.

Όποτε η εξίσωση (6) κρατά την αληθινή εξάλειψη προβλέπεται και η χημική πηγή στην εξίσωση (4) να τίθεται μηδέν. Το σύστημα μετα-εξάλειψης και η πιθανή συμπεριφορά επανάφλεξης του τοπικά εξαφανισμένου δείγματος διαμορφώνονται από την ακόλουθη κατάσταση αερίου: α) Η κατάσταση  $Y_E = Y_E(f^*, Y_{CO_2}^*)$  αντιπροσωπεύει ανενόχλητη καύση στους μερικούς όρους ισορροπίας ( $\lambda > 1$ ). Η μέση κατάσταση αερίου καθορίζεται όπως περιγράφεται στη παράγραφο 3.2.1. β) Η κατάσταση  $Y_o = Y_o(f^*, Y_{CO_2}^* \equiv 0)$  που αντιπροσωπεύει τη χαμηλότερη ισορροπία συνδεδεμένη με την κατάσταση του ορίου  $Y_M$  που καθορίζεται κατωτέρω. γ) Η κατάσταση  $Y_t = Y_t(f^*)$  αντιπροσωπεύει την αδρανή μίξη μεταξύ των καυσίμων και του αέρα, και δ) το ενδιάμεσο κράτος  $Y_Q$  μεταξύ 0 και του I, που αντιπροσωπεύει τη φάση μετάβασης μετα-εξάλειψης από την ανενόχλητη καύση στην αδρανή μίξη και αντίστροφα. Το  $Y_Q$  εξαρτάται από το  $\tilde{f}$  και από τις τοπικές τιμές της αντίδρασης B:  $B = (Y_Q - Y_t)/(Y_o - Y_t)$ . Η μέση αξία  $\tilde{Y}_Q$  λαμβάνεται με το τοπικό εκθετικό PDF:

$\tilde{Y}_Q = (1/\bar{r}) \iint Y_Q r P(\tilde{f}, \tilde{B}) df dB$ . Οι απαραίτητες τιμές του  $\tilde{B}$  και του B είναι αξιολογημένες όπως περιγράφεται κατωτέρω. Πριν από αυτήν την περιγραφή απαιτείται αναφορά στην ανάλυση του Κούτμου (1998). Καταδεικνύεται εκεί μέσα ότι οι διανομές χρόνου-μέσης παραμέτρου  $\lambda$  με το  $f$  (όπως καθορίζεται από τα στοιχεία Masri και λοιποί 1988, 1990) για τις διάφορες αξονικές θέσεις φλογών ( $CH_4$ ) και οι ταχύτητες καυσίμων στην εξάλειψη ακολουθούν τις καμπύλες που παρουσιάζονται στο σχήμα 2. Όταν  $\lambda < 1$  πέρα από το εκτεταμένο

πλάτος ζώνης αντίδρασης,  $\Delta f_{RS}$ , έχουμε σχεδόν εντελώς εξαφανίσει τα αποτελέσματα των συνθηκών της φλόγας. Περαιτέρω αποδεικνύεται ότι τα τοπικά εξαφανισμένα δείγματα βρίσκονται σε μια καμπύλη θερμοκρασίας όπου α) κόβει τον πλούσιο κλάδο ισορροπίας σε μια θέση  $f$  συμπίπτουσα με την πλούσια θέση διασταυρώσεων του  $\lambda$  επάνω από  $I$  ελέγχοντας το ανωτέρω κριτήριο και β) η αντίδραση αυτής της διανομής  $T$ , EME (το ένθετο, σχήμα 2) περιγράφεται καλά από την εξίσωση  $B_M = B_0 \exp[-G(I) * Da_{cr}]$ . Το ανωτέρω αποτέλεσμα προσεγγίζεται με τη χρησιμοποίηση των εξισώσεων IEM (Borghì, 1988) για να περιγράψει την εξέλιξη "μορίων" από την ισορροπία στη μικτή γραμμή:  $dB/dt = (B_I - B)/\tau_e = -B/\tau_e$ . Εδώ το  $\tau_e$  λαμβάνεται ως:  $L_{R,t} / \sqrt{k_s}$ , όπου:

$$L_{R,t} = \frac{\sqrt{2}\Delta f_R}{\Sigma_f} \text{Re}_t^{-3/4} * L_t \text{ είναι το πλάτος ζώνης αντίδρασης στο φυσικό διάστημα}$$

(Masri και λοιποί, 1990) και αυτό μπορεί να παρουσιαστεί όπως:  $\tau_e = \tau_\lambda / Da_{cr}$ . Με την ενσωμάτωση κατά τη διάρκεια ενός χρόνου κύκλου εργασιών στροβίλου,  $\tau_\lambda$ , η κατάσταση  $M$  (γραμμή EME) μπορεί να καθοριστεί. Η παράμετρος  $G = 1 + \gamma(1 - \lambda)$  αντιπροσωπεύει την αποτελεσματική μείωση  $L_{R,t}$  στη μετάβαση από το  $O$  στο  $I$ , η  $\gamma = (\Delta f_{RS}/f_S) - 1$  είναι μια παράμετρος πάχους φλογών που εξετάζει την επίδραση του πάχους ζώνης αντίδρασης στο διάστημα  $f$ :  $\gamma \approx 0$  για τις λεπτές ζώνες (π.χ.  $CH_4$ ) που δείχνουν την πιο απότομη μείωση του  $L_{R,t}$  σε αυτήν την περίπτωση, ενώ το  $\gamma \approx 0.36$  για παράδειγμα ενός μίγματος  $CO/H_2/N_2$ . Η επιλυμένη αντίδραση,  $\tilde{B}$ , υπολογίζεται από την ακόλουθη εξίσωση μεταφορών:

$$\frac{\partial(\overline{r\tilde{B}})}{\partial t} + \frac{\partial(\overline{r\tilde{u}_j\tilde{B}})}{\partial x_j} = S_B \quad (7)$$

ενώ οι SGS διακυμάνσεις,  $\tilde{B}^2$  και  $\overline{f\tilde{B}'}$  λαμβάνονται από την υπόθεση κλίμακας-ομοιότητας. Με την αρχική αξία του  $\tilde{B}$  που τίθεται από τη μερική ισορροπία  $S_B = 0$ , εάν καμία εξάλειψη δεν έχει εμφανιστεί και  $S_B = (B_M - \tilde{B})/\tau_e$  μετά από την εξάλειψη έχει ανιχνευθεί. Η εξίσωση (7)



ενσωματώνει υπό μια Lagrangian έννοια την ιστορία της διανυσματικής κατάστασης υποθέτοντας ότι η μίξη μετα-εξάλειψης των μερικών προϊόντων ισορροπίας αντιπροσωπεύεται από μια αιτιοκρατική εκτόνωση στην αδρανή αξία. Η διεύρυνση της ζώνης αντίδρασης στο διάστημα  $f$  π.χ. που οφείλεται στη διάλυση των καυσίμων, αποτελείται και αυτό από μια πτυχή που έχει τονιστεί σε διάφορες εργασίες (Masri και λοιποί, 1990) σε σχέση με τη διτροπική- μονοτροπική συμπεριφορά κοντά στην εξάλειψη. Σύμφωνα με την παρούσα διατύπωση του  $\Delta f_R$ , ο χρόνος ανταλλαγής  $\tau_e$ , στην πηγή της εξίσωσης (7) για το αδύνατο μεθάνιο, οι συνθέσεις, που έχουν τα  $\Delta f_R$  των 0.055, είναι λιγότερες από το μισό του χρόνου στροβίλου  $\tau_L$ . Η ολοκλήρωση πέρα από ένα χρόνο-βήμα της τάξης του  $\tau_L$  επομένως θα παραγάγει είτε πλήρως καμμένες είτε εξαφανισμένες καταστάσεις που ανακτούν πειραματικά την παρατηρηθείσα διτροπική συμπεριφορά της αντίδρασης. Για τις πλούσιες συνθέσεις  $CH_4$  ή στα καύσιμα με τις πολύ ευρύτερες ζώνες αντίδρασης π.χ.  $CO/H_2/N_2$  το  $\Delta f_R$  είναι σχεδόν δέκα φορές πάνω από τις τιμές  $H/C$  και το  $\tau_e$ , επιτυγχάνει τις τιμές σχεδόν δέκα φορές εκείνων των φτωχών συνθηκών  $CH_4$ . Έπειτα η ανωτέρω διατύπωση αναμένεται να αναπαραγάγει τη βαθμιαία μετατόπιση μετρημένων διασκορπισμένων σημείων στην εξάλειψη για τέτοια καύσιμα και συνθέσεις. Η επανάφλεξη επιτρέπεται, όταν το χρονοδιάγραμμα του κριτηρίου είναι ανενεργό και η πιθανότητα συσσώρευσης της εύρεσης ενός εύφλεκτου μίγματος σε αυτήν την θέση,  $P_F = \int_{f_L}^{f_R} P(f^*) df^*$ , είναι μεγαλύτερο από 0.78 (τα αριθμητικά πειράματα πρότειναν αυτήν την αξία για να είναι ικανοποιητική για τα παρόντα καύσιμα). Ο όρος πηγής στην εξίσωση (7) είναι ίσος με  $(B_O - \tilde{B})/\tau_{id}$ , όπου  $\tau_{id}$  είναι ένας μιξαρισμένος-εξαρτώμενος χημικός χρόνος καθυστέρησης ανάφλεξης. Η διαδικασία Obounou και λοιπών (1994), ακολουθείται στενά για τον προσδιορισμό του  $\tau_{id}$ . Εν συντομία, οι εξισώσεις IEM για τα είδη και τη θερμοκρασία λύνονται πέρα από μια σειρά του  $f$ ,  $Y_{O_2}$  και της μίξης των χρονικών τιμών για μια ελεύθερη-βηματική οξείδωση (Westbrook

και Dryer, 1981) του  $\text{CH}_4$  και του  $\text{C}_3\text{H}_8$ . Κατόπιν μια δισδιάστατη βιβλιοθήκη χτίζεται με  $\tau_{id}=\tau_{id}(\tilde{f}, \tilde{Y}_{O_2})$ , η οποία χρησιμοποιείται στη συνέχεια στην αριθμητική διαδικασία. Οι περαιτέρω λεπτομέρειες μπορούν να βρεθούν στη διαδικασία Obounou και λοιπών (1994).

#### **4. ΑΡΙΘΜΗΤΙΚΕΣ ΛΕΠΤΟΜΕΡΕΙΕΣ**

Το σύνολο εξίσωσης λύνεται με μια μέθοδο πεπερασμένης - ποσότητας υιοθετώντας το ρητό σχέδιο ΓΡΗΓΟΡΟΤΕΡΑ, ένα περιπλεκόμενο πλέγμα και μία τρίτου-βαθμού ακριβής χρονική διακριτική ευχέρεια όπως περιγράφει λεπτομερώς ο Κούτμος και λοιποί (1996α, β). Κάθε φορά που λύνεται το βήμα (της διαταγής της Taylor κλίμακας) μια εξίσωση Poisson με μια συζευγμένη μέθοδο κλίσης με ελλειπείς προϋποθέσεις Cholesky για να λάβει την πίεση. Τρία πλέγματα των 15000, 30000 και 45000 κόμβων πλέγματος εξετάστηκαν και το μέσο μέγεθος βρέθηκε για να δίνει στο πλέγμα τα ανεξάρτητα αποτελέσματα και χρησιμοποιήθηκε για όλες τις προσομοιώσεις. Ήταν πυκνός κατά μήκος των αποκομμένων στρωμάτων, στον εγχυτήρα καυσίμων και στις μέγιστες περιοχές θερμοκρασίας, ενώ επεκτεινόταν στην αξονική κατεύθυνση. Οι συνθήκες εισαγωγής καυσίμων λήφθηκαν από τα αναφερόμενα πειράματα, ενώ η σταθερά-κατάσταση  $k - \varepsilon$  / οι υποτιθέμενοι υπολογισμοί PDF παρείχαν τους αρχικούς τομείς. Η συνθήκη εξαγωγής  $\partial f / \partial t + U_o(\partial f / \partial x) = 0$  λειτούργησε ικανοποιητικά για τις παρούσες διαμορφώσεις. Μετά από τις αρχικές μεταβατικές στατιστικές υπολογίστηκε πάνω από:  $100t_o$  ( $t_o = D_j/u_j$ ). Οι χρόνοι τρεξίματος σε ένα HP 735 RS ήταν περίπου 30 ώρες για μια πλήρη προσομοίωση.

## **5. ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ ΚΑΙ ΣΥΖΗΤΗΣΗ**

Οι προσομοιώσεις για τις δύο φλόγες λεπτών σωμάτων παρουσιάζονται υπό μορφή χρόνου-μέσων στοιχείων και στατιστικών ποσοτήτων και συγκρίνονται με τα πειραματικά στοιχεία για να αξιολογήσουν την απόδοση του προτύπου και να προσδιορίσουν τις ελλείψεις της.

Πρώτα τα αποτελέσματα για την αξοσυμμετρική φλόγα συζητούνται. Το υψηλό τζετ καυσίμων ορμής (FAVR=3.47) διαπερνά μέσω της αρχικής (προϊόντα καύσης) επανακυκλοφορίας που προκαλείται από το λεπτό σώμα, παράγοντας ένα μακρύ τζετ-όπως η φλόγα που σταθεροποιείται από αυτήν την σπειροειδή περιοχή δίνης δίπλα στο πρόσωπο λεπτών σωμάτων. Το σχήμα 3 επιδεικνύει την εικονική γενική αντιδρούσα ανάπτυξη ροής υπό μορφή χρόνου-υπολογισμένων κατά μέσο όρο λεπτών γραμμών. Η σημαντική τοπική εξάλειψη έχει μετρηθεί (Correa και λοιποί, 1994) στο  $x/d=15 \div 20$ , ενώ σε μια περαιτέρω αύξηση της ταχύτητας καυσίμων το πλούσιο όριο εκρήξεων της φλόγας επιτυγχάνεται. Πρέπει να σημειωθεί ότι οι παρούσες προσομοιώσεις επιβεβαίωσαν την πειραματική διαπίστωση ότι αυτός ο τύπος φλογών δεν φανερώνει οποιοδήποτε περιοδικό σκόρπισμα μεγάλης κλίμακας.

Τα υπολογισμένα ακτινωτά σχεδιαγράμματα των φτωχών και rms μερών μιγμάτων συγκρίνονται στο σχήμα 4a με στοιχεία που αναφέρονται στον Correa και λοιποί (1994). Η καλή συμφωνία που παρουσιάζεται υποστηρίζει την υπόθεση κλίμακας-ομοιότητας στην αεροδυναμική πρότυπη διατύπωση και επιτρέπει μια κατάλληλη αξιολόγηση του υποπροτύπου καύσης. Μετρημένες και προβλεφθείσες θερμοκρασίες και σημαντικά μαζικά μέρη ειδών συγκρίνονται στους αριθμούς 4b και 4c σε μια περιοχή όπου τα υψηλά ποσοστά μίξης οδηγούν στην τοπική εξάλειψη. Το χαμηλό σημείο θερμοκρασίας 875-900 K είναι το αποτέλεσμα της μερικής εξάλειψης και η επαρκής αναπαραγωγή της προσφέρει την υποστήριξη στο παρόν πρότυπο καύσης. Η μέγιστη θερμοκρασία

προβλέπεται καλά κατά μήκος του στρώματος στο  $r \approx 0,01$  αλλά υποτιμάται από περισσότερα 200 K στον άξονα. Σε αυτήν την πύο δροσερή, πλούσια σε καύσιμα περιοχή, οι μερικές υποθέσεις ισορροπίας μπορούν να εξασφαλίσουν το λανθασμένο αρχικό όρο στην εξίσωση αντίδρασης. Εν τούτοις η συμφωνία είναι μάλλον παρόμοια με αυτήν που παράγεται με μια μέθοδο μεταφορών PDF (Correa και λοιποί 1994). Οι αποκλίσεις αυξάνονται στον υπολογισμό σημαντικών ειδών (σχέδιο 4c), αλλά τα υπολογισμένα  $\text{CH}_4$  και του  $\text{O}_2$  σχεδιαγράμματα ακολουθούν την πειραματική τάση παρά την ποσοτική απόκλιση. Η εφαρμογή του παρόντος προτύπου εξάλειψης επιτρέπει τώρα μια σημαντική συνύπαρξη των καυσίμων και του οξυγόνου.

Οι κοινές στατιστικές μεταξύ του μέρους μιγμάτων και των κλιμακωτών αντιδραστικών παρέχουν τις χρήσιμες πληροφορίες για την αντίδραση του αερίου. Ένα διάλυμα f-T που παράγεται από το παρόν χρονικά εξαρτημένο πρότυπο συγκρίνεται ενάντια στα στοιχεία Raman στα σχήματα 5a και b για το  $x/d=15$ . Οι προβλεπόμενες καταστάσεις βρίσκονται συνήθως είτε στη μερική ζώνη ισορροπίας, είτε κοντά στην γραμμή κατάστασης M με μόνο μερικά σημεία που διασκορπίζονται ενδιάμεσα με συνέπεια το διτροπικό B pdfs. Η κυρτή διανομή των στατιστικών χαμηλής θερμοκρασίας που βρίσκονται στο πειραματικό σχέδιο, ανακτάται τώρα από το παρόν πρότυπο, το μέλλον που δεν ήταν εμφανές στους προηγούμενους αναφερόμενους υπολογισμούς. Τα ανωτέρω αποτελέσματα πρέπει να εξεταστούν συζυγικά με τα υπολογισμένα προφίλ διαλυμάτων για το "κρίσιμο" Damkohler,  $Da_{cr}$ , και την παράμετρο εξάλειψης,  $\lambda$ , σχεδιασμένα ενάντια στο μέρος μιγμάτων για τις θέσεις  $x/d=10$  και 20 στα σχήματα 5c και d αντίστοιχα. Προφανώς η θέση 20 υφίσταται έναν μεγαλύτερο βαθμό εντοπισμένης εξάλειψης με τις χαμηλότερες τιμές  $\lambda$  πέρα από μια ευρύτερη περιοχή f από τη θέση 10. Οι υψηλότερες τιμές  $Da_{cr}$  δηλώνουν μια θέση φλογών που είναι περισσότερο επιρρεπής σε τοπική εξάλειψη. Παρά την απουσία κινήσεων μεγάλης κλίμακας σε αυτήν την φλόγα η χρονική εξαρτώμενη προσομοίωση παρουσιάζει μια ελκυστική επιλογή για

διάφορους λόγους:

- 1) Παρέχει τις ακριβέστερες προβλέψεις του αεροδυναμικού πεδίου συγκρίνοντας τις τυποποιημένες διαδικασίες στροβίλου - ιξώδους (αν και με κόστος).
- 2) Η υπόθεση μιας μορφής PDF μπορεί να είναι λιγότερο κρίσιμη στο μικρής κλίμακας επίπεδο.
- 3) Το παρόν υποπρότυπο καύσης με την επεξεργασία μετα-εξάλειψής του είναι πιο βολικό και αποτελεσματικά εφαρμοσμένο μέσα στη χρονικά εξαρτημένη προσέγγιση.

Η λεπτή διαμόρφωση φλογών λεπτών σωμάτων του σχήματος 1b εξετάζεται έπειτα. Μια γενική άποψη του αντιδρόντος σχεδίου ροής για τρεις περιπτώσεις FAVR 0.631, 0.189 και 0.14 απεικονίζονται στα σχήματα 6a, b και c υπό μορφή υπολογισμένων κατά μέσο όρο χρόνων λεπτών γραμμών. Ένα σύστημα τεσσάρων αντιθέτων περιστρεφόμενων δινών παρατηρήθηκε και στις μετρήσεις (Μπακρόζης, 1997) και προσομοιώσεις μέσα στην περιοχή επανακυκλοφορίας για τις δύο υψηλότερες περιπτώσεις FAVR (τα σχέδια 6a και b). Η αρχική δίνη (προϊόντων) αντιτάσσει το τζετ καυσίμων που το μέρος του επανακυκλοφορεί παρακείμενα και αντίθετα προς τη βάση κυλίνδρων και εν μέρει παρέχει τα πλευρά αυτού του συστήματος δίνης, όπου τα φύλλα φλογών δένονται. Στα πειράματα, μια γενικά φτωχή αξία εκκένωσης 0.110 μετρήθηκε, ενώ οι παρούσες προσομοιώσεις παρήγαγαν μια αξία 0.125 έως 0.130. Το σχέδιο του σχήματος 6c σε ένα FAVR=0.140, επομένως απεικονίζει μια σχεδόν εξαφανισμένη φλόγα· το μήκος και το πλάτος επανακυκλοφορίας είναι σε αυτήν την περίπτωση μόνο περιθωριακά μεγαλύτερα από εκείνα που προβλέφθηκαν για μη εμβαλλόμενα ισόθερμα ίχνη που παρουσιάστηκαν στο σχήμα 6d.

Ένα παρόμοιο αεροδυναμικό πρότυπο έχει προβλέψει επιτυχώς τη δραστηριότητα μεγάλης κλίμακας και τη περιοδική κυριαρχία διασκορπίζοντας τα κρύα ίχνη (Κούτμος και λοιποί, 1996b). Υπό τους αντιδρόντες όρους, μακριά από το αδύνατο όριο εξάλειψης, παρουσιάστηκε (Κούτμος και λοιποί, 1996a) ότι

το περιοδικό διασκόρπισμα καταστάθηκε σοβαρά και αυτό αποδόθηκε στη πιστοποίηση των φύλλων φλογών laminarization που περιορίζει την παράσυρση έξω από την περιοχή ιχνών. Στην παρούσα μελέτη του  $FAVR=0.189$  αποδεικνύεται ότι το περιοδικό διασκόρπισμα επανεμφανίζεται και γίνεται ισχυρότερο καθώς το φτωχό όριο εξάλειψης προσεγγίζεται. Τα σχήματα 7a, b, c και d έδειξαν μετρήσεις και υπολογισμούς της φασματικής ταχύτητας  $\nu$  για  $FAVR=0.631$  και  $0.189$ . Η ευρεία χαμηλή ενεργειακή αιχμή συχνότητας που προσδιορίζεται στην υψηλή περίπτωση  $FAVR$  (σχέδιο 7b), γίνεται περισσότερο ευδιάκριτη και πλησιάζει τη βασική συχνότητα Strouhal των ισόθερμων ιχνών κυλίνδρων στο χαμηλότερο  $FAVR=0.189$  (αριθμοί 7c, d), μια τάση που ακολουθείται καλά από τη χρονικά εξαρτημένη διαδικασία. Η κίνηση μεγάλης κλίμακας είναι σαφώς ενισχυμένη καθώς η φλόγα βαθμιαία εξαφανίζεται προς το τέλος της κατεύθυνσης της, ενώ κονταίνει και σταθεροποιείται στα δύο πλευρά κυλίνδρων επιτυγχάνοντας μια δι-τονισμένη εμφάνιση.

Ομοίως στα σχήματα 5c και d, ένα δείγμα των προβλεφθέντων προφίλ των διασκορπισμένων σημείων για το  $Da_{cr}$  και  $\lambda$  και για τη φλόγα  $C_3H_8$  (το  $f_L = 0.058$ ,  $f_R = 0.138$ ,  $\Delta f_{RS} = 0.08$ ) απεικονίζεται στο σχήμα 8 για  $x/D=5.0$ . Ο χρόνος ανταλλαγής  $C_3H_8$ ,  $\tau_e$ , είναι σχεδόν το μισό αριθμητικά του χρόνου-βήματος (της διαταγής των κολπίσκων κλίμακας Taylor) και μέσω της επεξεργασίας της πηγής εξίσωσης (7), είτε η κατάσταση M είτε η αρχική συνθήκη O παράγονται συνήθως από την αριθμητική διαδικασία. Το ελαφρώς ευρύτερο πλάτος ζώνης αντίδρασης του  $C_3H_8$ , έναντι του  $CH_4$ , οδηγεί στις ελαφρώς χαμηλότερες τιμές  $Da_{cr}$  που προτείνουν ότι οι φλόγες προπανίου εξαφανίζονται κοντά σε υψηλότερα ποσοστά μίξης έναντι των φλογών μεθανίου για την ίδια διαμόρφωση καυστήρων (το ίδιο επιχείρημα μπόρεσε να τεθεί για τις φλόγες  $CO/H_2/N_2$ ).

Οι μετρημένες και προβλεφθείσες διανομές της μέσης ταχύτητας, η κινητική ενέργεια αναταραχής και οι κυμαινόμενες “θερμοκρασίες” συγκρίνονται ευνοϊκά στο σχέδιο 9a για  $FAVR=0.189$ . Και στο πείραμα και στα

μήκη επανακυκλοφορίας υπολογισμού υπό τις αντιδρούσες συνθήκες είναι περίπου 4 φορές πίο μακροχρόνια από την κρύα ροή ως αποτέλεσμα της απελευθέρωσης θερμότητας και της επέκτασης. Η τάση στα σχεδιαγράμματα θερμοκρασίας για τα διαδοχικά FAVR's 0.631, 0.189 και 0.14, παρουσιασμένη στο σχήμα 9b, όπως η φλόγα κονταίνει κοντά στην αρχική στασιμότητα, λόγω της μερικής εξάλειψης, έχει αναπαραχθεί καλά.

Η προτεινόμενη εξίσωση B μοιάζει κατά έναν τρόπο στο πρότυπο συνασπισμού / διασποράς στο Monte Carlo / PDF υπολογισμούς (π.χ. Chen και λοιποί, 1989). Όταν χρησιμοποιείται μαζί με το κριτήριο εξάλειψης, λαμβάνει υπόψη μέσω του διατυπωμένου χρόνου ανταλλαγής,  $\tau_e$ , τα αποτελέσματα της καύσης στη μίξη και είναι αποτελεσματική στους μεγάλους ή μικρούς αριθμούς Damkohler. Φυσικά αναγνωρίζεται ανεπιφύλακτα στη χρήση μόνο μιας εξίσωσης B που είναι η υπόθεση ότι μόλις ανιχνευθεί μία φορά η εξάλειψη, όλες οι αντιδράσεις ολοκληρώνουν και όλο το αντιδραστικό κλιμακωτό μίγμα στον ίδιο βαθμό, επιτυγχάνοντας τα ίδια επίπεδα αντίδρασης. Με την απλή χημεία που υιοθετείται εδώ, το γεγονός ότι μερικές αντιδράσεις επιβραδύνονται περισσότερο από άλλες αγνοείται. Με τη διάκριση αργών, ενδιάμεσων και γρήγορα εξελισσόμενων αντιδραστικών βαθμωτών συνόλων, περισσότερες από μια εξισώσεις B θα μπορούσαν να λυθούν με τις κατάλληλες χημικές πηγές. Αυτό προσφέρει μια δυνατότητα επέκτασης στη παρούσα προσέγγιση για να περιλάβει τη μέτρια πολυπλοκότητα χημείας. Μια τέτοια διατύπωση είναι διαφορετική από την επεξεργασία των πολλαπλών βηματικών μηχανισμών ρητά ή μέσω μιας μεθόδου μεταφορών PDF (Norris και λοιποί, 1995). Εντούτοις, κάποιος πρέπει να υπενθυμίσει σαφώς τη δυνατότητα και τα οφέλη που προσφέρονται από το ευκολόπιστο υπολογιστικό σχέδιο “πολλαπλών βημάτων χημείας” (Norris και λοιποί 1995, Chen και λοιποί 1989, 1990) που θα είναι απαραίτητο για τη λεπτομερή και ακριβή πρόβλεψη των μολυσματικών εκπομπών.

## **6. ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ**

Οι φλόγες διάχυσης λεπτών σωμάτων ροής CH<sub>4</sub> και C<sub>3</sub>H<sub>8</sub> κοντά στην εξάλειψη υπολογίστηκαν με μια δισδιάστατη διαδικασία LES που συνδυάστηκε με μια μερική ισορροπία / δι-κλιμακωτών εκθετικών προτύπων καύσης PDF. Τα κινητικά αποτελέσματα πεπερασμένου ποσοστού όπως η τοπική εξάλειψη και η επανάφλεξη εφαρμόστηκαν με τη σύγκριση των τοπικών ποσοστών και η χημική αντίδραση και θέτει το ποσοστό αντίδρασης του κλιμακωτού αντιδραστικού σε μηδέν. Η παροδική εξέλιξη της αποσβημένης ή της επαναφλεκτικής κατάστασης του αερίου λήφθηκε από μια εξίσωση για την αντίδραση με τον όρο διάχυσης που διαμορφώθηκε ως ανταλλαγή με το μέσο όρο. Παρά την απλουστευμένη χημεία του η παρούσα προσέγγιση με ένα κατάλληλο κριτήριο εξάλειψης και μια επεξεργασία της θέσης - το καθεστώς εξάλειψης πρόβλεψε τις επαρκώς σημαντικές τάσεις των κινητικών πεπερασμένων ποσοστών πέρα από ένα ευρύ φάσμα των λειτουργούντων όρων από το πλούσιο στο φτωχό όριο εξάλειψης φλογών. Επιπλέον με την επίλυση των δυναμικών χαρακτηριστικών γνωρισμάτων μεγάλης κλίμακας του τομέα μίξης, το υποπρότυπο καύσης αξιοποιήθηκε αποτελεσματικά, ενώ η υπόθεση μιας μορφής PDF φάνηκε λιγότερο κρίσιμη στο μικρής κλίμακας επίπεδο. Η μέθοδος, μέσω των περαιτέρω δοκιμών και των συμπερασμάτων, θα μπορούσε να είναι χρήσιμη για τον υπολογισμό της σταθερότητας καυστήρων ή τη μελέτη των ροών με τον ενεργό έλεγχο της καύσης.



## ΤΙΤΛΟΙ ΣΧΗΜΑΤΩΝ

Σχήμα 1: Ρύθμιση ροής και γεωμετρία λεπτών καυστήρων

α) αξονοσυμμετρικός, β) δισδιάστατος τετραγωνικός κύλινδρος .

Σχήμα 2: Κατανομές χρονικών υπολογισμένων κατά μέσο όρο τιμών  $\lambda$ , eqn(7), για μία σειρά των αεριωθούμενων όρων φλογών μεθανίου.

[(A:  $u_j=36$  m/s,  $x/D_j=20$ , B:  $u_j=41$  m/s,  $x/D_j=20$ , C:  $u_j=48$  m/s,  $x/D_j=20$ , D:  $u_j=55$  m/s,  $x/D_j=20$ , E:  $u_j=55$  m/s,  $x/D_j=30$ , F:  $u_j=55$  m/s,  $x/D_j=50$ , (Masri και λοιποί, 1988a, b; 1990)] - (παρεμβολή) της σύγκρισης με τη μετρημένο σχέδιο διασποράς θερμοκρασίας για τις φλόγες C και D.

Σχήμα 3: Υπολογισμένο κατά μέσο όρο σχέδιο γραμμών ραβδώσεων για τον αξονοσυμμετρικό καυστήρα.

Σχήμα 4: Συγκρίσεις των μετρημένων και υπολογισμένων ακτινωτών σχεδιαγραμμάτων του:

α) μέσου όρου του μέρους των μιγμάτων RMS, β) της μέσης θερμοκρασίας,  
γ) των μέσων μαζικών μερών του  $CH_4$  και του  $O_2$  ( $x/d=20$ ).

Σχήμα 5: Κοινό σχέδιο διασποράς PDF στο διάστημα  $f-T$ ,  $x/d=15$ .

α) Υπολογιζόμενο, β) Πειραματικό (Correa και λοιποί, 1994). Υπολογιζόμενο σχέδιο διασποράς του  $Da_{cr}$  και  $\lambda$ , γ)  $x/d=10$ , d)  $x/d=20$ .

Σχήμα 6: Υπολογισμένα κατά μέσο όρο σχέδια γραμμών ραβδώσεων για το λεπτό καυστήρα κυλίνδρων.

α)  $FAVR=0.631$ , β)  $FAVR=0.189$ , γ)  $FAVR=0.14$ , δ)  $FAVR=0.0$ -ισόθερμο.

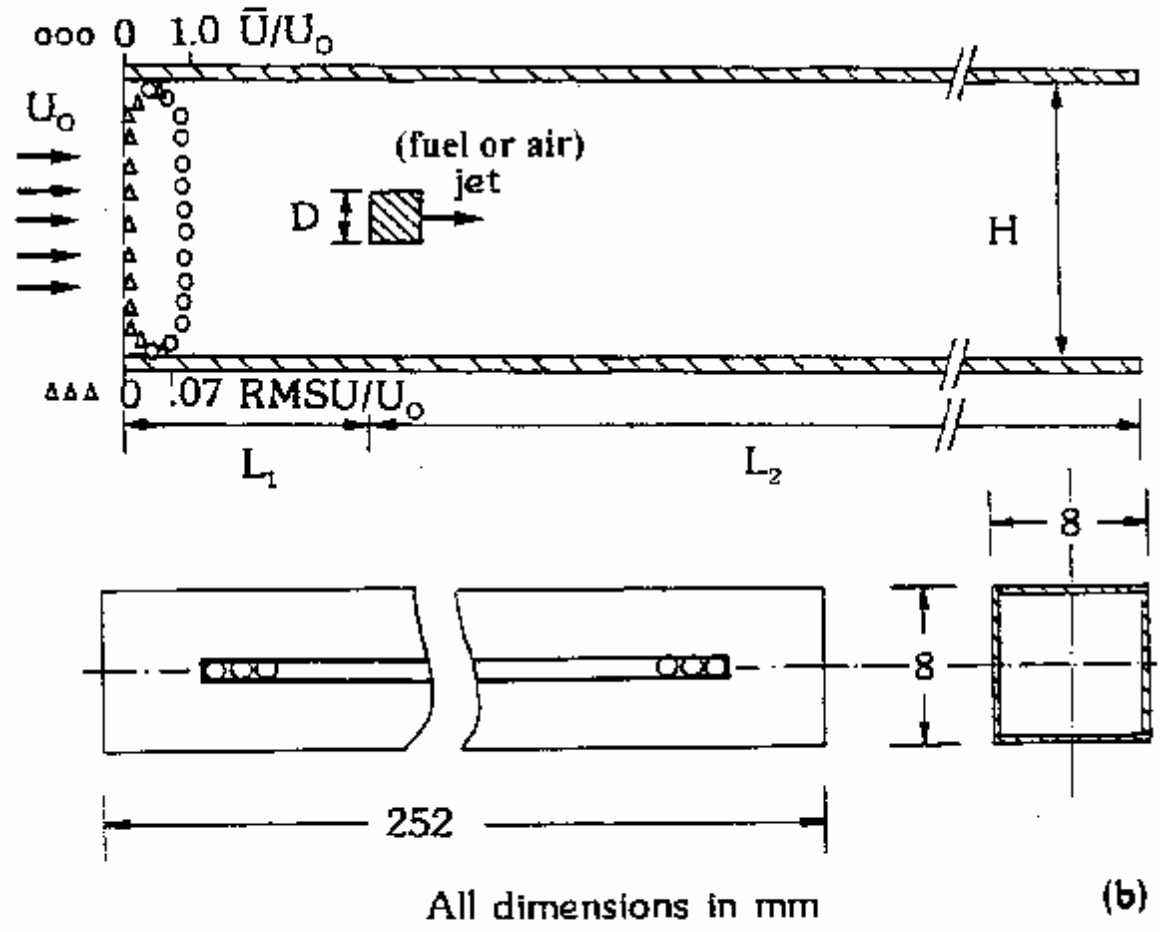
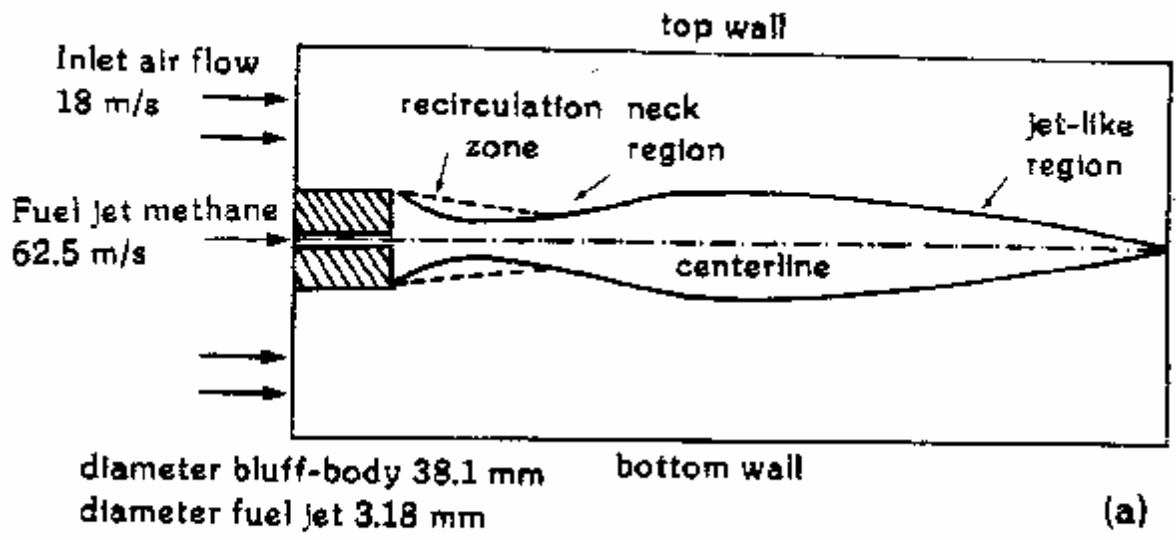
Σχήμα 7: α) Μετρούμενα και υπολογισμένα φάσματα δύναμης της εγκάρσιας ταχύτητας για τον τετραγωνικό κύλινδρο,

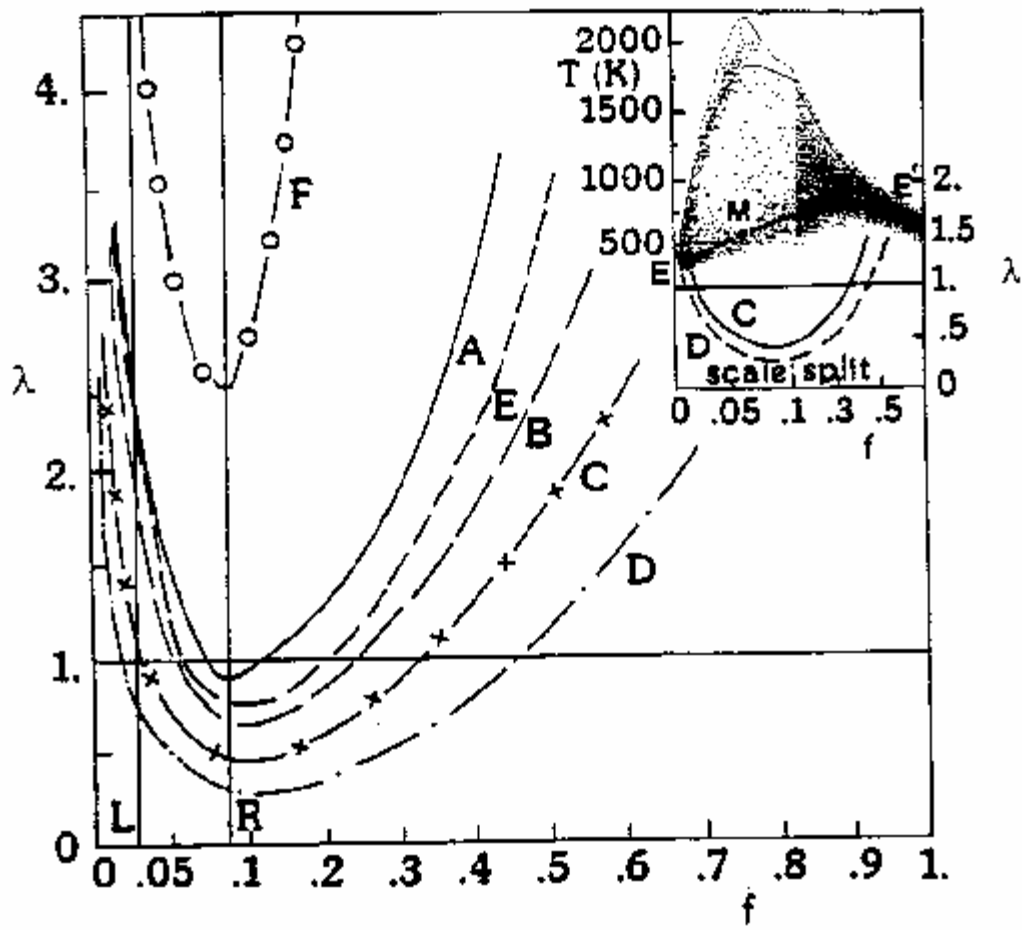
α)  $FAVR=0.631$ ,  $x/D=4$ , β)  $FAVR=0.631$ ,  $x/D=15$ , γ)  
 $FAVR=0.189$ ,  $x/D=4$ , δ)  $FAVR=0.189$ ,  $x/D=15$ .

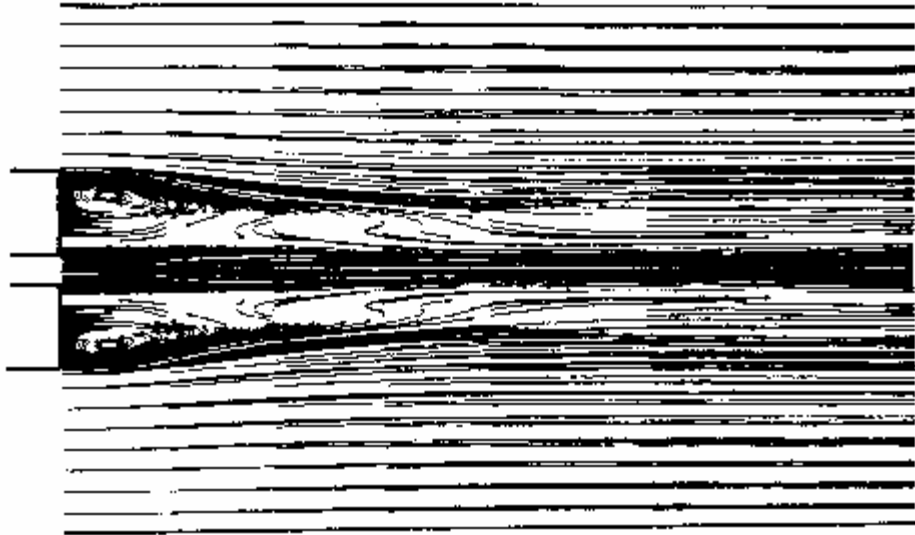
Σχήμα 8: Υπολογιζόμενο σχέδιο διασποράς του  $Da_{cr}$  και του  $\lambda$  για τετραγωνικό κύλινδρο για  $x/d=5.0$ .

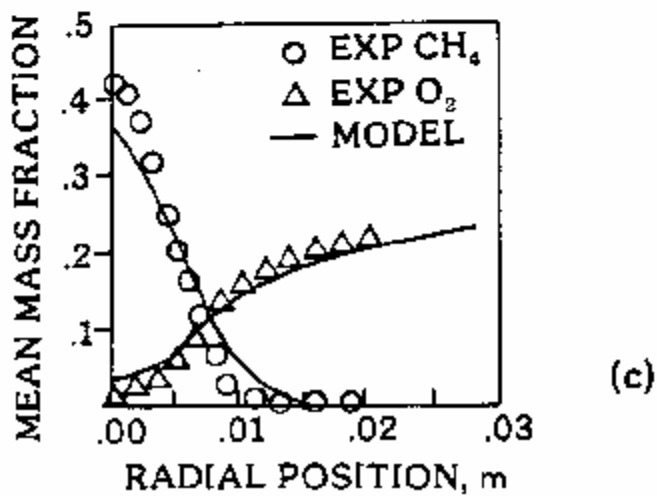
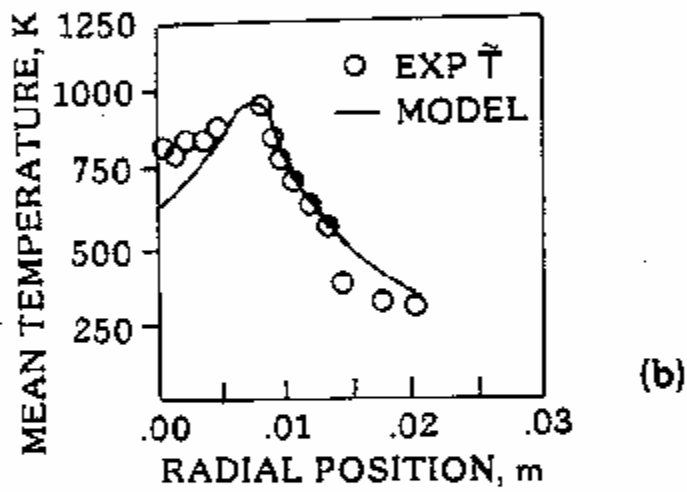
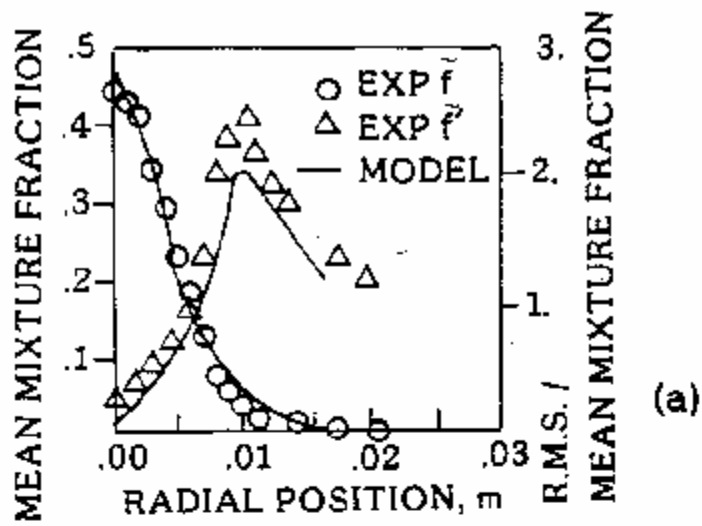
Σχήμα 9: Μετρημένοι και υπολογιζόμενοι κατά μέσο όρο χρόνοι διανομών κατά μήκος του σχεδίου συμμετρίας,

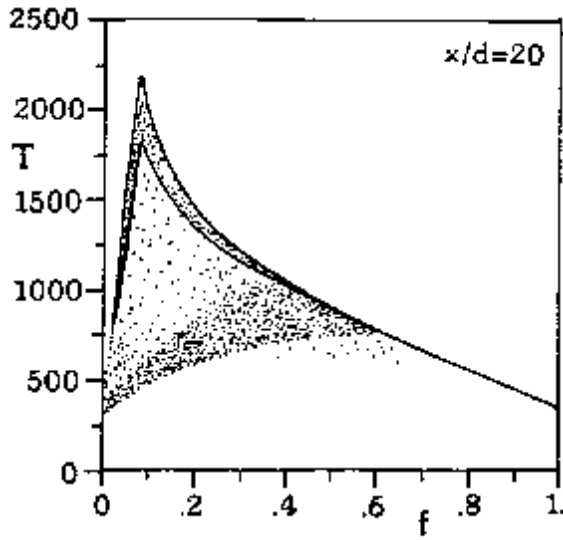
α) της αξονικής ταχύτητας, της κινητικής ενέργειας στροβίλου και της μέσης και της RMS θερμοκρασίας. ( $FAVR=0.189$ ), β) μέσες θερμοκρασίες για  $FAVR=0.631$ ,  $0.189$  και  $0.14$ .



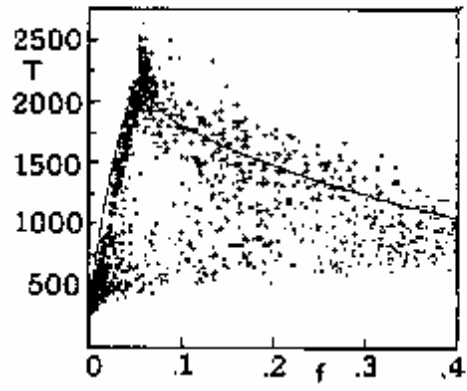




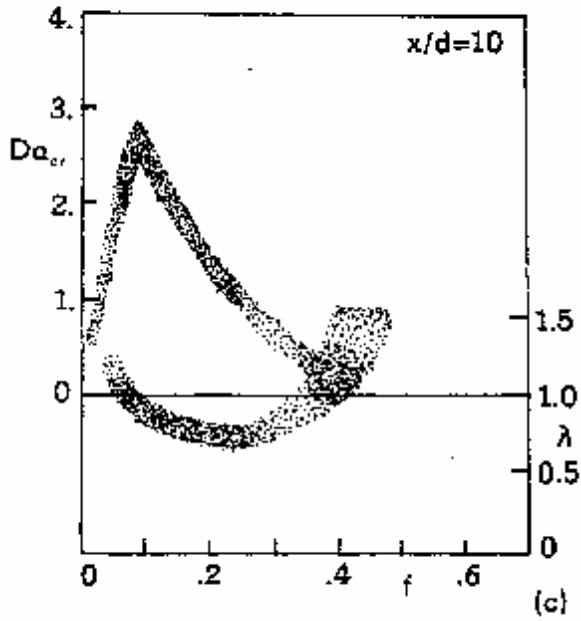




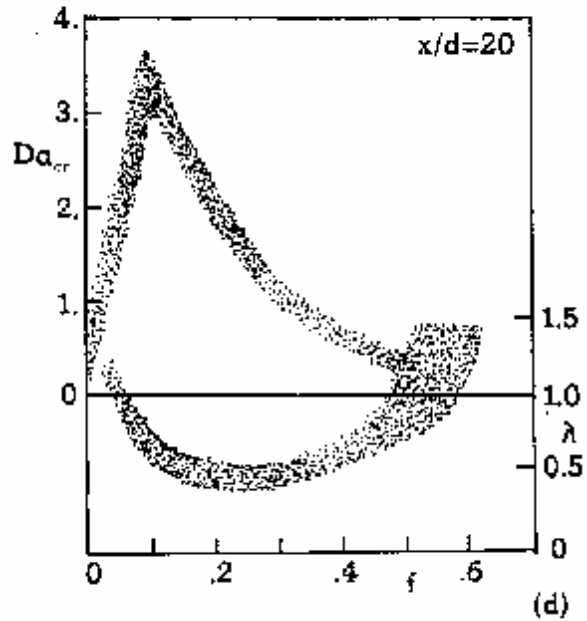
(a)



(b)



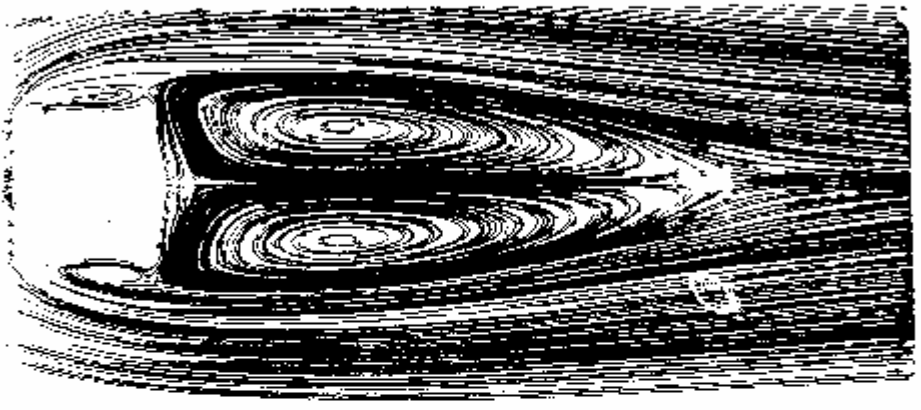
(c)



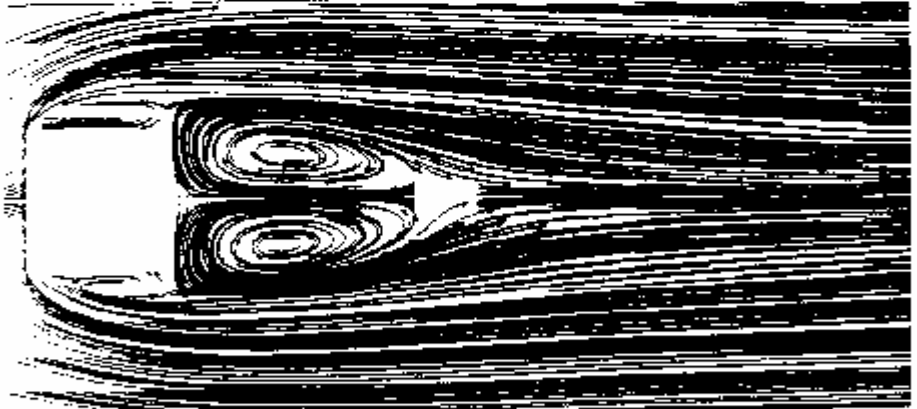
(d)



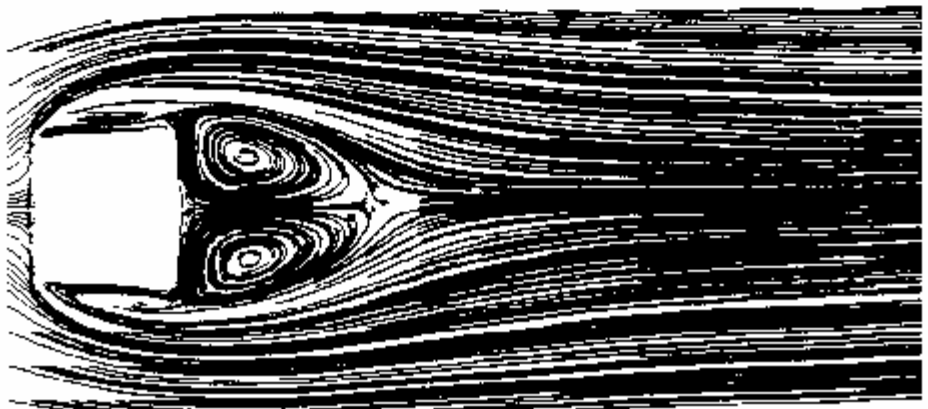
(a)



(b)

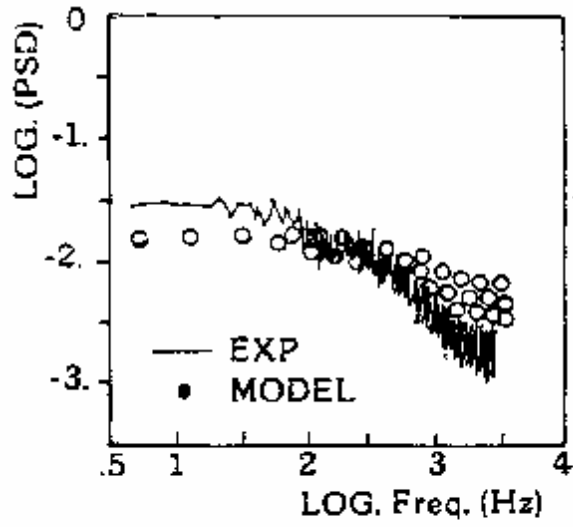


(c)

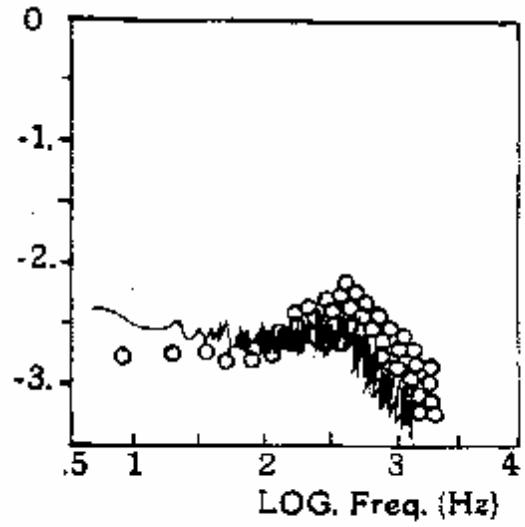


(d)

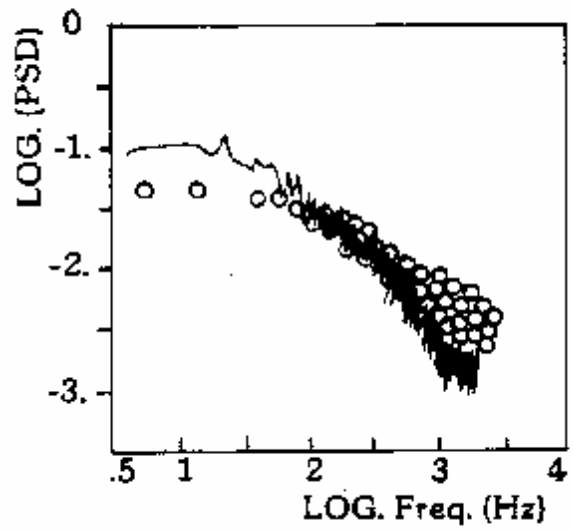




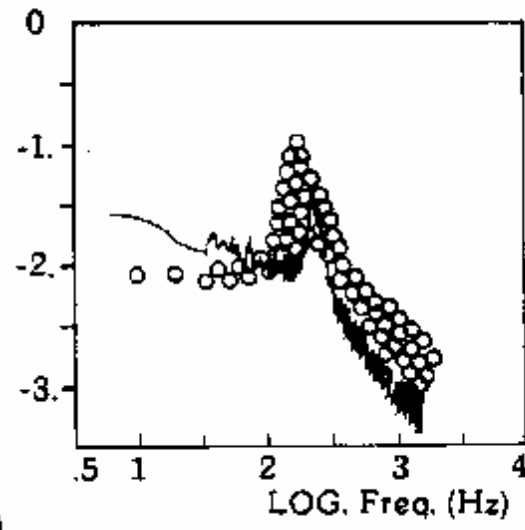
(a)



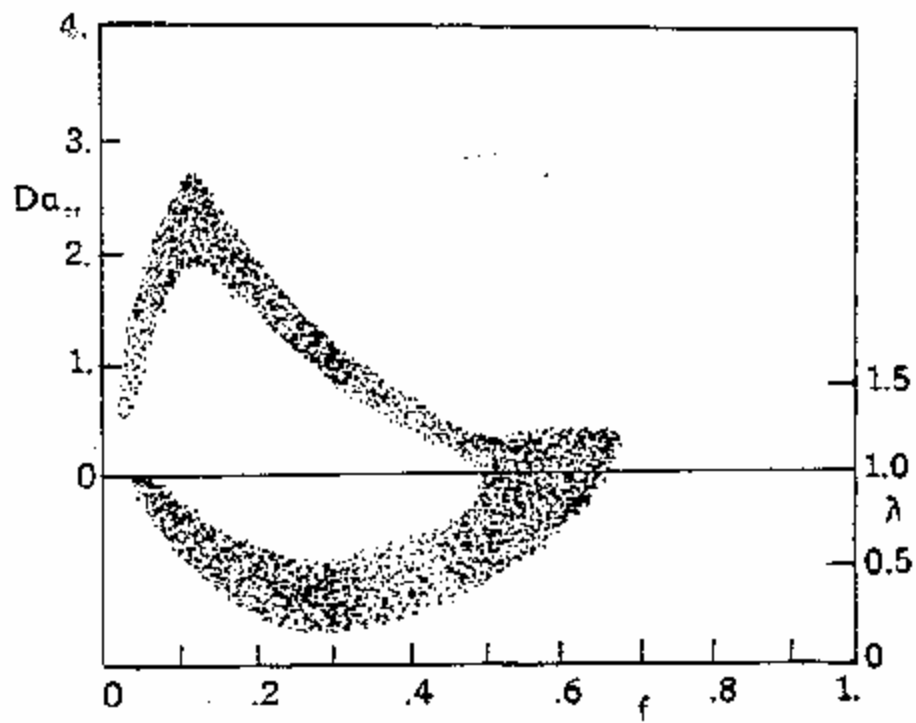
(b)

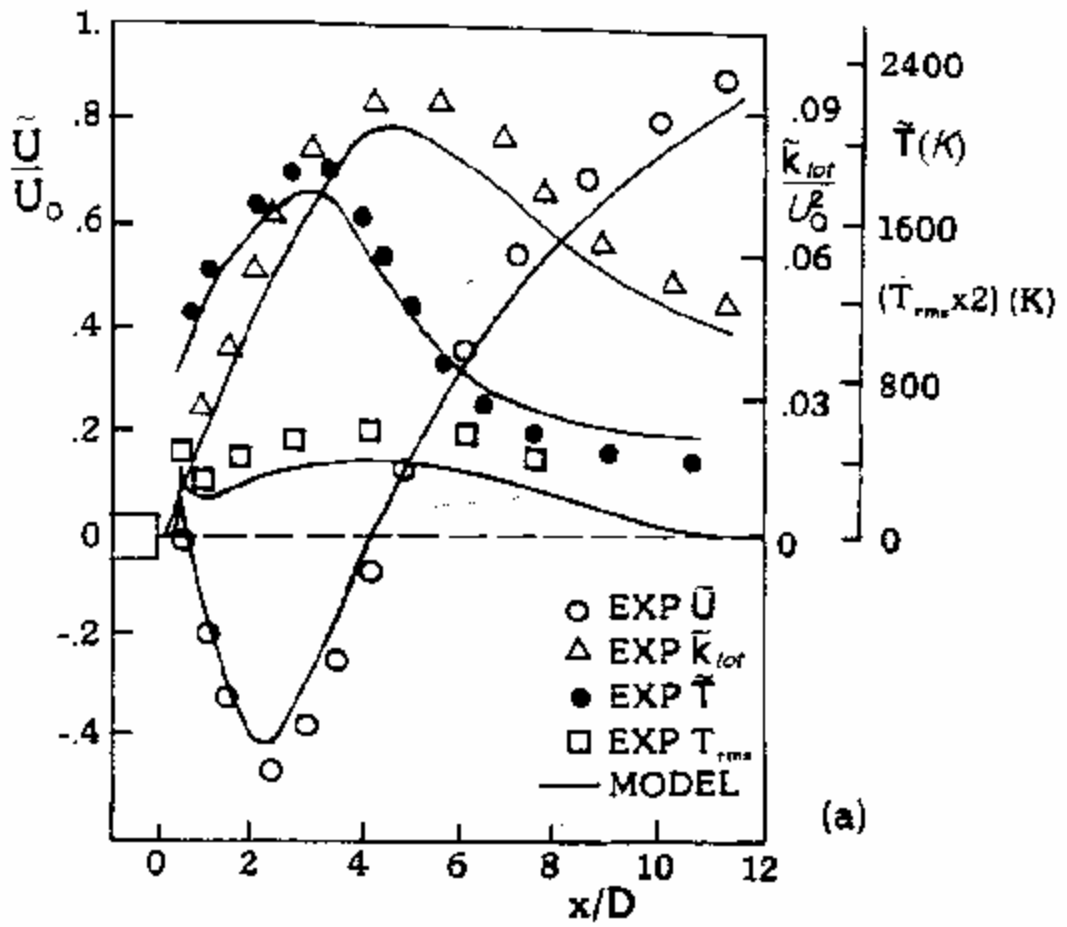


(c)

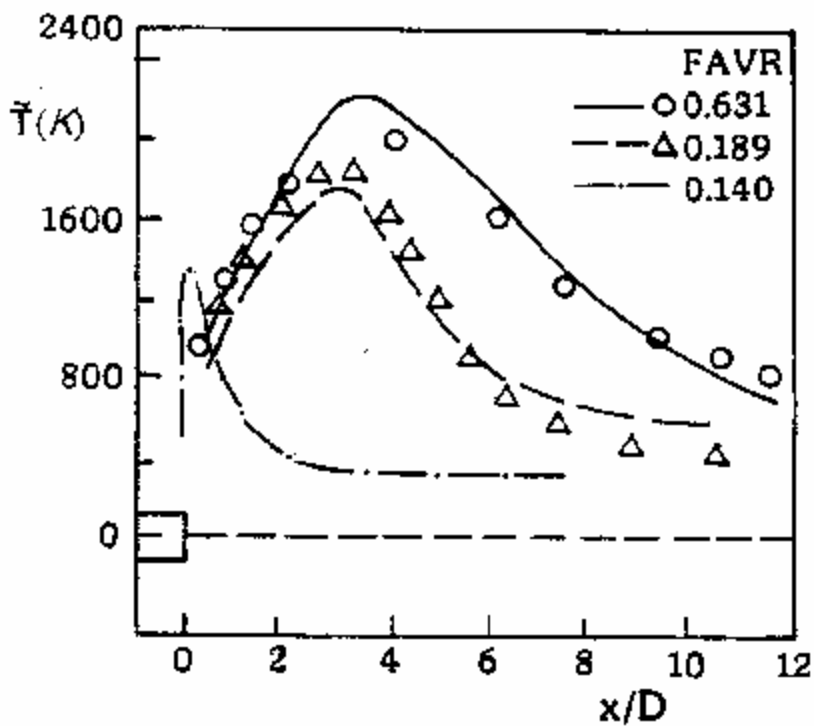


(d)





(a)



(b)

## **ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ**

Μπακρόζης, Α. (1997) "Μια μελέτη των φλογών ταραχώδους διάχυσης που σταθεροποιούνται από την επίπεδη έγχυση καυσίμων στην περιοχή σχηματισμού ιχνών ενός λεπτού τετραγωνικού κυλίνδρου" Ph.D Το πανεπιστήμιο διατριβής Πάτρας, Τμήμα Μηχανολογίας.

Borghì, R. "Ταραχώδης διαμόρφωση καύσης" (1988) Πρόοδος στην επιστήμη ενέργειας και καύσης. 14, Σ. 245-292.

Chen, J.Y., Kollmann, W, και Dibble, R.W., Davis, R.W. (1989) "Διαμόρφωση PDF ταραχωδών μη - προμιγμένων αεριοθούμενων φλογών μεθανίου" Επιστήμη καύσης και τεχνολογία, 64, Σ. 315-346.

Chen, J.Y, Dibble, R.W. και Bilger, R.W. (1990) "Διαμόρφωση ταραχώδους μη-προμιγμένων CO/H<sub>2</sub>/N<sub>2</sub> αεριοθούμενων φλογών με το μειωμένο μηχανισμό". 23<sup>ο</sup> Διεθνές Συμπόσιο στην καύση (Το Ίδρυμα καύσης), Σ. 775-780.

Cheng, T.S. και Pitz, R.W. (1994 "Ταυτόχρονη μέτρηση των συντηρημένων και κλιμακωτών αντιδραστικών στις φλόγες ταραχώδους διάχυσης για την αξιολόγηση των PDF προτύπων" 25<sup>ο</sup> Διεθνές Συμπόσιο για την καύση (Το Ίδρυμα καύσης), Σ. 1133-1139.

To Correa, S.M., Gulati, A. και Pope, SB (1994) "Οι μετρήσεις Raman και η κοινή διαμόρφωση PDF ενός μη-προμιγμένου λεπτού σώματος ροής σταθεροποίησαν τη φλόγα μεθανίου", 25<sup>ο</sup> Διεθνές Συμπόσιο για την καύση (Το Ίδρυμα καύσης), Σ. 1167-1173.

Goutorbe, T., Laurence, D. και Maupu, V. (1994) "Μία apriori δοκιμή sgs tensor πρότυπο συμπεριλαμβανομένων των αποτελεσμάτων ανισοτροπίας και οπισθοδιασποράς" στον άμεσο και μεγάλο προσομοιωτή στροβίλου I, EDS. Voke και λοιποί, ακαδημαϊκοί εκδότες Kluwer.

Gran, I.R., Melaaen, M.C. και Magnussen, B.F., (1994) "Αριθμητική προσομοίωση των τοπικών αποτελεσμάτων εξάλειψης στις ταραχώδεις ροές καύσης του μεθανίου και αέρα". 25ο Διεθνές Συμπόσιο στην καύση (Το Ίδρυμα καύσης), Σ. 1283-1291.

Koutmos, P., Mavridis, C. και Papailiou, D. - (1996a)"Μία μελέτη των φλογών ταραχώδους διάχυσης που διαμορφώνονται από την επίπεδη έγχυση καυσίμων στην περιοχή σχηματισμού ιχνών ενός λεπτού τετραγωνικού κυλίνδρου" 26ο Διεθνές Συμπόσιο για την καύση (Το Ίδρυμα καύσης), Σ. 161-168.

Koutmos, P., Mavridis, C. και Papailiou, D. (1996b)"Μία μελέτη των ασταθών ροών ιχνών μετά από έναν δισδιάστατο τετραγωνικό κύλινδρο με και χωρίς επίπεδη αεριοθούμενη έγχυση στην περιοχή σχηματισμού δίνης" εφάρμοσαν την επιστημονική έρευνα, 55, Σ. 187-210.

Koutmos, P. (1998) "Μία περιγραφή αριθμού Damkohler της τοπικής εξάλειψης στις αεριοθούμενες φλόγες διάχυσης μεθανίου CH<sub>4</sub>". Η.Ε. Πάτρας, Εργαστήριο app. Ther. Int. Rep, LAT-MED- 9724.

Masri, A.R. και Dibble, R.W. (1988) "Αυθόρμητες μετρήσεις Raman στις ταραχώδεις φλόγες CO/ H<sub>2</sub>/ N<sub>2</sub>, κοντά στην εξάλειψη". 22ο Διεθνές Συμπόσιο στην καύση (Το Ίδρυμα καύσης), Σ. 607-618.

Masri, A.R., Bilger, R.W. και Dibble, R.W. (198ε)"Ταραχώδεις μη-προμιγμένες φλόγες του μεθανίου κοντά στην εξάλειψη: Σημάνετε τη δομή καύση από τις μετρήσεις Raman " Καύση και φλόγα, 71, Σ. 245-266,

Masri, A.R., Bilger, R.W. και Dibble, R.W. (1988b)"Ταραχώδεις μη-προμιγμένες φλόγες του μεθανίου κοντά στην εξάλειψη: Πιθανότητα λειτουργίας πυκνότητας" Καύση και φλόγα, 73, Σ. 261-285.

Masri, A.R. και Pope, S.B., (1990) "Υπολογισμοί PDF των οδηγημένων ταραχωδών μη-προμιγμένων φλογών του μεθανίου". Καύση και φλόγα, 81, Σ. 13-29.

Masri, A.R., Bilger, R.W. και Dibble, R.W. (1990) "Η τοπική δομή καύσης των ταραχωδών μη-προμιγμένων φλογών κοντά στην εξάλειψη" Καύση και φλόγα, 81, Σ. 260-276.

Masri, A. P., Dally, B. B., Barlow, R.S. και Carter, C.D. (1994) "Η δομή της ζώνης επανακυκλοφορίας λεπτού σώματος καύσης" 25<sup>ο</sup> Διεθνές Συμπόσιο για την καύση (Το Ίδρυμα καύσης), Σ. 1301-1308.

Mellor, A. M. (1990) "Σχέδιο σύγχρονων στροβίλων καύσης", Ακαδημαϊκός Τύπος, Ν. Υ ..

Menon, S. και Calhoon, W.H. (1996) "Μίξη υποπλέγματος και μοριακή διαμόρφωση μεταφορών σε ένα αντιδρών στρώμα". 26ο Διεθνές Συμπόσιο στην καύση (Το Ίδρυμα καύσης), Σ. 59-66.

Norris, και Pope, S.B., (1995) "Διαμόρφωση της εξάλειψης στις φλόγες παραχώδους διάχυσης από την ταχύτητα- διασκέδαση- σύνθεση PDF mtt.iod". Καύση και φλόγα, 100, Σ. 211-220.

Obounou, M., Gonzalez, M. και Borghi, R. (1994) "Ένα lagrangian πρότυπο για την πρόβλεψη των φλογών παραχώδους διάχυσης με τα χημικά κινητικά αποτελέσματα" 25<sup>ο</sup> Διεθνές Συμπόσιο για την καύση (Το Ίδρυμα καύσης), Σ. 1107-1113.

Roquemore, W.M., Bradley, R.P., Stutrud, J.S., Reeves, C.M. και Obringer, C.A. και λοιποί (1983) "Χρησιμοποίηση των διαγνωστικών λέιζερ για να αξιολογήσει τα πρότυπα καύσης", AGARD CP-353- 36.

Takahashi, F., Schmoll, W.J., Trump, D.D. και Goss, L.P. (1996) "Αλληλεπιδράσεις και εξάλειψη δίνη-φλογών στις παραχώδεις αεριοθούμενες φλόγες διάχυσης". 26ο Διεθνές Συμπόσιο στην καύση (Το Ίδρυμα καύσης), Σ. 145-152.

Tolpadi, A.K., Correa, S.M., Burrus, D.L. και Mongia, H.C. (1997) "Μέθοδος πιθανότητας λειτουργίας πυκνότητας της μεθόδου Μόντε Κάρλο για τις προβλέψεις τομέων ροής στροβίλων αερίου καύσης". Jnl. της Προώθησης και της Δύναμης, 13(2),Σ.218-225.

Yamashita, H, Kushida, G. και Takeno, T. (1996) "Χαρακτηριστικά των παραχωδών διακυμάνσεων στις αεριοθούμενες φλόγες διάχυσης" 25ο Διεθνές Συμπόσιο για την καύση (Το Ίδρυμα καύσης), Σ. 311-316.

Westbrook, C.K. και Dryer, F.L. (1981) "Απλοποίησαν τους μηχανισμούς αντίδρασης για την οξείδωση των καυσίμων υδρογονανθράκων στις φλόγες". *Επιστήμη καύσης και Τεχνολογία*, 27, Σ. 31-58.

Wouters, H.A., Nooren, P.A, Peeters, T.W.J. και Rokaerts, D. (1996)  
"Προσομοίωση ενός λεπτού εμποδίου σταθεροποίησε τη φλόγα διάχυσης χρησιμοποιώντας τις δεύτερες μεθόδους περάτωσης και των μεθόδων Μόντε Κάρλο". 26<sup>ο</sup> Διεθνές Συμπόσιο (διεθνή) στην καύση, Σ. 177-185.