



ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ ΘΕΣΣΑΛΙΑΣ
ΣΧΟΛΗ ΤΕΧΝΟΛΟΓΙΚΩΝ ΕΠΙΣΤΗΜΩΝ
ΤΜΗΜΑ ΜΗΧΑΝΟΛΟΓΩΝ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ ΒΙΟΜΗΧΑΝΙΑΣ
ΕΡΓΑΣΤΗΡΙΟ ΗΛΕΚΤΡΟΝΙΚΩΝ ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΩΝ

ΜΕΤΑΠΤΥΧΙΑΚΗ ΔΙΑΤΡΙΒΗ
ΠΑΡΑΜΕΤΡΙΚΗ ΜΕΛΕΤΗ ΦΑΙΝΟΜΕΝΩΝ ΜΕΤΑΦΟΡΑΣ
ΠΡΟΣΠΙΠΤΟΥΣΩΝ ΑΞΙΣΥΜΜΕΤΡΙΚΩΝ ΔΕΣΜΩΝ ΣΕ
ΕΠΙΠΕΔΗ ΕΠΙΦΑΝΕΙΑ ΥΠΟ ΚΛΙΣΗ

ΕΠΙΒΛΕΠΟΝΤΕΣ: Δρ. Δ. ΒΑΛΟΥΓΕΩΡΓΗΣ, Επίκουρος Καθηγητής
Δρ. Γ. ΘΕΟΔΩΡΙΔΗΣ, Διδάσκων Π.Δ. 407/80

Χρήστος Καλμανίδης
Μηχανολόγος Μηχανικός Α.Π.Θ.

ΒΟΛΟΣ, ΑΥΓΟΥΣΤΟΣ 2003

ΕΥΧΑΡΙΣΤΙΕΣ

Η εκπόνηση της παρούσας εργασίας πραγματοποιήθηκε στα πλαίσια της ολοκλήρωσης του κύκλου των μεταπτυχιακών σπουδών μου στο Τμήμα Μηχανολόγων Μηχανικών Βιομηχανίας του Πανεπιστημίου Θεσσαλίας και υλοποιήθηκε στο Εργαστήριο Ηλεκτρονικών Υπολογιστών.

Η ολοκλήρωση της ωστόσο δεν θα ήταν εφικτή χωρίς την επιστημονική καθοδήγηση και υποστήριξη του επιβλέποντα Επίκουρου Καθηγητή κ. Δ. Βαλουγεώργη, η συμβολή του οποίου ήταν καθοριστική για την πραγματοποίηση των στόχων που ετέθησαν και την ολοκλήρωση των σπουδών μου.

Ιδιαίτερα θα ήθελα να ευχαριστήσω τον Δρ. Γ. Θεοδορίδη, ο οποίος ως συνεπιβλέπων της παρούσας εργασίας συνέβαλε αποφασιστικά στον σχεδιασμό των προσομοιώσεων, ενώ η βαθιά του γνώση σε ειδικά θέματα υπολογιστικής θερμοδυναμικής με βοήθησε να ξεπεράσω όλα τα προβλήματα που παρουσιάστηκαν στην πορεία της εργασίας.

Τέλος, θα ήθελα να ευχαριστήσω τον Αναπληρωτή Καθηγητή κ. Ε. Σταπουντζή, καθώς και τα υπόλοιπα μέλη της επιτροπής για την άριστη συνεργασία σε όλη την διάρκεια της διατριβής, αλλά και στην πορεία των μεταπτυχιακών σπουδών μου, όπως επίσης και το επιστημονικό προσωπικό του Εργαστηρίου Ηλεκτρονικών Υπολογιστών, η συνδρομή του οποίου ήταν σημαντική στην επίλυση θεμάτων που αφορούσαν τα λειτουργικά συστήματα των υπολογιστών και το λογισμικό στο οποίο βασίστηκε η παρούσα εργασία.

Χρήστος Καλμανίδης
Βόλος, Αύγουστος 2003

ΠΕΡΙΛΗΨΗ

Η παρούσα εργασία πραγματεύεται μια προσομοίωση του υπολογισμού της έντασης μετάδοσης θερμότητας από επίπεδη επιφάνεια κατά την πρόσπτωση σε αυτή αξισυμμετρικής δέσμης ρευστού. Το ρευστό της δέσμης είναι αέρας θερμοκρασίας 20°C , ενώ στην επίπεδη επιφάνεια προσδίδεται σταθερό ποσό θερμοροής 2950 W/m^2 . Η προσομοίωση πραγματοποιείται με την χρησιμοποίηση του υπολογιστικού κώδικα ρευστοδυναμικής CFX-5.5.1.

Αρχικά, υπολογίζεται η κατανομή των ταχυτήτων και του συντελεστή μετάδοσης θερμότητας για κάθετη πρόσπτωση της δέσμης στην επιφάνεια, που αποσκοπεί στην πιστοποίηση της εγκυρότητας των αποτελεσμάτων της συγκεκριμένης προσομοίωσης και της καταλληλότητας του χρησιμοποιούμενου μοντέλου τύρβης SST (Shear Stress Transport) για τέτοιου είδους ροές. Η πιστοποίηση βασίζεται στη σύγκριση με τα πιο αξιόπιστα διαθέσιμα πειραματικά δεδομένα. Τα αποτελέσματα της προσομοίωσης ήταν αρκετά κοντά στα πειραματικά δεδομένα και σαφώς καλύτερα άλλων προσομοιώσεων με μοντέλα τύρβης δύο εξισώσεων και ειδικά με το μοντέλο $k-\epsilon$.

Στη συνέχεια, πραγματοποιείται μελέτη της επίδρασης της κλίσης της επιφάνειας πρόσπτωσης και της απόστασης του ακροφυσίου από την επιφάνεια στον τοπικό συντελεστή μεταφοράς θερμότητας. Όταν μια δέσμη ρευστού προσπίπτει σε μια επιφάνεια υπό κλίση τότε δημιουργείται μια ασύμμετρη θερμοκρασιακή κατανομή, λόγω του διαφορετικού τοπικού συντελεστή μετάδοσης θερμότητας που προκύπτει. Αυτή η ασυμμετρία βρέθηκε εντονότερη όσο αυξάνει η κλίση της επιφάνειας και όσο μειώνεται η απόσταση του ακροφυσίου από την στερεή επιφάνεια. Η απόσταση του ακροφυσίου από την επιφάνεια πρόσπτωσης είναι 2, 4 και 6 φορές την διάμετρο του ακροφυσίου, ενώ η κλίση της επιφάνειας λαμβάνει τις τιμές 15° , 30° και 45° . Ο αριθμός Re είναι 23000 για όλες τις περιπτώσεις. Ο μέγιστος τοπικός συντελεστής μετάδοσης θερμότητας Nu_{max} εμφανίζεται στην απόσταση ακροφυσίου – επιφάνειας πρόσπτωσης $H/D=6$ και για κλίση της επιφάνειας $\varphi=15^{\circ}$ και 30° .

ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΑ

	Σελ.
1. Εισαγωγή	3
2. Βιβλιογραφική Ανασκόπηση	5
3. Θεωρία προσπίπτουσας δέσμης σε επίπεδη επιφάνεια	11
3.1 Τι είναι η δέσμη ρευστού (jet)	11
3.2 Προσπίπτουσα δέσμη σε στερεή επιφάνεια	11
3.3 Περιγραφή προβλήματος	13
3.4 Μαθηματική διατύπωση προβλήματος	15
3.5 Μοντέλα τύρβης	18
3.5.1 Μοντέλο τύρβης $k - \epsilon$	18
3.5.2 Μοντέλο τύρβης $k - \omega$	20
3.5.3 Μοντέλο τύρβης SST (Shear - Stress - Transport)	21
3.6 Πεδίο εφαρμογών	22
4. Υπολογιστική επίλυση	25
4.1 Υπολογιστικό πεδίο	26
4.2 Οριακές συνθήκες	27
4.3 Αρχικές συνθήκες	30
4.4 Υπολογιστικό πλέγμα	30
5. Αποτελέσματα	34
5.1 Κάθετη Πρόσπτωση	34
5.2 Πρόσπτωση υπό κλίση	44
5.2.1 Επίδραση της γωνίας πρόσπτωσης	44
5.2.2 Επίδραση της απόστασης ακροφυσίου - επιφάνειας	50
6. Συμπεράσματα	59

ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

61

ΟΡΟΛΟΓΙΑ

63

1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Οι διεργασίες ροής και μεταφοράς θερμότητας παίζουν καθοριστικό ρόλο στη σύγχρονη ζωή του ανθρώπου και η σημασία τους μπορεί να παρατηρηθεί σε ένα μεγάλο αριθμό πρακτικών εφαρμογών. Σχεδόν όλες οι μέθοδοι παραγωγής ισχύος εμπεριέχουν διεργασίες ροής και μεταφοράς θερμότητας. Οι ίδιες διεργασίες καθορίζουν την θέρμανση, ψύξη και κλιματισμό των κτιρίων. Το ίδιο ισχύει για ένα σημαντικό κομμάτι των χημικών και μεταλλουργικών βιομηχανιών, όπως είναι οι κλίβανοι, εναλλάκτες θερμότητας και αντιδραστήρες. Η μόλυνση του φυσικού περιβάλλοντος δημιουργείται και εξαπλώνεται μέσω διεργασιών μετάδοσης μάζας και θερμότητας, όπως και οι πλημμύρες, οι καταγίδες και οι πυρκαγιές. Η ρύθμιση της θερμοκρασίας του ανθρώπινου σώματος πραγματοποιείται μέσω των ίδιων διεργασιών. Κατά συνέπεια η πρόβλεψη και ο συνεπαγόμενος έλεγχος των διεργασιών ροής και μεταφοράς θερμότητας είναι καθοριστικής σημασίας. Αυτό μπορεί να επιτευχθεί μέσω της κατανόησης της φύσης των διεργασιών και της ανάπτυξης μεθοδολογίας για την ποσοτικοποίησή τους.

Η πρόσπτωση δέσμης ρευστού σε επίπεδη επιφάνεια είναι μια ροή σημαντικού ενδιαφέροντος σε πολλές βιομηχανικές εφαρμογές. Στην περιοχή πρόσπτωσης της δέσμης εμφανίζονται κάποιοι από τους υψηλότερους συντελεστές μετάδοσης θερμότητας για περιπτώσεις μονοφασικών ροών. Γι' αυτό το λόγο, η ροή χρησιμοποιείται ευρύτατα σε εφαρμογές που αφορούν διεργασίες ψύξης, θέρμανσης και ξήρανσης. Η περίπτωση της κάθετης πρόσπτωσης δέσμης σε επίπεδη επιφάνεια παρουσιάζει ένα επιπλέον ενδιαφέρον καθώς αποτελεί ιδανική ροή για την ανάπτυξη και πιστοποίηση μαθηματικών μοντέλων για την τυρβώδη ροή. Η γεωμετρία του πεδίου ροής είναι απλή, ενώ παράλληλα εμφανίζει διαφορετικά χαρακτηριστικά, όπως περιοχές ελεύθερου διατμητικού στρώματος και περιοχές κοντά σε τοίχωμα, καθώς και ζώνες με έντονη καμπύλωση των ροϊκών γραμμών.

Η παρούσα εργασία πραγματεύεται μια προσομοίωση των φαινομένων μεταφοράς που λαμβάνουν χώρα κατά την πρόσπτωση αξονοσυμμετρικής δέσμης ρευστού (jet) σε επίπεδη επιφάνεια. Σκοπός της είναι ο υπολογισμός της μετάδοσης

θερμότητας από την πλάκα, καθώς και η μελέτη της επίδρασης της γωνίας πρόσπτωσης της δέσμης και της απόστασης του ακροφυσίου από την επιφάνεια στον τοπικό συντελεστή μεταφοράς θερμότητας.

Η διάρθρωση της παρούσας εργασίας έχει ως εξής: Στο 2^ο Κεφάλαιο παρουσιάζεται η βιβλιογραφική ανασκόπηση, που αφορά την μελέτη προσπιπτουσών δεσμών σε επίπεδες επιφάνειες τόσο για την περίπτωση της κάθετης πρόσπτωσης, όσο και για την περίπτωση της πρόσπτωσης υπό κλίση. Η ανασκόπηση περιλαμβάνει τόσο πειραματικές μελέτες, όσο και μελέτες προσομοιώσεων με διάφορα μοντέλα τύρβης.

Στο 3^ο Κεφάλαιο γίνεται αρχικά μια θεωρητική περιγραφή της ροής και των γενικών χαρακτηριστικών που εμφανίζει. Ακολουθεί η παρουσίαση του πεδίου ροής και των παραμέτρων που μελετώνται στην παρούσα εργασία, καθώς και των εξισώσεων που το περιγράφουν. Στη συνέχεια περιγράφονται τα μοντέλα τύρβης k-ε, k-ω και το μοντέλο SST. Τέλος, παρουσιάζεται εκτενέστερα το πεδίο εφαρμογών και η συνεπαγόμενη χρησιμότητα της συγκεκριμένης ροής.

Η μεθοδολογία της υπολογιστικής επίλυσης περιγράφεται στο 4^ο Κεφάλαιο. Παρουσιάζονται τα γεωμετρικά χαρακτηριστικά του πεδίου ροής, οι οριακές συνθήκες και το υπολογιστικό πλέγμα, τόσο για την περίπτωση της κάθετης πρόσπτωσης της δέσμης σε επίπεδη επιφάνεια όσο και για την περίπτωση υπό κλίση.

Τα αποτελέσματα της προσομοίωσης παρουσιάζονται στο 5^ο Κεφάλαιο. Το 1^ο μέρος αφορά την περίπτωση της κάθετης πρόσπτωσης και γίνεται σύγκριση των αποτελεσμάτων της προσομοίωσης με τα διαθέσιμα πειραματικά δεδομένα. Στο 2^ο μέρος πραγματοποιείται μελέτη της επίδρασης της γωνίας πρόσπτωσης και της απόστασης ακροφυσίου – επιφάνειας στον τοπικό συντελεστή μετάδοσης θερμότητας.

Η εργασία ολοκληρώνεται με την εξαγωγή των συμπερασμάτων.

Η προσομοίωση πραγματοποιήθηκε με το εμπορικό κώδικα ρευστοδυναμικής CFX-5.5.1 της εταιρίας AEA Technology. Η συγκεκριμένη έκδοση του λογισμικού χρησιμοποιεί μη δομημένο πλέγμα, ενώ για τους υπολογισμούς χρησιμοποιήθηκε το μοντέλο τύρβης SST (Shear Stress Transport).

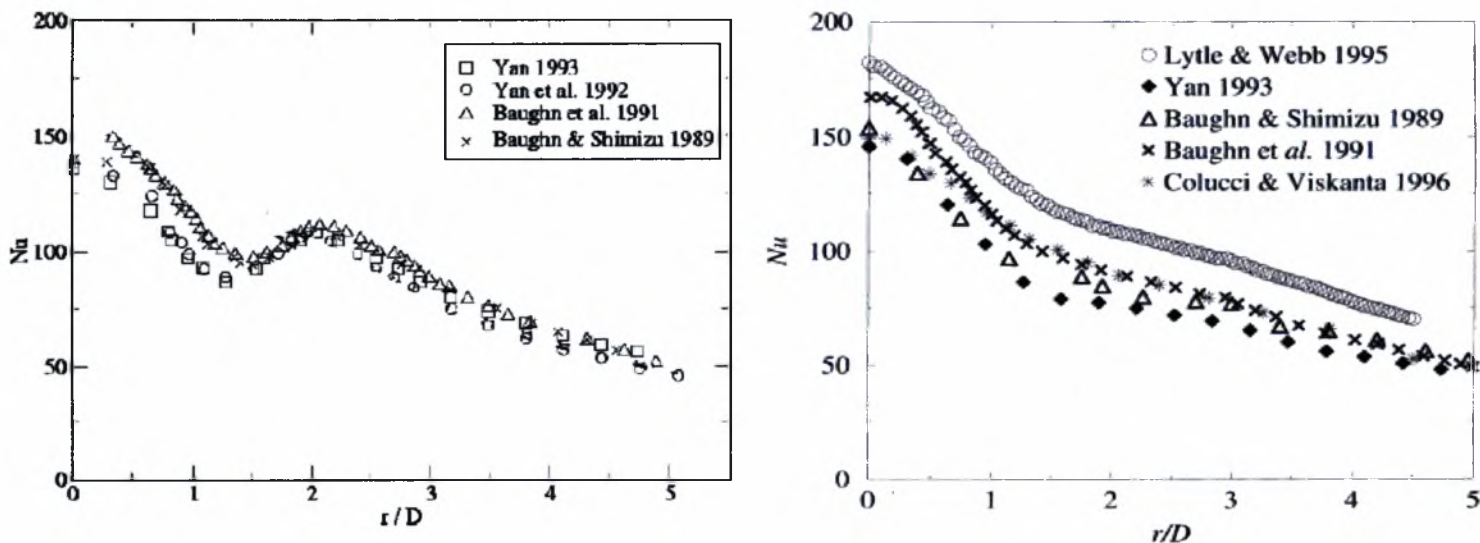
2. ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΚΗ ΑΝΑΣΚΟΠΗΣΗ

Τις τελευταίες δεκαετίες, η προσπίπτουσα δέσμη ρευστού πάνω σε στερεή επιφάνεια αποτέλεσε αντικείμενο μελέτης και συγκέντρωσε την προσοχή των ερευνητών, λόγω των πολλών βιομηχανικών και μη εφαρμογών της. Αιτία είναι ο υψηλός συντελεστής μετάδοσης της θερμότητας που επιτυγχάνεται σε συνδυασμό με την εύκολη τεχνικά εφαρμογή της. Το πρόβλημα της προσπίπτουσας δέσμης έχει μελετηθεί τόσο πειραματικά όσο και αριθμητικά.

Υπάρχει ένας σημαντικός αριθμός παραμέτρων που επηρεάζουν την μετάδοση θερμότητας σε μια διάταξη προσπίπτουσας δέσμης. Για τον σχεδιασμό και βελτιστοποίηση ενός συστήματος ψυχόμενης ή θερμαινόμενης προσπίπτουσας δέσμης, πρέπει αυτές οι παράμετροι να αναγνωριστούν και να κατανοηθούν. Ωστόσο, σε κάποιες περιπτώσεις, πειραματικά αποτελέσματα διαφορετικών ερευνητών παρουσιάζουν σημαντικές αποκλίσεις, λόγω των διαφορετικών συνθηκών διεξαγωγής των πειραμάτων τους. Στην ανασκόπηση τους, οι Jambunathan et al. (1992) [1] δείχνουν ξεκάθαρα αυτό το πρόβλημα και τονίζουν ότι για την καλύτερη κατανόηση των φαινομένων που διέπουν την ροή πρέπει να καθορίζονται οι λεπτομέρειες της ροής, η γεωμετρία, οι οριακές συνθήκες και τα δεδομένα για την τύρβη.

Πειραματικές Μελέτες: Ένας σημαντικός αριθμός πειραματικών μελετών για προσπίπτουσες δέσμες έχει δημοσιευθεί. Τα πρώτα πειράματα ξεκινούν από τη δεκαετία του 1960. Ιστορικά, οι πρώτες έρευνες αφορούσαν προσπίπτουσες δέσμες αερίων σε επίπεδη επιφάνεια και μια ανασκόπηση της βιβλιογραφίας που έχει δημοσιευθεί ως το 1976 καταγράφηκε από τον Martin [2]. Οι Gauntner et al. (1970) [3] κατέγραψαν ότι η μέγιστη μετάδοση θερμότητας λαμβάνει χώρα όταν η επιφάνεια πρόσπτωσης βρίσκεται στο τέλος του δυναμικού πυρήνα της δέσμης. Το μήκος του δυναμικού πυρήνα για αξονοσυμμετρική δέσμη (κυκλικό ακροφύσιο) είναι 6-7 διαμέτρους ακροφυσίου, ενώ για διδιάστατη δέσμη είναι 4-7 φορές το εύρος του ακροφυσίου. Οι αξονοσυμμετρικές δέσμες προκαλούν εντονότερη μετάδοση θερμότητας, αλλά σε πιο περιορισμένο τμήμα της επιφάνειας, σε σύγκριση με τις διδιάστατες δέσμες που δημιουργούν πιο ομοιόμορφη

κατανομή στην μεταφορά μάζας και θερμότητας σε μεγαλύτερο τμήμα της επιφάνειας πρόσπτωσης. Η πρόοδος όμως της τεχνολογίας των μετρήσεων και των σύγχρονων οπτικών μεθόδων παρατήρησης, επέτρεψε την λεπτομερή καταγραφή του θερμοκρασιακού και ροϊκού πεδίου, που παρουσιάζεται σε πιο πρόσφατες πειραματικές μελέτες (Viscanta 1993 [4], Webb & Ma 1995 [5]). Δυστυχώς, λόγω της ευαισθησίας αυτών των πειραμάτων, τα αποτελέσματα στον υπολογισμό της έντασης μετάδοσης της θερμότητας εμφανίζουν σημαντικές αποκλίσεις μεταξύ τους (Εικ.2.1). Κι αυτό, παρά το γεγονός ότι οι περισσότεροι ερευνητές παρουσιάζουν ποσοστό αβεβαιότητας των πειραμάτων τους της τάξης του 5%. Οι αποκλίσεις των αποτελεσμάτων μπορεί να οφείλονται σε διαφορές στις συνθήκες εξόδου της δέσμης από το ακροφύσιο, στα γεωμετρικά χαρακτηριστικά του ακροφυσίου, στις θερμικές οριακές συνθήκες στην στερεή επιφάνεια, στα χαρακτηριστικά της στερεής επιφάνειας και στην τεχνική των πειραματικών μετρήσεων. Μελέτη της επίδρασης της τραχύτητας της επιφάνειας στην ενίσχυση της ικανότητας μετάδοσης της θερμότητας πραγματοποιήθηκε από τους Beltman et al. (1997) [6].



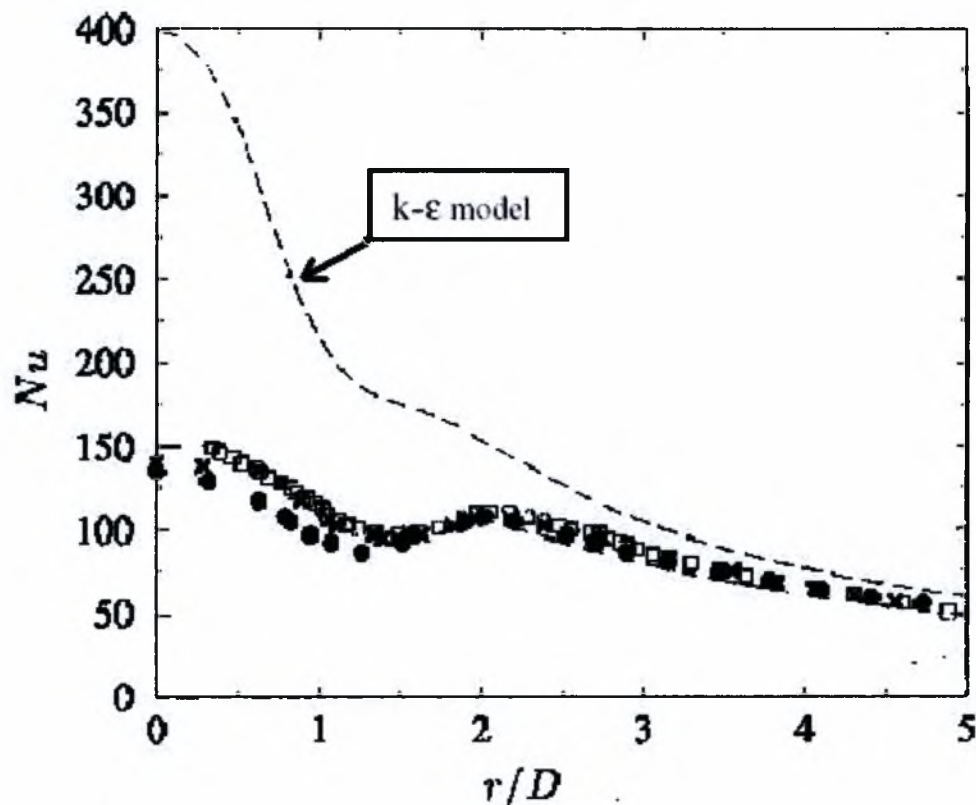
Εικ. 2.1: Αποκλίσεις πειραματικών μετρήσεων. Κατανομή του τοπικού αριθμού Nu για απόσταση ακροφυσίου – επιφάνειας $H/D=2$ και 6 ($Re=23000$).

Για την πιστοποίηση των αποτελεσμάτων της προσομοίωσης της παρούσας εργασίας – η οποία έγινε για την περίπτωση της κάθετης πρόσπτωσης σε επίπεδη

επιφάνεια- χρησιμοποιήθηκαν τα πειραματικά αποτελέσματα των Cooper et al. (1993), Baugn & Shimizu (1989), Baugn et al. (1991), Yan (1993) και Lytle & Webb (1994). Οι Cooper et al. [7] πραγματοποίησαν μετρήσεις για τον υπολογισμό του ροϊκού πεδίου, για δύο διαφορετικούς αριθμούς $Re=23000$ και 70000 , χωρίς ωστόσο να παρουσιάσουν αντίστοιχα αποτελέσματα για το θερμικό πεδίο. Ο σκοπός των πειραμάτων τους ήταν να παράσχουν πληροφορίες του υδροδυναμικού πεδίου που δημιουργείται για την πειραματική μελέτη του αντίστοιχου θερμικού πεδίου των Baugn & Shimizu. Οι Baugn & Shimizu [8] μέτρησαν την κατανομή της θερμοκρασίας σε μια ομοιόμορφα θερμαινόμενη πλάκα με την μέθοδο των υγρών κρυστάλλων. Η δέσμη εξερχόταν από μακρύ σωλήνα μήκους 72 διαμέτρων του ακροφυσίου, ώστε να επιτύχουν κατανομή ταχύτητας πλήρως ανεπτυγμένης τυρβώδους ροής στην έξοδο του ακροφυσίου. Οι Baugn et al. [9] χρησιμοποίησαν την ίδια πειραματική συσκευή και τεχνική μέτρησης για να μελετήσουν την επίδραση της 'διδείσδυσης' (entrainment), αλλά η κατανομή του τοπικού αριθμού Nu ήταν κάπως διαφορετική. Ο Yan [10] πραγματοποίησε πειράματα με την ίδια συσκευή και τις ίδιες παραμέτρους με τις δύο προηγούμενες μελέτες. Ωστόσο, χρησιμοποίησε την μέθοδο των υγρών κρυστάλλων, έχοντας προθερμάνει την επιφάνεια πρόσπτωσης και υπολογίζοντας την απομάκρυνση της θερμότητας από αυτή σε μη μόνιμες συνθήκες. Ξανά ο τοπικός αριθμός Nu ήταν διαφορετικός. Οι Lytle & Webb [11] επικέντρωσαν την μελέτη τους σε μικρές αποστάσεις ακροφυσίου – επιφάνειας, αλλά μελέτησαν επίσης και την ευρέως διαδεδομένη περίπτωση της απόστασης $L/D=6$. Χρησιμοποίησαν infrared imaging technique για την μέτρηση του θερμικού πεδίου και LDV για την μέτρηση της ταχύτητας. Τα αποτελέσματά τους δείχνουν την ένταση μετάδοσης της θερμότητας μεγαλύτερη από τις υπόλοιπες πειραματικές μελέτες σε όλο το μήκος της επιφάνειας.

Υπολογιστικές Μελέτες: Λόγω των δυσκολιών στην σύγκριση των διαφόρων πειραματικών δεδομένων, η αριθμητική προσομοίωση της ροής υπόσχεται την ποσοτικοποίηση των διαφόρων παραμέτρων που την επηρεάζουν. Είναι γεγονός ότι οι προσπίπτουσες δέσμες εμφανίζουν πολύπλοκα ροϊκά χαρακτηριστικά, όπως διείσδυση ρευστού, (entrainment), περιοχή ανακοπής (stagnation), καμπύλωση ροϊκών γραμμών (streamline curvature). Αυτά τα χαρακτηριστικά είναι δύσκολο να προβλεφθούν από εκείνα τα μοντέλα τύρβης, τα οποία αναπτύχθηκαν και δοκιμάστηκαν κυρίως για ροές

παράλληλες σε στερεή επιφάνεια. Οι Craft et al. (1993) [12] έδειξαν κάποια από τα προβλήματα αυτών των μοντέλων. Το σημαντικότερο μειονέκτημα τους είναι ότι υπερεκτιμούν σε μεγάλο βαθμό την ένταση μετάδοσης της θερμότητας στην περιοχή ανακοπής της ροής. Ενδεικτικά, η προσομοίωση με το ευρέως διαδεδομένο μοντέλο τύρβης $k - \epsilon$ υπερεκτίμησε την ένταση μετάδοσης της θερμότητας άνω του 100 % στην περιοχή ανακοπής.



Εικ. 2.2: Σύγκριση μοντέλου τύρβης $k-\epsilon$ με πειραματικά δεδομένα: Κατανομή του τοπικού αριθμού Nu για απόσταση ακροφυσίου – επιφάνειας $H/D=2$ ($Re=23000$).

Λόγω της πολυπλοκότητας της, η προσπίπτουσα δέσμη έχει επιλεγεί ως μελέτη περιπτώσεως (case study) για την πιστοποίηση μοντέλων τύρβης από την ERCOFTAC-IAHR (European Research Community on Flow, Turbulence and Combustion – International Association of Hydraulic Research) [13]. Συμμετείχαν τρεις διαφορετικές ομάδες ερευνητών, χρησιμοποιώντας συνολικά δέκα διαφορετικά μοντέλα τύρβης δύο εξισώσεων. Τα αποτελέσματα των προσομοιώσεων συγκρίθηκαν μεταξύ τους, αλλά και

με τις διαθέσιμες πειραματικές μετρήσεις. Οι προβλέψεις που αφορούσαν την μέση ταχύτητα της ροής ήταν καλύτερες, αφού κάποια μοντέλα παρουσίασαν καλή συμφωνία με τα πειραματικά δεδομένα. Αντίθετα, οι προβλέψεις που αφορούσαν τις τυρβώδεις διατμητικές τάσεις στο τοίχωμα και κατά συνέπεια τον συντελεστή μετάδοσης θερμότητας παρουσίασαν σημαντικές αποκλίσεις για όλα τα μοντέλα, ειδικά στην περιοχή πρόσπτωσης της δέσμης στην επιφάνεια. Τα μοντέλα παρουσίασαν φτωχά αποτελέσματα γιατί υποθέτουν γραμμική σχέση τάσης – παραμόρφωσης και κλίμακα μήκους τύρβης βασισμένη σε ροές με λεπτά διατμητικά στρώματα, υποθέσεις που δεν ισχύουν σε ροές προσπίπτουσας δέσμης. Οι διάφοροι ερευνητές που ασχολούνται με την μοντελοποίηση της τύρβης συναντούν δυσκολίες, που οφείλονται, είτε στην έλλειψη λεπτομερών πειραματικών δεδομένων, είτε στον μη σαφή ορισμό των γεωμετρικών παραμέτρων και των οριακών συνθηκών.

Μόνο λίγες πειραματικές μελέτες έχουν ασχοληθεί με το πρόβλημα της προσπίπτουσας δέσμης υπό κλίση. Ο Beltaos (1976) [14] διερεύνησε το πεδίο πιέσεων και την κατανομή των διατμητικών τάσεων πάνω στην επιφάνεια κατά την πρόσπτωση κυκλικής δέσμης ρευστού. Το εύρος του αριθμού Re ήταν από 35.000 ως 100.000, ενώ η απόσταση της πλάκας από το ακροφύσιο κυμάνθηκε από 15-47 διαμέτρους ακροφυσίου. Οι Sparrow & Lovell (1980) [15] μελέτησαν την κατανομή μετάδοσης θερμότητας κυκλικής δέσμης ρευστού από επίπεδη πλάκα. Ο αριθμός Re κυμαίνονταν από 10.000 – 23.000, η απόσταση επιφάνειας ακροφυσίου από 7 –15 διαμέτρους και η κλίση της πλάκας από 90° ως 40° . Αποδείχθηκε ότι στην πρόσπτωση υπό κλίση το σημείο ανακοπής μετατοπίζεται. Ο μέγιστος συντελεστής μετάδοσης θερμότητας μειώνεται κατά 15-20 %, ωστόσο ο μέσος συντελεστής μετάδοσης θερμότητας δεν μεταβλήθηκε αισθητά. Οι Goldstein & Franchet (1988) [16] μελέτησαν πειραματικά την κατανομή του τοπικού συντελεστή μετάδοσης θερμότητας σε επίπεδη επιφάνεια κατά την πρόσπτωση δέσμης ρευστού από ακροφύσιο τετραγωνικής διατομής. Η γωνία πρόσπτωσης κυμαίνονταν από 90° ως 40° , ο αριθμός Re από 10000 ως 30000, με απόσταση ακροφυσίου – επιφάνειας από 4 ως 10 διαμέτρους.

Τα αποτελέσματα της προσομοίωσης της παρούσας εργασίας συγκρίνονται με τα πειραματικά αποτελέσματα των Yan & Saniei (1997) [17], οι οποίοι μελέτησαν την μετάδοση θερμότητας από επίπεδη επιφάνεια κατά την πρόσπτωση κυκλικής δέσμης υπό

κλίση. Η γωνία πρόσπτωσης κυμαίνονταν από 90° ως 45° , για δύο αριθμούς $Re=10000$ και 23000 και αποστάσεις πλάκας – ακροφυσίου (y/D) 4, 7 και 10.

3. ΘΕΩΡΙΑ ΠΡΟΣΠΙΠΤΟΥΣΑΣ ΔΕΣΜΗΣ ΣΕ ΕΠΙΠΕΔΗ ΕΠΙΦΑΝΕΙΑ

3.1 Τι είναι η δέσμη ρευστού (jet)

Μια δέσμη (jet) δημιουργείται όταν ένα ρευστό εκρέει από ένα στόμιο (ακροφύσιο) σε χώρο όπου δεν υπάρχει κίνηση και ανήκει στην κατηγορία των ροών ελεύθερου διατμητικού στρώματος. Κατά την έξοδο από το στόμιο το ρευστό της δέσμης θα χάσει ορμή για να επιταχύνει το περιβάλλον ρευστό. Η διαφορά ταχύτητας μεταξύ του ακίνητου ρευστού και της δέσμης προκαλεί ισχυρές διατμητικές τάσεις, οι οποίες συμπαρασύρουν μάζες ρευστού από το περιβάλλον και η δέσμη διευρύνεται. Δημιουργείται έτσι μια ζώνη ανάμειξης στην διεπιφάνεια των δύο περιοχών. Λόγω αυτής της διείδυσης (entrainment), η κλίση ταχύτητας κατά την διεύθυνση της ροής μειώνεται.

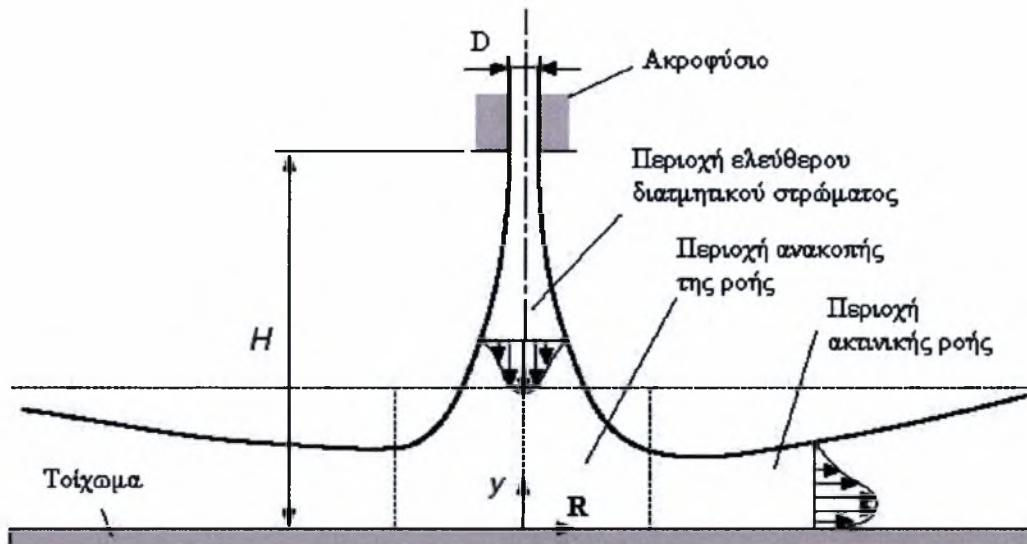
Η ροή γίνεται τυρβώδης σε πολύ μικρή απόσταση από την έξοδο της δέσμης, κάτι που προκαλεί έντονη ανάμειξη μεταξύ των γειτονικών στρωμάτων ρευστού και διεύρυνση της περιοχής όπου υπάρχει διαφορά ταχύτητας (πλάτος δέσμης).

Στην τυρβώδη περιοχή υπάρχουν δίνες με κλίμακες μήκους που μεταβάλλονται σημαντικά - από μεγάλες δίνες με μέγεθος συγκρίσιμο με το πλάτος της δέσμης μέχρι δίνες πολύ μικρού μεγέθους.

3.2 Προσπίπτουσα δέσμη σε στερεή επιφάνεια

Τα φαινόμενα μεταφοράς που λαμβάνουν χώρα κατά την πρόσπτωση δέσμης ρευστού σε επιφάνειες είναι ιδιαίτερος πολύπλοκα και όχι απολύτως κατανοητά. Ωστόσο, είναι δυνατό να διαχωρίσουμε το πεδίο ροής που προκύπτει σε τρεις περιοχές με διακριτά χαρακτηριστικά η κάθε μία: i) περιοχή ελεύθερου διατμητικού στρώματος, ii)

περιοχή ανακοπής της ροής και iii) περιοχή ακτινικής ροής.



Ευκ. 3.1: Διαχωρισμός πεδίου ροής προσπίπτουσας δέσμης σε επίπεδη επιφάνεια.

i) *Περιοχή ελεύθερου διατμητικού στρώματος*

Σε αυτήν την περιοχή, το ρευστό εξέρχεται από το ακροφύσιο στο περιβάλλον ρευστό που αρχικά βρίσκεται σε ηρεμία, με αποτέλεσμα να δημιουργείται ένα ελεύθερο διατμητικό στρώμα. Η ροή είναι κυρίως αξονική και δεν επηρεάζεται από την παρουσία της στερεής επιφάνειας.

Η περιοχή αυτή είναι ασταθής, κάτι το οποίο οδηγεί στο περιοδικό σχηματισμό δινών κοντά στο χείλος του ακροφυσίου. Αυτές οι δίνες παρασύρονται από την ροή προς την στερεή επιφάνεια, ενώ ταυτόχρονα χάνουν την κανονικότητά τους. Επιπλέον, αλληλεπιδρούν μεταξύ τους – ένα τυπικό παράδειγμα είναι η σύζευξη, όπου δύο γειτονικές δίνες συγχωνεύονται σε μία με μεγαλύτερη κυκλοφορία. Αυτή η διεργασία δημιουργεί τις λεγόμενες συνεκτικές δομές, οι οποίες προσκρούουν στην επιφάνεια και επηρεάζουν σημαντικά τα φαινόμενα μεταφοράς που λαμβάνουν χώρα κοντά στο τοίχωμα.

Η περιοχή ελεύθερου διατμητικού στρώματος μπορεί να χωριστεί σε δύο υποπεριοχές. Στον δυναμικό πυρήνα, όπου η ταχύτητα του ρευστού είναι ίση με την

ταχύτητα εξόδου της δέσμης από το ακροφύσιο και στο ελεύθερο διατμητικό στρώμα χαμηλότερης ταχύτητας λόγω της διείδυσης του περιβάλλοντος ρευστού. Προοδευτικά το ελεύθερο διατμητικό στρώμα αυξάνει αντικαθιστώντας τον δυναμικό πυρήνα φτάνοντας τελικά μέχρι το κέντρο της δέσμης.

ii) Περιοχή ανακοπής της ροής

Καθώς η δέσμη πλησιάζει την επιφάνεια επηρεάζεται από αυτή. Αυτή η περιοχή αποτελεί την περιοχή ανακοπής, όπου το πεδίο ροής καθορίζεται από την έντονη κλίση πίεσης και τις σημαντικές διακυμάνσεις της ταχύτητας κάθετα στο τοίχωμα.

Στην περιοχή αυτή η ροή επιβραδύνεται στην αξονική κατεύθυνση και επιταχύνεται στην ακτινική, προκαλώντας έντονη καμπύλωση των ροϊκών γραμμών (streamline curvature). Η έντονη κλίση πίεσης που δημιουργείται κοντά στο σημείο ανακοπής έχει ως αποτέλεσμα το αναπτυσσόμενο οριακό στρώμα να έχει αρχικά χαρακτηριστικά στρωτού στρώματος. Στη συνέχεια, η πρόσπτωση των συνεκτικών δομών πάνω στην επιφάνεια προκαλεί αύξηση της κινητικής ενέργειας της τύρβης. Έτσι, συχνά παρατηρείται ένα τοπικό μέγιστο στη μεταφορά μάζας και θερμότητας στο τέλος της περιοχής ανακοπής.

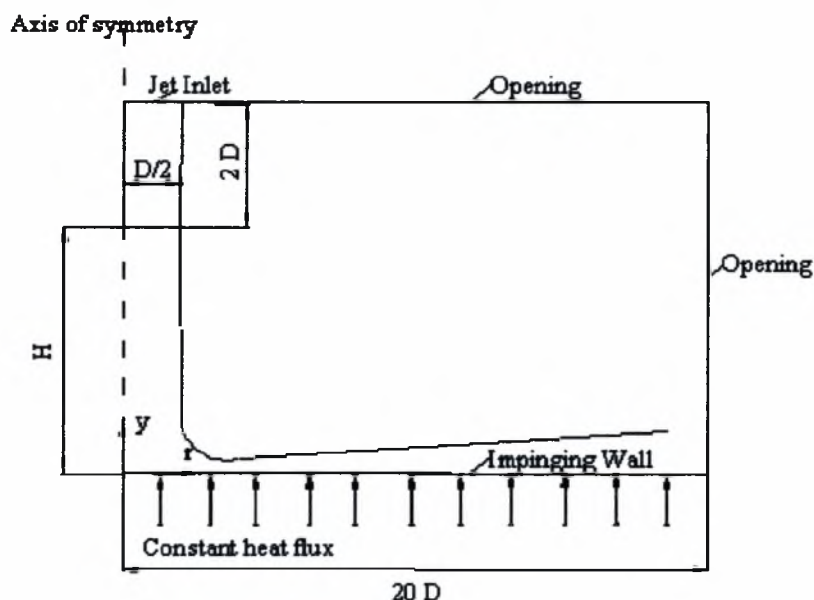
iii) Περιοχή ακτινικής ροής

Στην περιοχή ακτινικής ροής η ταχύτητα προοδευτικά μειώνεται. Αυτό έχει σαν αποτέλεσμα την αύξηση του πάχους του οριακού στρώματος και την σταδιακή μείωση του ρυθμού μεταφοράς μάζας και θερμότητας.

3.3 Περιγραφή προβλήματος

Στο πρώτο κομμάτι της εργασίας, που αποσκοπεί στην πιστοποίηση των αποτελεσμάτων της προσομοίωσης, υπολογίζεται η μεταφορά θερμότητας και το ροϊκό πεδίο που δημιουργείται κατά την *κάθετη* πρόσπτωση μιας αξονοσυμμετρικής δέσμης σε στερεή επιφάνεια και σύγκριση με τις διαθέσιμες πειραματικές μετρήσεις. Οι βασικές

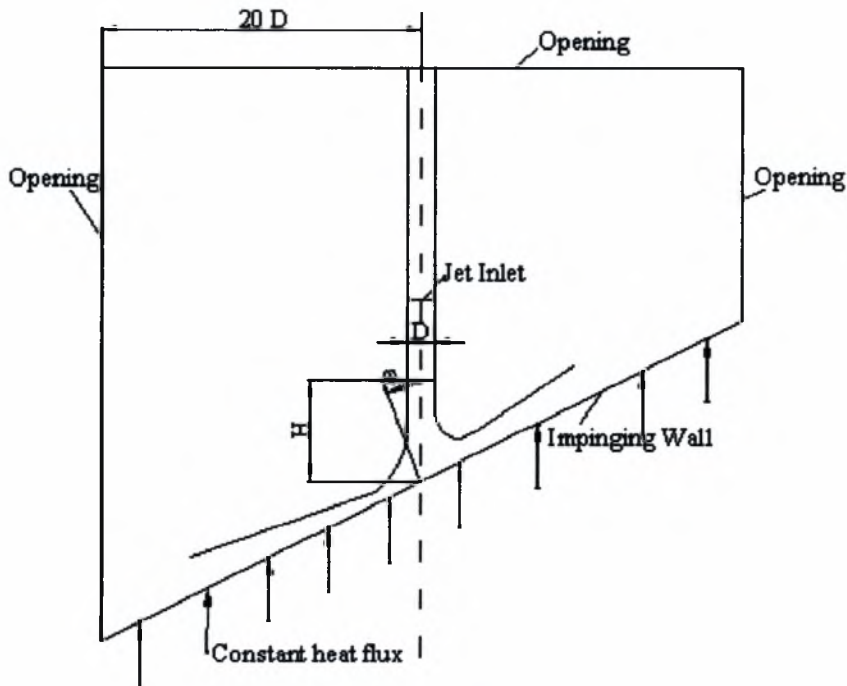
παράμετροι της ροής παρουσιάζονται στην Εικ.3.2:



	Αριθμός Re	Απόσταση ακροφυσίου – επιφάνειας (H/D)
1.	23000	2, 6
2.	70000	2

Εικ. 3.2: Παράμετροι ροής, κάθετη πρόσπτωση.

Το δεύτερο μέρος της εργασίας αποσκοπεί στην μελέτη της επίδρασης της κλίσης της επιφάνειας και της απόστασης ακροφυσίου – επιφάνειας στον τοπικό συντελεστή μετάδοσης θερμότητας. Οι αντίστοιχες παράμετροι φαίνονται στην Εικ.3.3:



Αριθμός Re:	23000			
Απόσταση ακροφυσίου – επιφάνειας (H/D):	2	4	6	
Κλίση επιφάνειας πρόσπτωσης (φ):	0 ⁰	15 ⁰	30 ⁰	45 ⁰

Εικ. 3.3: Παράμετροι ροής, πρόσπτωση υπό κλίση.

Η διάμετρος του ακροφυσίου είναι 26mm και το ρευστό της δέσμης είναι αέρας θερμοκρασίας 20 °C.

3.4 Μαθηματική διατύπωση προβλήματος

Είναι γνωστό ότι υπάρχουν δύο είδη ιζώδους ροής, η στρωτή και η τυρβώδης, τα οποία διαφέρουν μεταξύ τους ως προς την εσωτερική τους δομή. Στη στρωτή ροή, το ρευστό κινείται ομαλά και κατά στρώματα (στοιβάδες), χωρίς να υπάρχει μακροσκοπική ανάμιξη των γειτονικών στρωμάτων του ρευστού. Η επικοινωνία μεταξύ των

στρωμάτων γίνεται μόνο σε μοριακό επίπεδο, μέσω της μοριακής διάχυσης. Αντίθετα, η δομή της τυρβώδους ροής είναι πολύπλοκη, καθώς είναι ασταθής, τρισδιάστατη και χαοτική. Το χαρακτηριστικό εκείνο που τη διαχωρίζει από την στρωτή ροή είναι η εμφάνιση δινών. Οι δίνες αυτές παρουσιάζουν μεγάλο εύρος τόσο στο μέγεθος τους (κλίμακα μήκους), όσο και στη διάρκεια εμφάνισής τους (κλίμακα χρόνου). Αυτό έχει σαν συνέπεια, τα διάφορα χαρακτηριστικά της ροής, ταχύτητα, πίεση, θερμοκρασία να παρουσιάζουν συνεχή και ακανόνιστες διακυμάνσεις μεγάλης συχνότητας.

Οι εξισώσεις που περιγράφουν ένα ρευστοδυναμικό πρόβλημα ενός νευτώνιου ρευστού είναι οι εξισώσεις διατήρησης της μάζας, της ορμής και της ενέργειας, οι οποίες σε καρτεσιανές συντεταγμένες μπορούν να γραφούν ως εξής:

Εξίσωση διατήρησης της μάζας (Εξίσωση της συνέχειας)

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho u_i) = 0 \quad (3.1)$$

Εξίσωση διατήρησης της ορμής (Εξισώσεις Navier – Stokes)

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho u_i) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_j u_i) = -\frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} + S_{ui} \quad (3.2)$$

Εξίσωση διατήρησης της ενέργειας

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho H) - \frac{\partial P}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_j H) = -\frac{\partial q_j}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} (u_i \tau_{ij}) + S_E \quad (3.3)$$

όπου,

- u_i : η στιγμιαία συνιστώσα του διανύσματος στην κατεύθυνση x_i
- P : η στατική πίεση
- H : η ολική ενθαλπία
- ρ : η πυκνότητα
- τ_{ij} : ο τανυστής των ιξωδών τάσεων
- q_j : η μεταφορά ενέργειας λόγω αγωγής
- S : όροι πηγής

Η ολική ενθαλπία ορίζεται ως εξής:

$$H = h + \frac{u_i u_j}{2} \quad (3.4)$$

όπου h είναι η στατική ενθαλπία του ρευστού.

Οι όροι τ_{ij} και q_j εκφράζονται συναρτήσει των κλίσεων των ταχυτήτων, θερμοκρασίας και συγκεντρώσεων,

$$\tau_{ij} = \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) + \frac{2}{3} \mu \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \delta_{ij} \quad (3.5)$$

$$q_j = -\lambda \frac{\partial T}{\partial x_j} - \sum_k^n \Gamma_k h_k \frac{\partial Y_k}{\partial x_j} \quad (3.6)$$

όπου,

μ : το δυναμικό ιξώδες του ρευστού

λ : η θερμική αγωγιμότητα

Γ_k : μοριακή διαχυτότητα

h_k : στατική ενθαλπία

Y_k : κλάσμα μάζας

Ο δεύτερος όρος της εξίσωσης 3.6 εκφράζει την διάχυση της ενέργειας λόγω της μοριακής διάχυσης, όταν τα συστατικά του ρευστού έχουν διαφορετικές ενθαλπίες.

Οι εξισώσεις Navier – Stokes μπορούν να περιγράψουν τόσο τη στρωτή όσο και την τυρβώδη ροή. Ωστόσο, οι έντονες χωρο-χρονικές διακυμάνσεις της τυρβώδους ροής καθιστούν αδύνατη την αναλυτική έκφραση του πεδίου της, ως συνάρτηση του χώρου και του χρόνου. Είναι όμως δυνατό να περιγραφεί η τυρβώδης κίνηση των ρευστών κατά τρόπο στατιστικό. Μπορούμε, δηλαδή, να θεωρήσουμε ότι για χρονικές κλίμακες πολύ μεγαλύτερες των χρονικών κλιμάκων των διακυμάνσεων της τύρβης, η ροή εμφανίζει μέση τιμή στα χαρακτηριστικά της. Για παράδειγμα, η στιγμιαία τοπική ταχύτητα του ρευστού μπορεί να θεωρηθεί ως άθροισμα της μέσης χρονικής τιμής και της στιγμιαίας διακύμανσης της ταχύτητας.

Ολοκληρώνοντας χρονικά τις εξισώσεις Navier – Stokes, δίνεται έμφαση στα μέσα χαρακτηριστικά της ροής αγνοώντας τις στιγμιαίες διακυμάνσεις. Κατά τη διαδικασία ολοκλήρωσης εμφανίζονται έξι επιπλέον άγνωστοι όροι, που αποτελούνται

από γινόμενα διακυμάνσεων. Αυτοί οι όροι δρουν ως ιξώδεις τάσεις στο ρευστό και ονομάζονται τυρβώδεις τάσεις Reynolds. Για να επιτύχουμε το “κλείσιμο” του συστήματος των εξισώσεων, δηλαδή ο αριθμός των αγνώστων να είναι ίσος με τον αριθμό των εξισώσεων, είναι απαραίτητο να μοντελοποιηθούν οι τυρβώδεις τάσεις με γνωστές ποσότητες. Ένα μοντέλο τύρβης είναι μια υπολογιστική διαδικασία, που απαιτείται για να “κλείσει” το σύστημα των χρονικά ολοκληρωμένων εξισώσεων Navier – Stokes.

3.5 Μοντέλα τύρβης

3.5.1 Μοντέλο Τύρβης $k - \epsilon$

Το μοντέλο $k-\epsilon$ βασίζεται στην υπόθεση Boussinesq, σύμφωνα με την οποία οι τυρβώδεις τάσεις μπορούν να εκφραστούν ως συνάρτηση της τοπικής κλίσης ταχύτητας, κατ’ αναλογία προς το νόμο του ιξώδους του Newton για τις ιξώδεις τάσεις.

$$\tau_{ij}^{(t)} = -\rho \cdot \overline{u_i' u_j'} = \mu_t \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) + \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij} \quad (3.7)$$

Το κινηματικό ιξώδες τύρβης είναι αντίστοιχα,

$$\nu_t = \frac{\mu_t}{\rho} \quad (3.8)$$

Σύμφωνα με την διαστατική ανάλυση το κινηματικό ιξώδες τύρβης ν_t , το οποίο έχει διαστάσεις m^2/s , μπορεί να εκφραστεί ως το γινόμενο μιας κλίμακας τυρβώδους ταχύτητας U_t (m/s) και μιας κλίμακας μήκους ℓ_t (m),

$$\nu_t = C U_t \ell_t \quad (3.9)$$

όπου C είναι μια αδιάστατη σταθερά αναλογίας.

Κατά συνέπεια το δυναμικό ιξώδες τύρβης μπορεί να γραφεί ως,

$$\mu_t = C \rho U_t \ell_t \quad (3.10)$$

Σύμφωνα με το μοντέλο k-ε, η κλίμακα τυρβώδους ταχύτητας U_t και η κλίμακα μήκους l_t προκύπτουν από την κινητική ενέργεια τύρβης k και τον ρυθμό σκέδασης της ε ως εξής:

$$U_t = k^{1/2}, \quad l_t = \frac{k^{3/2}}{\varepsilon} \quad (3.11)$$

Προκύπτει έτσι ότι το ιξώδες τύρβης υπολογίζεται από την ακόλουθη σχέση,

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (3.12)$$

Η κινητική ενέργεια τύρβης k και ο ρυθμός σκέδασης της ε προκύπτουν από την επίλυση των διαφορικών εξισώσεων μεταφοράς τους,

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U_j k)}{\partial x_j} = P_k - \rho \varepsilon + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma_k \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) \quad (3.13)$$

$$\frac{\partial(\rho \varepsilon)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U_j \varepsilon)}{\partial x_j} = C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} P_k - C_{\varepsilon 2} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma_\varepsilon \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right) \quad (3.14)$$

όπου,

$$\Gamma_k = \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k}, \quad \Gamma_\varepsilon = \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \quad (3.15)$$

Ο όρος P_k αποτελεί την παραγωγή της κινητικής ενέργειας, λόγω της κλίσης της μέσης ταχύτητας,

$$P_k = \mu_t \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \quad (3.16)$$

Οι παραπάνω εξισώσεις περιέχουν τις πέντε σταθερές C_μ , $C_{\varepsilon 1}$, $C_{\varepsilon 2}$, σ_k και σ_ε . Οι τιμές των σταθερών αυτών έχουν καθοριστεί μετά από ρύθμιση σε πειραματικά δεδομένα για ένα μεγάλο εύρος τυρβωδών ροών και λαμβάνουν τις παρακάτω τιμές:

$$C_\mu = 0.09, \quad C_{\varepsilon 1} = 1.44, \quad C_{\varepsilon 2} = 1.92, \quad \sigma_k = 1.0, \quad \sigma_\varepsilon = 1.3$$

3.5.2 Μοντέλο Τύρβης $k - \omega$

Το μοντέλο $k-\varepsilon$, αν και είναι το πιο διαδεδομένο μοντέλο τύρβης, παρουσιάζει φτωχά αποτελέσματα σε ορισμένες περιπτώσεις ροών, όπως σε ροές με αποκόλληση από στερεή επιφάνεια, οι οποίες είναι πολύ σημαντικές σε πολλές τεχνολογικές εφαρμογές, κυρίως στο πεδίο της αεροδυναμικής αεροσκαφών. Η κύρια αιτία είναι ότι η κλίμακα μήκους ℓ_t υπολογίζεται από τον ρυθμό σκέδασης της κινητικής ενέργειας της τύρβης ε , κάτι το οποίο οδηγεί σε υπερεκτίμηση της κλίμακας μήκους. Κατά συνέπεια, υπολογίζονται πολύ υψηλότερες τιμές για τη διατμητική τάση στο τοίχωμα και κατά συνέπεια για τον συντελεστή μετάδοσης θερμότητας.

Στο μοντέλο $k - \omega$ για τον υπολογισμό της κλίμακας μήκους ℓ_t δεν χρησιμοποιείται ο ρυθμός σκέδασης της κινητικής ενέργειας της τύρβης ε , αλλά η τυρβώδης συχνότητα ω των μεγάλων δινών της τύρβης. Για τον υπολογισμό του ιξώδους τύρβης επιλύονται δύο εξισώσεις μεταφοράς, μια για την κινητική ενέργεια τύρβης k και μια για την τυρβώδη συχνότητα των μεγάλων δινών ω :

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U_j k)}{\partial x_j} = P_k - \beta' \rho k \omega + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma_k \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) \quad (3.17)$$

$$\frac{\partial(\rho \omega)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U_j \omega)}{\partial x_j} = \alpha \frac{\omega}{k} P_k - \beta \rho \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma_\omega \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right) \quad (3.18)$$

όπου

$$\Gamma_k = \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k}, \quad \Gamma_\omega = \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\omega} \quad (3.19)$$

Το ιξώδες τύρβης υπολογίζεται από την ακόλουθη σχέση,

$$\mu_t = \rho \frac{k}{\omega} \quad (3.20)$$

Οι σταθερές του μοντέλου β' , α , β , σ_k και σ_ω παίρνουν τις παρακάτω τιμές:

$$\beta' = 0.09, \quad \alpha = 5/9, \quad \beta = 3/40, \quad \sigma_k = 2.0, \quad \sigma_\omega = 1.3$$

Ένα από τα σημαντικότερα πλεονεκτήματα του μοντέλου $k - \omega$ είναι η ευστάθειά

του ακόμα και σε περίπλοκες εφαρμογές και το γεγονός ότι δεν απαιτεί πολύ μεγάλη πυκνωση πλέγματος κοντά στο τοίχωμα. Αντίθετα, το κυριότερο μειονέκτημα του είναι η υψηλή ευαισθησία της λύσης στις τιμές του ω στην ελεύθερη ροή, εκτός του οριακού στρώματος. Τα αποτελέσματα του μοντέλου μεταβάλλονται σημαντικά, ανάλογα με την αρχική τιμή του ω στην είσοδο.

3.5.3 Μοντέλο Τύρβης SST (Shear-Stress-Transport Model)

Η κύρια ιδέα που κρύβεται πίσω από το μοντέλο SST είναι ο συνδυασμός των καλύτερων στοιχείων των μοντέλων $k-\epsilon$ και $k-\omega$ με την βοήθεια μιας συνάρτησης F_1 . Οι εξισώσεις του μοντέλου $k-\omega$ πολλαπλασιάζονται με την συνάρτηση F_1 , ενώ αυτές του μοντέλου $k-\epsilon$ με την συνάρτηση $1-F_1$. Η F_1 είναι μονάδα κοντά στην επιφάνεια και μηδέν μακριά από αυτήν. Ενεργοποιεί το μοντέλο $k-\omega$ στην περιοχή κοντά στο τοίχωμα και το μοντέλο $k-\epsilon$ στο υπόλοιπο πεδίο της ροής.

Η διατύπωση του μοντέλου έχει ως εξής:

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U_j k)}{\partial x_j} = \tilde{P}_k - \beta^* \rho k \omega + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma_k \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) \quad (3.21)$$

$$\frac{\partial(\rho \omega)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U_j \omega)}{\partial x_j} = \frac{\gamma}{\nu_t} P_k - \beta \rho \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma_\omega \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right) + (1-F_1) 2 \rho \sigma_{\omega_2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \quad (3.22)$$

με

$$\Gamma_k = \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k}, \quad \Gamma_\omega = \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\omega}, \quad P_k = \tau_{ij} \frac{\partial U_i}{\partial x_j}, \quad \tilde{P}_k = \min(P_k, c_1 \epsilon)$$

Οι συντελεστές ϕ του μοντέλου είναι συναρτήσεις του F_1 : $\phi = F_1 \phi_1 + (1-F_1) \phi_2$, όπου ϕ_1, ϕ_2 είναι οι συντελεστές του $k-\omega$ και $k-\epsilon$ μοντέλου αντίστοιχα:

$$\begin{aligned} \sigma_{k1} &= 2.0, & \sigma_{\omega1} &= 2.0, & \kappa &= 0.41, & \gamma_1 &= 0.5532, & \beta_1 &= 0.075, & \beta^* &= 0.09, & c_1 &= 10 \\ \sigma_{k2} &= 1.0, & \sigma_{\omega2} &= 2.0, & \kappa &= 0.41, & \gamma_2 &= 0.4403, & \beta_2 &= 0.0828, & \beta^* &= 0.09 \end{aligned}$$

με

$$F_1 = \tanh(\arg_1^4) \quad \arg_1 = \min \left(\max \left(\frac{\sqrt{k}}{\beta^* \omega y}, \frac{500\nu}{y^2 \omega} \right), \frac{4\rho\sigma_{\omega 2} k}{CD_{k\omega} y^2} \right) \quad (3.23)$$

$$CD_{k\omega} \max \left(2\rho\sigma_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j}, 1.0e^{-10} \right) \quad (3.24)$$

Ένα ακόμη σημαντικό χαρακτηριστικό του μοντέλου SST είναι η εισαγωγή ενός άνω ορίου για την διατμητική τάση στα οριακά στρώματα, ώστε να αποτρέπεται η υπερεκτίμηση του ιξώδους τύρβης, κάτι το οποίο ισχύει για όλα τα μοντέλα που χρησιμοποιούν την υπόθεση Boussinesq για τον υπολογισμό του ιξώδους τύρβης. Στο μοντέλο SST το ιξώδες τύρβης διατυπώνεται ως εξής:

$$\nu_t = \frac{\alpha_1 k}{\max(\alpha_1 \omega, \sqrt{2SF_2})} \quad (3.25)$$

όπου $\alpha_1=0.31$ και F_2 είναι μια συνάρτηση παρόμοια με την F_1 και ορίζεται ως εξής:

$$F_2 = \tanh(\arg_2^4) \quad \arg_2 = \max \left(2 \frac{\sqrt{k}}{\beta^* \omega y}, \frac{500\nu}{y^2 \omega} \right) \quad (3.26)$$

3.6 Πεδίο Εφαρμογών

Εδώ και αρκετά χρόνια υπάρχει ένα συνεχώς αυξανόμενο ενδιαφέρον για τεχνολογίες, όπου απαιτείται η απομάκρυνση ή η πρόσδοση μεγάλων ποσών θερμότητας από ή σε στερεές επιφάνειες. Σε πολλές περιπτώσεις, η ικανότητα διαχείρισης των μεγάλων αυτών ποσοτήτων θερμότητας αποτελεί και τον καθοριστικό παράγοντα, που περιορίζει την περαιτέρω ανάπτυξη των σχετικών τεχνολογιών. Για παράδειγμα, η επίτευξη αποτελεσματικότερης ψύξης των πτερυγίων των στροβίλων αποτέλεσε τον πρωταρχικό παράγοντα για την βελτίωση της απόδοσης των αεροστροβίλων. Πιο πρόσφατα, η ανάπτυξη μεθόδων μεταφοράς μεγάλων ποσών θερμότητας αποτελεί την

κρίσιμη τεχνολογία για την ψύξη εξαρτημάτων σε αντιδραστήρες σύντηξης, καθώς και για την ψύξη οπτικών συστημάτων υψηλής ισχύος. Σε τέτοιες εφαρμογές, όπου η θερμική τους φόρτιση κυμαίνεται από μερικές εκατοντάδες W/cm^2 ως αρκετές χιλιάδες W/cm^2 , είναι προφανές ότι η μεταφορά της θερμότητας δεν μπορεί πλέον να γίνει με τον συνήθη τρόπο της χρήσης εκτεταμένων ή πτυχωτών επιφανειών (περυγίων).

Για αυτό το λόγο έχουν γίνει σημαντικές προσπάθειες για την ανάπτυξη πιο αποτελεσματικών μεθόδων μεταφοράς θερμότητας. Η χρησιμοποίηση δέσμης ρευστού, η οποία προσπίπτει πάνω στην επιφάνεια, αποτελεί μια πολύ ελκυστική μέθοδο για την εντατικοποίηση μεταφοράς θερμότητας λόγω της απλότητας κατασκευής της, αλλά και των υψηλών συντελεστών συναγωγής που παρουσιάζει σε σύγκριση με άλλες μεθόδους για την ίδια ποσότητα ρευστού.

Τα φαινόμενα μεταφοράς μάζας και θερμότητας, που λαμβάνουν χώρα κατά την πρόσπτωση δεσμών ρευστού σε στερεές επιφάνειες βρίσκουν εφαρμογή σε πολλές και σημαντικές βιομηχανικές διεργασίες.

Η πρόσπτωση δέσμης χρησιμοποιείται ευρύτατα για την θερμικό έλεγχο των ηλεκτρονικών κυκλωμάτων, καθώς η θερμική τους φόρτιση συνεχώς αυξάνει. Υπολογίζεται ότι το ποσό θερμότητας που θα πρέπει να απομακρύνεται στους μελλοντικούς μικροεπεξεργαστές θα φτάσει τα $45 W/cm^2$, ή και περισσότερο και η βιομηχανία ηλεκτρονικών αναζητά συνεχώς πιο αποτελεσματικούς τρόπους για την τοπική απομάκρυνση της θερμότητας.

Σημαντικές βιομηχανικές εφαρμογές περιλαμβάνουν διεργασίες κάθετης απογείωσης και προσγείωσης αεροσκαφών, διασποράς ρύπων από καμινάδες στην ατμόσφαιρα, απομάκρυνση υγρασίας από τα τζάμια οχημάτων. Χρησιμοποιείται επίσης, όπως προαναφέρθηκε στη βιομηχανία παραγωγής ενέργειας για την ψύξη των περυγίων των αεροστροβίλων, αλλά και στην χημική βιομηχανία, στην θερμική επεξεργασία γυαλιού, μεταλλικών και πλαστικών υλικών, καθώς και στην ξήρανση υφασμάτων, τροφίμων, χαρτιού κ.τ.λ.

Πέρα από τις πρακτικές εφαρμογές της, η πρόσπτωση δέσμης σε επιφάνεια είναι μια ενδιαφέρουσα ροή και από μια άλλη άποψη. Αποτελεί εξαιρετική περίπτωση για την εξακρίβωση της εγκυρότητας μοντέλων τύρβης για ελλειπτικές ροές, όπου η ροή μπορεί να έχει τυχαία διεύθυνση σε σχέση με την στερεή επιφάνεια. Η γεωμετρία της ροής είναι



απλή, κάτι που διευκολύνει τον αριθμητικό χειρισμό της. Από την άλλη, η σύνθετη φύση της ροής καθιστά δύσκολη την περιγραφή της συμπεριφοράς της από κάποια αναλυτική λύση, ενώ εμφανίζει αρκετά ενδιαφέροντα χαρακτηριστικά που θα παρουσιαστούν παρακάτω.

Πολλές φορές, περιορισμοί μεγέθους και διαμόρφωσης χώρου δημιουργούν εμπόδια στην κάθετη πρόσπτωση της δέσμης στην στερεή επιφάνεια. Σε αυτές τις περιπτώσεις, η πρόσπτωση της δέσμης υπό κλίση παρέχει όχι μόνο τοπική εντατικοποίηση της μεταφοράς θερμότητας, αλλά και βοηθάει στην απομάκρυνση του ρευστού από τα ζεστά (ή κρύα) σημεία της επιφάνειας.

4. ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΙΚΗ ΕΠΙΛΥΣΗ

Αναλυτικές λύσεις των διαφορικών εξισώσεων Navier-Stokes δεν υπάρχουν παρά μόνο σε πολύ απλές ροές κάτω από ιδανικές συνθήκες. Για την επίλυση πραγματικών προβλημάτων ροής πρέπει να υιοθετηθεί μια αριθμητική μέθοδος, όπου οι διαφορικές εξισώσεις αντικαθίστανται από αλγεβρικές προσεγγίσεις, οι οποίες κατόπιν μπορούν να επιλυθούν χρησιμοποιώντας μια αριθμητική μέθοδο.

Το λογισμικό CFX-5.5 χρησιμοποιεί την μέθοδο των πεπερασμένων όγκων. Η αποθήκευση όλων των μεταβλητών της λύσης και των ιδιοτήτων του ρευστού γίνεται στους κόμβους του υπολογιστικού πλέγματος. Το βασικό σχήμα διακριτοποίησης που χρησιμοποιεί το λογισμικό CFX-5.5 είναι το ανάντη σχήμα διακριτοποίησης (UDS) με μια αριθμητική διόρθωση (NAC) για τους όρους συναγωγής στις εξισώσεις της ορμής και της ενέργειας. Η διόρθωση NAC βελτιώνει την ακρίβεια του ανάντη σχήματος διακριτοποίησης εισάγοντας έναν επιπλέον όρο ως ακολούθως:

$$\phi_{ip} = \phi_n + \beta \cdot \phi_{NAC}$$

Όταν $\beta=0$ εφαρμόζεται το ανάντη σχήμα διακριτοποίησης. Όταν $\beta=1.0$ τότε εφαρμόζεται το πλήρες σχήμα με την διόρθωση NAC και η ακρίβειά του γίνεται δευτέρου βαθμού.

Το λογισμικό CFX-5.5 χρησιμοποιεί συζευγμένη μέθοδο επίλυσης, λύνει δηλαδή τις εξισώσεις (u,v,w και p) ως ένα σύστημα. Με αυτή τη μέθοδο περιορίζεται αισθητά ο αριθμός των απαιτούμενων επαναλήψεων για την σύγκλιση των εξισώσεων και δεν απαιτείται η χρήση συντελεστών χαλάρωσης για τις μεταβλητές. Το βασικό μειονέκτημα είναι η μεγάλη απαίτηση σε χωρητικότητα για την αποθήκευση όλων των μεταβλητών της λύσης.

4.1 Υπολογιστικό πεδίο

Το ροϊκό πεδίο στην περίπτωση της κάθετης πρόσπτωσης παρουσιάζει άξονα συμμετρίας και έτσι για λόγους μείωσης του χρόνου επίλυσης της προσομοίωσης το υπολογιστικό πεδίο αποτελεί μόνο το ένα τεταρτημόριο του φυσικού πεδίου. Στην περίπτωση της πρόσπτωσης υπό κλίση, το πεδίο ροής παρουσιάζει επίπεδο συμμετρίας και έτσι επιλύεται μόνο το μισό του φυσικού πεδίου.

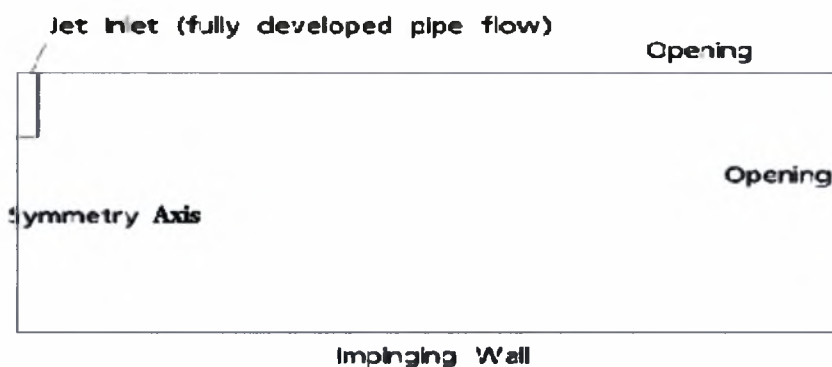
Το υπολογιστικό πεδίο για την περίπτωση της κάθετης πρόσπτωσης δεν αρχίζει από το σημείο εξόδου της δέσμης από το ακροφύσιο, αλλά σε απόσταση δύο διαμέτρων ($2D$) του ακροφυσίου πριν από την έξοδο της. Η δέσμη στην αρχή του υπολογιστικού πεδίου είναι πλήρως ανεπτυγμένη τυρβώδης ροή και αφήνεται να αναπτυχθεί μέσα στο ακροφύσιο καθώς πλησιάζει το σημείο εξόδου. Ο καθορισμός των συνθηκών εισόδου ανάντη από απότομες ακμές του πεδίου αποτελεί μεθοδολογία και για άλλες ροές, όπως στην απότομη διεύρυνση καναλιού. Επιπλέον, με αυτόν τον τρόπο η απόσταση του άνω ορίου του πεδίου από την στερεή επιφάνεια είναι επαρκής, ώστε να μην επηρεάζεται η ροή κοντά στην περιοχή πρόσπτωσης της ροής.

Στην περίπτωση της πρόσπτωσης υπό κλίση, η παρουσία της κεκλιμένης επιφάνειας επιβάλλει την απομάκρυνση του άνω ορίου του πεδίου από την επιφάνεια. Έτσι, το άνω όριο του υπολογιστικού πεδίου τοποθετείται σε απόσταση $25D$ από το σημείο τομής του άξονα της δέσμης με την επιφάνεια (*γεωμετρικό σημείο ανακοπής*). Η είσοδος της δέσμης εξακολουθεί να βρίσκεται σε απόσταση $2D$ από το χείλος του ακροφυσίου, έχοντας προφίλ ταχύτητας πλήρως ανεπτυγμένης τυρβώδους ροής.

Η στερεή επιφάνεια θερμαίνεται ομοιόμορφα με σταθερό ποσό θερμορροής. Η διαφορά θερμοκρασίας μεταξύ του ρευστού της δέσμης και της θερμαινόμενης επιφάνειας στην περιοχή της πρόσπτωσης είναι της τάξης των 10 K . Υπό αυτήν την προϋπόθεση – όπως αναφέρεται εκτεταμένα και στη βιβλιογραφία [8], [13]- ο τοπικός συντελεστής μεταφοράς θερμότητας είναι ανεξάρτητος του ποσού της θερμορροής που εφαρμόζεται στην στερεή επιφάνεια.

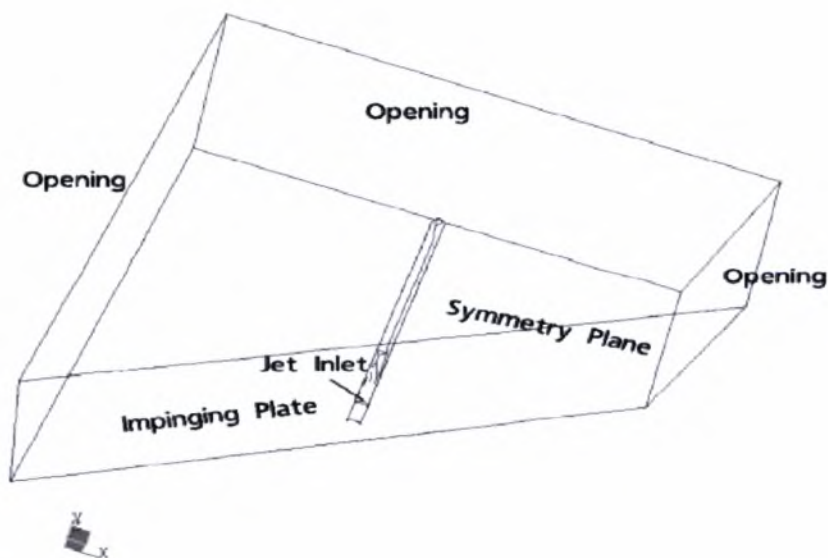
4.2 Οριακές Συνθήκες

Οι οριακές συνθήκες για την περίπτωση της κάθετης πρόσπτωσης, καθώς και για την περίπτωση της πρόσπτωσης υπό κλίση παρουσιάζονται στις Εικ. 4.1 και 4.2 αντίστοιχα.



CFX

Εικ. 4.1: Υπολογιστικό πεδίο κάθετης πρόσπτωσης δέσμης ρευστού σε επίπεδη επιφάνεια.



CFX

Εικ. 4.2: Υπολογιστικό πεδίο προσπίπτουσας δέσμης ρευστού σε επίπεδη επιφάνεια υπό κλίση.

Είσοδος

Η οριακή συνθήκη εισόδου του ρευστού, τόσο για την περίπτωση κάθετης πρόσπτωσης, όσο και για την πρόσπτωση υπό κλίση, τοποθετείται σε απόσταση δύο διαμέτρων ακροφυσίου (52mm) πριν από το χείλος του ακροφυσίου. Το ρευστό (αέρας) στο σημείο εισόδου έχει ήδη κατανομή ταχύτητας πλήρους ανεπτυγμένης τυρβώδους ροής και θερμοκρασία 20 °C. Με αυτόν τον τρόπο η ροή μέσα στο σωλήνα αφήνεται να αλληλοεπιδράσει με την υπόλοιπη ροή και την παρουσία της επιφάνειας πρόσπτωσης. Η κατανομή της ταχύτητας ακολουθεί την παρακάτω σχέση:

$$\frac{u_b}{u_{\max}} = \left(\frac{x}{r}\right)^{1/n}$$

με την εκθέτη $n=6.9$.

Ο αριθμός Re υπολογίζεται με βάση την μέση (bulk) ταχύτητα του ρευστού της δέσμης u_b και της διαμέτρου του ακροφυσίου D .

$$Re = \frac{u_b \cdot D}{\nu}$$

Η ένταση τύρβης στην έξοδο του ακροφυσίου ελήφθη από προτεινόμενες τιμές τις βιβλιογραφίας και έλαβε την τιμή

$$TI=4.5 \%$$

Οι θερμοφυσικές ιδιότητες του αέρα θεωρούνται σταθερές και για την θερμοκρασία των 20 °C λαμβάνουν τις ακόλουθες τιμές:

$$\rho=1.2047 \text{ Kg/m}^3$$

$$\mu=1.82 \cdot 10^{-5} \text{ N s/m}^2$$

$$\lambda=2.56 \cdot 10^{-2} \text{ W/m K}$$

$$c_p=1005 \text{ KJ/kg K}$$

$$Pr=0.71$$

Τοίωμα

Η στερεή επιφάνεια πρόσπτωσης μοντελοποιείται ως τοίχωμα, όπου ισχύει η συνθήκη μη-ολίσθησης. Το σταθερό ποσό θερμορροής που προσδίδεται στην επιφάνεια είναι 2950 W/m^2 . Για την επιβεβαίωση της ανεξαρτησίας της λύσης από το ποσό της θερμορροής – υπό την προϋπόθεση της θερμοκρασιακής διαφοράς μεταξύ ρευστού και επιφάνειας της τάξης των 10 K – έγινε προσομοίωση για την περίπτωση κάθετης πρόσπτωσης με ποσό θερμορροής 300 W/m^2 . Τα αποτελέσματα ήταν ακριβώς τα ίδια.

Ο τοπικός αδιάστατος αριθμός Nu ορίζεται ως

$$Nu(x) = \frac{h(x) \cdot D}{k}$$

με τον τοπικό συντελεστή μετάδοσης θερμότητας

$$h(x) = \frac{q(x)}{T_w(x) - T_b}$$

Περιβάλλον

Το πεδίο εκτείνεται στην ακτινική κατεύθυνση σε απόσταση $20 D$. Η οριακή συνθήκη που τέθηκε στο άνω και δεξί όριο (opening) Εικ.4.1 δηλώνει ότι το ρευστό μπορεί να εξέρχεται ή να εισέρχεται από το πεδίο ή να συμβαίνουν και τα δύο, με κάποια ποσότητα ρευστού να εξέρχεται από ένα τμήμα της επιφάνειας και κάποια άλλη ποσότητα να εισέρχεται από το υπόλοιπο τμήμα της. Καθορίζεται ότι στα όρια αυτά επικρατεί στατική πίεση $100,000 \text{ Pa}$. Η θερμοκρασία τέθηκε ίδια με την θερμοκρασία εξόδου του ρευστού από το ακροφύσιο, δηλαδή $20 \text{ }^\circ\text{C}$.

Προκειμένου να επιβεβαιωθεί η ανεξαρτησία της λύσης από την απόσταση του δεξιού ορίου πραγματοποιήθηκε προσομοίωση, όπου το όριο τοποθετήθηκε σε απόσταση $30 D$. Τα αποτελέσματα τόσο του ροϊκού πεδίου όσο και του πεδίου θερμότητας ήταν ακριβώς τα ίδια. Αυτό επαληθεύεται και από άλλες υπολογιστικές μελέτες, που επιβεβαιώνουν την ανεξαρτησία της λύσης για αποστάσεις του ορίου μεγαλύτερες του $(8+H/D)$.

Συνθήκη Συμμετρίας

Σε έναν άξονα συμμετρίας (κάθετη πρόσπτωση) ή σε ένα επίπεδο συμμετρίας (πρόσπτωση υπό κλίση) ισχύουν οι παρακάτω συνθήκες:

- i) Η συνιστώσα της ταχύτητας κάθετη στο σύνορο συμμετρίας είναι μηδενική

$$u_i n_i \Big|_b = 0$$

- ii) Η κλίση των μεταβλητών στην κατεύθυνση κάθετη προς το όριο είναι μηδενική

$$\frac{\partial \Phi}{\partial n} \Big|_b = 0$$

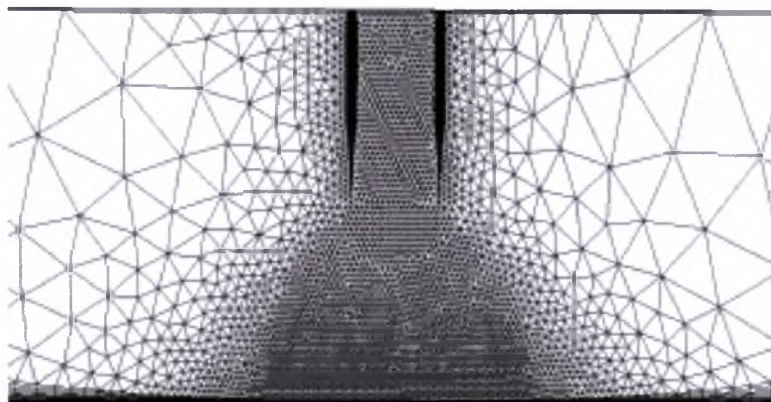
4.3 Αρχικές Συνθήκες

Η ροή επιλύεται σε μόνιμη κατάσταση και οποιαδήποτε αρχική συνθήκη μπορεί να εφαρμοστεί. Η αρχική συνθήκη δεν επηρεάζει το τελικό αποτέλεσμα της λύσης, παρά μόνο την ταχύτητα σύγκλισης.

4.4 Υπολογιστικό Πλέγμα**Κάθετη Πρόσπτωση**

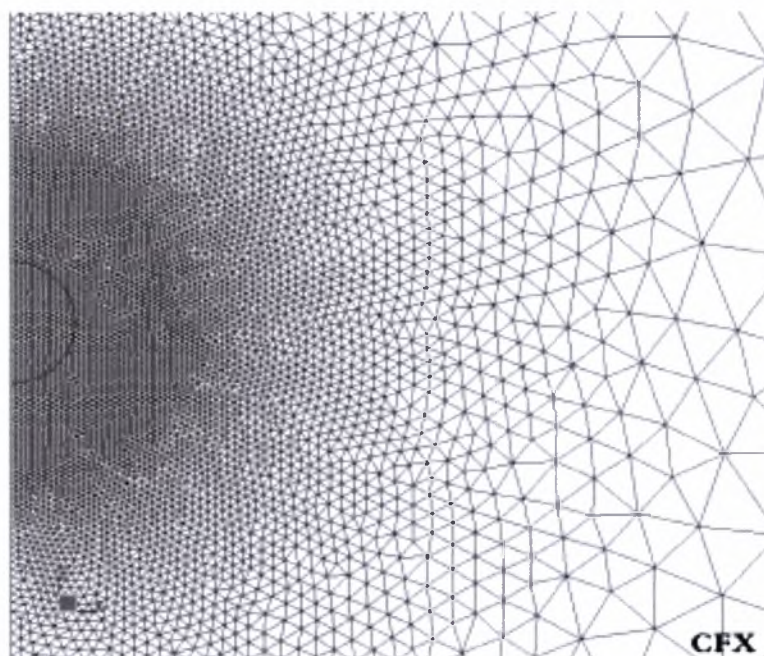
Το λογισμικό CFX 5-5-1 χρησιμοποιεί μη δομημένο πλέγμα. Το υπολογιστικό πλέγμα για την περίπτωση της κάθετης πρόσπτωσης και απόστασης δέσμης – επιφάνειας $H/D=2$, τόσο στο επίπεδο συμμετρίας όσο και πάνω στην επιφάνεια πρόσπτωσης φαίνεται στις Εικ. 4.3 και 4.4 αντίστοιχα:

Ο συνολικός αριθμός των κόμβων του πλέγματος είναι 557.698.



CFX

Εικ. 4.3: Υπολογιστικό πλέγμα κάθετης πρόσπτωσης δέσμης ρευστού σε επίπεδη επιφάνεια. (επίπεδο συμμετρίας).



CFX

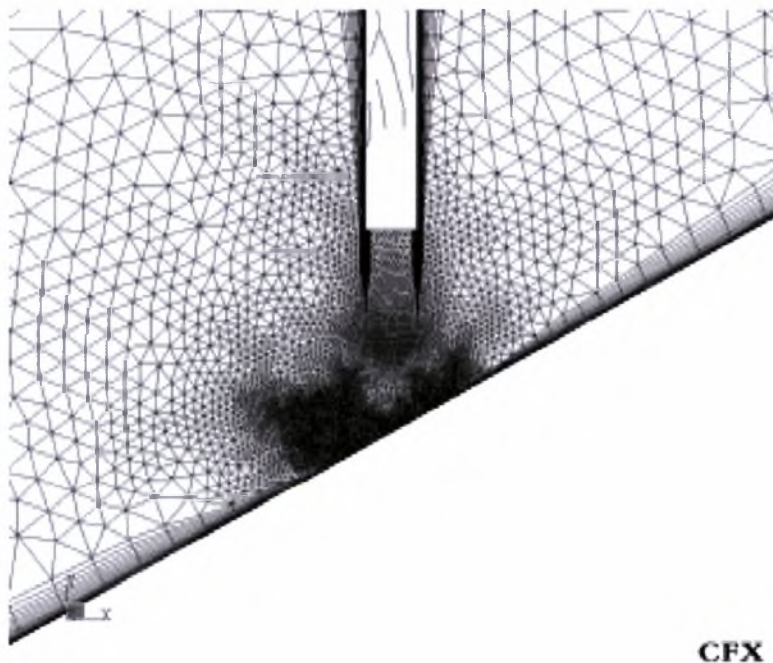
Εικ. 4.4: Υπολογιστικό πλέγμα κάθετης πρόσπτωσης δέσμης ρευστού σε επίπεδη επιφάνεια. (επιφάνεια πρόσπτωσης).

Πρόσπτωση υπό κλίση

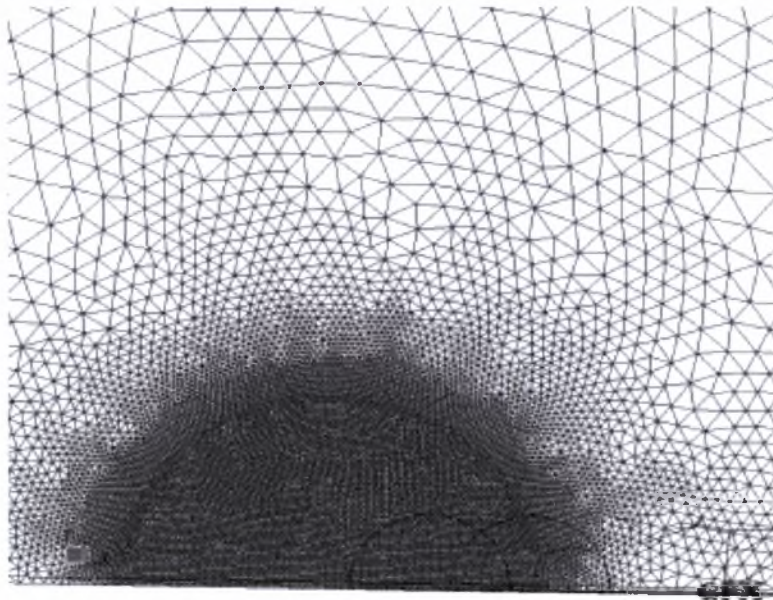
Το υπολογιστικό πλέγμα για την περίπτωση της πρόσπτωσης υπό κλίση και της ίδιας απόστασης δέσμης – επιφάνειας $H/D=2$, τόσο στο επίπεδο συμμετρίας όσο και πάνω στην επιφάνεια πρόσπτωσης φαίνεται στις Εικ. 4.5 και 4.6. Ο αριθμός των κόμβων του υπολογιστικού πλέγματος για όλες τις περιπτώσεις παρουσιάζεται στον Πιν.4.1:

$H/D \backslash \varphi$	15°	30°	45°
2	341.384	343.287	388.305
4	537.665	471.416	443.667
6	545.792	455.070	589.865

Πιν. 4.1: Αριθμός κόμβων υπολογιστικού πλέγματος, πρόσπτωση υπό κλίση.



Εικ. 4.5: Υπολογιστικό πλέγμα προσπίπτουσας δέσμης ρευστού σε επίπεδη επιφάνεια υπό κλίση (επίπεδο συμμετρίας).



Εικ. 4.6: Υπολογιστικό πλέγμα προσπίπτουσας δέσμης ρευστού σε επίπεδη επιφάνεια υπό κλίση (επιφάνεια πρόσπτωσης).

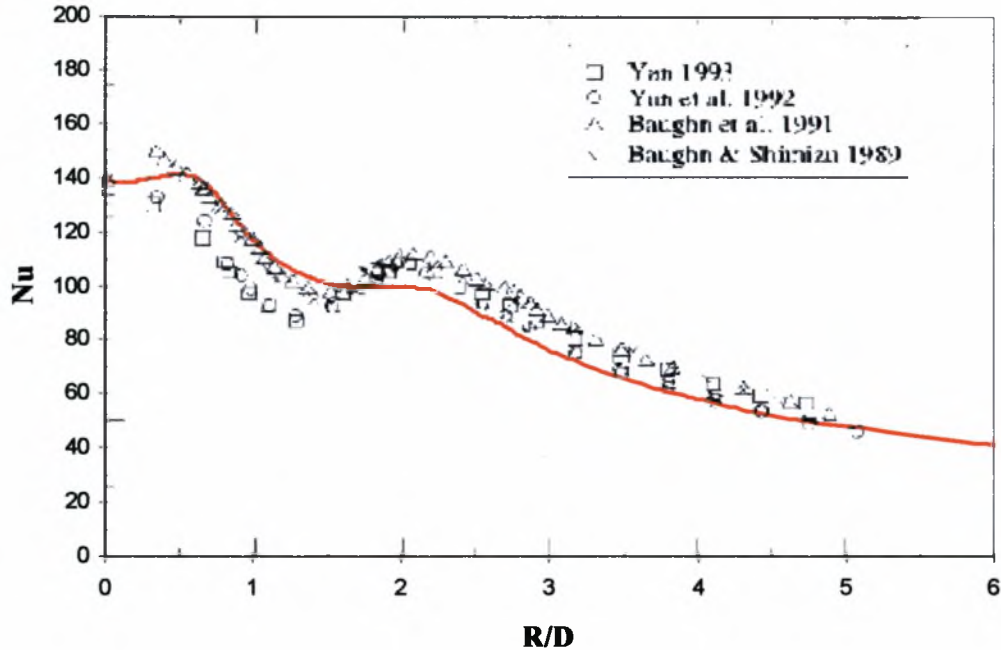
5. ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ

Υπάρχει ένας σημαντικός αριθμός παραμέτρων που επηρεάζουν την μετάδοση θερμότητας σε μια διάταξη προσπίπτουσας δέσμης. Η αριθμητική προσομοίωση της ροής υπόσχεται την ποσοτικοποίηση αυτών των παραμέτρων. Ο έλεγχος της αξιοπιστίας των αριθμητικών προσομοιώσεων βασίζεται σε πειραματικές μετρήσεις. Ωστόσο, όπως έχει ήδη αναφερθεί, σε αρκετές περιπτώσεις τα πειραματικά αποτελέσματα διαφορετικών ερευνητών παρουσιάζουν σημαντικές αποκλίσεις. Με το πρόβλημα της κάθετης πρόσπτωσης δέσμης ρευστού έχουν ασχοληθεί πολλοί πειραματικοί ερευνητές και τα αποτελέσματα της παρούσας προσομοίωσης συγκρίνονται με τα εγκυρότερα πειραματικά δεδομένα. Αντίθετα οι διαθέσιμες πειραματικές μετρήσεις που αφορούν προσπίπτουσα δέσμη υπό κλίση είναι πολύ περιορισμένες.

5.1 Κάθετη Πρόσπτωση

H/D=2

Οι υπολογισμοί πραγματοποιήθηκαν πρώτα για την ευρέως μελετημένη περίπτωση της κάθετης πρόσπτωσης, με απόσταση ακροφυσίου – επιφάνειας $H/D=2$ και αριθμό $Re=23000$. Η πρόβλεψη του τοπικού συντελεστή μετάδοσης θερμότητας της παρούσας αριθμητικής προσομοίωσης, είναι αρκετά κοντά στα πειραματικά δεδομένα σε όλο το μήκος της πλάκας. Όπως φαίνεται στο Σχ.5.1, τα πειραματικά δεδομένα εμφανίζουν ένα τοπικό ελάχιστο στην ακτινική απόσταση $R/D \approx 1.4$ και ένα δεύτερο τοπικό μέγιστο για $R/D \approx 2$. Η κατανομή του τοπικού αριθμού Nu της παρούσας προσομοίωσης προσεγγίζει αυτή την συμπεριφορά, χωρίς να εμφανίζει το δεύτερο τοπικό μέγιστο.



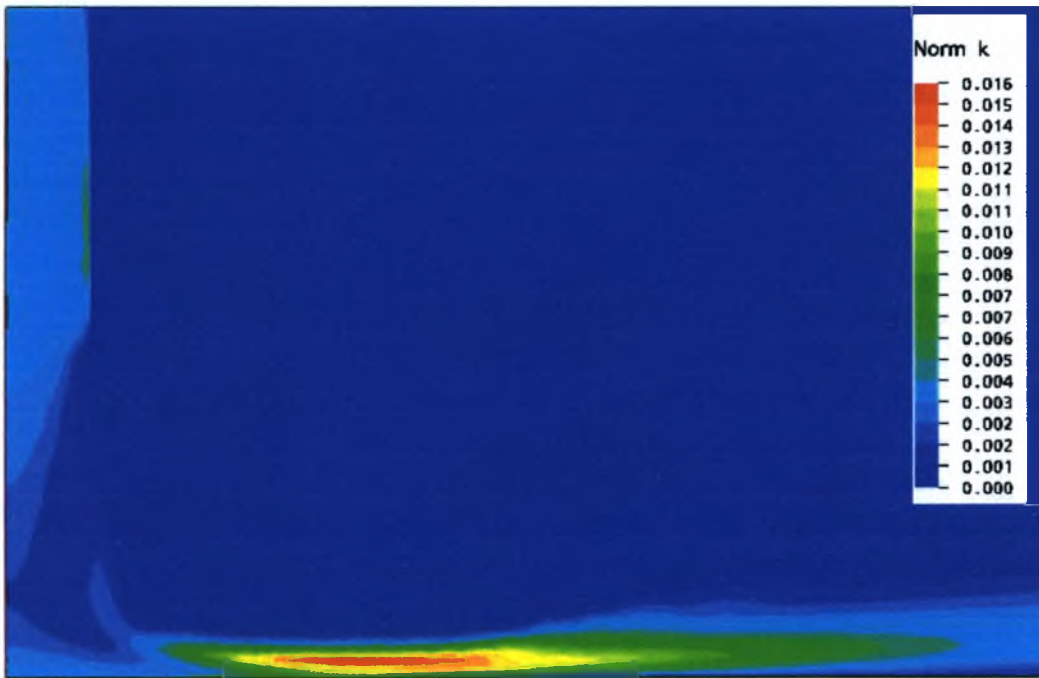
Σχ. 5.1: Κατανομή του τοπικού αριθμού Nu για απόσταση ακροφυσίου – επιφάνειας $H/D=2$ και αριθμό $Re=23000$.

Κάποιοι ερευνητές αποδίδουν το τοπικό μέγιστο στην μετάβαση του οριακού στρώματος από στρωτό σε τυρβώδες. Κάτι τέτοιο δεν επαληθεύεται από τις μετρήσεις των Lytle and Webb [11], οι οποίοι υποστηρίζουν ότι υπάρχουν υψηλά επίπεδα τύρβης ακόμα και στην περιοχή ανακοπής. Πιστεύεται ότι η αύξηση της κινητικής ενέργειας τύρβης μακριά από την περιοχή ανακοπής είναι υπεύθυνη για το δεύτερο τοπικό μέγιστο στην κατανομή του τοπικού αριθμού Nu. Αυτό το γεγονός παρατηρήθηκε από τους Lytle and Webb και προβλέπεται και από το μοντέλο, όπως φαίνεται από το Σχ. 5.2, όπου παρουσιάζεται η κατανομή της τυρβώδους κινητικής ενέργειας k αδιαστατοποιημένη με την μέση ταχύτητα εισόδου του ρευστού της δέσμης στο ακροφύσιο u_b .

$$k_{norm} = \frac{k}{(u_b)^2}$$

Το σημείο της μέγιστης κινητικής ενέργειας βρέθηκε σε ακτινική απόσταση $R/D \approx 2$, δηλαδή στην περιοχή που εμφανίζεται το τοπικό μέγιστο των πειραματικών μετρήσεων.

Η αύξηση της κινητικής ενέργειας τύρβης προκαλείται κατά την πρόσπτωση του ελεύθερου διατμητικού στρώματος της δέσμης πάνω στην στερεή επιφάνεια μακριά από την περιοχή ανακοπής. Αυτό υποστηρίζεται και από τους Popiel and Trass [18], οι οποίοι έδειξαν την ύπαρξη μιας έντονης αξονοσυμμετρικής δίνης στην περιοχή αυτή της στερεής επιφάνειας.



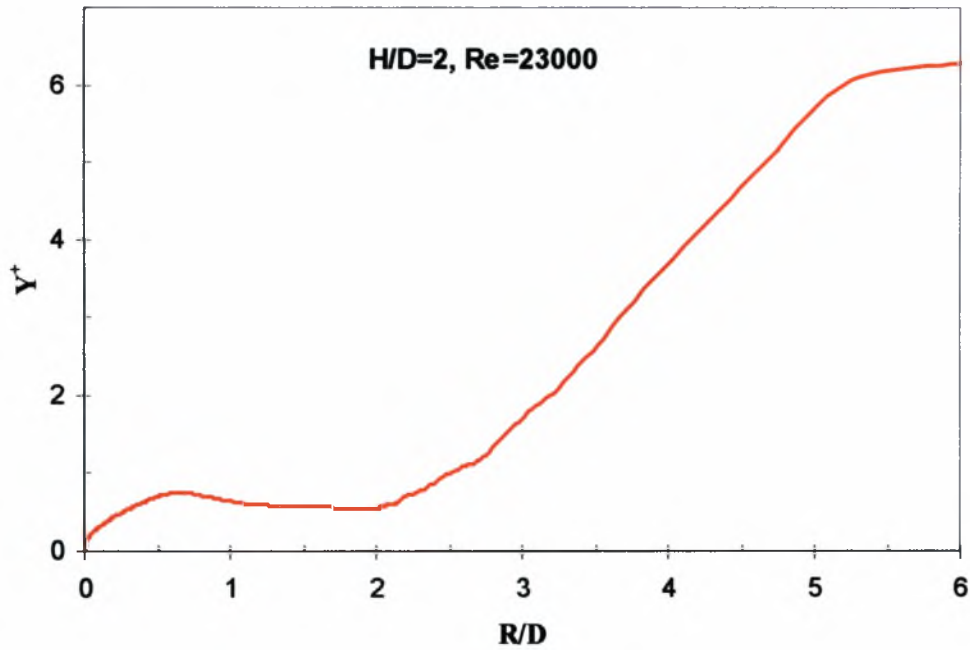
Σχ. 5.2: Κατανομή της τυρβώδους κινητικής ενέργειας k για απόσταση ακροφυσίου – επιφάνειας $H/D=2$ και αριθμό $Re=23000$.

Ένα σημαντικό πρόβλημα στον υπολογισμό του θερμικού πεδίου αποτελεί η εξάρτηση της λύσης από την ανάλυση του οριακού στρώματος από το αριθμητικό πλέγμα. Συνεπώς, επιπρόσθετα με τον υπολογισμό του συντελεστή μετάδοσης θερμότητας παρατίθεται και η κατανομή της αδιάστατης απόστασης από το τοίχωμα y^+ .

$$y^+ = \frac{y \cdot u_\tau}{\nu},$$

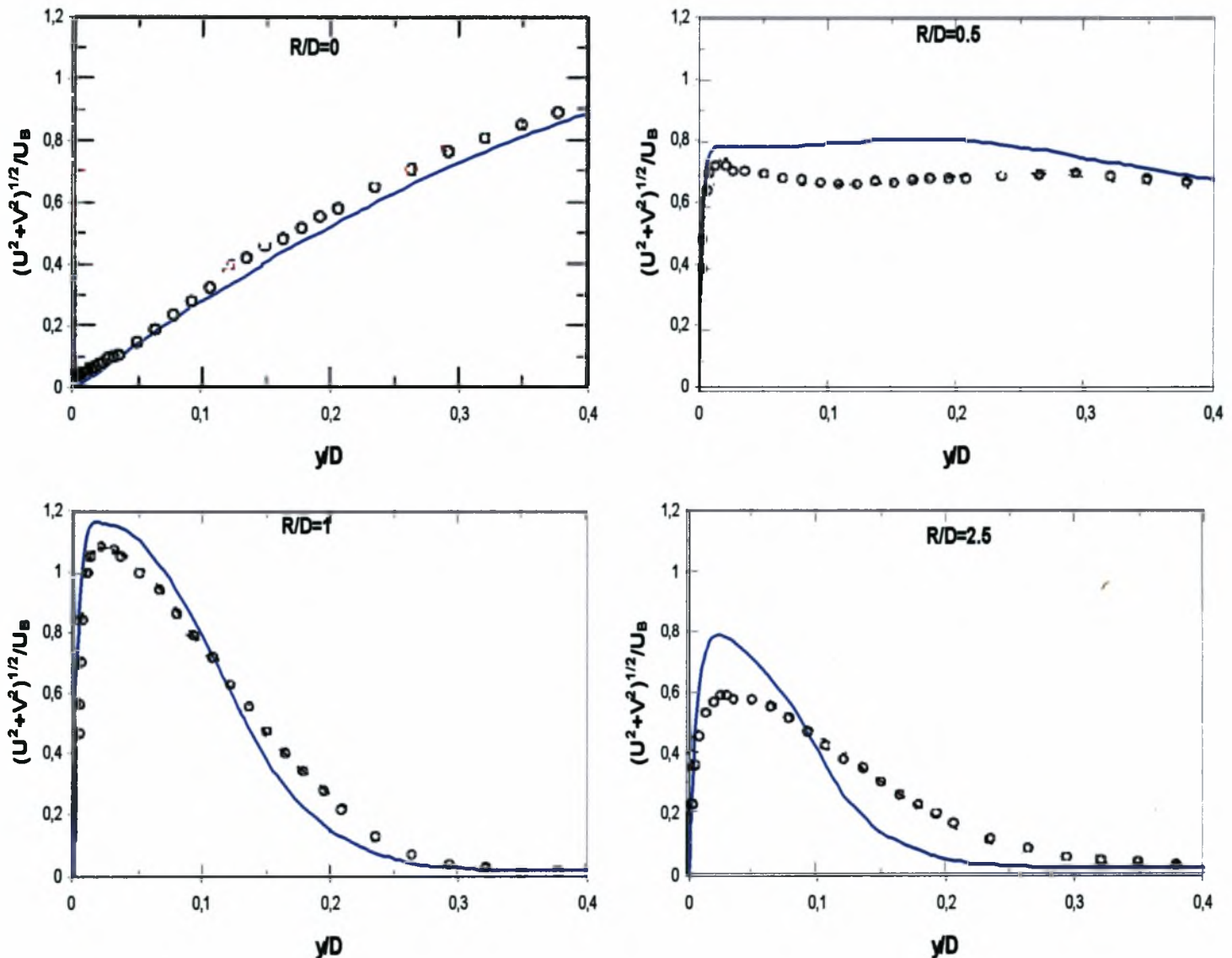
όπου u_τ είναι η διατμητική ταχύτητα, που εξαρτάται από το μέγεθος της διατμητικής τάσης και ορίζεται ως εξής:

$$u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}}$$



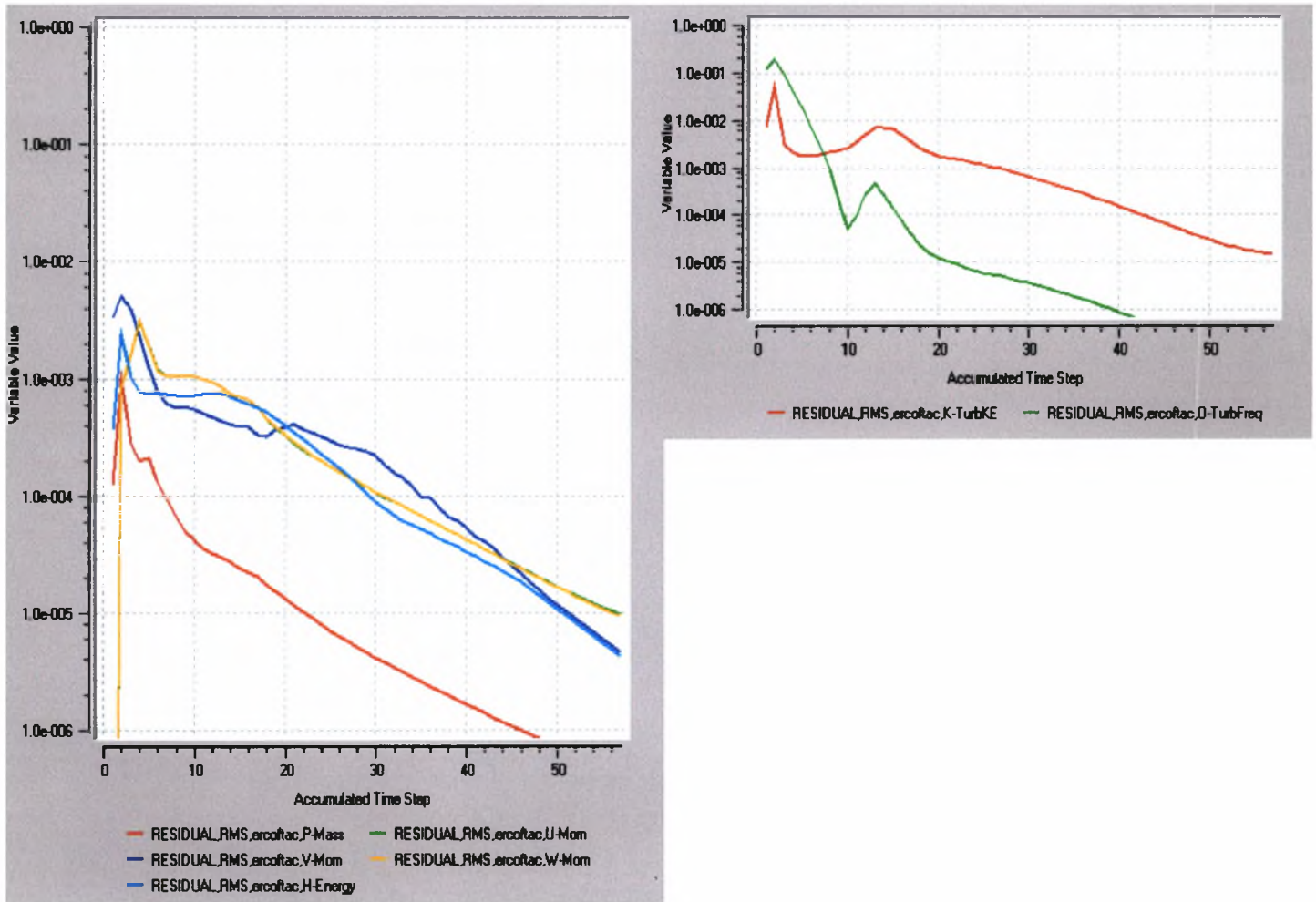
Σχ. 5.3: Κατανομή της αδιάστατης απόστασης y^+ για απόσταση ακροφυσίου – επιφάνειας $H/D=2$ και αριθμό $Re=23000$.

Στο Σχ. 5.4 παρουσιάζονται οι κατανομές της ταχύτητας του ρευστού σε διάφορες ακτινικές αποστάσεις σε μικρή απόσταση πάνω από την επιφάνεια πρόσπτωσης. Κατά μήκος της ροϊκής γραμμής ανακοπής $R/D=0$, παρατηρείται πολύ καλή συμφωνία μεταξύ πειραματικών μετρήσεων και προσομοίωσης. Για $R/D=0.5$ το μοντέλο προβλέπει ταχύτητα ελαφρώς μεγαλύτερη από τα πειραματικά δεδομένα. Στην ακτινική απόσταση $R/D=1$, το μοντέλο προβλέπει σωστά την επιτάχυνση της ροής υπερεκτιμώντας ελαφρά την ταχύτητα ως την απόσταση $y/D \approx 0.1$ από την επιφάνεια και υποεκτιμώντας την ταχύτητα ως την απόσταση $y/D \approx 0.25$. Παρακάτω, στην περιοχή της ακτινικής ροής για $R/D=2.5$, η απόκλιση από τα πειραματικά δεδομένα είναι σαφώς μεγαλύτερη. Ωστόσο, τα αποτελέσματα της προσομοίωσης προβλέπουν σωστά ότι η ροή επιβραδύνεται.



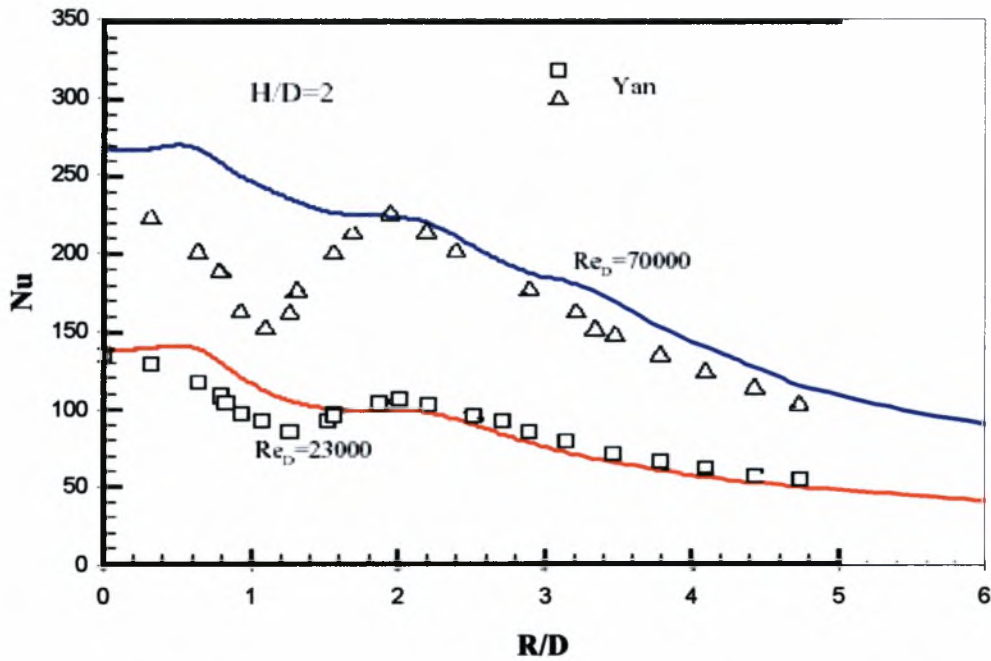
Σχ. 5.4: Ακτινική κατανομή της ταχύτητας του ρευστού σε μικρή απόσταση από την επιφάνεια για απόσταση ακροφυσίου – επιφάνειας $H/D=2$ και αριθμό $Re=23000$.

Το κριτήριο σύγκλισης για τα RMS residuals ήταν 10^{-5} . Η σύγκλιση των εξισώσεων, όπως φαίνεται στην Εικ.5.1, έγινε μετά από 57 επαναλήψεις. Για την επίλυση όλων των εξισώσεων -συνέχειας, ορμής, ενέργειας, τύρβης (k και ω)- χρησιμοποιήθηκε ανάντη σχήμα διακριτοποίησης δευτέρου βαθμού.

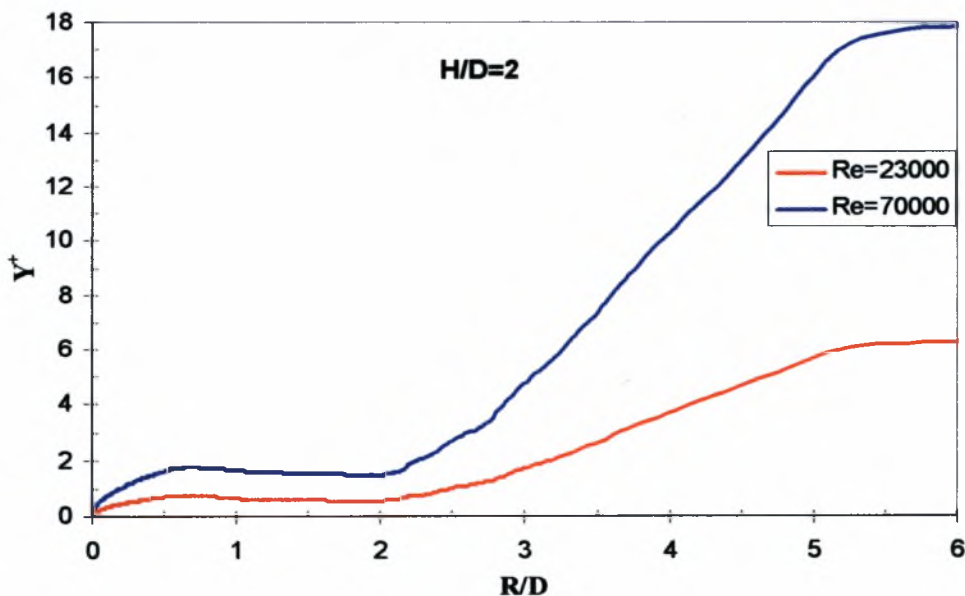


Εικ. 5.1: Σύγκλιση επίλυσης των εξισώσεων για $H/D=2$, $Re=23000$.

Στο Σχ. 5.5 παρουσιάζεται και η κατανομή του τοπικού Nu για αριθμό $Re = 70000$, η οποία συγκρίνεται με τις πειραματικές μετρήσεις του Yan. Για την περιοχή ακτινικής απόστασης $R/D > 2$ από το σημείο ανακοπής ο υπολογισμός του αδιάστατου τοπικού συντελεστή μετάδοσης θερμότητας παρουσιάζει καλή συμφωνία με τα πειραματικά δεδομένα. Αντίθετα, στην περιοχή ανακοπής για $R/D < 2$ παρατηρείται σημαντική απόκλιση από τα πειραματικά δεδομένα, η οποία όμως είναι αρκετά μικρότερη από αποτελέσματα άλλων προσομοιώσεων [12].

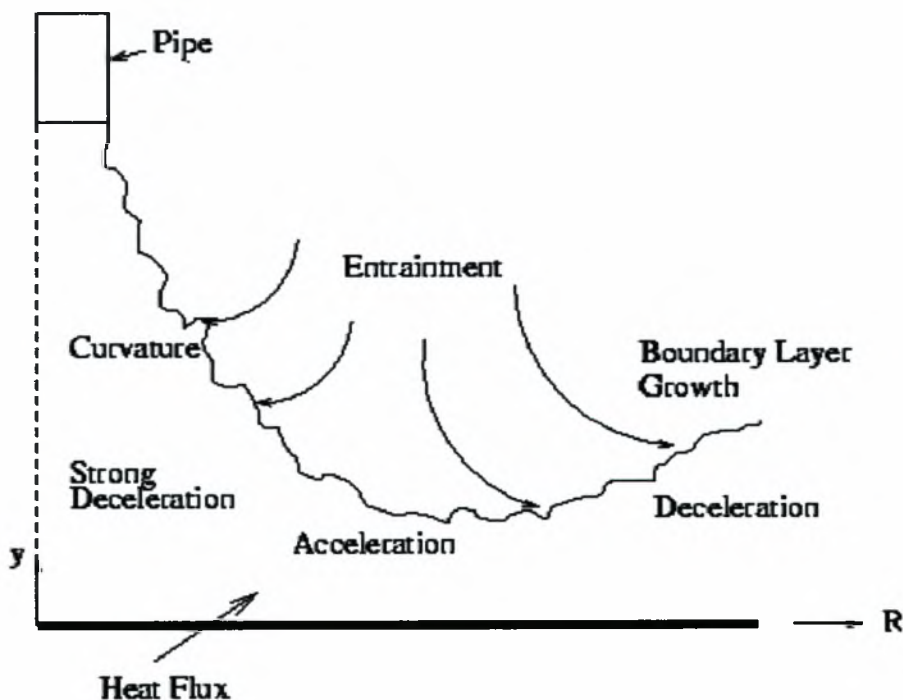


Σχ. 5.5: Κατανομή του τοπικού αριθμού Nu για απόσταση ακροφυσίου – επιφάνειας $H/D=2$ και αριθμό $Re=23000$ και 70000 .



Σχ. 5.6: Κατανομή της αδιάστατης απόστασης y^+ για απόσταση ακροφυσίου – επιφάνειας $H/D=2$ και αριθμό $Re=23000$ και 70000 .

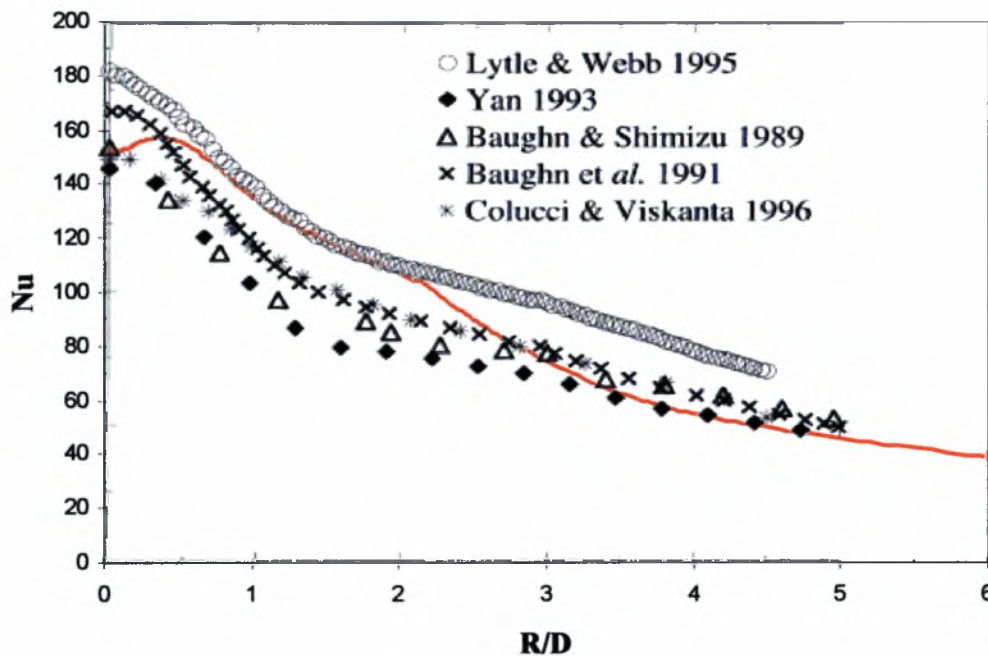
Η απόκλιση μεταξύ πειραματικών δεδομένων και πειραματικών μετρήσεων μπορεί να εξηγηθεί ως εξής. Όπως φαίνεται στην Εικ. 5.2 η δέσμη μετά την έξοδο από το ακροφύσιο υφίσταται καμπύλωση των ροϊκών γραμμών, ενώ καθώς πλησιάζει στην επιφάνεια υπόκειται σε έντονη επιβράδυνση (streamline curvature). Μετά την πρόσπτωση πάνω στην επιφάνεια το ρευστό επιταχύνεται στην ακτινική κατεύθυνση R σχηματίζοντας ένα τρισδιάστατο ροϊκό πεδίο. Οι τυρβώδεις δίνες, που σχηματίζονται στο ελεύθερο διατμητικό στρώμα της δέσμης, μετά την πρόσπτωση επιμηκύνονται στη διεύθυνση παράλληλη προς την επιφάνεια αλλάζοντας έτσι την κλίμακα μήκους της τύρβης. Τα μοντέλα τύρβης δύο εξισώσεων υποθέτουν γραμμική σχέση τάσης – παραμόρφωσης και κλίμακα μήκους τύρβης βασισμένη σε ροές με λεπτά διατμητικά στρώματα. Κατά συνέπεια αυτά τα μοντέλα αναμένεται να παρουσιάσουν φτωχά αποτελέσματα στην περιοχή πρόσπτωσης, όπου οι υποθέσεις αυτές δεν ισχύουν. Για ακτινικές αποστάσεις $R/D > 2$ η ροή εμφανίζει χαρακτηριστικά διδιάστατου οριακού στρώματος και τα μοντέλα τύρβης δύο εξισώσεων αποδίδουν αρκετά καλά.



Εικ. 5.2: Χαρακτηριστικά ροής προσπίπτουσας δέσμης.

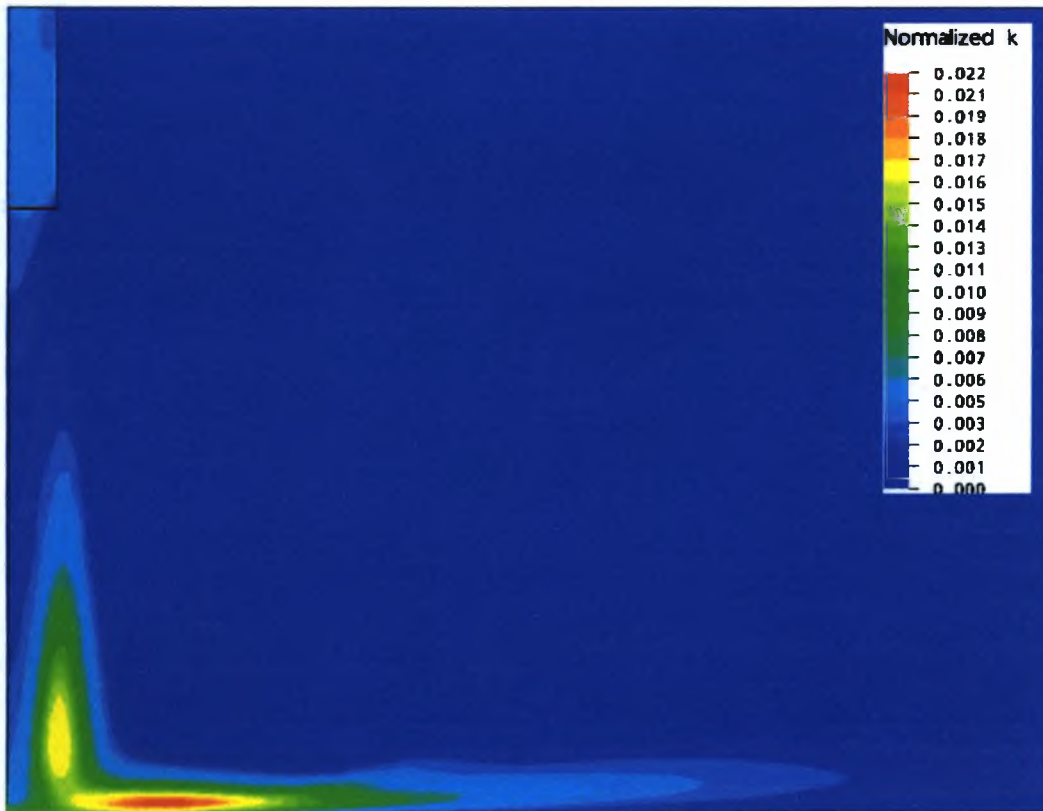
H/D=6

Ο υπολογισμός του τοπικού συντελεστή μετάδοσης θερμότητας Nu για απόσταση επιφάνειας – ακροφυσίου $H/D=6$ και αριθμό $Re=23000$ και η σύγκρισή του με τις πειραματικές μετρήσεις παρουσιάζεται στο Σχ.5.7. Τα αποτελέσματα της προσομοίωσης βρίσκονται μέσα στο εύρος των διαθέσιμων πειραματικών δεδομένων, οι οποίες παρουσιάζουν σημαντικές αποκλίσεις.



Σχ. 5.7: Κατανομή του τοπικού αριθμού Nu για απόσταση ακροφυσίου – επιφάνειας $H/D=6$ και αριθμό $Re=23000$.

Σε αντίθεση με την περίπτωση $R/D=2$, η κατανομή του αριθμού Nu δεν εμφανίζει δευτερεύον τοπικό μέγιστο. Αυτό πιστεύεται ότι οφείλεται στο γεγονός ότι καθώς το ακροφύσιο απομακρύνεται από την επιφάνεια, το σημείο της μέγιστης κινητικής ενέργειας k μετατοπίζεται προς τον άξονα συμμετρίας της δέσμης. Τα αποτελέσματα της παρούσας προσομοίωσης συμφωνούν με την παρατήρηση αυτή (Σχ.5.8), προβλέποντας το σημείο της μέγιστης κινητικής ενέργειας k σε απόσταση $R/D \approx 1$, ενώ το αντίστοιχο σημείο για την περίπτωση $H/D=2$ ήταν στην απόσταση $R/D \approx 2$.



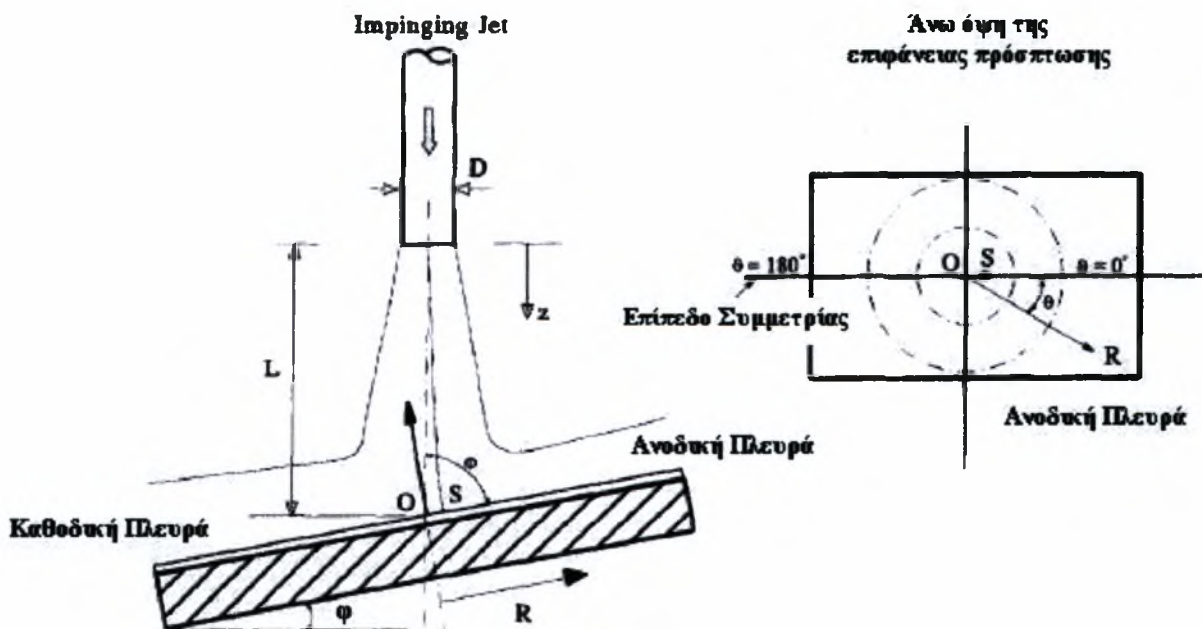
Σχ. 5.8: Κατανομή της τυρβώδους κινητικής ενέργειας k για απόσταση ακροφυσίου – επιφάνειας $H/D=6$ και αριθμό $Re=23000$.

5.2 Πρόσπτωση υπό κλίση

Όταν μια δέσμη ρευστού προσπίπτει σε μια επιφάνεια υπό κλίση τότε δημιουργείται μια ασύμμετρη θερμοκρασιακή κατανομή, λόγω του διαφορετικού τοπικού συντελεστή μετάδοσης θερμότητας που προκύπτει. Αυτή η ασυμμετρία προκύπτει από την άνιση κατανομή της ροής του ρευστού της δέσμης πάνω στην επιφάνεια, όπου η μεγαλύτερη ποσότητα του ρευστού θα ακολουθήσει τη διαδρομή με τη μικρότερη αντίσταση.

5.2.1 Επίδραση της γωνίας πρόσπτωσης

Για την καλύτερη μελέτη της μετάδοσης θερμότητας πάνω στην επιφάνεια παρουσιάζεται η κατανομή του τοπικού αριθμού Nu στην ακτινική κατεύθυνση ανά 90° , όπως φαίνεται στο παρακάτω σχήμα:



Εικ. 5.3: Σύστημα αναφοράς στην επιφάνεια πρόσπτωσης

Η κατεύθυνση για $\theta=0^\circ$ ονομάζεται ως “ανοδική πλευρά” της επιφάνειας, ενώ η κατεύθυνση για $\theta=180^\circ$ αποτελεί την “καθοδική πλευρά”.

Στο σχήμα 5.9 φαίνεται η κατανομή του τοπικού συντελεστή μετάδοσης θερμότητας για τρεις διαφορετικές κλίσεις της επιφάνειας πρόσπτωσης και για απόσταση ακροφυσίου – επιφάνειας $H/D=2$.

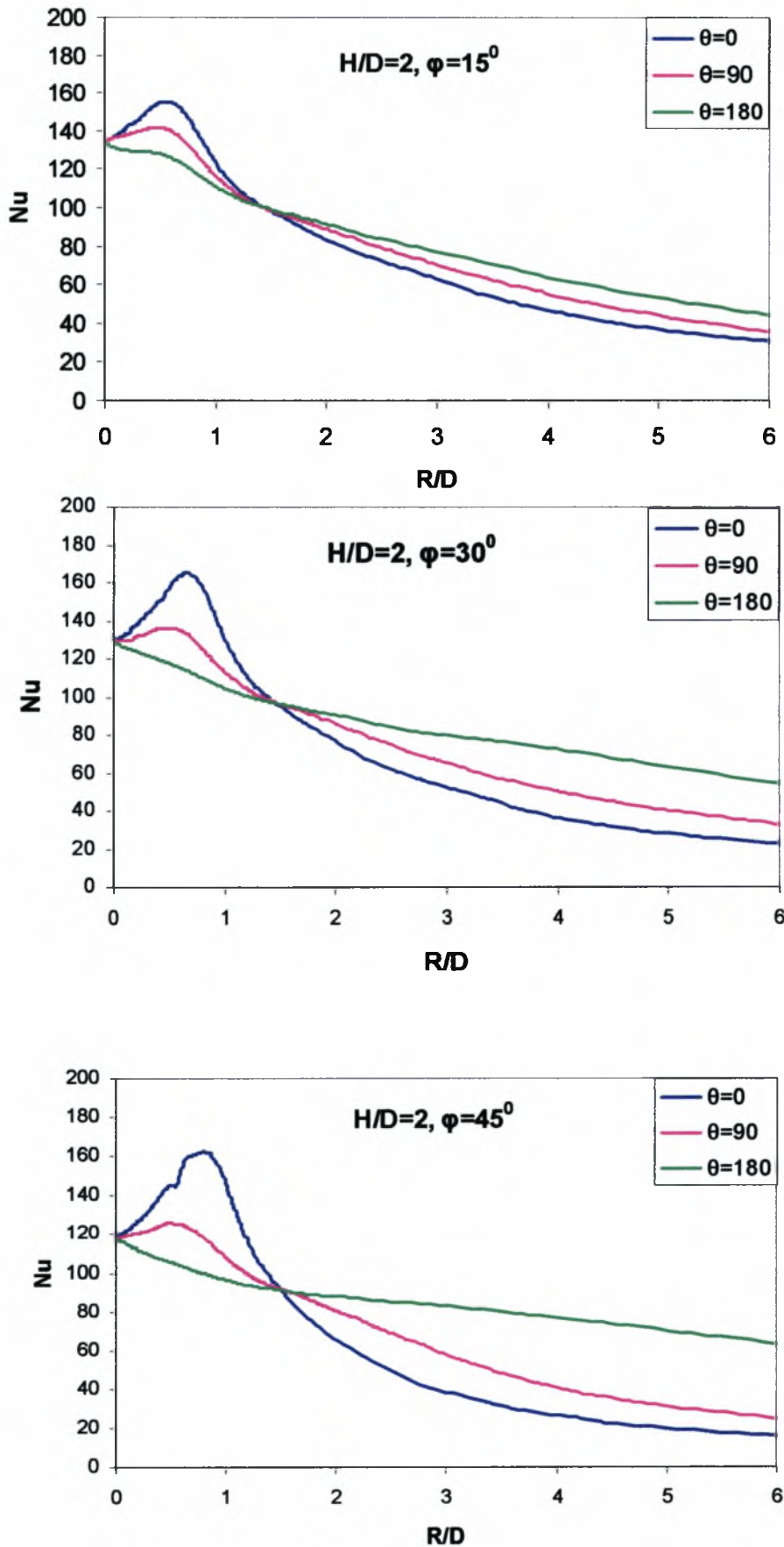
Είναι προφανές ότι όσο αυξάνει η κλίση της επιφάνειας (μείωση γωνίας πρόσπτωσης) τόσο μεγαλύτερη ασυμμετρία παρουσιάζει η κατανομή του τοπικού αριθμού Nu . Η μετατόπιση του σημείου μέγιστης μετάδοσης θερμότητας βρέθηκε στην ανοδική πλευρά ($\theta=0^\circ$) και είναι πολύ εμφανής για αυτήν την απόσταση ακροφυσίου – επιφάνειας. Πέρα από το σημείο αυτό, η κατανομή του συντελεστή μετάδοσης θερμότητας είναι συνεχώς φθίνουσα με έντονο πτωτικό ρυθμό, κάτι που οφείλεται στην μείωση της ορμής του ρευστού. Αντίθετα, η μείωση του τοπικού Nu στην καθοδική πλευρά ($\theta=180^\circ$) γίνεται με πολύ πιο αργό ρυθμό. Η κατανομή του τοπικού αριθμού Nu για $\theta=90^\circ$ προσεγγίζει την αντίστοιχη κατανομή για την περίπτωση της κάθετης πρόσπτωσης. Αυτό φαίνεται καλύτερα στο Σχ.5.10, όπου παρουσιάζεται η επίδραση της κλίσης της επιφάνειας πρόσπτωσης στην κατανομή του τοπικού αριθμού Nu στις τρεις γωνιακές διευθύνσεις $\theta=0^\circ$, $\theta=90^\circ$ και $\theta=180^\circ$. Η επίδραση της κλίσης της επιφάνειας είναι η ελάχιστη στην διεύθυνση $\theta=90^\circ$, όπου η κατανομή του τοπικού Nu πλησιάζει αρκετά αυτήν της κάθετης πρόσπτωσης $\theta=0^\circ$.

Αξιοσημείωτο είναι ότι στην ακτινική απόσταση $R/D \approx 1.5$ (Σχ.5.9) φαίνεται να υπάρχει ένα σημείο διαφοροποίησης της κατανομής του τοπικού Nu . Στην περιοχή πρόσπτωσης για $R/D < 1.5$ η μετάδοση θερμότητας είναι εντονότερη στην ανοδική πλευρά της επιφάνειας από ότι στην καθοδική πλευρά. Για ακτινική απόσταση $R/D > 1.5$ το φαινόμενο αντιστρέφεται και η καθοδική πλευρά παρουσιάζει υψηλότερο τοπικό αριθμό Nu .

Ο μέσος συντελεστής μετάδοσης θερμότητας πάνω στην επιφάνεια είναι ανάλογος του εμβαδού κάτω από την καμπύλη κατανομής του τοπικού αριθμού Nu . Με μια πρώτη προσέγγιση, δεν φαίνεται να υπάρχει σημαντική διαφορά του μέσου συντελεστή μετάδοσης θερμότητας από την περίπτωση της κάθετης πρόσπτωσης.

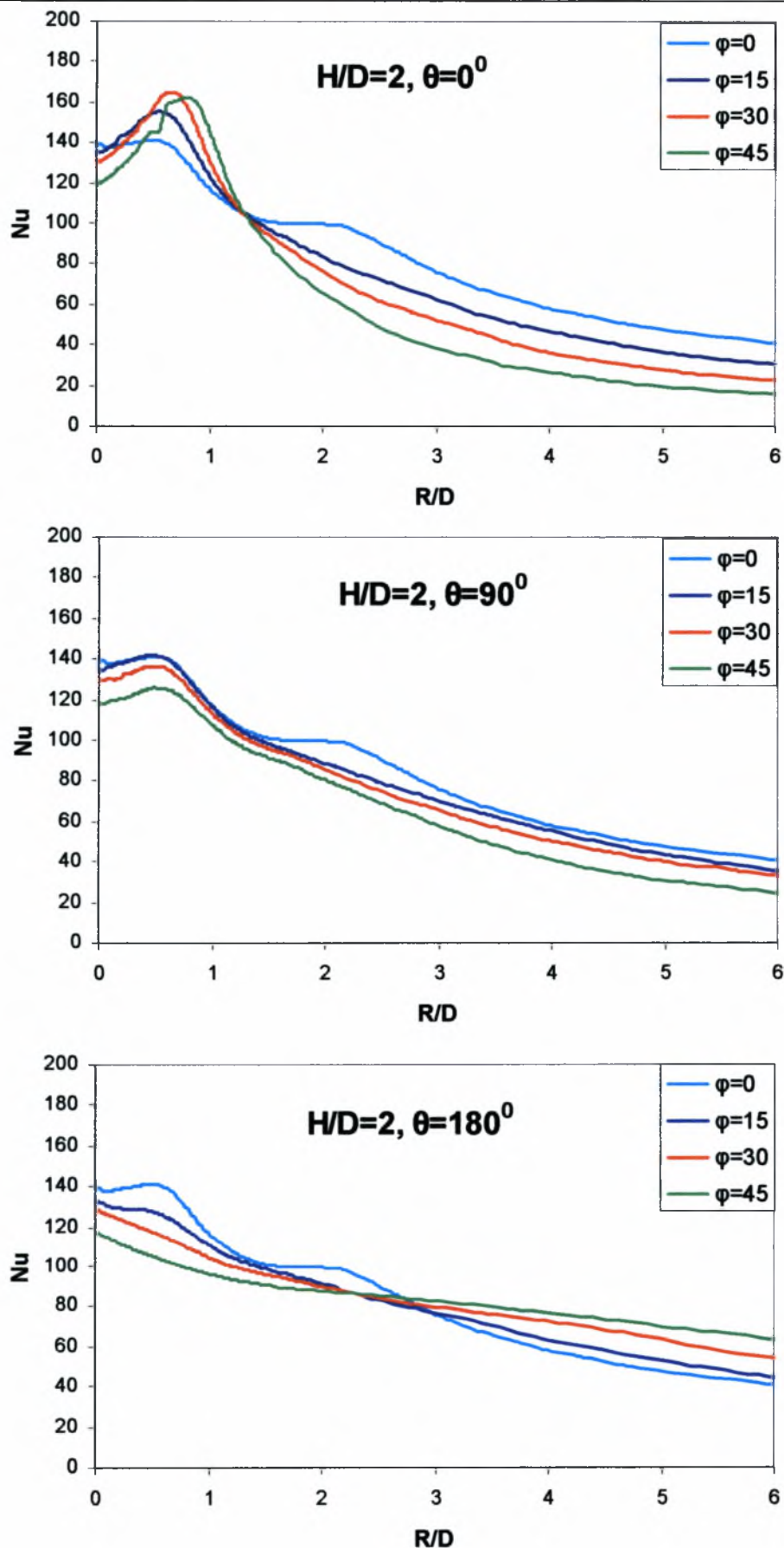
Στο Σχ. 5.11 γίνεται η σύγκριση της κατανομής του αριθμού Nu για κλίση της επιφάνειας $\varphi=30^\circ$ με τα πειραματικά δεδομένα [17]. Τα αποτελέσματα της προσομοίωσης συμφωνούν με αυτά του πειράματος τόσο όσον αφορά την εμφάνιση του σημείου μέγιστης μετάδοσης θερμότητας στην διεύθυνση $\theta=0^\circ$, όσο και στο

μέγεθος της μετατόπισης του σημείου από το γεωμετρικό σημείο ανακοπής. Η πρόβλεψη ωστόσο του τοπικού αριθμού Nu για $\theta=0^0$ είναι χαμηλότερη μέχρι την ακτινική απόσταση $R/D=3$, ενώ δεν εμφανίζονται τα τοπικά μέγιστα που δείχνουν τα πειράματα στις διευθύνσεις $\theta=90^0$ και $\theta=180^0$.

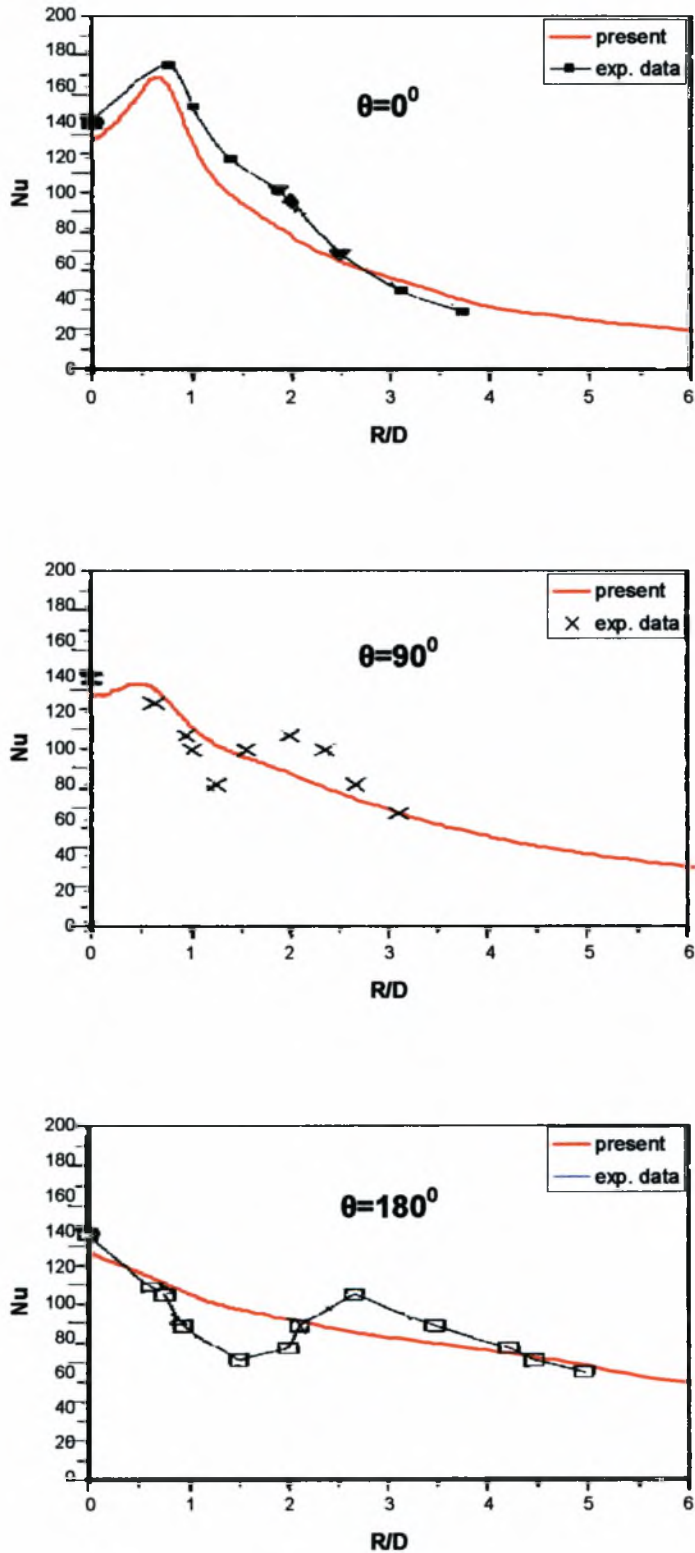


Σχ. 5.9: Κατανομή του τοπικού αριθμού Nu για διαφορετικές κλίσεις της επιφάνειας πρόσπτωσης ($H/D=2$ και αριθμό $Re=23000$).

ΚΕΦ. 5: ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ



Σχ. 5.10: Κατανομή του τοπικού αριθμού Nu σε διαφορετικές γωνιακές διευθύνσεις ($H/D=2$ και αριθμό $Re=23000$).



Σχ. 5.11: Σύγκριση της κατανομής του τοπικού αριθμού Nu με πειραματικά δεδομένα [17] για κλίση επιφάνειας πρόσπτωσης $\varphi=30^\circ$ ($H/D=2$, $Re=23000$).

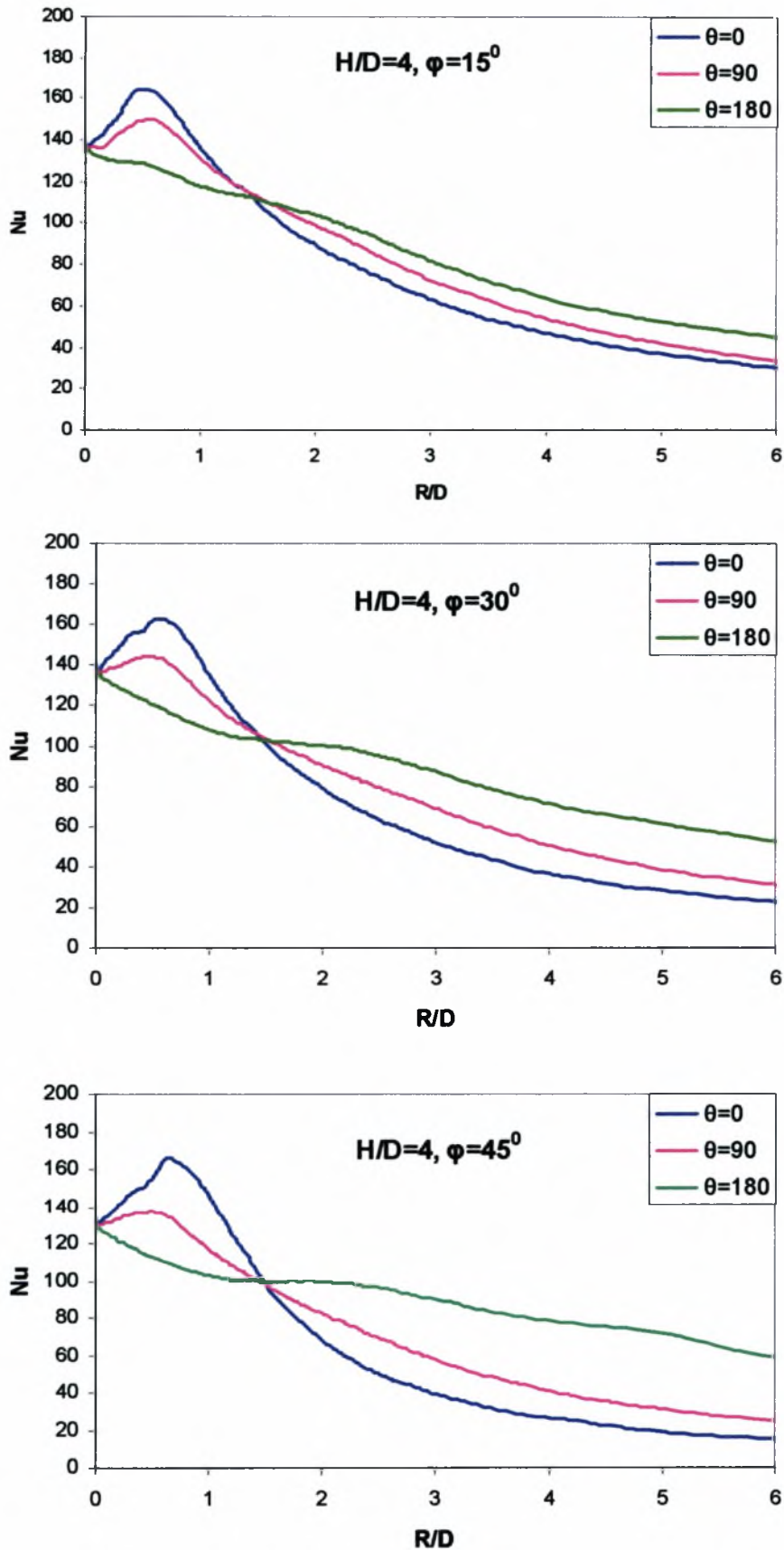
5.2.2 Επίδραση της απόστασης ακροφυσίου – επιφάνειας

Καθώς το ακροφύσιο απομακρύνεται από την επιφάνεια το ρευστό της δέσμης αναμειγνύεται καλύτερα με τον περιβάλλον αέρα και διευρύνεται, με αποτέλεσμα να αποκτά πιο ομοιόμορφη ορμή πριν την πρόσπτωση του πάνω στην επιφάνεια.

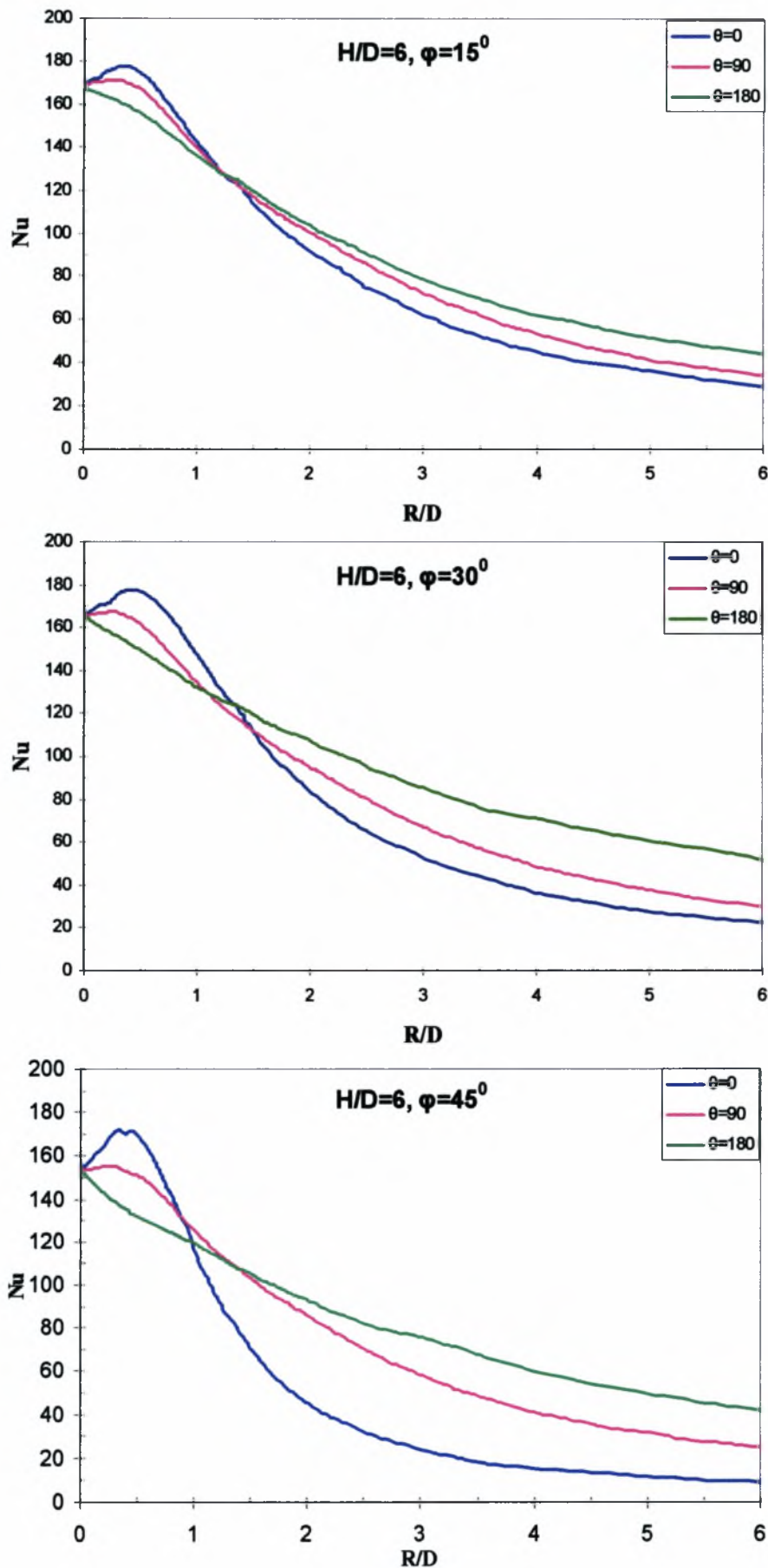
Στα Σχ.5.12 ως 5.14 παρουσιάζεται η κατανομή του συντελεστή μετάδοσης θερμότητας για αποστάσεις ακροφυσίου – επιφάνειας $H/D=4$ και $H/D=6$. Τα ίδια ποιοτικά χαρακτηριστικά με την περίπτωση $H/D=2$ εξακολουθούν να ισχύουν, όμως η επίδραση της κλίσης της επιφάνειας αμβλύνεται αισθητά όσο η έξοδος του ακροφυσίου απομακρύνεται. Καθώς η απόσταση H/D αυξάνει, η ανομοιομορφία στον συντελεστή μετάδοσης θερμότητας πάνω στην επιφάνεια γίνεται όλο και λιγότερο έντονη.

Στα Σχ. 5.15 και 5.16 παρουσιάζεται η μετατόπιση του σημείου μέγιστης μετάδοσης θερμότητας Nu_{max} και του σημείου ανακοπής της ροής S_{stag} από το γεωμετρικό σημείο ανακοπής O , συναρτήσει της απόστασης H/D και της κλίσης της επιφάνειας φ . Το γεωμετρικό σημείο ανακοπής ορίζεται ως το σημείο τομής του άξονα συμμετρίας της δέσμης του ρευστού με την επιφάνεια πρόσπτωσης. Η μετατόπιση και των δύο σημείων από το γεωμετρικό σημείο ανακοπής αυξάνει όσο μειώνεται η απόσταση ακροφυσίου – επιφάνειας. Επίσης, αυξάνει ελαφρά όσο αυξάνει η κλίση της επιφάνειας πρόσπτωσης. Η μετατόπιση τόσο του σημείου μέγιστης μετάδοσης θερμότητας, όσο και του σημείου ανακοπής της ροής είναι μέγιστη για $H/D=2$ και $\varphi=45^{\circ}$. Η ίδια συμπεριφορά εμφανίζεται και στις πειραματικές μετρήσεις του Yan και Saniei [17].

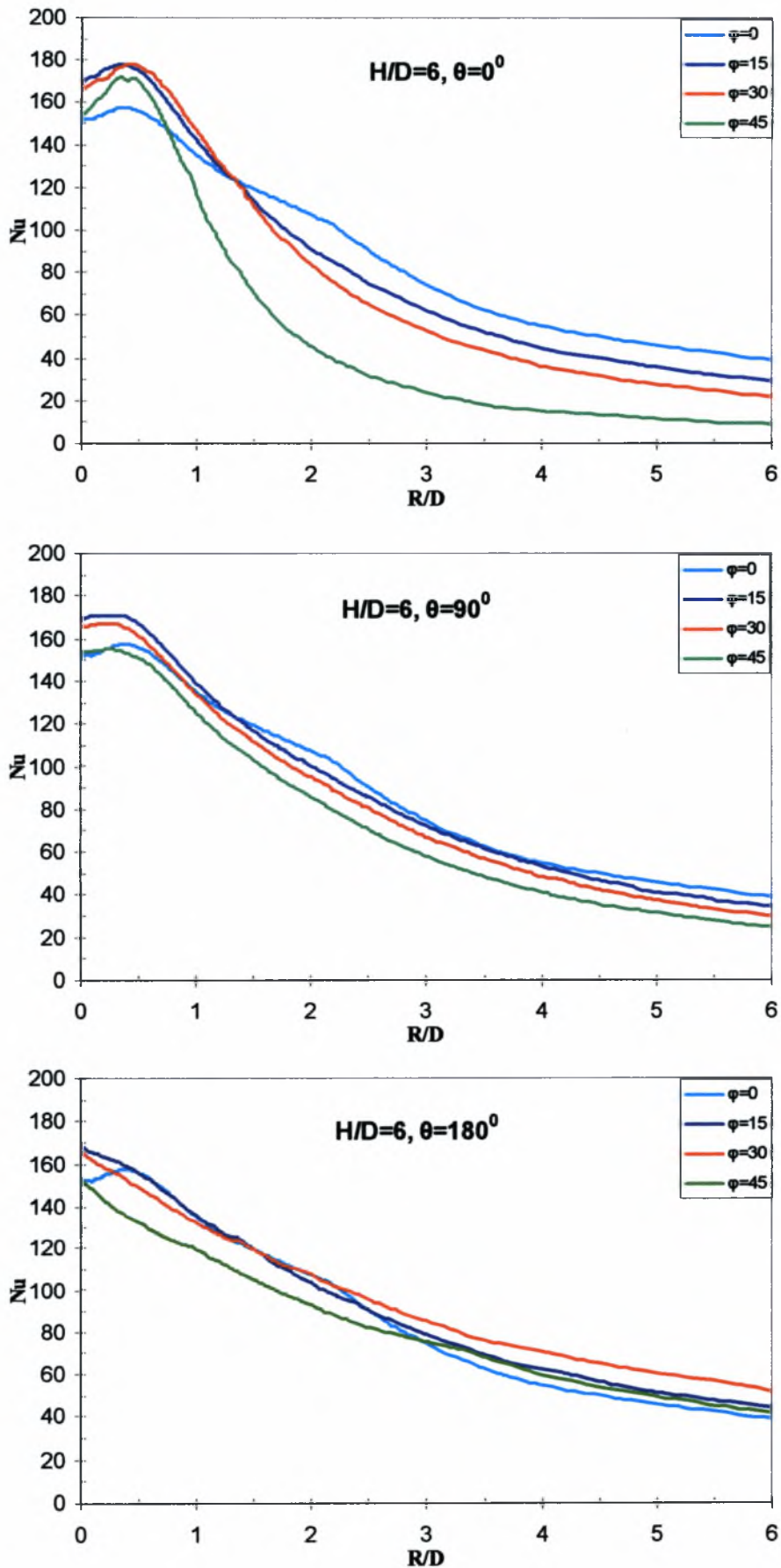
Στο Σχ.5.17 παρουσιάζεται η μέγιστη τιμή του τοπικού συντελεστή μετάδοσης θερμότητας Nu_{max} που εμφανίζεται για κάθε κλίση της επιφάνειας πρόσπτωσης συναρτήσει της απόστασης ακροφυσίου – επιφάνειας. Ο μέγιστος Nu εμφανίζεται στην απόσταση $H/D=6$ και για κλίση της επιφάνειας $\varphi=15^{\circ}$ και 30° .



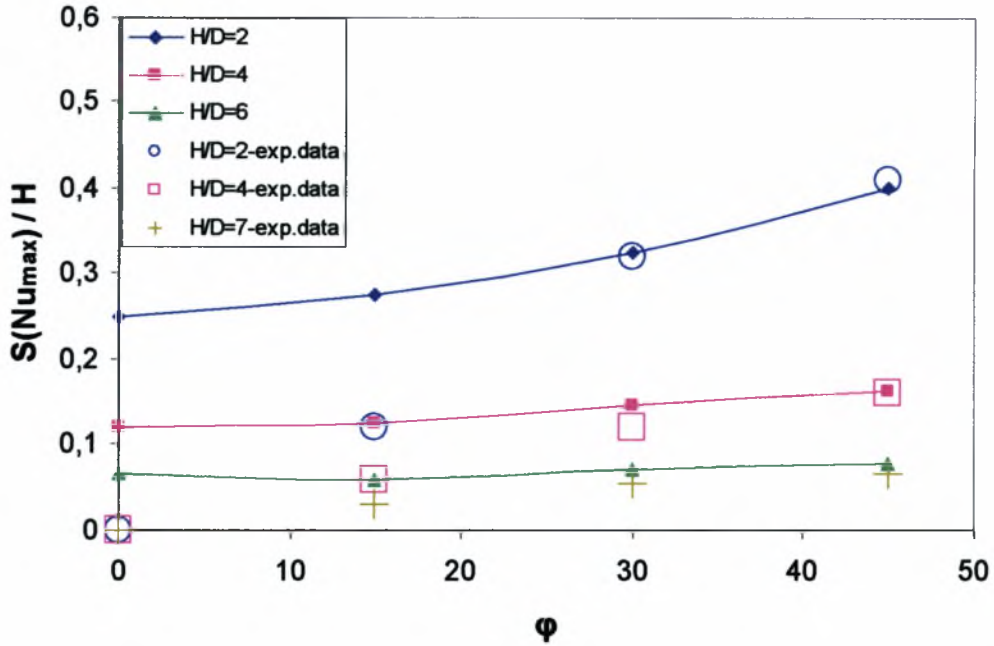
Σχ. 5.12: Κατανομή του τοπικού αριθμού Nu για διαφορετικές κλίσεις της επιφάνειας πρόσπτωσης ($H/D=4$ και αριθμό $Re=23000$).



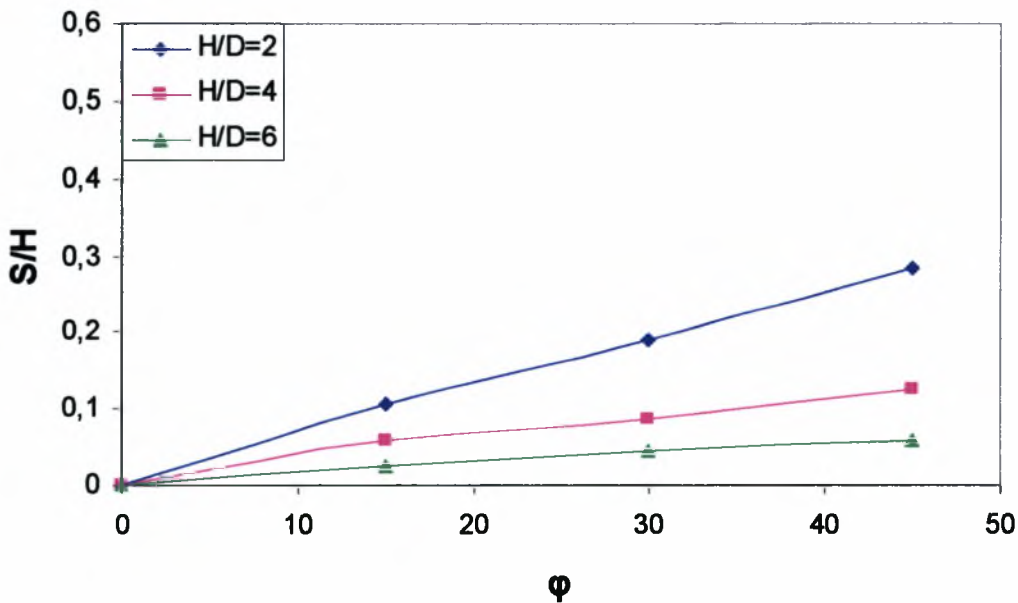
Σχ. 5.13: Κατανομή του τοπικού αριθμού Nu για διαφορετικές κλίσεις της επιφάνειας πρόσπτωσης ($H/D=6$ και αριθμό $Re=23000$).



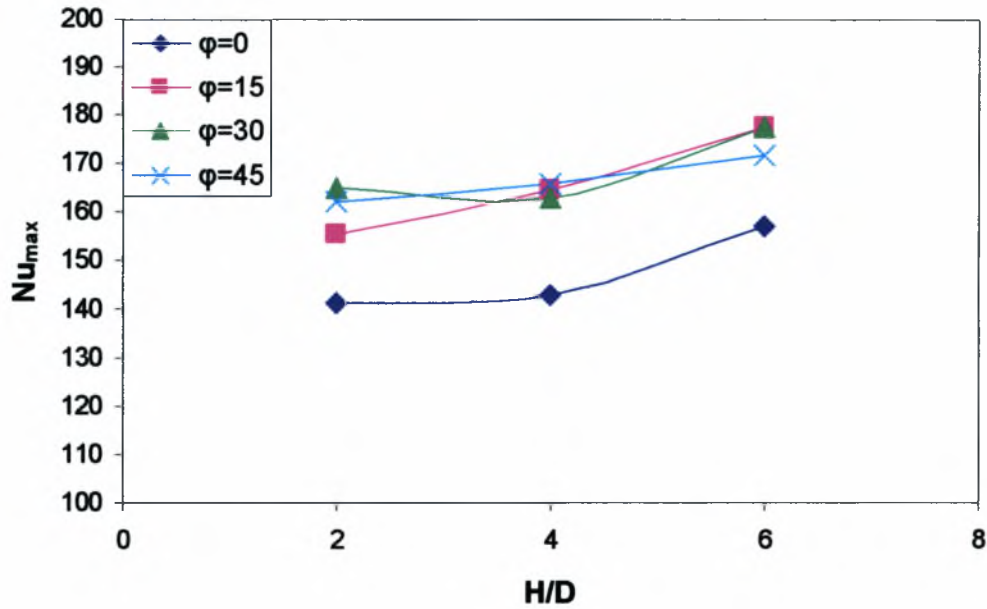
Σχ. 5.14: Κατανομή του τοπικού αριθμού Nu σε διαφορετικές γωνιακές διευθύνσεις ($H/D=2$ και αριθμό $Re=23000$).



Σχ. 5.15: Μετατόπιση του σημείου μέγιστης μετάδοσης θερμότητας Nu_{max} από το γεωμετρικό σημείο ανακοπής, συναρτήσει της απόστασης H/D και της κλίσης της επιφάνειας ϕ .

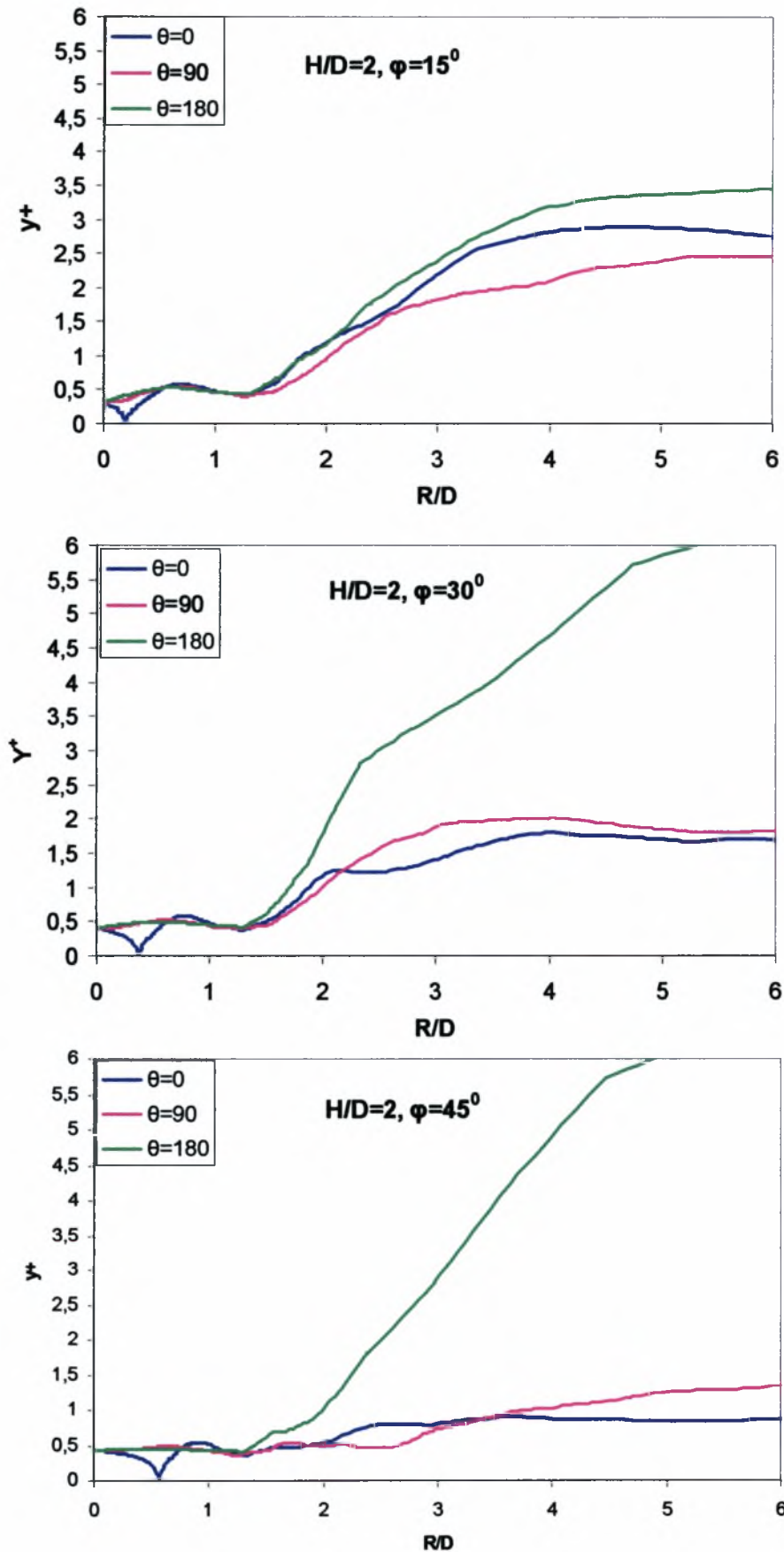


Σχ. 5.16: Μετατόπιση του σημείου ανακοπής της ροής S_{stag} από το γεωμετρικό σημείο ανακοπής, συναρτήσει της απόστασης H/D και της κλίσης της επιφάνειας ϕ .

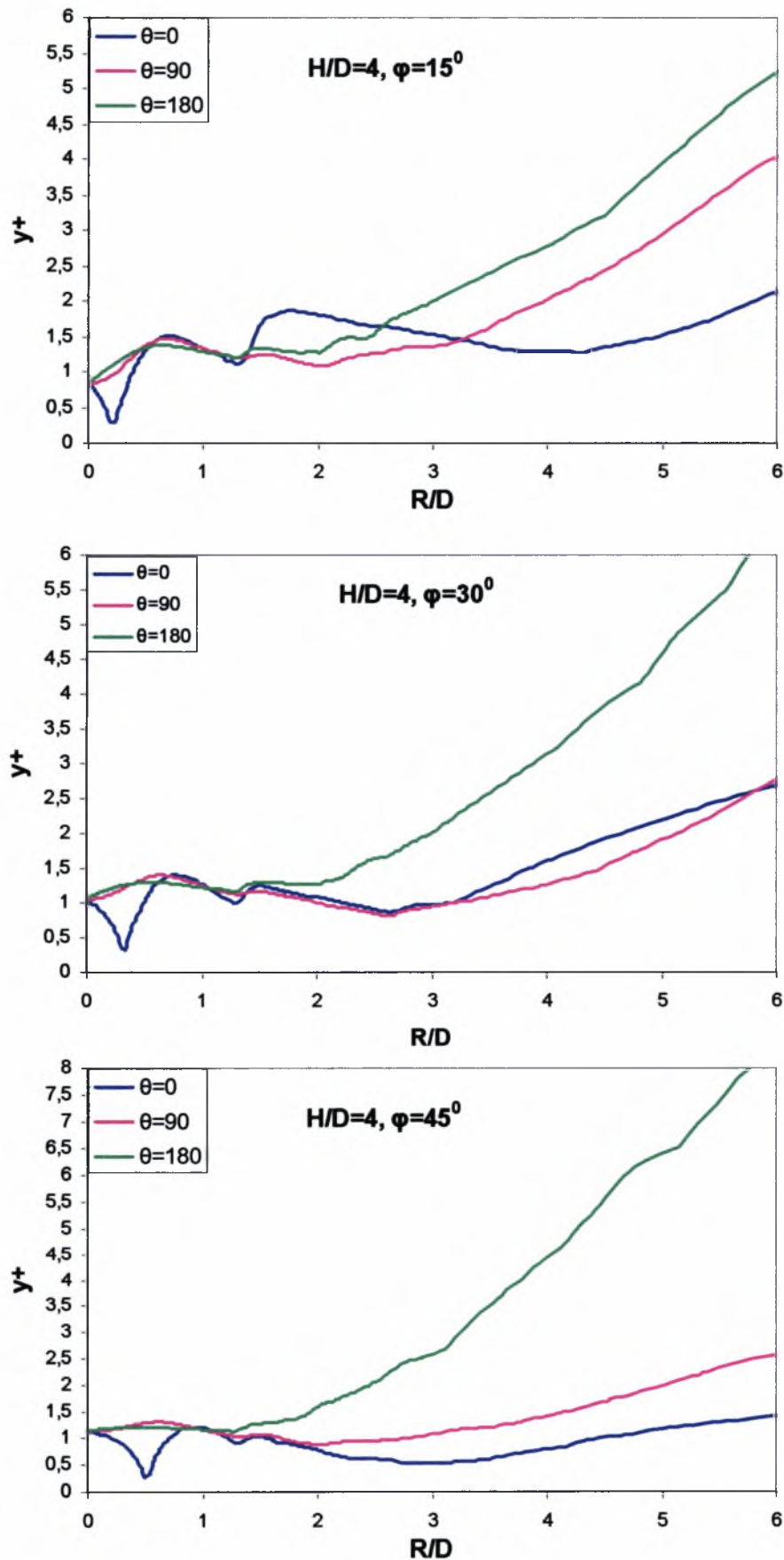


Σχ. 5.17: Μέγιστος τοπικός συντελεστής μετάδοσης θερμότητας Nu_{max} συναρτήσει της απόστασης ακροφυσίου – επιφάνειας.

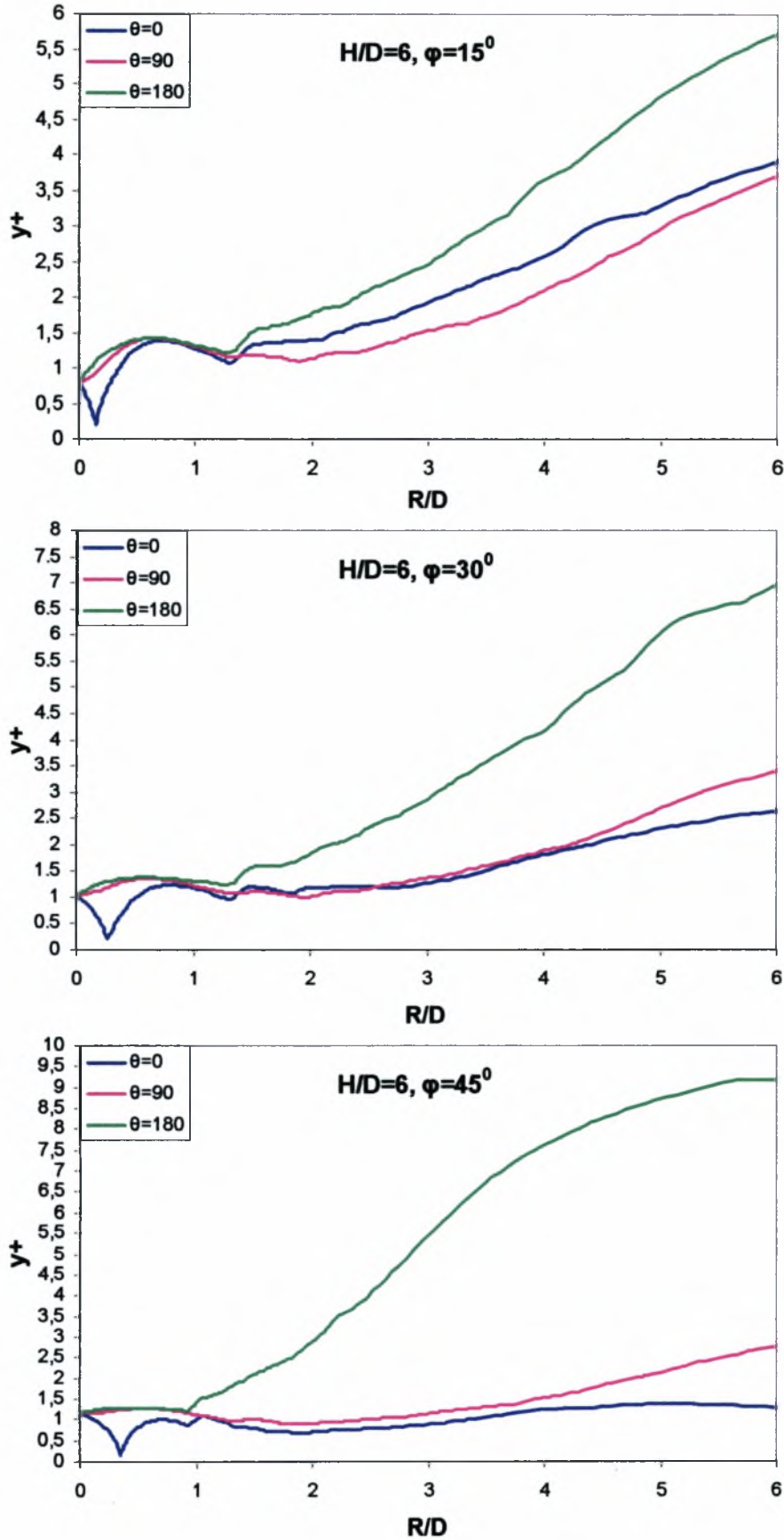
Στα Σχ.5.18 ως 5.20 παρουσιάζονται οι κατανομές της αδιάστατης απόστασης y^+ από το τοίχωμα για όλες τις περιπτώσεις πρόσπτωσης υπό κλίση. Αυτό που μπορεί να παρατηρήσει κανείς είναι η απότομη μείωση του y^+ στην γωνιακή κατεύθυνση $\theta=0^0$ (ανοδική πλευρά) λόγω της απότομης επιβράδυνσης του ρευστού, ενώ το σημείο για y_{min} δείχνει το σημείο ανακοπής της ροής S_{stag} . Αντίθετα στην κατεύθυνση $\theta=180^0$ (καθοδική πλευρά) η αδιάστατη απόσταση y^+ αυξάνει κατά μήκος της επιφάνειας λόγω της επιτάχυνσης της ροής, ενώ όσο αυξάνει η κλίση της επιφάνειας τόσο εντονότερη είναι και η αύξηση της απόστασης y^+ .



Σχ. 5.18: Κατανομή της αδιάστατης απόστασης y^+ για πρόσπτωση υπό κλίση ($H/D=2$ και $Re=23000$).



Σχ. 5.19: Κατανομή της αδιάστατης απόστασης y^+ για πρόσπτωση υπό κλίση ($H/D=4$ και $Re=23000$).



Σχ. 5.20: Κατανομή της αδιάστατης απόστασης y^+ για πρόσπτωση υπό κλίση ($H/D=6$ και $Re=23000$).

6. ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ

Στο πρώτο κομμάτι της εργασίας, που είχε ως σκοπό την πιστοποίηση των αποτελεσμάτων της προσομοίωσης, υπολογίστηκε το θερμικό πεδίο, που δημιουργείται κατά την κάθετη πρόσπτωση μιας αξισυμμετρικής δέσμης σε στερεή επιφάνεια και η σύγκριση τους με τις διαθέσιμες πειραματικές μετρήσεις.

Η πρόβλεψη του τοπικού συντελεστή μετάδοσης θερμότητας, για την ευρέως μελετημένη περίπτωση της κάθετης πρόσπτωσης, με απόσταση ακροφυσίου – επιφάνειας $H/D=2$ και αριθμό $Re=23000$ ήταν αρκετά κοντά στα πειραματικά δεδομένα σε όλο το μήκος της πλάκας. Τα πειραματικά δεδομένα εμφανίζουν ένα δεύτερο τοπικό μέγιστο στην αξονική απόσταση $R/D \approx 2$. Η κατανομή του τοπικού αριθμού Nu της παρούσας προσομοίωσης προσεγγίζει αυτή την συμπεριφορά, χωρίς να εμφανίζει ξεκάθαρα το δεύτερο τοπικό μέγιστο, προβλέπει όμως στην απόσταση αυτή το σημείο της μέγιστης κινητικής ενέργειας τύρβης.

Ο υπολογισμός του τοπικού συντελεστή μετάδοσης θερμότητας Nu για απόσταση επιφάνειας – ακροφυσίου $H/D=6$ και ίδιο αριθμό $Re=23000$ παρουσίασε αποτελέσματα τα οποία βρίσκονται μέσα στο εύρος των διαθέσιμων πειραματικών δεδομένων, οι οποίες όμως παρουσιάζουν σημαντικές αποκλίσεις.

Η κατανομή του τοπικού Nu για μεγαλύτερο αριθμό $Re=70000$ και απόσταση $H/D=2$ συγκρίθηκε με τις πειραματικές μετρήσεις του Yan. Για την περιοχή ακτινικής απόστασης $R/D > 2$ από το σημείο ανακοπής ο υπολογισμός του αδιάστατου τοπικού συντελεστή μετάδοσης θερμότητας παρουσιάζει καλή συμφωνία με τα πειραματικά δεδομένα. Αντίθετα, στην περιοχή ανακοπής για $R/D < 2$ παρατηρείται σημαντική απόκλιση από τα πειραματικά δεδομένα, η οποία όμως είναι αρκετά μικρότερη από αποτελέσματα άλλων προσομοιώσεων.

Στο δεύτερο μέρος της εργασίας πραγματοποιήθηκε παραμετρική μελέτη της επίδρασης της γωνίας πρόσπτωσης και της απόστασης ακροφυσίου – επιφάνειας στον τοπικό συντελεστή μετάδοσης θερμότητας. Η κλίση της επιφάνειας φ έλαβε τις τιμές 0° (κάθετη πρόσπτωση), 15° , 30° και 45° , ενώ η απόσταση ακροφυσίου - επιφάνειας L/D έλαβε τις τιμές 2, 4 και 6. Μπορούν να εξαχθούν τα ακόλουθα συμπεράσματα:

Η κατανομή του τοπικού συντελεστή Nu είναι μη αξιsymμετρική. Όσο αυξάνεται η απόσταση ακροφυσίου – επιφάνειας, τόσο λιγότερο έντονη είναι η ασυμμετρία της κατανομής, καθώς το ρευστό της δέσμης αναμειγνύεται καλύτερα με τον περιβάλλον αέρα και διευρύνεται, με αποτέλεσμα να αποκτά πιο ομοιόμορφη ορμή πριν την πρόσπτωση του πάνω στην επιφάνεια.

Στο εύρος των παραμέτρων που χρησιμοποιήθηκαν, το σημείο της μέγιστης μετάδοσης θερμότητας, καθώς και το σημείο ανακοπής της ροής μετατοπίστηκαν από το γεωμετρικό σημείο ανακοπής προς την ανοδική πλευρά της επιφάνειας. Τα δύο αυτά σημεία δεν συμπίπτουν.

Η μετατόπιση του σημείου μέγιστης μετάδοσης θερμότητας (αδιαστατοποιημένη με την απόσταση ακροφυσίου – επιφάνειας) είναι μέγιστη για $H/D=2$ και αυξάνει με την αύξηση της κλίσης της επιφάνειας (μείωση της γωνίας πρόσπτωσης).

Η κατανομή του τοπικού συντελεστή Nu εμφανίζει σημείο διαφοροποίησης. Στην περιοχή πρόσπτωσης η μετάδοση θερμότητας είναι εντονότερη στην ανοδική πλευρά ($\theta=0^\circ$) της επιφάνειας από ότι στην καθοδική πλευρά ($\theta=180^\circ$). Μετά από κάποια ακτινική απόσταση το φαινόμενο αντιστρέφεται και η καθοδική πλευρά παρουσιάζει υψηλότερο τοπικό αριθμό Nu . Αυτό οφείλεται στο γεγονός ότι το ρευστό στην ανοδική πλευρά χάνει πολύ πιο γρήγορα την ορμή του από αυτό που ρέει στην καθοδική πλευρά. Η κατανομή του τοπικού αριθμού Nu για $\theta=90^\circ$ προσεγγίζει την αντίστοιχη κατανομή για την περίπτωση της κάθετης πρόσπτωσης.

Ο μέγιστος τοπικός συντελεστής μετάδοσης θερμότητας Nu_{max} εμφανίζεται στην απόσταση ακροφυσίου – επιφάνειας πρόσπτωσης $H/D=6$ και για κλίση της επιφάνειας $\varphi=15^\circ$ και 30° .

Για την εξαγωγή ασφαλέστερων και πιο γενικών συμπερασμάτων απαιτείται περαιτέρω διερεύνηση με μεγαλύτερο εύρος παραμέτρων. Η επίδραση του αριθμού Re στη διαμόρφωση του θερμικού πεδίου για την περίπτωση της πρόσπτωσης υπό κλίση είναι σκόπιμο να διερευνηθεί.

BIBΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

1. Jambunathan, K., Lai, E., Moss, M.A., Button, B.L., 1992. A review of heat transfer data for single circular jet impingement. *Int. J. Heat Fluid Flow* 13, 106-115
2. Martin, H., Heat and mass transfer between impinging gas jets and solid surfaces, 1977. *Advances in Heat Transfer*, 13, 1-60.
3. Gauntner, J., Livingood, N.B., Hrycak, P., 1970. Survey of literature on flow characteristics of a single turbulent jet impinging on a flat plate, NASA TN D-5652, Lewis Research Center.
4. Viskanta, R., Heat transfer to impinging isothermal gas and flame jets, 1993. *Experimental thermal and Fluid Science*, 6, 111-134.
5. Webb, B., Ma, C.-F., 1995. Single-phase liquid jet impingement heat transfer. *Advances in Heat Transfer* 26, 105-217.
6. Beitelmal, A.H., Saad, M.A., Patel, C.D., 1997. Heat transfer of an air jet impinging on a rough surface. In: *ASME National Heat Transfer Conference*, HTD-vol. 347, Baltimore, Maryland.
7. Cooper, D., Jackson, D., Launder, B. and Liao, G., 1993. Impinging jet studies for turbulence model assessment – I. Flow-field experiments. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 36 (10), 2675-2684.
8. Bagn, J., Shimizu, S., 1989. Heat transfer measurements from a surface with uniform heat flux and an impinging jet. *Journal of Heat Transfer*, 111, 1096-1098
9. Bagn, J., Hechacova, A., Yan, X., 1991. An experimental study of entrainment effects on the heat transfer from a flat surface to a heated circular impinging jet. *Journal of Heat Transfer* 113, 1023-1065
10. Yan, X., 1993. A preheated-wall transient method using liquid crystals for the measurement of heat transfer on external surfaces and in ducts. Ph.D Thesis, University of California, Davis.
11. Lytle, D., Webb, B., 1994. Air jet impingement heat transfer at low nozzle-plate spacings. *Int. J. Heat Mass Transfer* 37, 1687-1697.
12. Craft, T. J., Graham, L. J. W., and Launder, B. E., 1993, Impinging jet studies for turbulence model assessment – II. An examination of the performance of four turbulence models, *Int. J. Heat Mass Transfer*. 36 (10), 2685-2697.
13. Brison JF, Brun G., 1991. Round normally impinging turbulent jets, Proc. 15th Meeting IAHR Working Group on Refined Flow Modeling, Lab. Mc. Fluides, ECL, Lyon, France.

14. Beltaos, S., 1976. Oblique impingement of circular turbulent jets. *J. Hydraylic Res.* 14, 17-36
15. Sparrow, E.M., Lovell, B.J., 1980. Heat transfer characteristics of an oblique impinging circular jet. *J. Heat Transfer* 102, 202-209.
16. Goldstein, R.J., Franchett, M.E., 1988. Heat transfer from a flat surface to an oblique impinging jet. *J. Heat Transfer* 110, 84-90.
17. Jan, X., Saniei, N., 1997. Heat transfer from an oblique impinging air jet to a flat plate. *Int. J. Heat Fluid Flow* 8 (6), 591-599.
18. Popiel, C., and Trass, O., 1991. Visualization of a free and impinging round jet. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 4, 253-264.
19. Gikas, A., Yakinthos K., Valougeorgis D., Stapountzis H., 1999. Impingement of a circular jet on a heated flat surface. *FLUENT Users Seminar*, Sheffield, UK, Sept 16-17.
20. Stapountzis, H., Goulas, A., Seitanis, S., Xenopoulos, G., Salpistis, C., Zavalkou, V., 1997. Heat transfer of inclined impinging jets.
21. Kalmanidis, C., Theodoridis, G., Valougeorgis, D., Stapoutzis, E., Heat transfer prediction in an obliquely impinging circular jet to a flat plate, *European CFX Conference*, 16-18 September 2002, Strasburg, France.
22. AEA Technology Engineering Software Limited, Waterloo, Ontario, Canada, *CFX-5.5 Theory Documentation*.
23. Patankar, S.V., *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*, McGraw-Hill, New York, NY, 1980.
24. Α.Θ. Παπαϊωάννου, 1999. *Μηχανική των ρευστών*, Παπασωτηρίου, Αθήνα.

ΟΡΟΛΟΓΙΑ

Λατινικοί Χαρακτήρες

$C_p, C_{\varepsilon 1}, C_{\varepsilon 2}$	σταθερές μοντέλου τύρβης $k-\varepsilon$
D	διάμετρος ακροφυσίου
H	απόσταση ακροφυσίου – επιφάνειας πρόσπτωσης
h	στατική ενθαλπία
$h(x)$	τοπικός συντελεστής μετάδοσης θερμότητας
k	κινητική ενέργεια τύρβης
k_{norm}	αδιαστατοποιημένη κινητική ενέργεια τύρβης
l	κλίμακα μήκους της τύρβης
Nu	αδιάστατος συντελεστής μετάδοσης θερμότητας Nusselt
O	γεωμετρικό σημείο ανακοπής
P	στατική πίεση
Pr	αριθμός Prandtl
\dot{q}	ποσό θερμοροής που προσδίδεται στην επιφάνεια πρόσπτωσης
R	ακτινική απόσταση από το γεωμετρικό σημείο ανακοπής της ροής
Re	αριθμός Reynolds
S	όροι πηγής στις εξισώσεις ορμής και ενέργειας
S_{stag}	σημείο ανακοπής της ροής
T_w	θερμοκρασία επιφάνειας πρόσπτωσης
T_b	θερμοκρασία εισόδου αέρα στο ακροφύσιο
TI	ένταση τύρβης (%)
u	στιγμιαία ταχύτητα

u_b	μέση ταχύτητα του ρευστού της δέσμης στο σημείου εισόδου στο ακροφύσιο
y	απόσταση από την επιφάνεια πρόσπτωσης στην αξονική κατεύθυνση
y^+	αδιάστατη απόσταση από το τοίχωμα

Ελληνικοί Χαρακτήρες

α, β, β'	συντελεστές μοντέλου τύρβης $k - \omega$
δ	δέλτα του Kgoecker
ε	ρυθμός σκέδασης της κινητικής ενέργειας τύρβης
θ	γωνιακή κατεύθυνση στην επιφάνεια πρόσπτωσης
λ	θερμική αγωγιμότητα
μ	δυναμικό ιξώδες του ρευστού
ν	κινηματικό ιξώδες του ρευστού
ν_t	κινηματικό ιξώδες τύρβης
ρ	πυκνότητα του ρευστού
τ	τανυστής τάσεων
Φ	βαθμωτό μέγεθος
φ	κλίση της επιφάνειας πρόσπτωσης
ω	συχνότητα των μεγάλων δινών της τύρβης