

Αριθμητική και Πειραματική Μελέτη της Υποκρίσιμης Τυρβώδους Ροής με Ελεύθερη Επιφάνεια πάνω από Ημικυκλικό Εμπόδιο

Ε. ΚΟΥΤΑΝΤΟΣ

Δρ Πολιτικός Μηχανικός Α.Π.Θ.
Επιστημονικός Συνεργάτης

Π. ΠΡΙΝΟΣ

Καθηγητής Α.Π.Θ.

Περίληψη

Στην εργασία αυτή εξετάζεται αριθμητικά και πειραματικά η υποκρίσιμη τυρβώδης ροή με ελεύθερη επιφάνεια πάνω από εμπόδιο ημικυκλικής διατομής. Τόσο ανάντη, όσο και κατάντη του εμποδίου η ροή είναι υποκρίσιμη, ενώ παρατηρείται καμπυλότητα της ελεύθερης επιφάνειας και των γραμμών ροής πάνω και μετά το εμπόδιο ανάλογα με τον αριθμό Froude. Η προσομοίωση του φαινομένου επιτυγχάνεται αριθμητικά με τη μέθοδο των πεπερασμένων όγκων επιλύοντας τις εξισώσεις Reynolds (RANS), με τη μέθοδο VOF για τον προσδιορισμό της ελεύθερης επιφάνειας και με το μοντέλο τύρβης τάσεων Reynolds (RSM) για το «κλείσιμο» της τύρβης. Συγκρίνονται πειραματικά και αριθμητικά μέσα μεγέθη της ροής (ελεύθερη επιφάνεια, μέσες σημειακές ταχύτητες), ενώ τα αριθμητικά αποτελέσματα φανερώσουν ορισμένα στοιχεία της δομής της τύρβης.

1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Η παρουσία εμποδίων στον πυθμένα ανοικτών αγωγών έχει πολλαπλές επιπτώσεις στα υδροδυναμικά χαρακτηριστικά της ροής και εφαρμόζεται σε πληθώρα υδραυλικών έργων.

Σε πολλές πειραματικές και αριθμητικές εργασίες για ροές πάνω από εμπόδια ([1], [2], [3], [5], [7], [8], [9], [15], [16], [19], [20]) αναφέρονται πληροφορίες σχετικά με το πεδίο μέσων ταχυτήτων, τα χαρακτηριστικά της τύρβης, την ανακυκλοφορία της ροής και το μήκος της. Οι περισσότερες αριθμητικές διερευνήσεις πραγματεύονται ροές με μικρούς αριθμούς Fr, χωρίς καμπυλότητα της ελεύθερης επιφάνειας, η ελεύθερη επιφάνεια αντιμετωπίζεται ως στερεό όριο, ενώ το κλείσιμο της τύρβης επιτυγχάνεται με μοντέλα τύπου k-ε ακόμα και σε περιπτώσεις με ισχυρή ανακυκλοφορία.

Πρόσφατα στην εργασία [10] διερευνήθηκε αριθμητικά η τυρβώδης ροή πάνω από τετράγωνο εμπόδιο ($Fr_{\text{ανάντη}} = 0.42$, $Fr_{\text{κατάντη}} = 2.78$ όπου $Fr = U / \sqrt{gh}$, U =μέση ταχύτητα διατομής, h =βάθος ροής, g =επιτάχυνση της βαρύτητας), με έντονη καμπυλότητα στην ελεύθερη επιφάνεια, επιλύοντας τις εξισώσεις RANS μαζί με τη μέθοδο VOF (Hirt & Nichols, Υποβλήθηκε: 10.12.2003 Έγινε δεκτή: 7.12.2004

1981) και το μοντέλο τύρβης k-ε δύο στιβάδων. Τα αριθμητικά αποτελέσματα για τη θέση της ελεύθερης επιφάνειας και τη δομή του πεδίου μέσων ταχυτήτων ήταν σε ικανοποιητική συμφωνία με διαθέσιμα πειραματικά αποτελέσματα.

Παρόμοια ήταν η μεθοδολογία, η οποία ακολουθήθηκε στην εργασία [11], για την προσομοίωση της τυρβώδους ροής με ελεύθερη επιφάνεια σε ημιτονοειδή πυθμένα τόσο για υποκρίσιμη όσο και για υπερκρίσιμη ροή. Χρησιμοποιήθηκε το μοντέλο τύρβης RSM για το κλείσιμο της τύρβης. Τα αριθμητικά αποτελέσματα ήταν σε ικανοποιητική συμφωνία με δημοσιευμένα πειραματικά.

Στην εργασία [12] εξετάστηκε αριθμητικά η διδιάστατη ροή πάνω από τετράγωνο εμπόδιο. Η ροή μεταβαλλόταν από υποκρίσιμη ανάντη ($Fr_{\text{ανάντη}} = 0.75$) σε υπερκρίσιμη κατάντη ($Fr_{\text{κατάντη}} = 1.8$), με κρίσιμες συνθήκες πάνω στο εμπόδιο. Εξετάστηκε, επίσης, η επίδραση της αναρρόφησης από τον πυθμένα στα υδροδυναμικά χαρακτηριστικά της ροής.

Στην εργασία [13] παρουσιάστηκε η αριθμητική και πειραματική μελέτη της μετάβασης, από υποκρίσιμη σε υπερκρίσιμη πάνω από ημικυκλικό εμπόδιο ($Fr_{\text{ανάντη}} = 0.49$, $Fr_{\text{κατάντη}} = 1.76$), με έμφαση στη διαμόρφωση της κατακόρυφης συνιστώσας της ταχύτητας στην περιοχή του εμποδίου και της διαμητρικής τάσης πυθμένα κατά μήκος της ροής.

Στην παρούσα εργασία εξετάζεται αριθμητικά και πειραματικά η υποκρίσιμη τυρβώδης ροή με ελεύθερη επιφάνεια πάνω από εμπόδιο ημικυκλικής διατομής, κατασκευασμένο από λείο ανοξείδωτο χάλυβα σε ορθογωνικό, λείο, ανοιχτό αγωγό. Το εγκάρσιο πλάτος του εμποδίου ήταν ίσο με το πλάτος του ανοιχτού αγωγού. Η ανάντη και η κατάντη ροή είναι σε όλες τις εξεταζόμενες περιπτώσεις υποκρίσιμη ($Fr_{1\text{ανάντη}} = 0.22$ - $Re_{1\text{ανάντη}} = 22880$, $Fr_{2\text{ανάντη}} = 0.38$ - $Re_{2\text{ανάντη}} = 43290$, $Fr_{3\text{ανάντη}} = 0.42$ - $Re_{3\text{ανάντη}} = 62040$, $Fr_{4\text{ανάντη}} = 0.58$ - $Re_{4\text{ανάντη}} = 128250$). Ο αριθμός Re ($Re = U \cdot D / \nu$ όπου U =μέση ταχύτητα διατομής, D =χαρακτηριστική κλίμακα μήκους και ν =το κινηματικό ιξώδες του νερού) υπολογίστηκε χρησιμοποιώντας τη μέση ταχύτητα εισόδου u_{inlet} ως χαρακτηριστική κλίμακα ταχύτητας και τη διάμετρο του εμποδίου B

ως χαρακτηριστική κλίμακα μήκους. Η καμπυλότητα της ελεύθερης επιφάνειας και των γραμμών ροής πάνω και μετά το εμπόδιο, χωρίς το σχηματισμό ανακυκλοφορίας λόγω της μορφής του εμποδίου, είναι ανάλογη με τον αριθμό Fr της ροής. Παρουσιάζεται σύγκριση αριθμητικών και πειραματικών αποτελεσμάτων, όπως στην ελεύθερη επιφάνεια και τις μέσες σημειακές ταχύτητες, ενώ παρουσιάζονται αριθμητικά αποτελέσματα για την κατανομή της τυρβώδους κινητικής ενέργειας k , στην περιοχή του εμποδίου, η οποία δεν είναι δυνατόν να μετρηθεί πειραματικά με το διαθέσιμο εργαστηριακό εξοπλισμό.

2. ΠΙΝΑΚΑΣ ΣΥΜΒΟΛΩΝ

a_q :	το ποσοστό όγκου του ρευστού
B :	η διάμετρος εμποδίου
g :	η επιτάχυνση της βαρύτητας
Fr :	ο αριθμός Froude της ροής
Re :	ο αριθμός Reynolds της ροής
g_i :	η συνιστώσα επιτάχυνσης της βαρύτητας
h :	βάθος ροής
h_{inlet} :	το βάθος ροής στην είσοδο
k :	η μέση κινητική ενέργεια της τύρβης
μ_i :	το ιξώδες της τύρβης
u :	η μέση σημειακή ταχύτητα
u_* :	η ταχύτητα τριβής
u_{inlet} :	η μέση ταχύτητα στην είσοδο του νερού στο υπολογιστικό πεδίο
U_i :	η συνιστώσα της ταχύτητας στη διεύθυνση x_i
U :	η μέση ταχύτητα διατομής
P :	η πίεση
x, y :	συντεταγμένες κατά μήκος και κάθετα στον αγωγό
y^+ :	η αδιάστατη απόσταση από το τοίχωμα
ε :	η σκέδαση της τύρβης
μ :	το ιξώδες του ρευστού
v :	το κινηματικό ιξώδες του ρευστού
$\rho u_i u_j$:	οι τυρβώδεις τάσεις
ρ :	η πυκνότητα του ρευστού

3. ΜΑΘΗΜΑΤΙΚΟ ΜΟΝΤΕΛΟ - ΑΡΙΘΜΗΤΙΚΗ ΕΠΙΛΥΣΗ

Οι διδιάστατες εξισώσεις RANS μαζί με την εξίσωση συνέχειας επιλύονται αριθμητικά με τη μέθοδο των πεπερασμένων όγκων με τον κώδικα FLUENT 5.5. Το μοντέλο τύρβης RSM, [14], με συναρτήσεις τοιχώματος, χρησιμοποιείται για το κλείσιμο της τύρβης. Για τον προσδιορισμό της ελεύθερης επιφάνειας χρησιμοποιείται η μέθοδος VOF [6].

Η μέθοδος VOF βασίζεται στην υπόθεση ότι δύο ή περισσότερα ρευστά (στην εξεταζόμενη περίπτωση νερό και αέρας) δεν αναμιγνύονται. Για κάθε επιπλέον ρευστό

εισάγεται μία νέα μεταβλητή, το ποσοστό όγκου κάθε ρευστού (volume of fluid) σε κάθε υπολογιστικό κελί. Σε κάθε όγκο ελέγχου το άθροισμα των ποσοστών όγκου όλων των ρευστών ισούται με τη μονάδα. Όλες οι μεταβλητές και οι ιδιότητες σε κάθε υπολογιστικό κελί αντιπροσωπεύουν μέσες τιμές σύμφωνα με το ποσοστό όγκου κάθε ρευστού. Αν θέσουμε ως a_q το ποσοστό όγκου του ρευστού q στο υπολογιστικό κελί, τότε, αν $a_q=0$, το κελί είναι άδειο από το ρευστό q , αν $a_q=1$, το κελί είναι γεμάτο, ενώ, αν $0 < a_q < 1$, το κελί είναι μερικώς κατειλημμένο από το ρευστό q .

Μια εξίσωση ορμής επιλύεται στο υπολογιστικό πεδίο και το πεδίο ταχυτήτων, το οποίο προκύπτει, διαμοιράζεται στις υπάρχουσες φάσεις. Η εξίσωση ορμής εξαρτάται από τα ποσοστά όγκου όλων των φάσεων μέσω των ιδιοτήτων ρ και μ των ρευστών.

Οι εξισώσεις συνέχειας και ορμής γράφονται:

Εξίσωση συνέχειας:

$$\frac{\partial \rho U_i}{\partial x_i} = 0 \quad (3.1)$$

Εξίσωση ορμής:

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho U_j + \frac{\partial}{\partial x_i} \rho U_i U_j = -\frac{\partial P}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \mu \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) - \rho u_i u_j \right\} + \rho g_j \quad (3.2)$$

όπου U_i = συνιστώσα της ταχύτητας στη διεύθυνση x_i , P = η πίεση, $\rho u_i u_j$ = οι τυρβώδεις τάσεις, ρ = η πυκνότητα του ρευστού, μ = το ιξώδες του ρευστού, g_j = η συνιστώσα επιτάχυνσης της βαρύτητας. Για τους δείκτες i και j εφαρμόζεται η σύμβαση Einstein.

Οι ιδιότητες, οι οποίες εμφανίζονται στις εξισώσεις μεταφοράς, καθορίζονται από την ύπαρξη κάθε φάσης στον εξεταζόμενο όγκο ελέγχου. Για ένα σύστημα N φάσεων η μέση πυκνότητα, βασισμένη στα ποσοστά όγκου κάθε ρευστού, έχει την ακόλουθη μορφή:

$$\rho = \sum a_q \rho_q \quad (3.3)$$

Για τον προσδιορισμό της ελεύθερης επιφάνειας χρησιμοποιείται μια εξίσωση μεταφοράς του ποσοστού όγκου των ρευστών. Για τη φάση q η εξίσωση αυτή έχει την ακόλουθη μορφή:

$$\frac{\partial a_q}{\partial t} + U_i \frac{\partial a_q}{\partial x_i} = 0 \quad (3.4)$$

Η εξίσωση (3.4) επιλύεται για κάθε ρευστό, εκτός από εκείνο το οποίο ορίζεται ως κύριο. Για το κύριο ρευστό το ποσοστό όγκου υπολογίζεται με βάση τον ακόλουθο περιορισμό:

$$\sum_{q=1}^N a_q = 1 \quad (3.5)$$

Η εξίσωση μεταφοράς των τάσεων Reynolds είναι:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\overline{\rho u_i u_j}) + \frac{\partial}{\partial x_k}(\overline{\rho U_k u_i u_j}) = D_{ij}^T + D_{ij}^L + P_{ij} + \Phi_{ij} + \varepsilon_{ij} \quad (3.6)$$

όπου D_{ij}^T = τυρβώδης διάχυση, D_{ij}^L = στρωτή διάχυση, P_{ij} = παραγωγή τάσης, Φ_{ij} = πίεση-παραμόρφωση, ε_{ij} = σκέδαση. Οι όροι της στρωτής διάχυσης και παραγωγής τάσης δεν χρειάζονται μοντελοποίηση, ενώ οι υπόλοιποι όροι στο δεξιό μέρος της εξίσωσης (3.6) προσομοιώνονται με βάση το μοντέλο των Launder et al (1975), [14].

Στις εξισώσεις μεταφοράς των τάσεων Reynolds (εξίσωση 3.6) η κινητική ενέργεια της τύρβης k , η σκέδαση της ε και το ιξώδες της μ υπεισέρχονται στον υπολογισμό των όρων D_{ij}^T , Φ_{ij} και ε_{ij} . Η κινητική ενέργεια της τύρβης k υπολογίζεται από τη σχέση $k = 0.5(\overline{u_i u_i})$, ενώ η σκέδαση ε από την εξίσωση μεταφοράς της και το ιξώδες μ από την έκφραση $\mu = \rho c_\mu k^2 / \varepsilon$. Η περιοχή επίδρασης του ιξώδους δεν επιλύεται, αλλά χρησιμοποιούνται ημιεμπειρικές εξισώσεις, γνωστές ως συναρτήσεις τοιχώματος, στη λογαριθμική περιοχή, η χρήση των οποίων επιβάλλει η αδιάστατη απόσταση από το τοίχωμα y^+ ($y^+ = y u_* / \nu$, όπου u_* η ταχύτητα τριβής, ν = κινηματικό ιξώδες του ρευστού) να είναι μεγαλύτερη από 11.0. Οι συναρτήσεις αυτές δίνονται από τις παρακάτω σχέσεις [4]:

$$U^* = \frac{1}{\kappa} \ell_n(Ey^*), U^* = \frac{U_p c_\mu^{1/4} k_p^{1/2}}{\tau_w / \rho}, y^* = \frac{\rho c_\mu^{1/4} k_p^{1/2} y_p}{\mu}$$

$$\frac{\partial k}{\partial n} = 0, \quad \varepsilon_p = \frac{c_\mu^{3/4} k_p^{3/2}}{\kappa y_p} \quad (3.7)$$

$$\frac{\overline{u_{tt}^2}}{k} = 1.098, \quad \frac{\overline{u_n^2}}{k} = 0.247, \quad \frac{\overline{u_\lambda^2}}{k} = 0.655, \quad \frac{\overline{-u_t u_n}}{k} = 0.255$$

όπου κ = σταθερά vonKarman (=0.42), E =σταθερά (=9.81), τ_w = διατμητική τάση τοιχώματος. Ο δείκτης p αναφέρεται στο πρώτο σημείο κοντά στο τοίχωμα, ενώ οι δείκτες tt , n και λ αναφέρονται στην παράλληλη, κάθετη και εγκάρσια, αντίστοιχα, διεύθυνση προς το τοίχωμα.

Ο υπολογιστικός χώρος και οι οριακές συνθήκες του προβλήματος παρουσιάζονται στο σχήμα 1. Στο όριο εισόδου το βάθος του νερού h_{inlet} τέθηκε αντίστοιχα σε κάθε εξεταζόμενη περίπτωση ίσο με 10.40 cm για $Fr_{1ανάντη} = 0.22$ - $Re_{1ανάντη} = 22880$, 11.10 cm για $Fr_{2ανάντη} = 0.38$ - $Re_{2ανάντη} = 43290$, 13.20 cm για $Fr_{3ανάντη} = 0.42$ - $Re_{3ανάντη} = 62040$ και 17.10 cm για $Fr_{4ανάντη} = 0.58$ - $Re_{4ανάντη} = 128250$.

Ο υπολογιστικός χώρος σε κάθε περίπτωση επεκτάθηκε κατά την κατακόρυφο έως το διπλάσιο ύψος του περιγραφόμενου βάθους νερού. Οι κατανομές της ταχύτητας και των τυρβωδών τάσεων Reynolds στο συγκεκριμένο όριο περιγράφονται σύμφωνα με τις ημιεμπειρικές σχέσεις που προτείνονται από τους Nezu & Nakagawa (1993), [18], για πλήρως αναπτυγμένη ροή, με υποπρογράμματα (UDF) σε

γλώσσα προγραμματισμού C++6. Στα υπολογιστικά όρια της περιοχής του αέρα εφαρμόζονται συνθήκες συμμετρίας. Στο όριο εξόδου το βάθος νερού τέθηκε ίσο με το αντίστοιχο βάθος ροής στην είσοδο για κάθε εξεταζόμενη περίπτωση και εφαρμόστηκε συνθήκη ελεύθερης διάβασης (outflow). Το συνολικό μήκος του υπολογιστικού πεδίου τέθηκε ίσο με 1 m.

Σε κάθε περίπτωση εκτελέστηκαν αριθμητικά πειράματα ευαισθησίας του υπολογιστικού πλέγματος. Χρησιμοποιήθηκαν τρία διαφορετικά υπολογιστικά πλέγματα σε κάθε εξεταζόμενη περίπτωση αντίστοιχα με 150.000, 175.000 και 200.000 υπολογιστικούς κόμβους.

Το πλέγμα είχε σημαντική πύκνωση κοντά στα στερεά τοιχώματα και στη διεπιφάνεια νερού/αέρα με χαρακτηριστικές διαστάσεις Δx και Δy ίσες με 0.03 B. Η διαφορά σε μέσα μεγέθη της ροής σε κάθε περίπτωση ήταν μικρότερη του 1%. Επομένως, τα αποτελέσματα θεωρούνται ανεξάρτητα υπολογιστικού πλέγματος.

Ο υπολογιστικός χρόνος για την περίπτωση του τρίτου υπολογιστικού πλέγματος, στην οποία ανήκουν τα αποτελέσματα, τα οποία παρουσιάζονται στη συνέχεια, ήταν επτά ημέρες σε υπολογιστή Pentium III/600 MHz και 600 MB μνήμη.

Το σχήμα του εμποδίου είναι ημικυκλικό με ακτίνα $B/2$, όπου $B=6$ cm, (σχήμα 1). Το πρόβλημα επιλύεται ως μη μόνιμο στο χρόνο, ενώ στο πείραμα η ροή ήταν μόνιμη, με τις αρχικές συνθήκες που παρουσιάζονται στο σχήμα 1. Θεωρείται ότι η σύγκλιση έχει επιτευχθεί, όταν το φαινόμενο έχει περιέλθει σε μονιμότητα και τα υπόλοιπα σύγκλισης βρίσκονται κάτω από το όριο 10^{-6} .

Τα αριθμητικά σχήματα, τα οποία χρησιμοποιήθηκαν για τη διακριτοποίηση των όρων συναγωγής, είναι: PRESTO για την πίεση, QUICK για τις ταχύτητες k και τις τάσεις Reynolds, και SIMPLC για τη σύζευξη ταχύτητας και πίεσης [4]. Για λόγους ευστάθειας και σύγκλισης χρησιμοποιήθηκαν συντελεστές υποχαλάρωσης 0.1 στο αρχικό στάδιο επίλυσης για όλα τα μεγέθη.

4. Η ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΗ ΔΙΑΤΑΞΗ

Η πειραματική μελέτη του φαινομένου έγινε στο Εργαστήριο Υδραυλικής του Τμήματος Πολιτικών Μηχανικών του Α.Π.Θ. Ο πειραματικός αγωγός έχει συνολικό μήκος 12 m, πλάτος 0.25 m και ύψος 0.5 m. Το βάθος στο κάτω τμήμα του ελέγχεται με κατάλληλα διαμορφωμένα περυσία, ενώ στην είσοδο υπάρχει φίλτρο ομαλοποίησης της ροής. Οι μετρήσεις των ταχυτήτων έγιναν με ηλεκτρονικό μιλίσκο τύπου Nixon διαμέτρου 10 mm, με δυνατότητα μεταφοράς του σήματος σε H/Y και λήψης μέσης τιμής ανά επιθυμητά χρονικά διαστήματα. Η πλησιέστερη προς τον πυθμένα απόσταση, που μετρήθηκε η ταχύτητα, ήταν 5 mm, ενώ ο σφάλμα μέτρησης της ταχύτητας σε περιοχές με έντονη καμπυλότητα των ροϊκών γραμμών εκτιμήθηκε περίπου ίσο με $\pm 10\%$ με βάση τη διεύθυνση της συνισταμένης (ολικής)

ταχύτητας. Η μέτρηση της ελεύθερης επιφάνειας έγινε με σταθμίμετρα τύπου ακίδας με ακρίβεια ± 0.01 mm. Όλες οι μετρήσεις έγιναν στο μέσο του πλάτους του καναλιού κατά μήκος της ροής. Το εμπόδιο, το οποίο κατασκευάστηκε από ανοξείδωτο χάλυβα, τοποθετήθηκε σε απόσταση επτά μέτρων από την είσοδο του καναλιού, με εξασφαλισμένη την πλήρη ανάπτυξη της εισερχόμενης ροής. Για τη μέτρηση της παροχής χρησιμοποιήθηκε τριγωνικός υπερχειλιστής. Στο σχήμα 2 παρουσιάζονται φωτογραφίες της πειραματικής διάταξης, του πειραματικού εξοπλισμού και η ροή με ελεύθερη επιφάνεια στην περιοχή του εμποδίου κατά τη διάρκεια του πειράματος με $Fr_{1\text{ανάντη}}=0.22$, όπου η μεταβολή στην ελεύθερη επιφάνεια είναι μηδενική.

5. ΣΥΓΚΡΙΣΗ ΑΡΙΘΜΗΤΙΚΩΝ ΚΑΙ ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΩΝ ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΩΝ ΑΝΑΛΥΣΗ ΚΑΙ ΣΧΟΛΙΑΣΜΟΣ

Σύγκριση αριθμητικών και πειραματικών αποτελεσμάτων για τη μεταβολή της ελεύθερης επιφάνειας σε όλες τις εξεταζόμενες περιπτώσεις στην περιοχή του εμποδίου παρουσιάζεται στο σχήμα 3. Η διεύθυνση x είναι η οριζόντια διεύθυνση κατά μήκος του αγωγού, θεωρώντας $x=0$, 0.5 m πριν από το μέσο του εμποδίου, ενώ y είναι η κάθετη διεύθυνση, με αρχή τον πυθμένα του αγωγού.

Η ελεύθερη επιφάνεια παρουσιάζει καμπυλότητα πάνω και μετά το εμπόδιο, ανάλογα με τον αριθμό Froude της ροής, ενώ είναι σχεδόν οριζόντια, κατάντη και ανάντη του εμποδίου, με αντίστοιχα σταθερά βάθη ροής. Σε όλες τις εξεταζόμενες περιπτώσεις, παρουσιάζεται μείωση του βάρους ροής, αφού η ροή είναι υποκρίσιμη τόσο ανάντη όσο και κατάντη του εμποδίου. Η μέγιστη μείωση του βάρους ροής, όπως γίνεται φανερό ιδιαίτερα στις περιπτώσεις $Fr_{3\text{ανάντη}}=0.42$ και $Fr_{4\text{ανάντη}}=0.58$ όπου η μεταβολή της ελεύθερης επιφάνειας είναι εντονότερη, δεν παρουσιάζεται πάνω από το μέγιστο ύψος του εμποδίου ($x/B=8.33$) αλλά σε θέση ελαφρά μετατοπισμένη ($x/B = 9.5$ και 9.65 αντίστοιχα). Τα αριθμητικά αποτελέσματα βρίσκονται σε ικανοποιητική συμφωνία με τα αντίστοιχα πειραματικά σε όλες τις εξεταζόμενες περιπτώσεις, φανερώνοντας την ικανοποιητική απόδοση της μεθόδου VOF σε ροές με κλίση της ελεύθερης επιφάνειας.

Στο σχήμα 4 συγκρίνονται αριθμητικές και πειραματικές μέσες σημειακές ταχύτητες πριν, στη μέση και μετά το εμπόδιο για την περίπτωση $Fr_{4\text{ανάντη}}=0.58$ - $Re_{4\text{ανάντη}}=128250$, όπου και παρουσιάζεται η μέγιστη μεταβολή στην ελεύθερη επιφάνεια. Η αδιαστατοποίησή τους έχει γίνει με τη μέση ταχύτητα του νερού στην είσοδο του υπολογιστικού πεδίου ($u_{\text{inlet}}=0.75$ m/s). Στην πρώτη κάθετο η κατανομή της ταχύτητας διαθέτει χαρακτηριστικά πλήρως αναπτυγμένης ροής με τη μέγιστη ταχύτητα να εμφανίζεται κοντά στην ελεύθερη επιφάνεια, ενώ στη δεύτερη, πριν από το εμπόδιο, αρχίζει να γίνεται εμφανής η παρουσία του εμποδίου, αφού η διαμόρφωση της ταχύτητας απέχει από εκείνη της πλήρως

αναπτυγμένης ροής. Ιδιαίτερο ενδιαφέρον παρουσιάζει η διατομή στη μέση του εμποδίου. Η ταχύτητα παρουσιάζει κατανομή τριγωνικής μορφής, με τη μέγιστη ταχύτητα (1.78 φορές μεγαλύτερη από τη u_{inlet}) να εμφανίζεται κοντά στο εμπόδιο. Στις τρεις επόμενες καθέτους παρουσιάζονται ταχύτητες, επίσης, αρκετά μεγαλύτερες από τη μέση ταχύτητα εισόδου, λόγω της ταπείνωσης της ελεύθερης επιφάνειας στη συγκεκριμένη περιοχή. Η σύγκριση αριθμητικών και πειραματικών αποτελεσμάτων κρίνεται ιδιαίτερα ικανοποιητική με εξαίρεση τη διατομή $x=0.60$ m, όπου οι ταχύτητες από τον αριθμητικό κώδικα είναι μικρότερες από τις αντίστοιχες πειραματικές. Αυτό οφείλεται στη διαφορά μεταξύ υπολογιστικής και πειραματικής ελεύθερης επιφάνειας (και βάρους ροής) στη διατομή αυτή (Σχήμα 3). Από τον υπολογισμό της ροϊκής συνάρτησης και την κατασκευή των ροϊκών γραμμών (δεν παρουσιάζονται για λόγους συντόμησης) δεν φαίνεται να εμφανίζεται περιοχή ανακυκλοφορίας πίσω από το εμπόδιο.

Στο σχήμα 5 παρουσιάζεται η διαμόρφωση της κινητικής ενέργειας της τύρβης k στην περιοχή του εμποδίου. Η αδιαστατοποίηση έχει γίνει με το τετράγωνο της μέσης ταχύτητας του νερού στην είσοδο, u_{inlet}^2 . Στην πρώτη κάθετο η κατανομή της κινητικής ενέργειας της τύρβης παρουσιάζει την κλασική τριγωνική κατανομή πλήρως αναπτυγμένης ροής, με τη μέγιστη τιμή να παρουσιάζεται στο τοίχωμα. Στη δεύτερη κάθετο, ανάντη του εμποδίου, γίνεται εμφανής η παρουσία του εμποδίου με μετακίνηση της μέγιστης τιμής της k σε υψηλότερη θέση από το τοίχωμα και αύξηση της μέγιστης τιμής της.

Στη συνέχεια, στο μέσο του εμποδίου η κινητική ενέργεια της τύρβης αυξάνεται αισθητά με τη μέγιστη τιμή να παρουσιάζεται στο εμπόδιο και να φτάνει περίπου πέντε φορές την τάση στις δύο προηγούμενες καθέτους. Στις τρεις επόμενες καθέτους κατάντη του εμποδίου η αύξηση της κινητικής ενέργειας της τύρβης είναι ιδιαίτερα σημαντική φτάνοντας στη μέγιστη τιμή της στην κάθετο $x=0.60$ m, η οποία είναι περίπου είκοσι φορές μεγαλύτερη από την αντίστοιχη μέγιστη τιμή στην πρώτη κάθετο ανάντη του εμποδίου. Σε όλες τις καθέτους κατάντη του εμποδίου είναι πλέον προφανής η εμφάνιση στιβάδας ανάμιξης (mixing layer), με το μέγιστο της k να εμφανίζεται σε σημείο της καθέτου σε απόσταση από τον πυθμένα. Η αύξηση της κινητικής ενέργειας της τύρβης στην περιοχή κατάντη του εμποδίου οφείλεται στην προαναφερθείσα στιβάδα ανάμιξης, όπου λαμβάνουν χώρα σημαντικές διαταραχές στην ταχύτητα της ροής. Η συγκεκριμένη περιοχή ξεκινά από το εμπόδιο και εκτείνεται κατάντη.

Σε ορισμένα διαγράμματα τόσο στις μέσες σημειακές ταχύτητες όσο και στη μέση κινητική ενέργεια της τύρβης παρατηρούνται μη ομαλές καμπύλες, γεγονός το οποίο οφείλεται στη διαμόρφωση του πλέγματος. Οι υπολογιστικές ανάγκες επιβάλλουν πυκνωσή του κοντά στο εμπόδιο και αραιώσή του μακριά από αυτό, ενώ στην περιοχή κοντά στο στερεό τοίχωμα, όπου παρατηρούνται μεγάλες μεταβολές, γίνεται χρήση των εξισώσεων (3.7).

6. ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ

Στην εργασία αυτή εξετάστηκε αριθμητικά και πειραματικά η υποκρίσιμη τυρβώδης ροή με ελεύθερη επιφάνεια πάνω από εμπόδιο ημικυκλικής διατομής. Παρουσιάστηκαν πειραματικά και αριθμητικά αποτελέσματα για τα μέσα μεγέθη της ροής (ελεύθερη επιφάνεια, μέσες σημειακές ταχύτητες), ενώ η εφαρμογή του αριθμητικού μοντέλου φανερώνει τη δομή της τύρβης και τη διαμόρφωση της κινητικής ενέργειας της τύρβης κατά μήκος της ροής με έμφαση στην περιοχή του εμποδίου.

Προέκυψαν τα ακόλουθα συμπεράσματα:

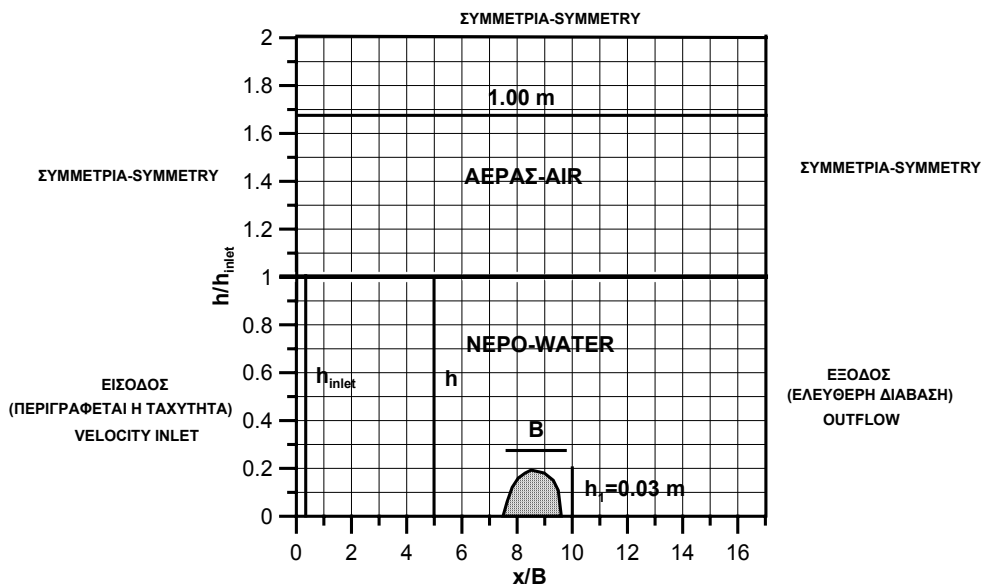
(α) Το αριθμητικό μοντέλο υπολογίζει ικανοποιητικά τη μείωση του βάθους ροής, η οποία είναι ανάλογη του αριθμού Fr της ροής, στην περιοχή του εμποδίου και τα μέσα υδροδυναμικά χαρακτηριστικά της ροής. Για αριθμούς Froude < 0.22 παρατηρείται μηδενική μεταβολή της ελεύθερης επιφάνειας κατά μήκος του αγωγού.

(β) Η μεταβολή της ελεύθερης επιφάνειας παρατηρείται κυρίως πάνω και μετά το εμπόδιο. Σε όλες τις περιπτώσεις παρουσιάζεται μείωση του βάθους, αφού η ροή είναι υποκρίσιμη τόσο ανάντη όσο και κατάντη του εμποδίου. Η μέγιστη μείωση του βάθους, όπως γίνεται φανερό ιδιαίτερα στις περιπτώσεις $Fr_{3\text{ανάντη}} = 0.42$ και $Fr_{4\text{ανάντη}} = 0.58$, όπου η μεταβολή της ελεύθερης επιφάνειας είναι εντονότερη, δεν παρουσιάζεται πάνω από το μέγιστο ύψος του εμποδίου αλλά σε θέση ελαφρά μετατοπισμένη κατάντη.

(γ) Ανάντη του εμποδίου αρχίζει να γίνεται εμφανής η παρουσία του εμποδίου, αφού η διαμόρφωση της ταχύτητας απέχει από εκείνη της πλήρως αναπτυγμένης ροής, όπου η μέγιστη ταχύτητα παρουσιάζεται κοντά στην ελεύθερη επιφάνεια. Η μέση ταχύτητα στην κορυφή του εμποδίου

παρουσιάζει κατανομή τριγωνικής μορφής, με τη μέγιστη ταχύτητα έως 1.78 φορές μεγαλύτερη, για τις εξεταζόμενες περιπτώσεις, από τη μέση στην είσοδο του υπολογιστικού χώρου, να εμφανίζεται κοντά στο τοίχωμα. Κατάντη του εμποδίου παρουσιάζονται ταχύτητες, επίσης, αρκετά μεγαλύτερες από τη μέση ταχύτητα εισόδου, αφού συνεχίζεται η επιρροή της μεταβολής της ελεύθερης επιφάνειας.

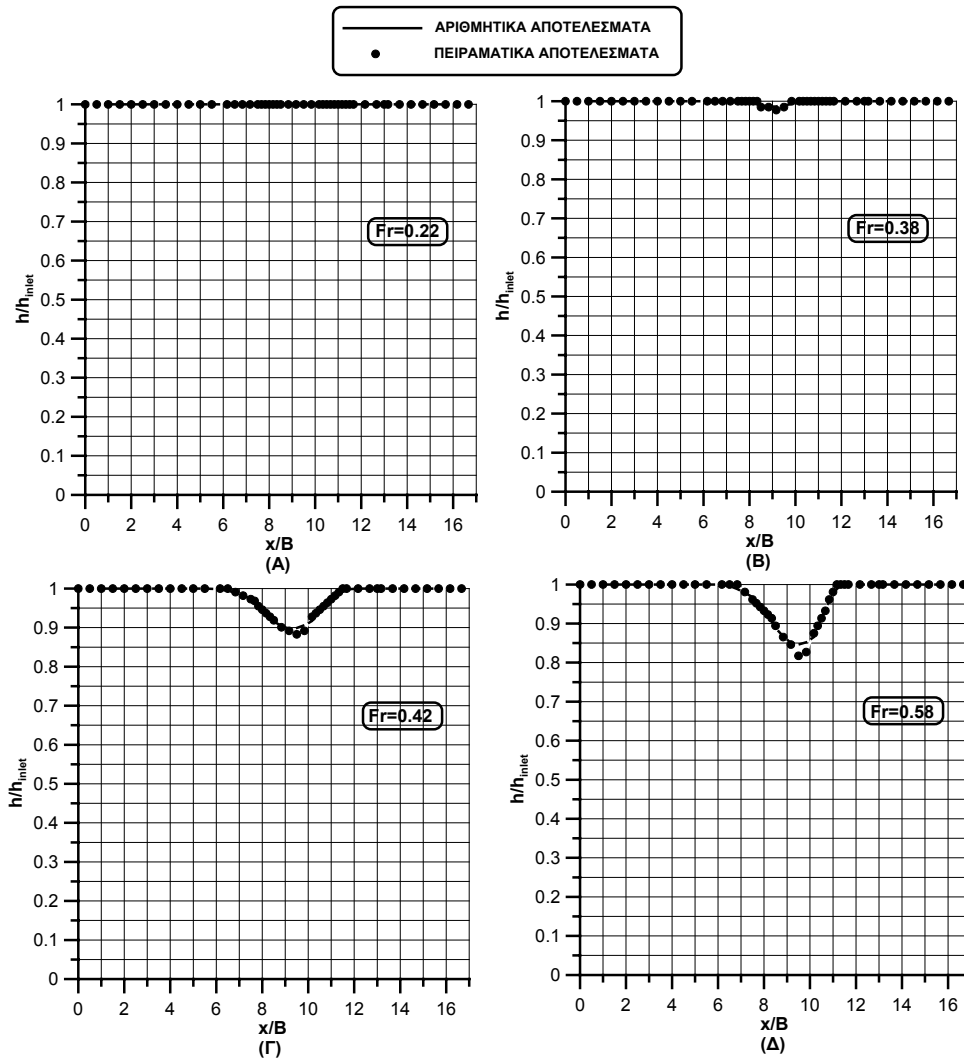
(δ) Για την κατανομή της κινητικής ενέργειας της τύρβης στην περιοχή του εμποδίου παρατηρείται ότι στην πρώτη κάθετο παρουσιάζει την κλασική τριγωνική κατανομή πλήρως αναπτυγμένης ροής, με τη μέγιστη τιμή να παρουσιάζεται στο τοίχωμα. Στη δεύτερη κάθετο, ανάντη του εμποδίου, γίνεται εμφανής η παρουσία του εμποδίου με μετακίνηση της μέγιστης τιμής της k σε υψηλότερη θέση από το τοίχωμα και αύξηση της μέγιστης τιμής της. Στη συνέχεια, στο μέσο του εμποδίου, η τάση αυξάνεται αισθητά με τη μέγιστη τιμή να παρουσιάζεται στο εμπόδιο και να φτάνει περίπου πέντε φορές την τάση στις δύο προηγούμενες καθέτους. Στις τρεις επόμενες καθέτους κατάντη του εμποδίου η αύξηση της τάσης πυθμένα είναι ιδιαίτερα σημαντική φτάνοντας στη μέγιστη τιμή της στην κάθετο $x=0.60$ m, η οποία είναι περίπου είκοσι φορές μεγαλύτερη από την αντίστοιχη μέγιστη τιμή στην πρώτη κάθετο ανάντη του εμποδίου. Σε όλες τις καθέτους κατάντη του εμποδίου είναι πλέον προφανής η εμφάνιση στιβάδας ανάμιξης (mixing layer) με το μέγιστο της τάσης να εμφανίζεται σε σημείο της καθέτου σε απόσταση από τον πυθμένα. Στις καθέτους $x=0.60$ m και $x=0.65$ m διαφαίνεται η σταδιακή ομαλοποίηση της ροής και των τυρβωδών μεγεθών με τη μείωση της μέγιστης τιμής της k. Η αύξηση της κινητικής ενέργειας της τύρβης, στην περιοχή του εμποδίου, οφείλεται κυρίως στη σταδιακή μείωση του βάθους ροής, που συνεπάγεται αύξηση των διαταραχών της ταχύτητας ροής.



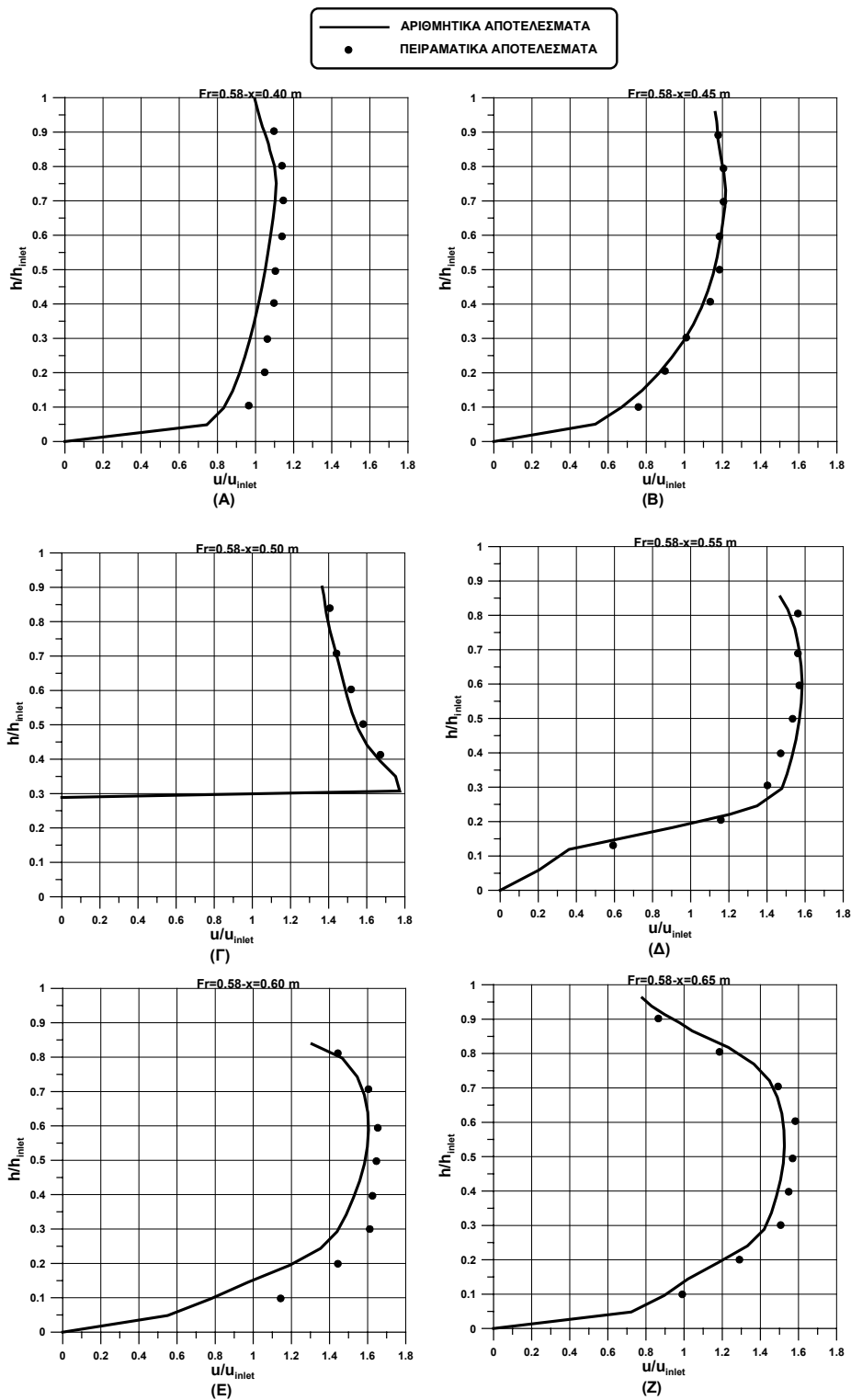
Σχήμα 1: Υπολογιστικό πεδίο και οριακές συνθήκες.
Figure 1: Computational domain and boundary conditions.



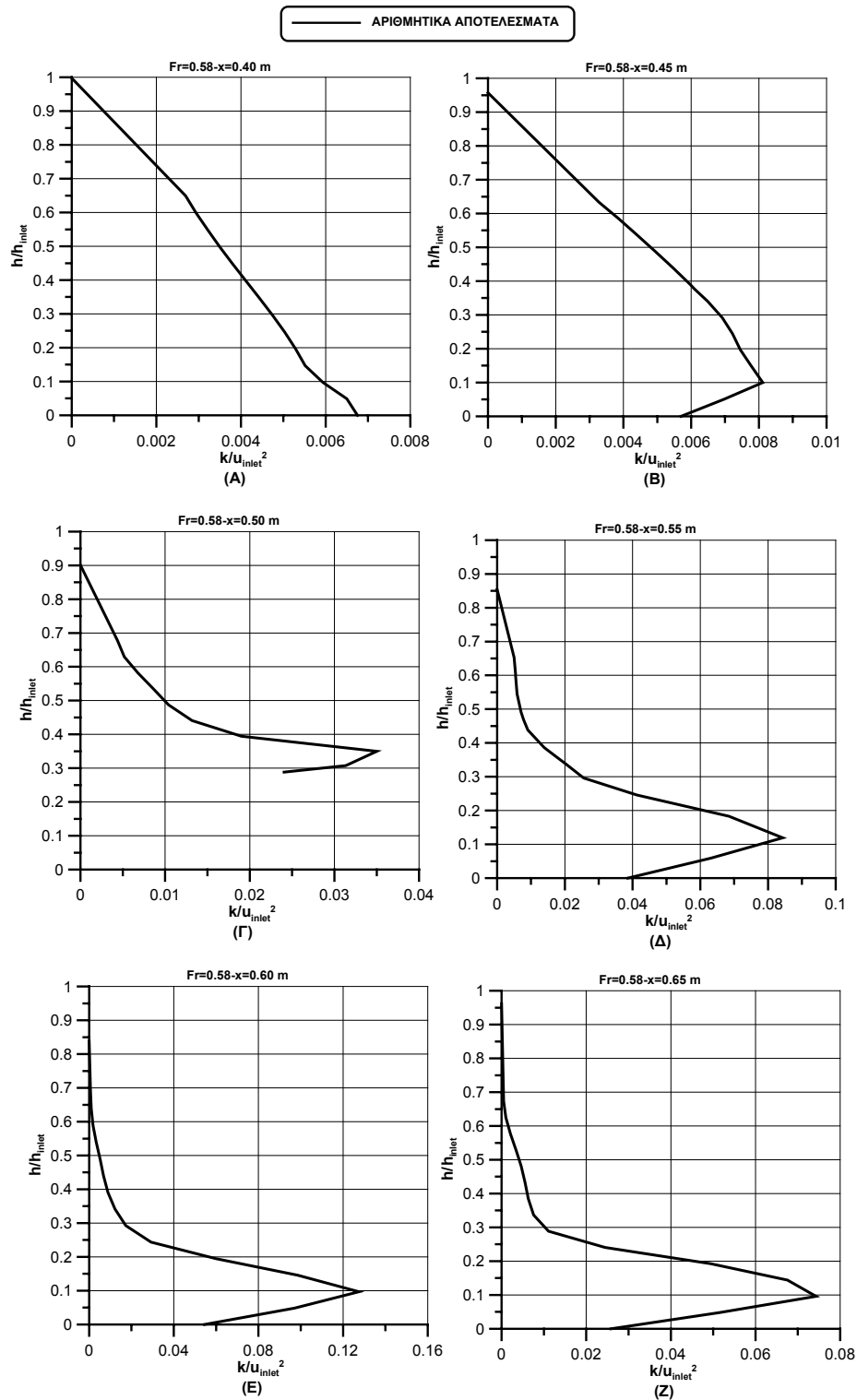
Σχήμα 2: (Α) Η πειραματική διάταξη και ο πειραματικός εξοπλισμός, (Β) Ροή με ελεύθερη επιφάνεια παρουσία του εμποδίου ($Fr=0.22$).
 Figure 2: (A) The experimental setup and the experimental equipment, (B) Free surface flow in the vicinity of the obstacle ($Fr=0.22$).



Σχήμα 3: Σύγκριση αριθμητικών και πειραματικών αποτελεσμάτων για τη μεταβολή της ελεύθερης επιφάνειας στην περιοχή του εμποδίου.
 Figure 3: Comparison between the numerical and experimental results for the free surface variation in the region of the obstacle.



Σχήμα 4: Σύγκριση αριθμητικών και πειραματικών μέσων σημειακών ταχυτήτων σε διάφορες καθέτους κατά μήκος της ροής ($Fr=0.58$).
 Figure 4: Comparison between the numerical and experimental average point velocities at various stations along the flow direction ($Fr=0.58$).



Σχήμα 5: Κατακόρυφη κατανομή της κινητικής ενέργειας της τύρβης k σε διάφορες καθέτους κατά μήκος της ροής ($Fr=0.58$).
 Figure 5: Vertical distribution of the turbulent kinetic energy k at various stations along the flow direction ($Fr=0.58$).

7. ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

1. Dias F. & Vanden - Broeck J. M., 1989, "Open Channel Flow with Submerged Obstacles", **J. of Fluid Mechanics**, vol. **206**, pp. 155-170.
2. Durao D. F. G., Heitor M. V., Pereira J. C. F., 1984, "A Laser Anemometry study of separated flow around a squared obstacle", **Lisb. Congr.**, pp. 14-19.
3. Fadda D. & Raad P. E., 1997, "Open channel flow over Submerged Obstructions: An experimental and numerical Study", **J. of Fluid Engineering**, vol. **119**, pp. 906-910.
4. FLUENT, 1988, "**Fluent 5 User's Guide**", Fluent Inc., Lebanon, N.H. U.S.A.
5. Forbes L & Schwartz L., 1982, "Free surface flow over a semicircular obstruction", **J. of Fluid Mechanics**, vol. **114**, pp. 299-314.
6. Hirt, C. W. & Nichols, B. O., 1981, "Volume of fluid method for the dynamics of free boundaries", **J. of Computational Physics**, vol. **39**, pp. 201-225.
7. Ho, R. T. & Gelhar, L. W., 1973, "Turbulent flow with wavy permeable boundaries", **J. of Fluid Mechanics**, vol. **58(2)**, pp. 403-414.
8. Iwasa, Y. & Kennedy, J. F., 1968, "Free surface shear flow over a wavy bed", **J. of Hydraulics Div.**, ASCE, vol. **94(3)**, pp. 431-454.
9. Kiya M., Mochizuki O., Tamura H., Nozawa T., Ishikawa R., Kushioka K., 1991, "Turbulent properties of an axisymmetric separation-and-reattaching flow", **AIAA J.**, vol. **29**, no 6, pp. 936-941.
10. Koutandos E. V. & Prinos P. E., 2002a, "Numerical modeling of turbulent free-surface flow over an obstacle", **Proc. of International Conference "Riverflow-2002"**, Belgium, vol. **1**, pp. 419-426.
11. Koutandos E. V. & Prinos P. E., 2002b, "Turbulent free-surface flow over a sinusoidal bed", **Proc. of International Conference 'Hydroinformatics-2002'**, Cardiff, UK, vol. **1**, pp. 241-246.
12. Κουτάντος Ε. Β. & Πρίνος Π. Ε., 2003(α), "Τυρβώδης ροή με ελεύθερη επιφάνεια πάνω από εμπόδιο-Η επίδραση της αναρρόφησης από τον πυθμένα", **9^ο Πανελλήνιο Συνέδριο Ε.Υ.Ε.**, Θεσσαλονίκη, σελ. 461-468.
13. Κουτάντος Ε. Β. & Πρίνος Π. Ε., 2003(β), "Αριθμητική και πειραματική μελέτη της τυρβώδους ροής με ελεύθερη επιφάνεια πάνω από εμπόδιο ημικυκλικής διατομής", **Υδροτεχνικά**, τόμος **13**, σελ. 65-78.
14. Launder, B. E., Reece, G. J., Rodi, W., 1975, "Progress in the Development of a Reynolds-Stress Turbulence Closure", **J. of Fluid Mechanics**, vol. **68**, no 3, pp. 37-566.
15. Lawrence, G. A., 1987, "Steady flow over obstacle", **J. of Hydraulic Eng.**, ASCE, vol. **113**, no 8, pp. 981-991.
16. McLean, S.R., Smith, J.D., 1986, "A model for flow over two-dimensional bed forms", **J. of Hydraulic Eng.**, ASCE 114(4), 300-317
17. Nakagawa H. & Nezu I., 1987, "Experimental investigation on turbulent structure backward - facing step flow in an open channel", **J. of Hydraulic Research**, vol. **25**, no 1, pp. 67-88.
18. Nezu, I. & Nakagawa, H., 1993, "**Turbulence in open channel flows**", IAHR Monograph.
19. Schulte H., Rouve G., 1986, "Turbulent structure in separated flows", **Proc. Lisboa Conf.**, pp. 22-26.
20. Vigie, F., Eiff, O., Astruc, D., 2002, "Experimental study of the flow regimes of subcritical channel flow over an obstacle", **Proc. of International Conference "Riverflow-2002"**, 2002, Belgium, vol. **1**, pp. 411-418.

Ε. Κουτάντος

Δρ Πολιτικός Μηχανικός, Επιστημονικός Συνεργάτης, Τομέας Υδραυλικής και Τεχνικής Περιβάλλοντος (ΤΥΤΠ), Τμήμα Πολιτικών Μηχανικών, Πολυτεχνική Σχολή Α.Π.Θ., 541 24, Θεσσαλονίκη.

Π. Πρίνος

Καθηγητής, Τομέας Υδραυλικής και Τεχνικής Περιβάλλοντος, Τμήμα Πολιτικών Μηχανικών, Πολυτεχνική Σχολή Α.Π.Θ., 541 24, Θεσσαλονίκη.

Extended summary

A Numerical and Experimental Study of the Subcritical Turbulent Free-Surface Flow over a Semicircular Obstacle

E. V. KOUTANDOS

Dr Civil Engineer A.U.TH.
Research Associate

P. E. PRINOS

Professor A.U.TH.

Abstract

In this study subcritical, free-surface turbulent flow over an obstacle of semicircular section was studied numerically and experimentally. Both upstream and downstream of the obstacle the flow was subcritical, while significant free surface and streamlines curvature was observed over and after the obstacle, proportional to the Froude number. The numerical simulation was achieved through solving the Reynolds (RANS) equations together with the VOF method for the tracking of the free-surface and the RSM turbulence model. A comparison of numerical and experimental results is presented concerning the mean characteristics of the flow (free-surface shape, mean local velocities), while the numerical results reveal some characteristics of turbulence structure.

1. INTRODUCTION

In the present study subcritical free-surface turbulent flow over a semicircular obstacle, made of smooth steel, was studied numerically and experimentally in a smooth open channel of rectangular cross section. The transverse length of the obstacle was equal to the open channel width. Both upstream and downstream of the obstacle, the flow was subcritical for all cases examined. A comparison between numerical and experimental results is presented concerning the mean features of the flow, such as free-surface and mean local velocities. Numerical results are also presented, concerning the distribution of the turbulent kinetic energy, k , in the region of the obstacle, and these reveal some characteristics of turbulence structure.

2. SYMBOLS LIST

a_q : the volume of fluid
 g : acceleration due to gravity
 Fr : Froude number

Submitted: Dec. 10, 2003 Accepted: Dec. 7, 2004

Re : Reynolds number
 g_i : component of the acceleration due to gravity
 h : water depth
 h_{inlet} : inlet water depth
 k : mean turbulent kinetic energy
 μ_t : turbulent viscosity
 u : mean point velocity
 u_* : friction velocity
 u_{inlet} : inlet water mean velocity in the computational domain
 U_i : velocity component in direction x_i
 U : mean cross-sectional velocity
 P : pressure
 x, y : longitudinal and vertical co-ordinates
 y^+ : dimensionless wall distance
 ϵ : dissipation of turbulent kinetic energy
 μ : fluid viscosity
 ν : kinematic fluid viscosity
 $\rho u_i u_j$: turbulent stresses
 ρ : fluid density

3. MATHEMATICAL MODEL NUMERICAL SOLUTION

The 2DV RANS equations (eq. 2) together with the continuity equation (eq. 1) were solved numerically using the finite volume method (FLUENT 5.5). The turbulence model RSM, [14], with wall functions, was used for the computation of the turbulence stresses (eq. 6). For the tracking of the free surface the VOF method [6] was used, (eq. 3, 4, 5).

The computational domain and the boundary conditions are presented in fig. 1. At the water inlet the water depth was set at 10.40 cm for $Fr_{1upstream} = 0.22 - Re_{1upstream} = 22880$, 11.10 cm for $Fr_{2upstream} = 0.38 - Re_{2upstream} = 43290$, 13.20 cm for $Fr_{3upstream} = 0.42 - Re_{3upstream} = 62040$ and 17.10 cm for

$Fr_{4\text{upstream}}=0.58-Re_{4\text{upstream}}=128250$, respectively. The vertical distributions of the velocity and the Reynolds stresses in the specific boundary were set using UDF subroutines in C++ according to the semi-empirical equations proposed by Nezu & Nakagawa (1993) [18] for fully developed open channel flow. For the air boundaries symmetry boundary conditions were imposed. At the outlet the water depth was set equal to the respective inlet water and an outflow boundary condition was applied. The total length of the computational domain was set at 1 m.

The shape of the obstacle was semicircular with a radius (B/2) where B is equal to 6 cm (fig. 1).

4. THE EXPERIMENTAL FACILITY

The experimental study was conducted in the Hydraulics laboratory, Division of Hydraulics and Environmental Engineering, Department of Civil Engineering, AUTH. The dimensions of the open channel were 12 m length, 0.25 m width and 0.5 m height. The water depth in the downstream part of the flume was regulated using properly made iron wings while in the entrance of the flume a smoothing filter was used. The measurements of mean point velocities were conducted using a Nixon micropropeller of 10 mm diameter, capable of transmitting a signal to a PC and averaging in prescribed time intervals. The measurements of the free-surface were conducted using point gauges with an accuracy of ± 0.01 mm. All measurements were conducted at the center line of the channel along the main flow direction. The obstacle, made of stainless steel, was placed at seven meters distance from the channel inlet in a region of fully developed incoming flow. For the measurement of the discharge a triangular weir was used at the end of the channel. In fig. 2 photographs of the experimental setup and the experimental equipment are presented together with the free-surface flow in the region of the obstacle during the experiment with $Fr_{1\text{upstream}}=0.22$ where the free-surface is horizontal.

5. COMPARISON BETWEEN NUMERICAL AND EXPERIMENTAL RESULTS - ANALYSIS AND DISCUSSION

A comparison between numerical and experimental free-surface variation in the region of the obstacle is presented in figure 3 for all cases examined. The curvature of the free-surface was observed in the regions over and downstream of the obstacle and depended on the Froude number. In all cases examined a decrease in the water depth was observed and was due to the fact that the flow upstream and downstream of the obstacle is subcritical. Numerical results agreed fairly well with the corresponding experimental concerning

the free-surface shape, in all cases examined, revealing the satisfactory performance of the VOF method, in open channel flows with free-surface curvature.

In figure 4 a comparison between numerical and experimental mean local velocities upstream, over and downstream from the obstacle is presented for the case $Fr_{4\text{upstream}}=0.58-Re_{4\text{upstream}}=128250$, where the maximum free-surface curvature was observed.

The distribution of the velocity, fig. 5, at station $x=0.45$ m is typical of a fully developed open channel flow where the maximum velocity is observed near the free-surface. However, at station $x=0.50$ m the deviation of the velocity profile from the corresponding one for a fully developed open channel flow reveals the flow-structure interaction. The mean velocity vertical profile at the top of the obstacle, station $x=0.55$ m, presents a triangular shape with the maximum local mean velocity being 1.78 times greater than the mean water inlet velocity near the wall. Downstream from the obstacle, stations $x=0.60$ m and $x=0.65$ m, velocities greater than the mean water inlet velocity are also seen due to the influence of the free-surface curvature. The difference between experimental and computed velocities at station $x=0.60$ m is attributed to the difference between computed and experimental free surface (and flow depth) at this station (Figure 3). From the inspection of the computed streamlines (not presented here for the sake of brevity) no recirculation region appears behind the obstacle.

The distribution of turbulent kinetic energy k at station $x=0.45$ m is shown in fig. 6. The profile presented is typical of the triangular shape observed in fully developed open channel flows where maximum values are presented near the wall. However, at section $x=0.50$ m the vertical profile of k starts to deviate from the above shape, revealing the influence of the obstacle. At the top of the obstacle, station $x=0.55$ m, the turbulent kinetic energy increases dramatically, reaching values approximately five times greater than the mean upstream value. In the downstream region of the obstacle, stations $x=0.60$ m and $x=0.65$ m, the increase in k is evident, reaching a maximum value at station $x=0.60$ m almost twenty times greater than the mean value in the upstream region. In all downstream stations a mixing layer appears with the maximum value at a certain distance from the wall. At verticals $x=0.60$ m and $x=0.65$ m the gradual normalization of the hydrodynamic characteristics of the flow is shown. The increase of the turbulent kinetic energy near the obstacle is mainly due to the above mentioned mixing layer.

6. CONCLUSIONS

The main conclusions of the study are the following:

- (a) The numerical model satisfactorily predicts the water depth decrease, which is proportional to the Froude number, in the region of the obstacle and the mean hydrodynamic characteristics of the flow. For Froude

- <0.22 a horizontal free-surface was observed along the main flow direction.
- (b) Free-surface curvature is observed in the regions over and after the obstacle. A decrease of water depth was observed in all cases examined, due to the fact that both the upstream and the downstream flow was subcritical. The maximum free surface curvature was observed at a station slightly downstream of the top of the obstacle.
- (c) The distribution of the velocity upstream of the obstacle reveals the flow-structure interaction since the profile deviates from the corresponding one for a fully developed open channel flow, where the maximum velocity is observed near the free-surface. The mean velocity vertical profile at the top of the obstacle presents a triangular profile with the maximum local mean velocity being 1.78 times greater than the mean water inlet velocity near the wall. Downstream from the obstacle velocities greater than the mean water inlet velocity also appear due to the influence of the free-surface curvature.
- (d) Deviations of turbulent kinetic energy k from the fully developed vertical profile and increased maximum values were observed, revealing the flow structure interaction upstream of the obstacle. At the top of the obstacle the turbulent kinetic energy increased severely, reaching values approximately five times greater than the mean upstream value. In the downstream region the increase of k was evident and reached a maximum value at station $x=0.60$ m that was almost twenty times greater than the mean upstream value. At all stations downstream from the obstacle a mixing layer appeared, with the maximum value of k at a certain distance from the wall. At stations $x=0.60$ m and $x=0.65$ m the gradual normalization of the hydrodynamic characteristics of the flow appeared. The increase of the turbulent kinetic energy near the obstacle was mainly due to the appearance of the mixing layer, which extended from the obstacle to a considerable distance downstream.

E. Koutandos

Dr Civil Engineer, Research Associate, Division of Hydraulics and Environmental Engineering, Department of Civil Engineering, A.U.TH., 541 24, Thessaloniki.

P. Prinos

Professor, Division of Hydraulics and Environmental Engineering, Department of Civil Engineering, A.U.TH., 541 24, Thessaloniki.