



ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ
ΣΧΟΛΗ ΜΗΧΑΝΟΛΟΓΩΝ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ
ΤΟΜΕΑΣ ΡΕΥΣΤΩΝ

**Αριθμητική Προσομοίωση Υδραυλικών Μεταβατικών
Φαινομένων σε Ανοικτούς Αγωγούς με τη Μέθοδο των
Χαρακτηριστικών**

ΔΙΠΛΩΜΑΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ

Δημήτριος Α. Τάταρης

Επιβλέπων : Δημήτριος Ε. Παπαντώνης
Καθηγητής Ε.Μ.Π.

Αθήνα, Οκτώβριος 2004

Αυτή η σελίδα είναι σκόπιμα λευκή.



ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ
ΣΧΟΛΗ ΜΗΧΑΝΟΛΟΓΩΝ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ
ΤΟΜΕΑΣ ΡΕΥΣΤΩΝ

Αριθμητική Προσομοίωση Υδραυλικών Μεταβατικών Φαινομένων σε Ανοικτούς Αγωγούς με τη Μέθοδο των Χαρακτηριστικών

ΔΙΠΛΩΜΑΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ

Δημήτριος Α. Τάταρης

Επιβλέπων : Δημήτριος Ε. Παπαντώνης
Καθηγητής Ε.Μ.Π.

Εγκρίθηκε από την τριμελή εξεταστική επιτροπή την 5^η Οκτωβρίου 2004.

.....
Δημήτριος Παπαντώνης
Καθηγητής Ε.Μ.Π.

.....
Σωκράτης Τσαγγάρης
Καθηγητής Ε.Μ.Π.

.....
Ιωάννης Αναγνωστόπουλος
Λέκτορας Ε.Μ.Π.

Αθήνα, Οκτώβριος 2004

.....
Δημήτριος Α. Τάταρης

Διπλωματούχος Μηχανολόγος Μηχανικός Ε.Μ.Π.

Copyright © Δημήτριος Α. Τάταρης 2004.

Με επιφύλαξη παντός δικαιώματος. All rights reserved.

Απαγορεύεται η αντιγραφή, αποθήκευση και διανομή της παρούσας εργασίας, εξ ολοκλήρου ή τμήματος αυτής, για εμπορικό σκοπό. Επιτρέπεται η ανατύπωση, αποθήκευση και διανομή για σκοπό μη κερδοσκοπικό, εκπαιδευτικής ή ερευνητικής φύσης, υπό την προϋπόθεση να αναφέρεται η πηγή προέλευσης και να διατηρείται το παρόν μήνυμα. Ερωτήματα που αφορούν τη χρήση της εργασίας για κερδοσκοπικό σκοπό πρέπει να απευθύνονται προς τον συγγραφέα.

Οι απόψεις και τα συμπεράσματα που περιέχονται σε αυτό το έγγραφο εκφράζουν τον συγγραφέα και δεν πρέπει να ερμηνευθεί ότι αντιπροσωπεύουν τις επίσημες θέσεις του Εθνικού Μετσόβιου Πολυτεχνείου.

*Αφιερώνω αυτή την εργασία στους γονείς μου Αντώνιο, Λαμπρινή
και στον αδερφό μου Ευστάθιο.*

Αυτή η σελίδα είναι σκόπιμα λευκή.

ΠΕΡΙΛΗΨΗ

Στην πλειοψηφία των υδραυλικών έργων μεγάλης κλίμακας απαντώνται ανοικτοί αγωγοί, όπου η ροή του νερού παρουσιάζει ελεύθερη επιφάνεια ευρισκόμενη κάτω από ατμοσφαιρική πίεση. Η παρούσα Διπλωματική Εργασία σκοπό έχει τη μελέτη των Υδραυλικών Μεταβατικών Φαινομένων που αναπτύσσονται σε πρισματικούς ανοικτούς αγωγούς από σκυρόδεμα κατά το κλείσιμο επίπεδο θυροφράγματος οξείας αιχμής, αλλά και μετά το πλήρες κλείσιμο αυτού. Οι εξεταζόμενοι ανοικτοί αγωγοί είναι ορθογώνιας ή τραπεζοειδούς διατομής διαφόρων πλευρικών κλίσεων. Το κλείσιμο του επίπεδο θυροφράγματος μπορεί να είναι απότομο, γρήγορο ή αργό.

Συγκεκριμένα, εξετάζονται δύο περιπτώσεις:

1. Μεταβατικό φαινόμενο σε ανοικτό αγωγό με ανάντη δεξαμενή σταθερής στάθμης και κατάντη επίπεδο θυροφράγμα, για διάφορα αρχικά βάθη ροής και αρχικές παροχές.
2. Μεταβατικό φαινόμενο σε ανοικτό αγωγό με ανάντη επίπεδο θυροφράγμα και κατάντη εκχειλιστή ελεύθερης υπερχειλίσης, για διάφορες πλευρικές κλίσεις του ανοικτού αγωγού και αρχικές παροχές.

Στη δεύτερη περίπτωση μπορεί να θεωρηθεί η ύπαρξη ρυθμιστικών πτερυγίων στροβίλου αντί επίπεδο θυροφράγματος, με τον ίδιο νόμο κλεισίματος.

Αρχικά, στον υπό εξέταση ανοικτό αγωγό επικρατεί μόνιμη ομοιόμορφη υποκρίσιμη ροή. Κατά το κλείσιμο του επίπεδο θυροφράγματος προκαλούνται κύματα αβαθούς ύδατος τα οποία ταξιδεύουν στον ανοικτό αγωγό και ανακλώνται ως ένα βαθμό όταν φτάνουν στα άκρα του. Το μεταβατικό φαινόμενο συνεχίζεται και μετά το πλήρες κλείσιμο του επίπεδο θυροφράγματος, περιλαμβάνοντας κύματα αβαθούς ύδατος. Επίσης, είναι δυνατή η σύζευξη κυμάτων κατά τη διάρκεια αυτού του φαινομένου.

Κάθε μία από τις παραπάνω περιπτώσεις εξετάζεται ως ένα δισδιάστατο πρόβλημα. Η υπολογιστική μέθοδος που χρησιμοποιήθηκε για την αριθμητική προσομοίωση του μεταβατικού φαινομένου είναι η Μέθοδος των Χαρακτηριστικών σε συνδυασμό με το ρητό αριθμητικό σχήμα διάχυσης του Lax όσον αφορά τους εσωτερικούς κόμβους του εκάστοτε δισδιάστατου προβλήματος. Η υλοποίηση αυτής της μεθόδου έγινε σε γλώσσα προγραμματισμού FORTRAN 77, γλώσσα εύχρηστη σε ό,τι αφορά μαθηματικά προβλήματα.

Λέξεις κλειδιά:

ροή με ελεύθερη επιφάνεια, ανοικτός αγωγός, πρισματικός αγωγός, οριακές συνθήκες, αρχική συνθήκη, χαρακτηριστικές, ρητό σχήμα διάχυσης, ευστάθεια, δεξαμενή σταθερής στάθμης, επίπεδο θυροφράγμα, υπερχειλιστής λεπτής στέφης, εκχειλιστής ελεύθερης υπερχειλίσης, μόνιμη ροή, ομοιόμορφη ροή, υποκρίσιμη ροή, μεταβατικό φαινόμενο, κύματα αβαθούς ύδατος, ταχύτητα μετάδοσης κύματος, σύζευξη κυμάτων

Αυτή η σελίδα είναι σκόπιμα λευκή.

NUMERICAL SIMULATION OF HYDRAULIC TRANSIENTS ON OPEN CHANNELS WITH THE METHOD OF CHARACTERISTICS

ABSTRACT

Open channels, where water flow shows free surfaces when under atmospheric pressure, occur in the majority of large scale hydraulic projects. The aim of the present Dissertation is to study the Hydraulic Transients which appear to prismatic concrete open channels not only during the closing of sharp-edged sluice gates, but even afterwards when they are completely closed. The examined open channels include rectangular or trapezoidal cross-sections of various side slopes. The closing of the sluice gate could be abrupt, fast, or slow.

In particular, two cases are examined:

1. Transient in open channel with upstream constant-level pool and downstream sluice gate for various initial flow depths and discharges.
2. Transient in open channel with upstream sluice gate and downstream free-overflow spillway for various open channel side slopes and initial discharges.

In the second case, the existence of turbine adjustable blades could be considered instead of a sluice gate, with the same closing law.

Initially, steady uniform subcritical flow prevails in the examined open channel. In the closing of the sluice gate, shallow-water waves are generated which then travel to the open channel and are reflected to some degree when they reach the ends. The transient continues after the full closing of the sluice gate, including shallow-water waves. Also, wave coupling is possible during this phenomenon.

Any of the above cases is examined as a two-dimensional problem. The computational method used for the numerical simulation of the transient is the Method of Characteristics combined with Lax explicit computational diffusive scheme regarding the interior nodes of each two-dimensional problem. The implementation of this method was developed in FORTRAN 77 programming language, a user-friendly language when dealing with mathematical problems.

Key words:

free-surface flow, open channel, prismatic channel, boundary conditions, initial condition, characteristics, explicit diffusive scheme, stability, constant-level pool, sluice gate, sharp-crested weir, free-overflow spillway, steady flow, uniform flow, subcritical flow, transient, shallow-water waves, celerity, wave coupling

Αυτή η σελίδα είναι σκόπιμα λευκή.

ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΑ

Πρόλογος.....	13
---------------	----

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 1^Ο

ΑΝΟΙΚΤΟΙ ΑΓΩΓΟΙ – ΒΑΣΙΚΕΣ ΕΝΝΟΙΕΣ

1.1	Εισαγωγή.....	15
1.2	Ορισμοί.....	15
1.3	Κατηγορίες τεχνητών ανοικτών αγωγών.....	17
1.4	Τύποι ροών σε ανοικτούς αγωγούς.....	18
1.5	Καταστάσεις της ροής.....	20
1.6	Περιοχές καταστάσεων της ροής.....	27
1.7	Κατανομή ταχύτητας.....	28

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2^Ο

ΚΑΤΗΓΟΡΙΕΣ ΡΟΩΝ ΣΕ ΑΝΟΙΚΤΟΥΣ ΑΓΩΓΟΥΣ

2.1	Εισαγωγή.....	31
2.2	Κρίσιμη ροή.....	31
	2.2.1 Περιοχή κρίσιμης ροής.....	31
	2.2.2 Υπολογισμός κρίσιμου βάθους.....	33
2.3	Ομοιόμορφη ροή.....	36
	2.3.1 Ορισμός ομοιόμορφης ροής.....	36
	2.3.2 Αποκατάσταση ομοιόμορφης ροής.....	36
	2.3.3 Εξισώσεις αντίστασης της ροής.....	38
	2.3.4 Υπολογισμός κανονικού βάθους.....	46
2.4	Βέλτιστη τραπεζοειδή εγκάρσια διατομή.....	48
2.5	Βαθμιαίως μεταβαλλόμενη ροή.....	49
	2.5.1 Ορισμός βαθμιαίως μεταβαλλόμενης ροής.....	49
	2.5.2 Εξισώσεις βαθμιαίως μεταβαλλόμενης ροής.....	49
	2.5.3 Ταξινόμηση των προφίλ επιφάνειας ύδατος.....	51
	2.5.4 Γενικές παρατηρήσεις.....	53
2.6	Υπολογισμός βαθμιαίως μεταβαλλόμενης ροής.....	57
	2.6.1 Γενικές παρατηρήσεις.....	57
	2.6.2 Άμεση βηματική μέθοδος.....	60
	2.6.3 Τυπική βηματική μέθοδος.....	62
	2.6.4 Ολοκλήρωση της διαφορικής εξίσωσης.....	64
	2.6.5 Μονοβηματικές μέθοδοι.....	65
	2.6.6 Μέθοδοι πρόβλεψης-διόρθωσης.....	68

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 3^ο

ΜΗ ΜΟΝΙΜΕΣ ΡΟΕΣ ΜΕ ΕΛΕΥΘΕΡΗ ΕΠΙΦΑΝΕΙΑ ΚΑΙ ΥΔΡΑΥΛΙΚΕΣ ΚΑΤΑΣΚΕΥΕΣ ΠΟΥ ΑΠΟΤΕΛΟΥΝ ΤΙΣ ΟΡΙΑΚΕΣ ΣΥΝΘΗΚΕΣ ΣΤΑ ΠΡΟΒΛΗΜΑΤΑ ΡΟΗΣ ΣΕ ΑΝΟΙΚΤΟΥΣ ΑΓΩΓΟΥΣ

3.1	Εισαγωγή.....	71
3.2	Ορισμοί.....	71
3.3	Εξισώσεις μη μόνιμης ροής.....	72
3.4	Μέθοδοι επίλυσης.....	76
3.4.1	<i>Γενικά.....</i>	76
3.4.2	<i>Μέθοδος των χαρακτηριστικών.....</i>	76
3.4.3	<i>Μέθοδοι πεπερασμένων διαφορών.....</i>	79
3.4.3.1	<i>Γενικά.....</i>	79
3.4.3.2	<i>Ρητές μέθοδοι πεπερασμένων διαφορών.....</i>	80
3.4.3.3	<i>Άρρητες μέθοδοι πεπερασμένων διαφορών.....</i>	81
3.4.3.4	<i>Σύγκριση ρητών και άρρητων μεθόδων.....</i>	83
3.5	Θύρες υποροής.....	83
3.6	Υπερχειλιστής λεπτής στέψης.....	86
3.7	Εκχειλιστής ελεύθερης υπερχειλίσης.....	91
3.7.1	<i>Γενικά.....</i>	91
3.7.2	<i>Στέψη εκχειλιστή ελεύθερης υπερχείλισης.....</i>	92
3.7.3	<i>Μέτωπο εκχειλιστή ελεύθερης υπερχείλισης.....</i>	94
3.7.4	<i>Πόδι εκχειλιστή ελεύθερης υπερχείλισης.....</i>	97

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 4^ο

ΜΕΤΑΒΑΤΙΚΑ ΦΑΙΝΟΜΕΝΑ ΣΕ ΑΝΟΙΚΤΟΥΣ ΑΓΩΓΟΥΣ

4.1	Εισαγωγή.....	101
4.2	Χρησιμοποιηθέν πρόγραμμα.....	101
4.3	Μεταβατικό φαινόμενο σε ανοικτό αγωγό με ανάντη δεξαμενή σταθερής στάθμης και κατάντη επίπεδο θυρόφραγμα.....	102
4.4	Μεταβατικό φαινόμενο σε ανοικτό αγωγό με ανάντη επίπεδο θυρόφραγμα και κατάντη εκχειλιστή ελεύθερης υπερχειλίσης.....	219
4.5	Σχολιασμός διαγραμμάτων.....	342
	Βιβλιογραφία.....	347
	Παράρτημα.....	349

ΠΡΟΛΟΓΟΣ

Η παρούσα Διπλωματική Εργασία σκοπό έχει τη μελέτη των Μεταβατικών Φαινομένων που αναπτύσσονται σε ανοικτούς αγωγούς κατά το κλείσιμο του θυροφράγματος, αλλά και μετά το πλήρες κλείσιμο αυτού.

Συγκεκριμένα, εξετάζουμε δύο περιπτώσεις:

1. Διάταξη που περιλαμβάνει ανάντη δεξαμενή σταθερής στάθμης από όπου το νερό εισέρχεται στον ανοικτό αγωγό. Μεταβατικό φαινόμενο προκύπτει από το κλείσιμο του κατόντη θυροφράγματος.
2. Διάταξη που αποτελείται από θυρόφραγμα - ανοικτό αγωγό - εκχειλιστή ελεύθερης υπερχειλίσης. Μεταβατικό φαινόμενο προκύπτει πάλι από το κλείσιμο του ανάντη θυροφράγματος.

Το κλείσιμο του θυροφράγματος μπορεί να είναι απότομο, γρήγορο, αργό.

Στο **1^ο κεφάλαιο** γίνεται μία εισαγωγή στους ανοικτούς αγωγούς και στις ροές σε αυτούς. Αρχικά τι ορίζουμε ως ανοικτό αγωγό, αλλά και σε ποιες κατηγορίες ταξινομούνται οι ανοικτοί αγωγοί. Στη συνέχεια, περιγράφουμε ποιοι τύποι και ποιες καταστάσεις ροής εμφανίζονται σε αυτούς, αλλά και ορίζουμε μεγέθη που διέπουν τη μελέτη σχετικά με τη ροή σε αυτούς.

Στο **2^ο κεφάλαιο** αναφερόμαστε σε βασικές κατηγορίες ροών. Ειδικότερα, γίνεται αναλυτική περιγραφή της ομοιόμορφης και της βαθμιαίως μεταβαλλόμενης ροής, αλλά και πότε η ροή γίνεται κρίσιμη. Ακόμη, για τη μελέτη αυτών των ροών προτείνονται υπολογιστικές μέθοδοι, ενώ για τη βαθμιαίως μεταβαλλόμενη ροή γίνεται ιδιαίτερη μνεία σε διάφορες αριθμητικές μεθόδους.

Στο **3^ο κεφάλαιο** αναφέρονται οι εξισώσεις που περιγράφουν τη μη μόνιμη ροή. Στη συνέχεια προτείνονται μαθηματικές μέθοδοι επίλυσης αυτών. Στη θεωρία αυτών των παραγράφων στηρίζεται η μεθοδολογία που ακολουθήθηκε για την κατασκευή του προγράμματος στον Η/Υ. Ακόμη, περιγράφονται οι θήρες υποροής και ειδικότερα το επίπεδο θυρόφραγμα οξείας αιχμής που χρησιμοποιείται στις περιπτώσεις που θέλουμε να εξετάσουμε. Τέλος, αναφερόμαστε στον υπερχειλιστή λεπτής στέψης, μέσω της περιγραφής του οποίου οδηγούμαστε στην περιγραφή του εκχειλιστή ελεύθερης υπερχειλίσης.

Στο **4^ο κεφάλαιο** περιγράφεται το πρόγραμμα στον Η/Υ που χρησιμοποιήθηκε και στις δύο περιπτώσεις δίνοντας κάποια έμφαση στις διάφορες τροποποιήσεις αυτού ανά περίπτωση. Στη συνέχεια περιγράφονται αναλυτικά οι δύο περιπτώσεις και δίνονται τα διαγράμματα «Βάθους – Χρόνου» και «Ταχύτητας – Χρόνου» στα άκρα και στο μέσο του ανοικτού αγωγού, ανά περίπτωση, αλλά και ανά υποπερίπτωση. Επίσης, δίνονται τα διαγράμματα «Βάθους – Οριζόντιας Απόστασης (από το ανάντη άκρο)», «Ταχύτητας – Οριζόντιας Απόστασης», που ουσιαστικά αποτελούν στιγμιότυπα του βάθους και της ταχύτητας κατά μήκους του εκάστοτε ανοικτού αγωγού. Τέλος, παραθέτουμε το σχολιασμό αυτών των διαγραμμάτων.

Σημειώστε ότι η ανάπτυξη των προγραμμάτων έγινε σε γλώσσα FORTRAN 77, γλώσσα εύχρηστη σε ό,τι αφορά μαθηματικά προβλήματα.

Αυτή η σελίδα είναι σκόπιμα λευκή.

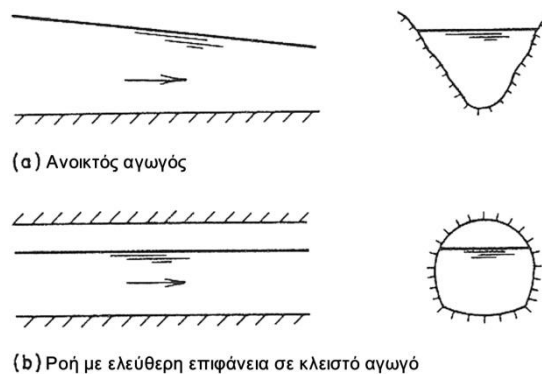
ΑΝΟΙΚΤΟΙ ΑΓΩΓΟΙ – ΒΑΣΙΚΕΣ ΕΝΝΟΙΕΣ

1.1 ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Τα υγρά μεταφέρονται από τη μία περιοχή στην άλλη μέσω φυσικών ή τεχνητών κατασκευών μεταβίβασης και διόδων. Αυτές οι δίοδοι μπορούν να έχουν εγκάρσιες διατομές ανοικτής ή κλειστής μορφής. Οι αγωγοί κλειστής μορφής εγκάρσιας διατομής αναφέρονται ως *κλειστοί αγωγοί (closed conduits)*, ενώ οι ανοικτής μορφής εγκάρσιας διατομής καλούνται *ανοικτοί αγωγοί (open channels)*. Παραδείγματος χάριν, οι σήραγγες, οι σωλήνες και τα υδραγωγεία είναι κλειστοί αγωγοί, ενώ οι ποταμοί, τα ρεύματα, οι εκβολές κλπ. είναι ανοικτοί αγωγοί.

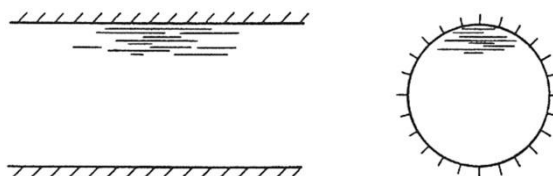
1.2 ΟΡΙΣΜΟΙ

Η ροή σε έναν ανοικτό ή σε έναν κλειστό αγωγό που έχει ελεύθερη επιφάνεια αναφέρεται ως *ροή με ελεύθερη επιφάνεια (free-surface flow)* ή *ροή σε ανοικτό αγωγό (open-channel flow)* (Σχήμα 1.1).



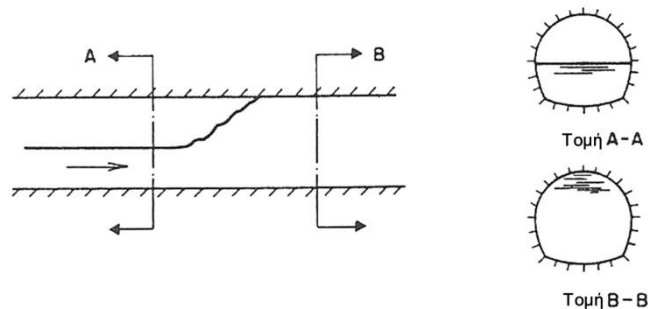
Σχήμα 1.1: Ροή με ελεύθερη επιφάνεια.

Η ελεύθερη επιφάνεια υποβάλλεται συνήθως σε ατμοσφαιρική πίεση. Εάν δεν υπάρχει καμία ελεύθερη επιφάνεια και ο κλειστός αγωγός είναι πλήρως γεμάτος, τότε η ροή καλείται *ροή μέσα σε σωλήνα (pipe flow)* ή *ροή υπό πίεση (pressurized flow)* (Σχήμα 1.2). Ενωώντας, βέβαια τη ροή μέσα σε κλειστούς σωληνωτούς αγωγούς.



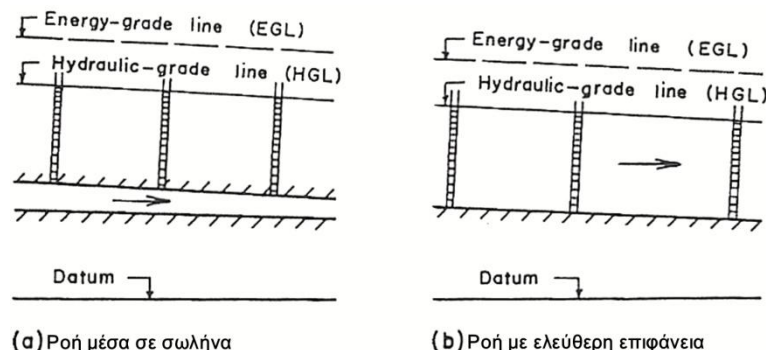
Σχήμα 1.2: Ροή μέσα σε σωλήνα ή ροή υπό πίεση.

Σε έναν κλειστό αγωγό είναι δυνατό να υπάρξει ροή με ελεύθερη επιφάνεια και ροή υπό πίεση σε διαφορετικούς χρόνους. Είναι επίσης δυνατό να συνυπάρξουν αυτές οι ροές σε μια δεδομένη χρονική στιγμή σε διαφορετικά σημεία ενός κλειστού αγωγού. Παραδείγματος χάριν, η ροή σε έναν αγωγό όμβριων υδάτων μπορεί να είναι ροή με ελεύθερη επιφάνεια σε έναν ορισμένο χρόνο. Κατόπιν, λόγω των μεγάλων εισροών που παράγονται από μια ξαφνική καταιγίδα, ο αγωγός όμβριων υδάτων μπορεί να αρχίσει να διαρρέεται στο σύνολο της εγκάρσιας διατομής του, ώστε η ροή να μετατρέπεται σε ροή υπό πίεση. Όμοια, ένας κλειστός αγωγός μπορεί να περιλαμβάνει ροή με ελεύθερη επιφάνεια σε ένα τμήμα κατά μήκος του και ροή υπό πίεση στο υπόλοιπο. Αυτή η κατάσταση εμφανίζεται συνήθως σε έναν κλειστό αγωγό όταν το κατάντη άκρο του είναι βυθισμένο (Σχήμα 1.3).



Σχήμα 1.3: Συνδυασμός ροής με ελεύθερη επιφάνεια με ροή υπό πίεση.

Το ύψος στο οποίο ανεβαίνει το υγρό σε ένα πιεζόμετρο μικρής διαμέτρου εισερχόμενο σε έναν ανοικτό ή κλειστό αγωγό εξαρτάται από την πίεση της θέσης του πιεζόμετρου. Μια γραμμή που ενώνει την κορυφή της υγρής επιφάνειας στα πιεζόμετρα καλείται *πιεζομετρική γραμμή* (*piezometric-head line*) ή *υδραυλική γραμμή* (*hydraulic-grade line*) (Σχήμα 1.4).



Σχήμα 1.4: Υδραυλική γραμμή και γραμμή ενέργειας.

Σε ροή μέσα σε σωλήνα, το ύψος της πιεζομετρικής γραμμής πάνω από ένα καθορισμένο επίπεδο αναφοράς καλείται πιεζομετρικό ύψος σε εκείνη τη θέση. Σε μια ροή με ελεύθερη επιφάνεια, η πιεζομετρική γραμμή συνήθως, αλλά όχι πάντα, συμπίπτει με την ελεύθερη επιφάνεια. Εάν το ύψος της ταχύτητας $\frac{V^2}{2 \cdot g}$, όπου V = μέση ροϊκή ταχύτητα της εκάστοτε διατομής του ανοικτού αγωγού και g = επιτάχυνση της βαρύτητας, προστεθεί στην κορυφή της πιεζομετρικής γραμμής και τα προκύπτοντα σημεία ενωθούν από μια γραμμή, τότε η γραμμή αυτή καλείται *γραμμή ενέργειας* (*energy-grade line*). Αυτή η γραμμή αντιπροσωπεύει το ολικό ύψος στα διάφορα σημεία ενός ανοικτού αγωγού.

Οι ανοικτοί αγωγοί είναι γενικά δύο κατηγοριών: φυσικοί και τεχνητοί. Οι *τεχνητοί ανοικτοί αγωγοί* περιλαμβάνουν δίκτυα αγωγών όμβριων και ακάθαρτων υδάτων (λυμάτων), διώρυγες ναυσιπλοΐας, διώρυγες απαγωγής, τάφρους (χάνδακες), αύλακες ύδρευσης, άρδευσης και αποστράγγισης, οχετούς κάτω από οδούς, σήραγγες ροής ελεύθερης επιφάνειας, περιμετρικούς τάφρους προστασίας οικισμών, παρακαμπτήριους αγωγούς κλπ. Οι *φυσικοί ανοικτοί αγωγοί* είναι ακανόνιστοι και περιλαμβάνουν τα φυσικά ρεύματα – ρύακες, τους ποταμούς και τις εκβολές αυτών (επιρροή παλίρροιας), τους χείμαρρους, τις πλημμυρικές κοίτες κλπ. Τα μεγέθη των διατομών τους ποικίλουν σημαντικά, οι μορφές των διατομών είναι συνήθως ακανόνιστες, οι τραχύτητες είναι πολύ δυσχερές να προσδιοριστούν με μετρήσεις – έχουν δε πολύ σημαντικό εύρος μεταβολής των τιμών τους, ενώ δεν είναι λίγες οι περιπτώσεις αλλαγής της κοίτης αυτών των αγωγών από φυσικά αίτια.

1.3 ΚΑΤΗΓΟΡΙΕΣ ΤΕΧΝΗΤΩΝ ΑΝΟΙΚΤΩΝ ΑΓΩΓΩΝ

Στους τεχνητούς ανοικτούς αγωγούς περιλαμβάνονται:

1. Οι πρισματικοί αγωγοί. *Πρισματικός* είναι ο ανοικτός αγωγός που έχει ευθύγραμμη κατά μήκος χάραξη (οριζοντιογραφικά – υψομετρικά) και σταθερή (αναλλοίωτη) μορφή εγκάρσιας διατομής σε όλο το μήκος του. Οι αγωγοί που δεν παρουσιάζουν τα παραπάνω χαρακτηριστικά ονομάζονται *μη πρισματικοί*. Μη πρισματικοί αγωγοί είναι π.χ. οι ευθύγραμμοι αγωγοί μεταβαλλόμενων διατομών ή οι αγωγοί με καμπύλο πυθμένα (σε κάτοψη ή σε κατακόρυφη – κατά μήκος – τομή). Αν σε έναν πρισματικό αγωγό παραμένει σταθερή και η υγρή εγκάρσια διατομή (συνάρτηση της ροής και της μορφής της εγκάρσιας διατομής), τότε ο αγωγός ονομάζεται *υδραυλικά ομοιόμορφος*, ενώ σε αντίθετη περίπτωση ονομάζεται *υδραυλικά ανομοιόμορφος*. Είναι δυνατόν ένας πρισματικός αγωγός να είναι και υδραυλικά ομοιόμορφος ή υδραυλικά ανομοιόμορφος, κατωφερής ή και (σε μικρά μήκη) ανωφερής ή οριζόντιος. Ο μη πρισματικός αγωγός δεν μπορεί να είναι υδραυλικά ομοιόμορφος. Πρισματικοί είναι μόνο οι τεχνητοί αγωγοί, ενώ οι φυσικοί ανοικτοί αγωγοί είναι συνήθως μη πρισματικοί (προσεγγιστικά, θεωρούνται πολλές φορές πρισματικοί κατά τμήματα).
2. Οι επενδυμένοι ή ανεπένδυτοι αγωγοί. Η επένδυση ενός αγωγού γίνεται με τεχνικά σταθεροποιητικά υλικά, σκυρόδεμα, τούβλα, τσιμέντο, πελεκητούς λίθους (κτιστούς ή μη), ξύλο, ασφαλτικά υλικά, ελαστικές μεμβράνες, μέταλλα κτλ. ή και με φυσικά υλικά, όπως φύτεμα χλόης. Η επένδυση των αγωγών έχει σκοπό τη μη εξάρτηση της γεωμετρίας αυτών από τα μεγέθη της ροής, την αύξηση της παροχετευτικότητας, τη συγκράτηση των απωλειών (διαρροών) του νερού λόγω διάβρωσης ή διήθησης – αν δε συνδυάζεται με καλό σχεδιασμό (μελέτη) και κατασκευή – και την αποφυγή του κινδύνου πρόσχωσης με φερτά υλικά. Οι επενδυμένοι αγωγοί επιβάλλονται κυρίως σε περιπτώσεις ορεινών ρευμάτων (δυσχέρεια μεταφοράς υλικών) ή για λόγους κόστους της όλης κατασκευής (π.χ. διώρυγες άρδευσης, στράγγισης), θα πρέπει όμως να γίνεται έλεγχος των μέγιστων ταχυτήτων, των διαφυγών νερού κτλ.
3. Οι διώρυγες (δίαυλοι ή κανάλια). Η *διώρυγα* (παρόλο που δεν βρίσκεται πάντα σε όρυγμα) αναφέρεται κυρίως σε ανοικτό αγωγό πολύ μεγάλου μήκους και μικρής κατά μήκος κλίσης.

4. Οι αύλακες. Η *αύλακα* αναφέρεται συνήθως σε τεχνητό αγωγό μικρής παροχής και μικρού μήκους, κατασκευασμένο από ξύλο, μέταλλο ή οικοδομικά υλικά και ευρισκόμενο επί ή πάνω από την επιφάνεια του εδάφους, με συνήθη προορισμό τη μεταφορά ή τη μέτρηση του νερού, π.χ. πάνω από εδαφική κατάπτωση (κοιλαδογέφυρα, υδατογέφυρα). Οι εργαστηριακοί ανοικτοί αγωγοί ουσιαστικά είναι αύλακες.
5. Οι αγωγοί μεγάλης κλίσης/πτώσης. Κατά αντίθεση προς τη διώρυγα, ο κατηφορικός ανοικτός *αγωγός μεγάλης κλίσης* αφορά σημαντικές κατά μήκος κλίσεις πυθμένα, ενώ ο *αγωγός πτώσης* έχει συνήθως πολύ μικρότερο μήκος.
6. Οι οχετοί. Ο *οχετός* μερικής πλήρωσης με νερό, δεν έχει συνήθως σημαντικό μέγεθος, χρησιμοποιείται δε κύρια κάτω από οδούς ή σιδηροδρομικές γραμμές.

1.4 ΤΥΠΟΙ ΡΟΩΝ ΣΕ ΑΝΟΙΚΤΟΥΣ ΑΓΩΓΟΥΣ

Η ροή σε ανοικτό αγωγό μπορεί να ταξινομηθεί σε πολλούς τύπους και να περιγραφεί με διάφορους τρόπους. Η ακόλουθη ταξινόμηση γίνεται σύμφωνα με τη μεταβολή του βάθους ροής (flow depth) σε σχέση με το χρόνο και το μήκος.

Μόνιμη Ροή και Μη Μόνιμη Ροή: Κριτήριο ο Χρόνος. Η ροή σε έναν ανοικτό αγωγό λέγεται ότι είναι *μόνιμη* (*steady*) εάν το βάθος της ροής δεν μεταβάλλεται ή εάν μπορεί να υποθεθεί ότι είναι σταθερό κατά τη διάρκεια του υπό εξέταση χρονικού διαστήματος για ολόκληρο τον ανοικτό αγωγό. Η ροή είναι *μη μόνιμη* (*unsteady*) εάν το βάθος αλλάζει με το χρόνο. Στα περισσότερα προβλήματα ανοικτού αγωγού είναι απαραίτητο να μελετηθεί η συμπεριφορά της ροής μόνο υπό μόνιμες συνθήκες. Εάν, εντούτοις, η μεταβολή της κατάστασης της ροής σε σχέση με το χρόνο είναι σημαντικού ενδιαφέροντος, η ροή πρέπει να αντιμετωπιστεί ως μη μόνιμη. Στις πλημμύρες και στα κύματα μετεωρολογικής παλίρροιας, παραδείγματος χάριν, που είναι χαρακτηριστικά παραδείγματα της μη μόνιμης ροής, η κατάσταση της ροής αλλάζει στιγμιαία καθώς τα κύματα περνούν από το συγκεκριμένο σημείο και ο χρονικός παράγοντας είναι σημαντικός στο σχεδιασμό των υποδομών ελέγχου.

Για οποιαδήποτε ροή, η παροχή Q σε μία διατομή ανοικτού αγωγού εκφράζεται από την εξίσωση:

$$Q = VA, \quad (1.1)$$

όπου V είναι η μέση ταχύτητα και A είναι το εμβαδόν της εγκάρσιας διατομής κάθετα στην κατεύθυνση της ροής, δεδομένου ότι η μέση ταχύτητα ορίζεται ως η παροχή διαιρεμένη με το εμβαδόν της εγκάρσιας διατομής.

Στα περισσότερα προβλήματα της μόνιμης ροής η παροχή είναι σταθερή σε όλη την έκταση του υπό εξέταση ανοικτού αγωγού με άλλα λόγια, η ροή είναι *συνεχής* (*continuous*). Κατά συνέπεια, χρησιμοποιώντας τη σχέση (1.1) προκύπτει:

$$Q = V_1 A_1 = V_2 A_2 = \dots, \quad (1.2)$$

όπου οι δείκτες υποδεικνύουν τις διάφορες διατομές του ανοικτού αγωγού. Αυτή είναι η *εξίσωση συνέχειας* (*continuity equation*) για μια συνεχή μόνιμη ροή.

Η εξίσωση (1.2) προφανώς γενικά δεν ισχύει, όταν η παροχή της μόνιμης ροής είναι *ανομοιόμορφη* (*nonuniform*) κατά μήκος του ανοικτού αγωγού, δηλαδή εκεί όπου το υγρό εισέρχεται ή εξέρχεται κατά μήκος της πορείας της ροής. Αυτός ο τύπος ροής, γνωστός ως *χωρικά μεταβαλλόμενη* (*spatially varied*) ή *ασυνεχής ροή* (*discontinuous flow*), βρίσκεται στις υδροροές στις άκρες των δρόμων, στους πλευρικούς εκχειλιστές (*side-channel spillways*), στις αποχετεύσεις αποβλήτων γύρω

από δεξαμενές επεξεργασίας λυμάτων, στους κύριους ανοικτούς αγωγούς αποξηράνσεων και στους ανοικτούς αγωγούς τροφοδοσίας στα συστήματα άρδευσης.

Ο νόμος της συνέχειας της μη μόνιμης ροής απαιτεί την εκτίμηση της χρονικής επίδρασης. Ως εκ τούτου, η εξίσωση συνέχειας για τη συνεχή μη μόνιμη ροή πρέπει να περιλαμβάνει το χρονικό στοιχείο ως μεταβλητή.

Ομοιόμορφη Ροή και Μεταβαλλόμενη Ροή: ο Χώρος ως Κριτήριο. Η ροή ανοικτού αγωγού λέγεται ότι είναι *ομοιόμορφη (uniform)* εάν το βάθος της ροής είναι το ίδιο σε κάθε διατομή του ανοικτού αγωγού. Μια ομοιόμορφη ροή μπορεί να είναι μόνιμη ή μη μόνιμη, ανάλογα με το εάν το βάθος αλλάζει ή όχι με το χρόνο.

Η *μόνιμη ομοιόμορφη ροή* είναι ο θεμελιώδης τύπος ροής που αντιμετωπίζεται στην υδραυλική ανοικτών αγωγών. Το βάθος της ροής δεν αλλάζει κατά τη διάρκεια του υπό εξέταση χρονικού διαστήματος. Η καθιέρωση της *μη μόνιμης ομοιόμορφης ροής* θα απαιτούσε η επιφάνεια του υγρού να ταλαντεύεται παραμένοντας παράλληλη στον πυθμένα του ανοικτού αγωγού. Προφανώς, αυτή είναι μία σχεδόν αδύνατη κατάσταση. Για αυτό ο όρος «ομοιόμορφη ροή» θα χρησιμοποιείται κατωτέρω για να αναφέρεται μόνο στη μόνιμη ομοιόμορφη ροή.

Η ροή είναι *μεταβαλλόμενη* ή *ανομοιόμορφη* εάν το βάθος της ροής μεταβάλλεται κατά μήκος του ανοικτού αγωγού. Η μεταβαλλόμενη ροή (varied flow) μπορεί να είναι είτε μόνιμη είτε μη μόνιμη. Δεδομένου ότι η μη μόνιμη ομοιόμορφη ροή είναι σπάνια, ο όρος «μη μόνιμη ροή» χρησιμοποιείται κατωτέρω για να υποδείξει τη μη μόνιμη μεταβαλλόμενη ροή αποκλειστικά.

Η μεταβαλλόμενη ροή μπορεί να ταξινομηθεί περαιτέρω είτε ως *ταχέως (rapidly)* είτε ως *βραδέως* ή *βαθμιαίως μεταβαλλόμενη (gradually varied)*. Η ροή είναι *ταχέως μεταβαλλόμενη* εάν το βάθος μεταβάλλεται απότομα πέρα από μια συγκριτικά σύντομη απόσταση, διαφορετικά, είναι *βαθμιαίως μεταβαλλόμενη*. Μια ταχέως μεταβαλλόμενη ροή συναντάται επίσης ως *τοπικό φαινόμενο*, τέτοια παραδείγματα είναι το υδραυλικό άλμα (hydraulic jump) και η υδραυλική πτώση (hydraulic drop).

Για μεγαλύτερη σαφήνεια, η ταξινόμηση της ροής ανοικτών αγωγών συνοψίζεται ως εξής:

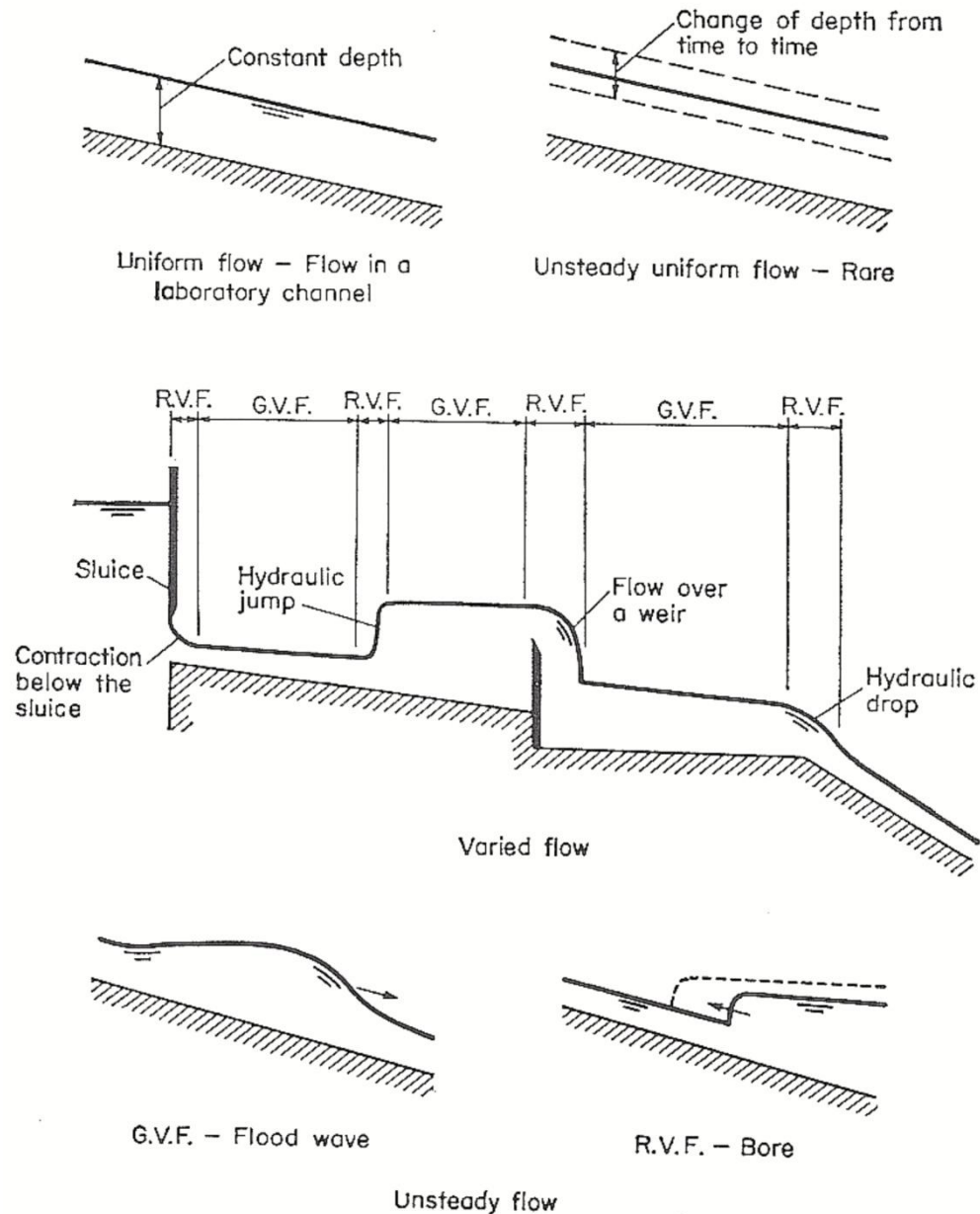
A. Μόνιμη ροή

1. Ομοιόμορφη ροή
2. Μεταβαλλόμενη ροή
 - a. Βαθμιαίως μεταβαλλόμενη ροή
 - b. Ταχέως μεταβαλλόμενη ροή

B. Μη Μόνιμη ροή

1. Μη Μόνιμη ομοιόμορφη ροή (σπάνια)
2. Μη Μόνιμη ροή (δηλαδή, μη μόνιμη μεταβαλλόμενη ροή)
 - a. Βαθμιαίως μεταβαλλόμενη μη μόνιμη ροή
 - b. Ταχέως μεταβαλλόμενη μη μόνιμη ροή

Οι διάφοροι τύποι ροών σκιαγραφούνται στο Σχήμα 1.5.



G.V.F. = gradually varied flow; R.V.F. = rapidly varied flow.

Σχήμα 1.5: Διάφοροι τύποι ροής σε ανοικτό αγωγό σύμφωνα με τον V. T. Chow, *Open-Channel Hydraulics*, 1959.

Για επεξηγηματικούς λόγους, τα σχέδια του Σχήματος 1.5 έχουν αποτυπωθεί με μια υπερβάλλουσα κατακόρυφη κλίμακα, δεδομένου ότι οι συνηθισμένοι ανοικτοί αγωγοί έχουν μικρές κλίσεις πυθμένα.

1.5 ΚΑΤΑΣΤΑΣΕΙΣ ΤΗΣ ΡΟΗΣ

Η κατάσταση ή η συμπεριφορά της ροής ανοικτού αγωγού διέπεται βασικά από την επίδραση της συνεκτικότητας και της βαρύτητας συγκριτικά με τις αδρανειακές δυνάμεις της ροής. Η επιφανειακή τάση του νερού μπορεί να έχει επιπτώσεις στη συμπεριφορά της ροής υπό ορισμένες συνθήκες, αλλά δεν διαδραματίζει σημαντικό

ρόλο στα περισσότερα προβλήματα ανοικτών αγωγών που αντιμετωπίζονται στην εφαρμοσμένη μηχανική.

Επίδραση της Συνεκτικότητας. Ανάλογα με την επίδραση της συνεκτικότητας σχετικά με την αδράνεια, η ροή μπορεί να είναι στρωτή, τυρβώδης ή μεταβατική.

Η ροή είναι *στρωτή (laminar)* εάν οι δυνάμεις συνεκτικότητας είναι τόσο ισχυρές συγκριτικά με τις αδρανειακές δυνάμεις ώστε η συνεκτικότητα να παίζει ένα σημαντικό ρόλο στον καθορισμό της συμπεριφοράς της ροής. Στη στρωτή ροή, τα σωματίδια νερού εμφανίζονται να κινούνται σε καθορισμένες ομαλές πορείες ή γραμμές ροής και απειροελαχίστως λεπτά στρώματα του υγρού φαίνεται να παρακάμπτουν τα παρακείμενα στρώματα.

Η ροή είναι *τυρβώδης (turbulent)* εάν οι δυνάμεις συνεκτικότητας είναι αδύναμες συγκριτικά με τις αδρανειακές δυνάμεις. Στην τυρβώδη ροή, τα σωματίδια νερού κινούνται σε ακανόνιστες πορείες, οι οποίες δεν είναι ούτε ομαλές ούτε σταθερές αλλά στο σύνολο αντιπροσωπεύουν την μπροστινή κίνηση ολόκληρου ρεύματος.

Μεταξύ των στρωτών και τυρβωδών καταστάσεων υπάρχει μία μικτή ή *μεταβατική (transitional)* κατάσταση.

Η επίδραση της συνεκτικότητας σχετικά με την αδράνεια μπορεί να αντιπροσωπευθεί από τον αριθμό *Reynolds*, που ορίζεται ως:

$$R = \frac{VL}{\nu}, \quad (1.3)$$

όπου – π.χ. σε αγγλικές μονάδες – V είναι η ταχύτητα της ροής σε *fps*, L είναι το χαρακτηριστικό μήκος σε *ft*, εδώ αντιστοιχεί στην υδραυλική ακτίνα R_0 ενός κλειστού αγωγού και ν είναι η κινηματική συνεκτικότητα του νερού σε ft^2/sec . Η κινηματική συνεκτικότητα σε ft^2/sec είναι ίση με τη δυναμική συνεκτικότητα μ (σε *slug/(ft·sec)*) διαιρεμένη με την πυκνότητα μάζας ρ (σε *slug/ft³*). Για νερό στους $68^\circ F (20^\circ C)$, $\mu = 2.09 \times 10^{-5}$ και $\rho = 1.937$, ως εκ τούτου $\nu = 1.08 \times 10^{-5}$.

Μια ροή ανοικτού αγωγού είναι στρωτή εάν ο αριθμός Reynolds R είναι μικρός και τυρβώδης εάν ο R είναι μεγάλος. Πολυάριθμα πειράματα έχουν δείξει ότι η ροή σε ένα σωλήνα αλλάζει από στρωτή σε τυρβώδη στο εύρος μεταξύ της κρίσιμης τιμής 2000 και μίας ανώτερης τιμής που μπορεί να φτάσει ως 50000. Στα πειράματα ανοικτών αγωγών στη θέση της διαμέτρου του σωλήνα λαμβάνεται το χαρακτηριστικό μήκος στον καθορισμό του αριθμού Reynolds. Όταν η υδραυλική ακτίνα λαμβάνεται ως χαρακτηριστικό μήκος, η αντίστοιχη περιοχή είναι από 500 έως 12500, δεδομένου ότι η διάμετρος ενός σωλήνα είναι τέσσερις φορές η υδραυλική ακτίνα του.

Οι στρωτές, τυρβώδεις και μεταβατικές καταστάσεις της ροής ανοικτών αγωγών μπορούν να εκφραστούν από ένα διάγραμμα που δείχνει τη σχέση μεταξύ του αριθμού Reynolds και του συντελεστή τριβής του τύπου των Darcy - Weisbach. Ένα τέτοιο διάγραμμα, γενικά γνωστό ως διάγραμμα Stanton, αναπτύχθηκε για ροή μέσα σε σωλήνες. Επίσης, ο τύπος Darcy-Weisbach που αναπτύχθηκε πρωταρχικά για ροή μέσα σε σωλήνες, είναι:

$$h_f = f \frac{L}{d_0} \frac{V^2}{2g}, \quad (1.4)$$

όπου h_f είναι η απώλεια εξαιτίας τριβών σε *ft* για ροή μέσα σε σωλήνες, f είναι ο συντελεστής τριβής, L είναι το μήκος σωλήνα, d_0 είναι η διάμετρος σωλήνα σε *ft*,

V είναι η ταχύτητα της ροής σε fps και g είναι η επιτάχυνση της βαρύτητας σε ft/sec^2 .

Δεδομένου ότι $d_0 = 4 \cdot R_0$ και $S = h_f / L$ η κλίση της γραμμής ενέργειας, η ανωτέρω εξίσωση μπορεί να ξαναγραφτεί για συντελεστή τριβής:

$$f = \frac{8gR_0S}{V^2}. \quad (1.5)$$

Αυτή η εξίσωση μπορεί επίσης να εφαρμοστεί στις ομοιόμορφες και στις σχεδόν ομοιόμορφες ροές σε ανοικτούς αγωγούς.

Η σχέση $f - R$ για υδραυλικά λείους σωλήνες μπορεί να εκφραστεί από την εξίσωση *Blasius*:

$$f = \frac{0.233}{R^{0.25}} \quad (1.6)$$

η οποία θεωρείται έγκυρη μόνο όταν η τιμή του R είναι μεταξύ 750 και 25000. Για τις υψηλότερες τιμές του R , ο von Karman ανέπτυξε μια γενική έκφραση, η οποία αργότερα τροποποιήθηκε από τον Prandtl για να συμφωνήσει περισσότερο με τα αποκτηθέντα αποτελέσματα του Nikuradse. Η προκύπτουσα εξίσωση *Prandtl-von Karman* είναι:

$$\frac{1}{\sqrt{f}} = 2 \log(R\sqrt{f}) + 0.4. \quad (1.7)$$

Οι εξισώσεις (1.6) και (1.7) θα χρησιμοποιηθούν στη συνέχεια ως βάση σύγκρισης καταστάσεων της ροής σε ανοικτούς αγωγούς. Πρέπει να σημειωθεί ότι οι αντίστοιχες εξισώσεις για τη ροή σε ανοικτούς αγωγούς έχουν αναπτυχθεί από τον Keulegan και εμφανίζονται να είναι παρόμοιες με τις εξισώσεις της ροής μέσα σε σωλήνες που δίνονται ανωτέρω. Πρέπει να αναφερθεί, εντούτοις, ότι εξαιτίας της ελεύθερης επιφάνειας και της αλληλεξάρτησης της υδραυλικής ακτίνας, της παροχής και της κλίσης, η σχέση $f - R$ της ροής σε ανοικτούς αγωγούς δεν ακολουθεί ακριβώς τις απλές έννοιες που ισχύουν για τη ροή μέσα σε σωλήνες. Μερικά συγκεκριμένα χαρακτηριστικά γνωρίσματα της σχέσης $f - R$ στη ροή σε ανοικτούς αγωγούς περιγράφονται κατωτέρω.

Πειραματικά αποτελέσματα είναι διαθέσιμα για τον προσδιορισμό της σχέσης $f - R$ στη ροή σε ανοικτούς αγωγούς και μπορούν να βρεθούν σε διάφορες δημοσιεύσεις στην υδραυλική. Το διάγραμμα του Σχήματος 1.6, το οποίο εμφανίζει τη σχέση $f - R$ για ροή σε υδραυλικά λείους ανοικτούς αγωγούς, είναι βασισμένο στα αποτελέσματα που αναπτύχθηκαν στα Πανεπιστήμια του Illinois και της Minnesota.

Σε αυτό το διάγραμμα τα ακόλουθα χαρακτηριστικά γνωρίσματα που μπορούν να επισημανθούν είναι:

1. Το διάγραμμα δείχνει με σαφήνεια πως η κατάσταση της ροής αλλάζει από στρωτή σε τυρβώδη καθώς ο αριθμός Reynolds αυξάνεται. Η ασυνέχεια του διαγράμματος και η διασπορά των δεδομένων χαρακτηρίζουν τη μεταβατική περιοχή, όπως γίνεται στο διάγραμμα Stanton για τη ροή μέσα σε σωλήνες. Το μεταβατικό εύρος, εντούτοις, δεν ορίζεται τόσο καλά όσο στη ροή μέσα σε σωλήνες. Ο χαμηλότερος κρίσιμος αριθμός Reynolds εξαρτάται ως ένα βαθμό από το σχήμα του ανοικτού αγωγού. Η τιμή ποικίλλει από 500 έως 600, όντας γενικά μεγαλύτερη από την τιμή για τη ροή μέσα σε σωλήνες. Για πρακτικούς λόγους, το μεταβατικό εύρος του R για τη ροή σε ανοικτούς αγωγούς μπορεί να υποθεθεί ότι είναι από 500 έως 2000. Πρέπει να σημειωθεί, εντούτοις, ότι η

άνωτη τιμή είναι αυθαίρετη, δεδομένου ότι δεν υπάρχει κανένα καθορισμένο ανώτερο όριο για όλες τις συνθήκες ροής.

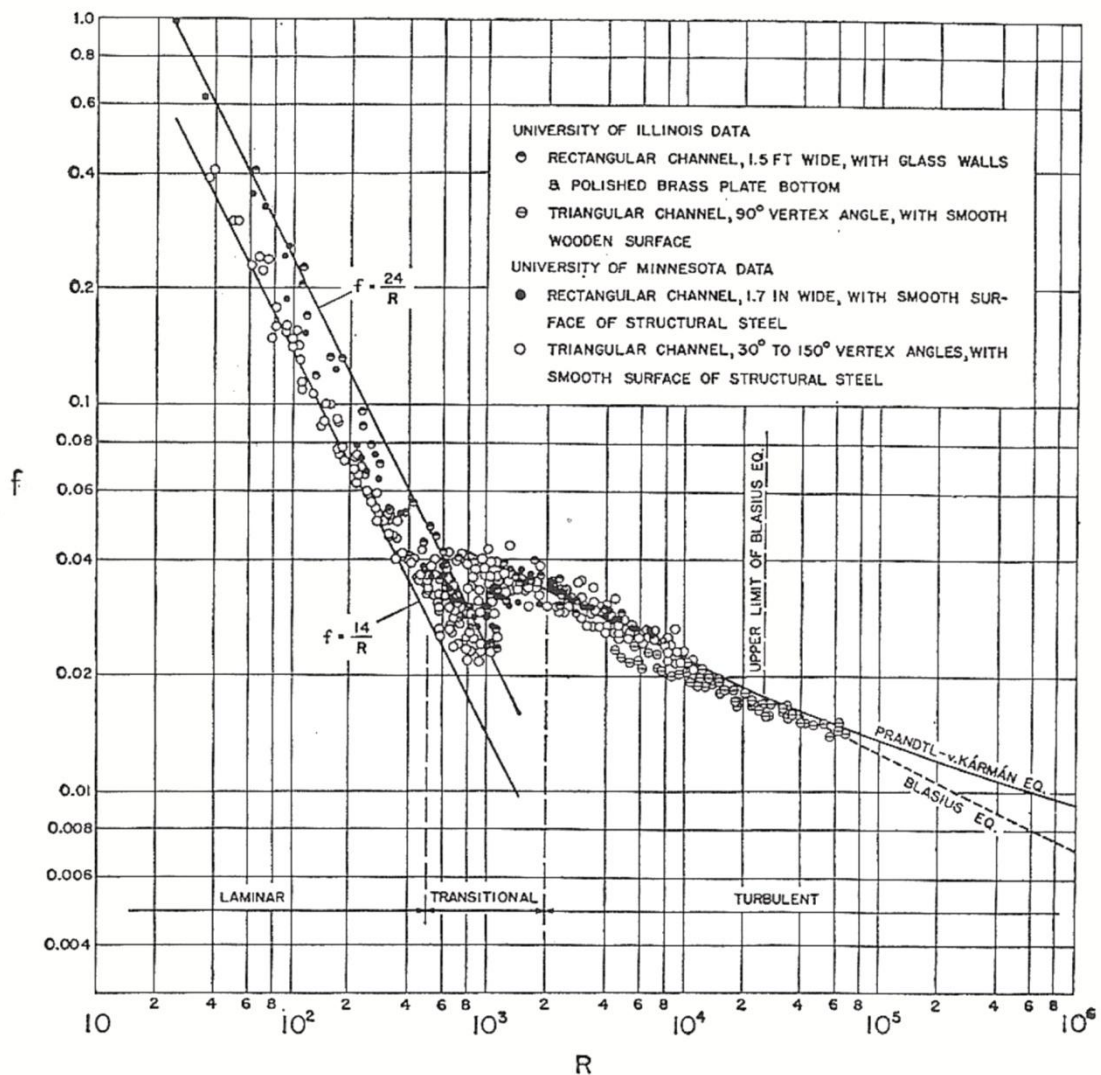
2. Τα στοιχεία στη στρωτή περιοχή μπορούν να καθοριστούν από μια γενική εξίσωση:

$$f = \frac{K}{R}. \quad (1.8)$$

Από τις εξισώσεις (1.3) και (1.5) μπορεί να εξαχθεί ότι:

$$K = \frac{8gR_0^2 S}{\nu V}. \quad (1.9)$$

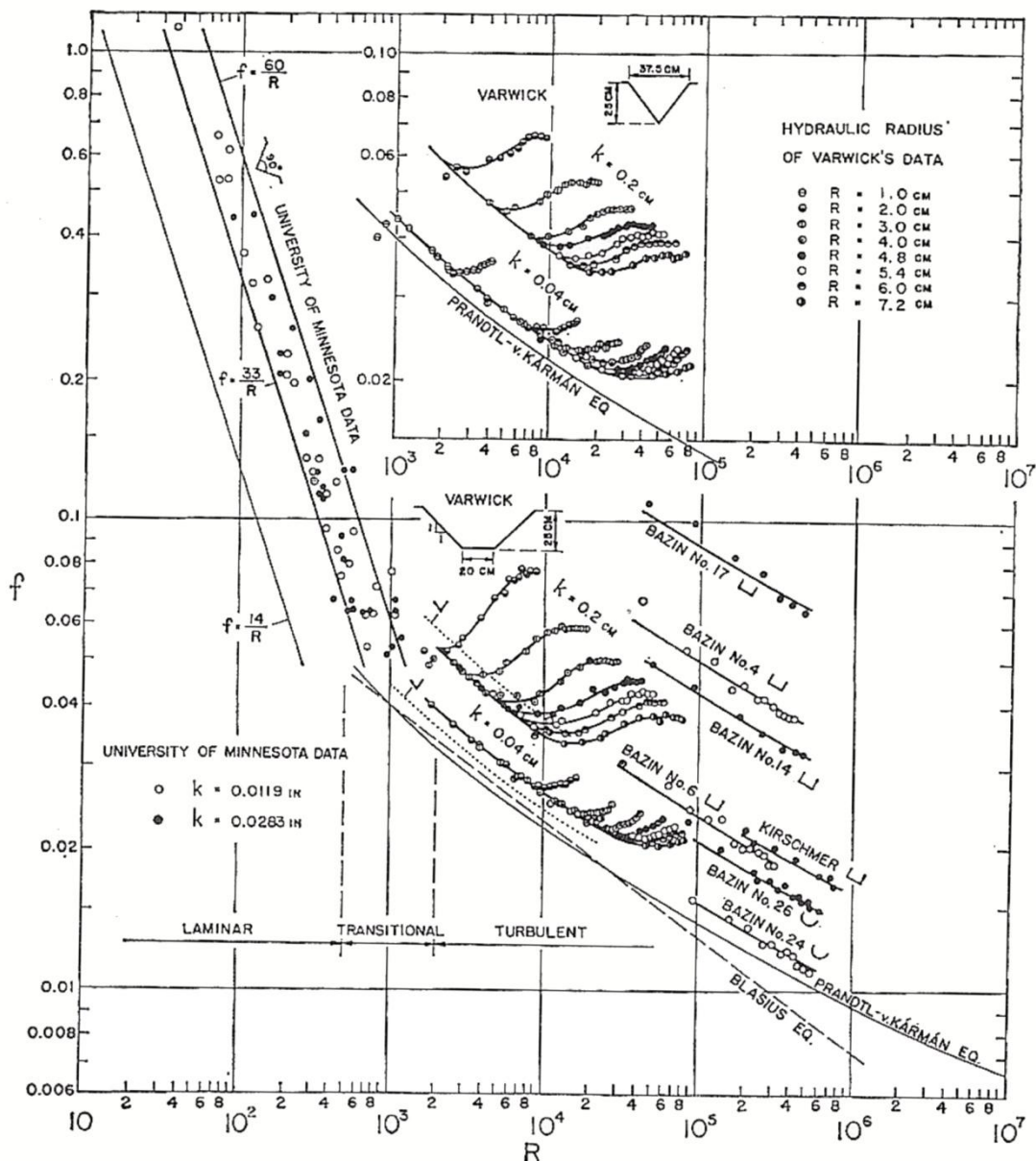
Δεδομένου ότι V και R_0 έχουν συγκεκριμένες τιμές για οποιαδήποτε δεδομένο σχήμα ανοικτών αγωγών, ο K είναι ένας καθαρά αριθμητικός συντελεστής εξαρτώμενος μόνο από τη μορφή ανοικτών αγωγών. Για τη στρωτή ροή σε υδραυλικά λείους ανοικτούς αγωγούς, η τιμή K μπορεί να καθοριστεί θεωρητικά. Το διάγραμμα του Σχήματος 1.6 υποδηλώνει ότι ο K είναι περίπου 24 για τους ορθογώνιους ανοικτούς αγωγούς και εκτιμάται 14 για τον τριγωνικό ανοικτό αγωγό, υπό προϋποθέσεις.



Σχήμα 1.6: Η σχέση $f - R$ για ροή σε υδραυλικά λείους ανοικτούς αγωγούς.

3. Τα αποτελέσματα στην τυρβώδη περιοχή συγκλίνουν στην καμπύλη των Blasius - Prandtl - von Karman. Αυτό αποδεικνύει ότι ο νόμος για την τυρβώδη ροή μέσα σε υδραυλικά λείους σωλήνες μπορεί να είναι περίπου αντιπροσωπευτικός όλων των υδραυλικά λείων ανοικτών αγωγών. Το διάγραμμα επίσης δείχνει ότι το σχήμα του ανοικτού αγωγού δεν έχει σημαντική επιρροή στην τριβή στην τυρβώδη ροή, όπως έχει στη στρωτή ροή.

Τα αποτελέσματα για τη στρωτή ροή που λήφθηκαν στο Πανεπιστήμιο της Minnesota και τα αποτελέσματα για την τυρβώδη ροή που συλλέχθηκαν χωριστά από τους Kirschmer, Eisner και Kozeny παρουσιάζονται στο διάγραμμα για τη ροή στους υδραυλικά τραχείς ανοικτούς αγωγούς (Σχήμα 1.7).



Bazin's channels: No. 4, gravel embedded in cement; No. 6, unpolished wood; No. 14, unpolished wood roughened by transverse wooden strips 27 mm long, 10 mm high, and 10 mm in spacing; No. 17, same as No. 14 except with a spacing of 50 mm; No. 24, cement lining; and No. 26, unpolished wood. Kirschmer's channel: smooth concrete.

Σχήμα 1.7: Η σχέση $f - R$ για ροή σε υδραυλικά τραχείς ανοικτούς αγωγούς.

Σε μερικά από τα αποτελέσματα η τραχύτητα των ανοικτών αγωγών αντιπροσωπεύεται από τον k , ο οποίος είναι ένα μέτρο μεγέθους των σωματιδίων τραχύτητας που διαμορφώνουν την επιφάνεια των ανοικτών αγωγών. Το διάγραμμα επεξηγεί τα ακόλουθα χαρακτηριστικά γνωρίσματα:

1. Στη στρωτή περιοχή τα αποτελέσματα μπορούν να καθοριστούν από την εξίσωση (1.8). Σε αυτήν την περιοχή, η τιμή του K είναι γενικά υψηλότερη από ότι είναι για τους υδραυλικά λείους ανοικτούς αγωγούς και κυμαίνεται μεταξύ 60 και 33, δείχνοντας την έντονη επιρροή της τραχύτητας του ανοικτού αγωγού στο συντελεστή τριβής.
2. Στην τυρβώδη περιοχή το σχήμα των ανοικτών αγωγών έχει μια έντονη επίδραση στο συντελεστή τριβής. Θεωρείται ότι, όταν ο βαθμός τραχύτητας είναι σταθερός, ο συντελεστής τριβής μειώνεται απότομα κατά τη σειρά ορθογώνιων, τριγωνικών, τραπεζοειδών και κυκλικών ανοικτών αγωγών. Μετά από υπόδειξη του Prandtl, ο Kirschmer εξήγησε ότι η επίδραση της μορφής των ανοικτών αγωγών μπορεί να οφείλεται στην ανάπτυξη της δευτερεύουσας ροής, η οποία είναι προφανώς περισσότερο έντονη σε ορθογώνιους ανοικτούς αγωγούς, από ότι, ας πούμε, σε τριγωνικούς ανοικτούς αγωγούς. Η δευτερεύουσα ροή είναι η μετακίνηση των σωματιδίων νερού σε μία διατομή κάθετη προς τη διαμήκη κατεύθυνση του ανοικτού αγωγού. Μια μεγάλη δευτερεύουσα ροή περιλαμβάνει υψηλή απώλεια ενέργειας και έτσι αποτελεί υψηλή αντίσταση στη ροή σε ανοικτούς αγωγούς.
3. Στην τυρβώδη περιοχή τα περισσότερα διαγράμματα εμφανίζονται παράλληλα προς την καμπύλη Prandtl-von Karman. Αυτή η καμπύλη αποτελεί μια κατά προσέγγιση οριακή θέση προς την οποία κινείται ένα διάγραμμα καθώς η ολική αντίσταση γίνεται μικρότερη. Σύμφωνα με μια γενική ιδέα του Morris, η άνοδος των διαγραμμάτων πάνω από την καμπύλη υδραυλικά λείων κλειστών αγωγών μπορεί να επεξηγηθεί ως αποτέλεσμα της πρόσθετης απώλειας ενέργειας που παράγεται από τα στοιχεία τραχύτητας. Όταν ο αριθμός Reynolds είναι πολύ υψηλός, μερικά διαγράμματα γίνονται ουσιαστικά οριζόντια, φθάνοντας σε μια κατάσταση αποκαλούμενη *πλήρους ανακυκλοφορίας (complete turbulence)*. Σε αυτή την κατάσταση η τιμή του f είναι ανεξάρτητη από τον αριθμό Reynolds και εξαρτάται αποκλειστικά από την τραχύτητα, την υδραυλική ακτίνα και το σχήμα των ανοικτών αγωγών.
4. Το διάγραμμα των αποτελεσμάτων του Varwick για δεδομένη τραχύτητα, υδραυλική ακτίνα και σχήματος ανοικτού αγωγού αρχίζει από μια καμπύλη παράλληλη στην καμπύλη Prandtl-von Karman, κατόπιν ανυψώνεται καθώς αυξάνεται ο αριθμός Reynolds και γίνεται τελικά οριζόντια καθώς επιτυγχάνεται κατάσταση πλήρους ανακυκλοφορίας. Η άνοδος του διαγράμματος είναι ένα ιδιαίτερο φαινόμενο που απαιτεί επεξήγηση και δεδομένου ότι αυτή η ανακάλυψη δεν έχει ελεγχθεί από άλλα στοιχεία, περισσότερες πειραματικές μελέτες φαίνεται να είναι απαραίτητες για τεκμηρίωση.

Πρέπει να σημειωθεί ότι οι ανωτέρω περιγραφές περιορίζονται σε χαμηλής ταχύτητας ή υποκρίσιμη ροή και στη ροή στην οποία η επιφανειακή τάση δεν έχει σημαντική επιρροή.

Στους περισσότερους ανοικτούς αγωγούς η στρωτή ροή εμφανίζεται πολύ σπάνια. Το γεγονός ότι η επιφάνεια ενός ρεύματος εμφανίζεται ομαλή και ναλώδης σε έναν παρατηρητή δεν είναι με κανένα τρόπο ένδειξη ότι η ροή είναι πιθανότατα στρωτή, υποδηλώνει ότι η ταχύτητα επιφάνειας είναι χαμηλότερη από αυτή που απαιτείται για να διαμορφωθούν τριχοειδή κύματα. Η στρωτή ροή ανοικτού αγωγού

είναι γνωστή για την ύπαρξη της, συνήθως σε λεπτά στρώματα ροής νερού πάνω από το έδαφος ή δημιουργείται σκόπιμα στα πειραματικά μοντέλα ανοικτών αγωγών.

Δεδομένου ότι η ροή στους περισσότερους ανοικτούς αγωγούς είναι τυρβώδης, ένα μοντέλο χρησιμοποιείται για να προσομοιώσει έναν πρότυπο ανοικτό αγωγό σχεδιασμένο έτσι ώστε ο αριθμός Reynolds της ροής του μοντέλου να είναι στην τυρβώδη περιοχή.

Επίδραση της Βαρύτητας. Η επίδραση της βαρύτητας στην κατάσταση της ροής αντιπροσωπεύεται από την αναλογία αδρανειακών δυνάμεων προς τις δυνάμεις βαρύτητας. Αυτή η αναλογία δίνεται από τον αριθμό Froude, ο οποίος ορίζεται ως:

$$F = \frac{V}{\sqrt{gL}}, \quad (1.10)$$

όπου V είναι η μέση ταχύτητα της ροής σε fps , g είναι η επιτάχυνση της βαρύτητας σε ft/sec^2 και L είναι το χαρακτηριστικό μήκος που γίνεται ίσο με το υδραυλικό βάθος D , το οποίο ορίζεται ως το εμβαδόν εγκάρσιας διατομής ύδατος κάθετα στην κατεύθυνση της ροής διαιρεμένο με το πλάτος της ελεύθερης επιφάνειας. Για τους ορθογώνιους ανοικτούς αγωγούς αυτό είναι ίσο με το βάθος της διατομής της ροής.

Όταν ο F είναι ίσος με τη μονάδα, η εξίσωση (1.10) δίνει:

$$V = \sqrt{gy} \quad (1.11)$$

και η ροή λέγεται ότι είναι σε *κρίσιμη κατάσταση* (*critical state*). Εάν ο F είναι μικρότερος από τη μονάδα ή $V < \sqrt{gy}$, η ροή είναι *υποκρίσιμη* (*subcritical*). Σε αυτή την κατάσταση ο ρόλος που διαδραματίζουν οι δυνάμεις βαρύτητας είναι εντονότερος, έτσι η ροή έχει χαμηλή ταχύτητα και περιγράφεται συχνά ως ήρεμη και ρέουσα. Εάν ο F είναι μεγαλύτερος από τη μονάδα ή $V > \sqrt{gy}$, η ροή είναι *υπερκρίσιμη* (*supercritical*). Σε αυτή την κατάσταση οι αδρανειακές δυνάμεις γίνονται κυρίαρχες, έτσι η ροή έχει μια υψηλή ταχύτητα και περιγράφεται συνήθως ως γρήγορη, απότομη και χειμαρρώδης.

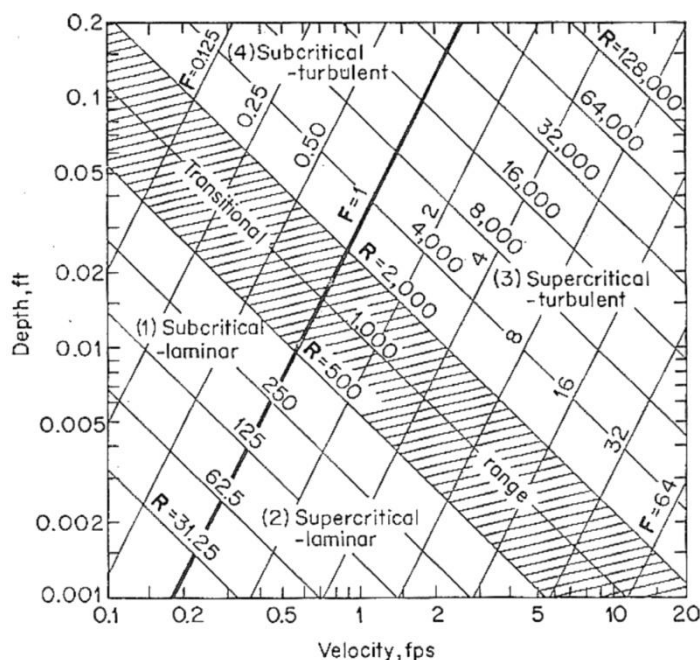
Στη μηχανική των υδάτινων κυμάτων, η κρίσιμη ταχύτητα \sqrt{gy} προσδιορίζεται ως *ταχύτητα μετάδοσης* (*celerity*) των μικρών κυμάτων βαρύτητας (*gravity waves*) που εμφανίζονται στο ρηχό νερό στους ανοικτούς αγωγούς ως αποτέλεσμα οποιασδήποτε στιγμιαίας μεταβολής του τοπικού βάθους του. Μια τέτοια μεταβολή μπορεί να αναπτυχθεί από τις διαταραχές ή τα εμπόδια στον ανοικτό αγωγό που προκαλούν μια μετατόπιση του νερού επάνω και κάτω από το μέσο επίπεδο επιφάνειας και δημιουργούν έτσι τα κύματα που ασκούν ένα βάρος ή δύναμη βαρύτητας. Πρέπει να σημειωθεί ότι ένα κύμα βαρύτητας μπορεί να διαδοθεί ανάντη του νερού της υποκρίσιμης ροής, αλλά όχι στο νερό της υπερκρίσιμης ροής, δεδομένου ότι η ταχύτητα μετάδοσης του κύματος είναι μεγαλύτερη από την ταχύτητα της ροής στην πρώτη περίπτωση και μικρότερη στη δεύτερη. Επομένως, η πιθανότητα ή το αδύνατο διάδοσης ενός κύματος βαρύτητας ανάντη μπορεί να χρησιμοποιηθεί ως κριτήριο για τη διάκριση μεταξύ της υποκρίσιμης και υπερκρίσιμης ροής.

Δεδομένου ότι η ροή σε ανοικτούς αγωγούς ελέγχεται από την επίδραση της βαρύτητας, ένα μοντέλο χρησιμοποιείται για να προσομοιώσει έναν πρότυπο ανοικτό αγωγό που για λόγους δοκιμών πρέπει να σχεδιαστεί για αυτήν την επίδραση, δηλαδή ο αριθμός Froude της ροής στο μοντέλο του ανοικτού αγωγού πρέπει να γίνει ίσος με αυτόν της ροής στον πρότυπο ανοικτό αγωγό.

1.6 ΠΕΡΙΟΧΕΣ ΚΑΤΑΣΤΑΣΕΩΝ ΤΗΣ ΡΟΗΣ

Μια συνδυασμένη επίδραση της συνεκτικότητας και της βαρύτητας μπορεί να παράγει οποιαδήποτε από τις τέσσερις περιοχές της ροής σε ανοικτό αγωγό, που ονομαστικά είναι: (1) υποκρίσιμη-στρωτή, όταν ο F είναι μικρότερος από τη μονάδα και ο R είναι στη στρωτή περιοχή, (2) υπερκρίσιμη-στρωτή, όταν ο F είναι μεγαλύτερος από τη μονάδα και ο R είναι στη στρωτή περιοχή, (3) υπερκρίσιμη-τυρβώδη, όταν ο F είναι μεγαλύτερος από τη μονάδα και ο R είναι στην τυρβώδη περιοχή και (4) υποκρίσιμη-τυρβώδη, όταν ο F είναι μικρότερος από τη μονάδα και ο R είναι στην τυρβώδη περιοχή. Οι σχέσεις βάθους - ταχύτητας για τις τέσσερις καταστάσεις της ροής σε έναν ευρύ ανοικτό αγωγό μπορούν να παρουσιαστούν σε λογαριθμικό διάγραμμα (Σχήμα 1.8).

Η έντονη γραμμή για $F = 1$ και η σκιασμένη ζώνη για τη στρωτή - τυρβώδη, μεταβατική περιοχή κόβουν τη γραφική παράσταση και διαιρούν ολόκληρη την περιοχή σε τέσσερα μέρη, κάθε ένα από τα οποία αντιπροσωπεύει μία κατάσταση ροής. Οι πρώτες δύο καταστάσεις, υποκρίσιμη-στρωτή και υπερκρίσιμη-στρωτή, δεν αντιμετωπίζονται συνήθως στην εφαρμοσμένη υδραυλική ανοικτών αγωγών, δεδομένου ότι η ροή είναι γενικά τυρβώδης στους ανοικτούς αγωγούς που εξετάζονται στα προβλήματα εφαρμοσμένης μηχανικής. Εντούτοις, αυτές οι καταστάσεις εμφανίζονται συχνά όπου υπάρχει πολύ μικρό βάθος – αυτό είναι γνωστό ως ροή λεπτού στρώματος (*sheet flow*) – και τέτοια σημαντικά προβλήματα είναι η δοκιμή των υδραυλικών μοντέλων, η μελέτη της χερσαίας ροής και ο έλεγχος διάβρωσης για τέτοια ροή.

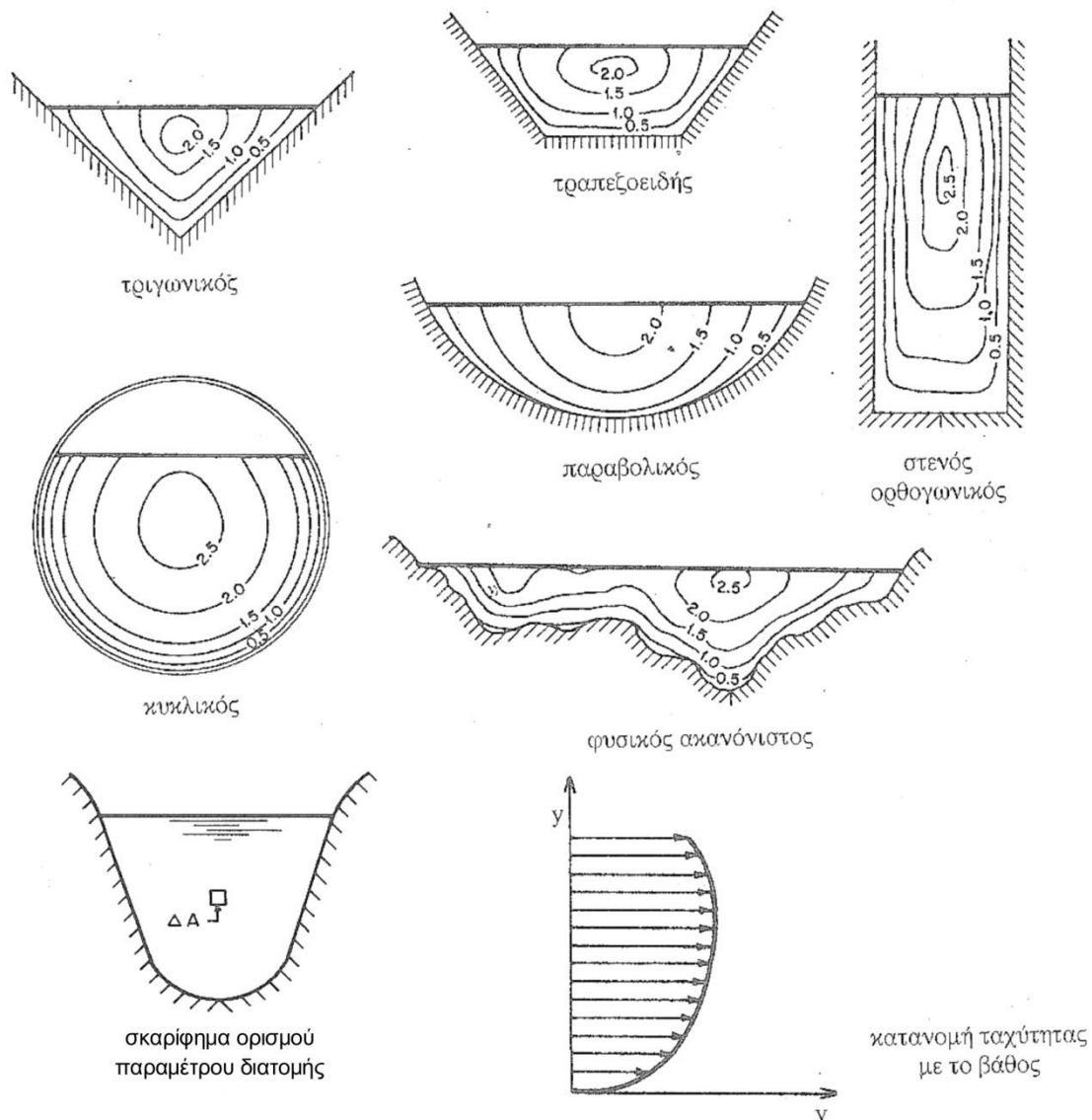


Σχήμα 1.8: Σχέσεις βάθους - ταχύτητας για της τέσσερις περιοχές της ροής σε ανοικτό αγωγό σύμφωνα με τους J. M. Robertson και H. Rouse, *On the four regimes of open-channel flow*, Civil Engineering, vol.11, 1941.

1.7 ΚΑΤΑΝΟΜΗ ΤΑΧΥΤΗΤΑΣ

Η ταχύτητα της ροής σε μία εγκάρσια διατομή ενός ανοικτού αγωγού συνήθως ποικίλει από το ένα σημείο στο άλλο. Αυτό οφείλεται στην τάση συνάφειας στον πυθμένα και στις πλευρές του ανοικτού αγωγού και στην παρουσία της ελεύθερης επιφάνειας. Το Σχήμα 1.9 δείχνει τυπικές κατανομές ταχύτητας σε διάφορες μορφές εγκάρσιων διατομών.

Η ταχύτητα της ροής μπορεί να έχει συνιστώσες στις τρεις καρτεσιανές ισότιμες κατευθύνσεις. Τις περισσότερες φορές, εντούτοις, οι συνιστώσες της ταχύτητας στις κατακόρυφες και εγκάρσιες κατευθύνσεις είναι μικρές και μπορούν να παραληφθούν. Για αυτό μόνο η ταχύτητα της ροής στην κατεύθυνση της ροής μπορεί να λαμβάνεται υπόψη. Αυτή η συνιστώσα της ταχύτητας ποικίλει σε σχέση με το βάθος από την ελεύθερη επιφάνεια.



Σχήμα 1.9: Κατανομή ταχύτητας σε ανοικτούς αγωγούς σύμφωνα με τον V. T. Chow, *Open-Channel Hydraulics*, 1959.

Συντελεστής Ενέργειας

Όπως αναφέρθηκε, η ταχύτητα της ροής σε μία εγκάρσια διατομή ενός ανοικτού αγωγού συνήθως ποικίλει από το ένα σημείο στο άλλο. Για αυτό, το μέσο ύψος ταχύτητας σε μία εγκάρσια διατομή $(V^2/2g)_m$, δεν είναι ίδιο με το ύψος ταχύτητας $V_m^2/(2g)$, που υπολογίζεται χρησιμοποιώντας τη μέση ταχύτητα της ροής V_m , στα οποία ο δείκτης m αναφέρεται σε μέσες τιμές. Αυτή η διαφορά μπορεί να ληφθεί υπό εξέταση εισάγοντας το *συντελεστή ενέργειας (energy coefficient) α* . Αυτός ο συντελεστής ακόμη αναφέρεται ως *συντελεστής ύψους ταχύτητας (velocity-head coefficient)* ή ως *συντελεστής Coriolis (Coriolis coefficient)*.

Σε μια εγκάρσια διατομή ενός ανοικτού αγωγού (Σχήμα 1.9), η μάζα του υγρού που ρέει μέσα από τη στοιχειώδη επιφάνεια ΔA ανά μονάδα χρόνου είναι $\rho V \Delta A$, όπου ρ = πυκνότητα του υγρού. Από τη στιγμή που η κινητική ενέργεια μάζας m που έχει ταχύτητα V είναι $(1/2)mV^2$, μπορούμε να γράψουμε: Μεταφορά κινητικής ενέργειας μέσω της στοιχειώδους εγκάρσιας διατομής ΔA ανά μονάδα χρόνου $= \frac{1}{2} \rho V \Delta A V^2 = \frac{1}{2} \rho V^3 \Delta A$. Ως εκ τούτου: Μεταφορά κινητικής ενέργειας μέσω της

εγκάρσιας διατομής A ανά μονάδα χρόνου $= \frac{1}{2} \rho \int V^3 dA$.

Προκύπτει από την προ τελευταία εξίσωση ότι η μεταφορά της κινητικής ενέργειας διαμέσου της στοιχειώδους εγκάρσιας διατομής ΔA ανά μονάδα χρόνου μπορεί να γραφτεί ως: $(\gamma \Delta A) V^2 / 2g$ = βάρος του υγρού που περνάει μέσα από την επιφάνεια ΔA ανά μονάδα χρόνου \times ύψος ταχύτητας (γ = ειδικό βάρος υγρού). Τώρα, εάν V_m είναι η μέση ταχύτητα της ροής για την εγκάρσια διατομή του ανοικτού αγωγού, τότε: βάρος του υγρού που περνάει μέσα από την ολική επιφάνεια ανά μονάδα χρόνου $= \gamma V_m \int dA$, ύψος της ταχύτητας για την εγκάρσια διατομή του ανοικτού αγωγού $= \alpha V_m^2 / (2g)$, όπου α = συντελεστής ύψους ταχύτητας. Για αυτό, μπορούμε να γράψουμε: Μεταφορά κινητικής ενέργειας μέσω της επιφάνειας A ανά μονάδα χρόνου $= \rho \alpha V_m \frac{V_m^2}{2} \int dA$. Επομένως, προκύπτει ότι:

$$\alpha = \frac{\int V^3 dA}{V_m^3 \int dA}. \quad (1.12)$$

Συντελεστής Ορμής

Παρόμοια προς το συντελεστή ενεργείας, μπορεί να εισαχθεί ο συντελεστής για τη μεταφορά ορμής δια μέσου μίας διατομής ενός ανοικτού αγωγού για τον υπολογισμό της μη ομοιόμορφης κατανομής ταχύτητας. Αυτός ο συντελεστής καλείται ακόμη *συντελεστής Boussinesq (Boussinesq coefficient)* και δηλώνεται ως β . Μια έκφραση για αυτόν μπορεί να ληφθεί ως εξής.

Η μάζα του υγρού που περνάει μέσα από τη στοιχειώδη εγκάρσια διατομή ΔA ανά μονάδα χρόνου $= \rho V \Delta A$. Για αυτό, η ορμή που περνάει μέσα από την επιφάνεια ΔA ανά μονάδα χρόνου $= (\rho V \Delta A) V = \rho V^2 \Delta A$. Ολοκληρώνοντας αυτή την έκφραση σε ολόκληρη την επιφάνεια A , παίρνουμε: Μεταφορά της ορμής διάμεσου της εγκάρσιας διατομής A ανά μονάδα χρόνου $= \rho \int V^2 dA$.

Εισάγοντας το συντελεστή ορμής (*momentum coefficient*) β είναι δυνατόν να γραφτεί η μεταφορά της ορμής διαμέσου της επιφάνειας A σε όρους της μέσης ταχύτητας της ροής V_m , για την εγκάρσια διατομή του ανοικτού αγωγού: Μεταφορά της ορμής διαμέσου της εγκάρσιας διατομής A ανά μονάδα χρόνου = $\beta \rho V_m^2 \int dA$. Ως εκ τούτου, προκύπτει:

$$\beta = \frac{\int V^2 dA}{V_m^2 \int dA}. \quad (1.13)$$

Οι τιμές του α και του β για τις χαρακτηριστικές διατομές ανοικτών αγωγών (Temple 1986, Watts et al. 1967, Chow 1959) παρατίθενται στον Πίνακα 1.1. Για την τυρβώδη ροή σε έναν ευθύ ανοικτό αγωγό που έχει ορθογώνια, τραπεζοειδή ή κυκλική εγκάρσια διατομή, ο α είναι συνήθως λιγότερος από 1.15 (Henderson 1966). Επομένως, δεν χρειάζεται να περιληφθεί στους υπολογισμούς, δεδομένου ότι είναι σχεδόν ίσος με τη μονάδα και η τιμή του δεν είναι επακριβώς γνωστή.

Πίνακας 1.1: Τιμές α και β τυπικών διατομών ανοικτών αγωγών.

Διατομή αγωγών	α	β
Συνήθεις αγωγοί	1.10 – 1.20	1.03 – 1.07
Φυσικοί αγωγοί	1.15 – 1.50	1.05 – 1.17
Ποταμοί κάτω από παγοκάλυμμα	1.20 – 2.00	1.07 – 1.33
Πλημμυρισμένες κοιλάδες ποταμών	1.50 – 2.00	1.17 – 1.33

Ο Πίνακας 1.1 καταρτίστηκε από τον M. H. Chaudhry με βάση τα δοθέντα αποτελέσματα από τον V. T. Chow (1959).

ΚΑΤΗΓΟΡΙΕΣ ΡΟΩΝ ΣΕ ΑΝΟΙΚΤΟΥΣ ΑΓΩΓΟΥΣ**2.1 ΕΙΣΑΓΩΓΗ**

Στις επόμενες ενότητες θα εξετάσουμε αναλυτικά τρεις κατηγορίες ροών την κρίσιμη ροή, την ομοιόμορφη ροή και τη βαθμιαίως μεταβαλλόμενη ροή. Η κρίσιμη ροή, αλλά και η υποκρίσιμη και υπερκρίσιμη ροή μπορούν να συνυπάρξουν όσον αφορά τον χαρακτηρισμό της ροής με τις δύο άλλες κατηγορίες. Η ταχέως μεταβαλλόμενη ροή δεν εξετάζεται.

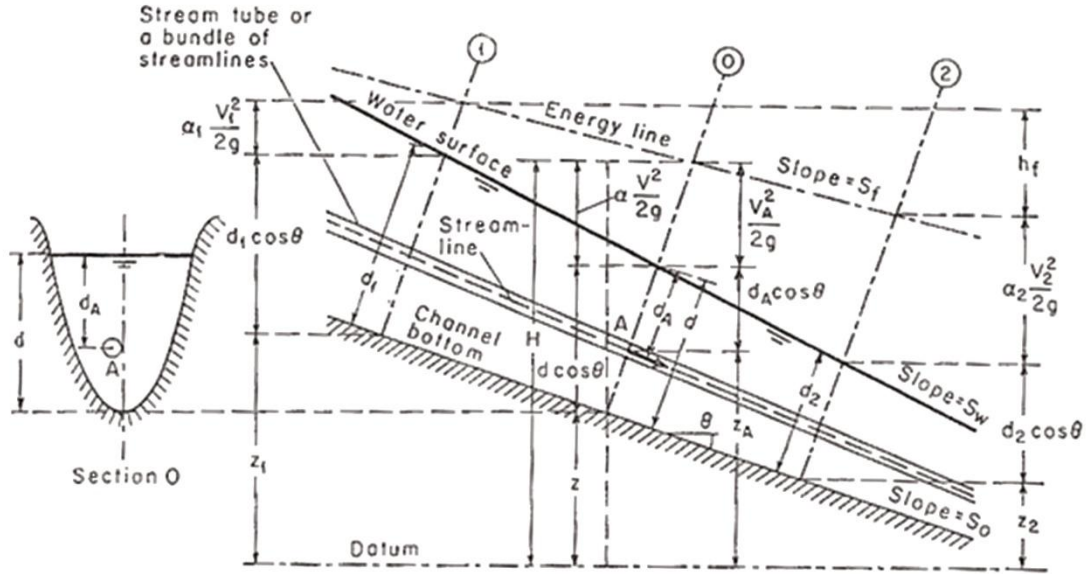
Έτσι, ορίζουμε:

1. Κρίσιμη ροή, τη ροή που έχει την ελάχιστη ειδική ενέργεια E_c (βάθος + ύψος ταχύτητας) για μια ορισμένη ειδική παροχή q (παροχή / πλάτος ελεύθερης επιφάνειας) ή τη μέγιστη ειδική παροχή q_c για μια ορισμένη ειδική ενέργεια E_0 .
2. Ομοιόμορφη ροή, τη ροή που η μέση ταχύτητά της είναι σταθερή κατά μέγεθος και διεύθυνση. Για τους ανοικτούς αγωγούς, εξαιτίας της ελεύθερης επιφάνειας, η ομοιόμορφη ροή συνεπάγεται σταθερότητα στην υγρή εγκάρσια διατομή.
3. Μεταβαλλόμενη ροή, τη ροή που η μέση ταχύτητά της μεταβάλλεται με τη θέση σε όλο το μήκος του αγωγού που μελετάται. Οι μεταβολές της ταχύτητας μπορεί να οφείλονται σε μεταβολές της εγκάρσιας διατομής ή της κλίσεως του πυθμένα του ανοικτού αγωγού ή στην παρεμβολή μιας υδραυλικής κατασκευής όπως π.χ. ενός εκχειλιστή, ή ενός θυροφράγματος κλπ. Ειδικότερα, βαθμιαίως μεταβαλλόμενη ροή ορίζεται η ροή της οποίας ο βαθμός ανομοιομορφίας είναι μικρός και η μεταβολή στις συνθήκες ροής επεκτείνεται σε σχετικά μεγάλη απόσταση. Οι τριβές πάνω στα τοιχώματα είναι σχετικά μεγάλες και πρέπει να λαμβάνονται υπόψη.

2.2 ΚΡΙΣΙΜΗ ΡΟΗ**2.2.1 ΠΕΡΙΟΧΗ ΚΡΙΣΙΜΗΣ ΡΟΗΣ**

Θεωρούμε ανοικτό αγωγό κλίσης θ , στον οποίο η κατανομή της πίεσης του ρέοντος ύδατος (ή κάποιου άλλου υγρού) θεωρείται υδροστατική, τότε το ολικό ύψος H σε κάθε εγκάρσια διατομή μπορεί να γραφτεί ως:

$$H = z + y + \alpha \frac{V^2}{2g}, \quad (2.1)$$



Σχήμα 2.1: Αναλυτικό σκαρίφημα ορισμού παραμέτρων ενέργειας βαθμιαίως μεταβαλλόμενης ροής.

$$H = z + y + \alpha \frac{Q^2}{2gA^2}, \quad (2.2)$$

όπου: $y = d \cos \theta$, σύμφωνα με το Σχήμα 2.1 και α = συντελεστής ενέργειας. Παραγωγίζοντας την τελευταία εξίσωση ως προς x , παίρνουμε:

$$\frac{dH}{dx} = \frac{dz}{dx} + \frac{dy}{dx} + \alpha \frac{Q^2}{2g} \frac{d}{dx} \left(\frac{1}{A^2} \right). \quad (2.3)$$

Τώρα,

$$\frac{d}{dx} \left(\frac{1}{A^2} \right) = \frac{-2}{A^3} \frac{dA}{dx} \quad (2.4)$$

και

$$\frac{dA}{dx} = \frac{dA}{dy} \frac{dy}{dx}. \quad (2.5)$$

Για μικρή μεταβολή του βάθους ροής Δy , η μεταβολή της διατομής της ροής είναι $\Delta A \approx B \cdot \Delta y$, όπου B = πλάτος επιφάνειας της ροής. Στο όριο, καθώς $\Delta y \rightarrow 0$, μπορούμε να γράψουμε $dA = B dy$ (εδώ, το B δεν αποτελεί συνάρτηση της απόστασης x), πάντοτε για ανοικτό αγωγό μικρής κλίσης πυθμένα ως προς την οριζόντιο. Ως εκ τούτου, η τελευταία εξίσωση γίνεται:

$$\frac{dA}{dx} = B \frac{dy}{dx}. \quad (2.6)$$

Τέτοια περίπτωση έχουμε όταν ο ανοικτός αγωγός είναι ορθογώνιας εγκάρσιας διατομής πλάτους B . Επί προσθέτως, ορίζουμε τον αριθμό Froude στην γενική του μορφή ως:

$$F_r^2 = \alpha \frac{V^2}{gA/B} \quad \text{ή} \quad F_r^2 = \frac{V^2}{gD \cos \theta / \alpha}, \quad (2.7)$$

αλλά και

$$F_r^2 = \alpha \frac{BQ^2}{gA^3} \quad \text{ή} \quad F_r^2 = \frac{Q^2 / A^2}{gD \cos \theta / \alpha}. \quad (2.8)$$

Σύμφωνα με τα παραπάνω μπορούμε να γράψουμε:

$$\frac{dH}{dx} = \frac{dz}{dx} + (1 - F_r^2) \frac{dy}{dx}. \quad (2.9)$$

Σημειώστε ότι η τελευταία εξίσωση ισχύει μόνο εάν η κατανομή της πίεσης είναι υδροστατική. Εάν δεν υπάρχουν απώλειες, τότε $dH/dx = 0$, οπότε:

$$\frac{dz}{dx} = (F_r^2 - 1) \frac{dy}{dx}. \quad (2.10)$$

Αυτή η εξίσωση περιγράφει τη μεταβολή του βάθους ροής για κάθε μεταβολή της ανύψωσης του πυθμένα. Αν $dz/dx > 0$, τότε $\{F_r^2 > 1 \text{ και } \frac{dy}{dx} > 0\}$ ή $\{F_r^2 < 1 \text{ και } \frac{dy}{dx} < 0\}$, που σημαίνει ότι όταν η ροή είναι υπερκρίσιμη τότε το βάθος κατά μήκος του ανοικτού αγωγού αυξάνει, ενώ όταν η ροή είναι υποκρίσιμη το βάθος κατά μήκος του ανοικτού αγωγού μειώνεται. Αν $dz/dx = 0$, τότε το δεξί μέρος της εξίσωσης γίνεται ίσο με το μηδέν όταν $F_r = 1$ (κρίσιμη ροή) ή όταν $dy/dx = 0$. Ως εκ τούτου, κρίσιμη ροή ενδέχεται να υπάρξει στο μέγιστο του ύψους του πυθμένα του ανοικτού αγωγού, που μπορεί να είναι στην αρχή του ανοικτού αγωγού αν ανάντη υπάρχει δεξαμενή τροφοδοσίας.

Για έναν οριζόντιο ορθογώνιας εγκάρσιας διατομής ανοικτό αγωγό, ο οποίος έχει μεταβλητό πλάτος, το ολικό ύψος, είναι:

$$H = z + y + \frac{1}{2g} \left(\frac{Q}{By} \right)^2. \quad (2.11)$$

Παραγωγίζοντας ως προς x υποθέτοντας ότι δεν υπάρχουν απώλειες, δηλαδή $dH/dx = 0$, ούτε εισροές και εκροές και σημειώνοντας $B = B(x)$ λαμβάνουμε:

$$\frac{dy}{dx} + \frac{Q^2}{2g} \frac{d}{dx} \left(\frac{1}{(By)^2} \right) = 0. \quad (2.12)$$

Αναλύοντας τον δεύτερο όρο αυτής της εξίσωσης έχουμε:

$$\frac{dy}{dx} - \frac{Q^2}{gB^2 y^3} \frac{dy}{dx} - \frac{Q^2}{gy^2 B^3} \frac{dB}{dx} = 0. \quad (2.13)$$

Από τον ορισμό του αριθμού Froude $F_r^2 = Q^2 / (gB^2 y^3)$ η εξίσωση γράφεται:

$$(1 - F_r^2) \frac{dy}{dx} - F_r^2 \frac{y}{B} \frac{dB}{dx} = 0. \quad (2.14)$$

Για κρίσιμη ροή $F_r = 1$ η εξίσωση (2.14) δίνει $dB/dx = 0$, που σημαίνει ότι η κρίσιμη ροή εμφανίζεται στο ελάχιστο του πλάτους επιφάνειας.

2.2.2 ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΟΣ ΚΡΙΣΙΜΟΥ ΒΑΘΟΥΣ

Ορισμός Συντελεστή Διατομής

Για την ανάλυση και το σχεδιασμό των ανοικτών αγωγών, είναι αναγκαίο να γνωρίζουμε το κρίσιμο βάθος. Διαδικασίες για τον υπολογισμό του κρίσιμου βάθους

σε έναν ανοικτό αγωγό που έχει μία συνήθη εγκάρσια διατομή θα εξετασθούν παρακάτω.

Το κρίσιμο βάθος για μια συγκεκριμένη παροχή μπορεί να υπολογισθεί από την εξίσωση $F_r = 1$. Οι επιδράσεις της μη ομοιόμορφης κατανομής ταχύτητας μπορούν να θεωρηθούν συμπεριλαμβάνοντας τον συντελεστή ύψους ταχύτητας α . Η κλίση του πυθμένα του ανοικτού αγωγού μπορεί να είναι μεγάλη. Από τον ορισμό του αριθμού Froude, παίρνουμε:

$$\frac{V}{\sqrt{gD \cos \theta / \alpha}} = 1. \quad (2.15)$$

Αφού $Q = VA$, παίρνουμε:

$$\frac{Q/A}{\sqrt{gD \cos \theta / \alpha}} = 1. \quad (2.16)$$

Αν ορίσουμε το *συντελεστή διατομής* (*section factor*) ως $Z = A\sqrt{D}$ τότε:

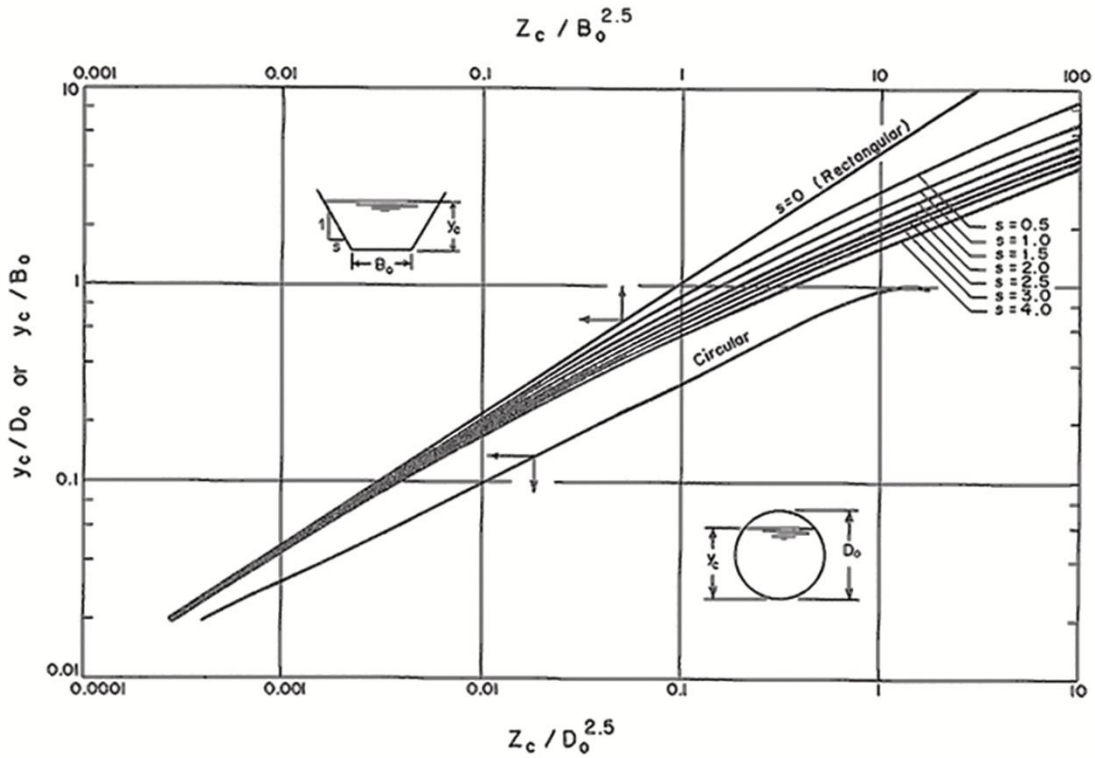
$$Z = A\sqrt{D} = \frac{Q/\sqrt{\cos \theta}}{\sqrt{g/\alpha}}. \quad (2.17)$$

Το αριστερό μέρος αυτής της εξίσωσης είναι μια συνάρτηση ιδιοτήτων της εγκάρσιας διατομής του ανοικτού αγωγού και της τιμής του κρίσιμου βάθους y_c . Κατά συνέπεια υπάρχει μόνο ένα κρίσιμο βάθος για μία συγκεκριμένη παροχή σε ένα δοθέντα ανοικτό αγωγό, εάν ο $A\sqrt{D}$ για την εγκάρσια διατομή, αυξάνει μονοτονικά με το y ή όταν η κρίσιμη ροή για δοθείσα τιμή βάθους y_c σε έναν ανοικτό αγωγό είναι πιθανή μόνο για μία τιμή παροχής.

Μια ρητή σχέση μπορεί να παραχθεί για να καθορίσει το κρίσιμο βάθος σε έναν ορθογώνιο, τριγωνικό ή παραβολικό ανοικτό αγωγό. Για γενικές εφαρμογές, εντούτοις, το κρίσιμο βάθος μπορεί να καθοριστεί λύνοντας την εξίσωση (2.17) χρησιμοποιώντας καμπύλες σχεδιασμού (Chow 1959), με μία διαδικασία δοκιμής και σφάλματος ή χρησιμοποιώντας αριθμητικές μεθόδους για την επίλυση μη γραμμικών αλγεβρικών εξισώσεων. Αυτές οι διαδικασίες εξετάζονται στις ακόλουθες παραγράφους.

Καμπύλες Σχεδιασμού

Οι καμπύλες σχεδιασμού (design curves) φαίνονται στο Σχήμα 2.2, όπου $Z_c = A\sqrt{D}$, ο συντελεστής διατομής για το κρίσιμο βάθος. Εάν θέλουμε να καθορίσουμε το κρίσιμο βάθος για μία συγκεκριμένη παροχή, τότε βρίσκουμε τις δεδομένες τιμές των Q , θ και α . Ως εκ τούτου, μπορούμε να υπολογίσουμε το αριστερό μέρος της εξίσωσης (2.17). Αν διαιρέσουμε την υπολογισθείσα αυτή τιμή με $B_o^{2.5}$ για μία τραπεζοειδή εγκάρσια διατομή και με $D_o^{2.5}$ για μία κυκλική εγκάρσια διατομή (B_o , πλάτος πυθμένα ανοικτού αγωγού και D_o , διάμετρος κλειστού αγωγού), η προκύπτουσα τιμή είναι τότε ίση με $Z_c / B_o^{2.5}$ ή $Z_c / D_o^{2.5}$, εξαρτώμενη από την εγκάρσια διατομή. Τώρα, το y_c / B_o ή y_c / D_o μπορεί να διαβαστεί από το Σχήμα 2.2, σε αντιστοιχία με την τιμή του $Z_c / B_o^{2.5}$ ή $Z_c / D_o^{2.5}$.



Σχήμα 2.2: Καμπύλες υπολογισμού κρίσιμου βάθους σύμφωνα με τον V. T. Chow, *Open-Channel Hydraulics*, 1959.

Διαδικασία Δοκιμής και Σφάλματος

Στην διαδικασία δοκιμής και σφάλματος (trial-and-error procedure), αντικαθιστούμε τις εκφράσεις για περιοχή ροής A και υδραυλικού βάθους D για την εγκάρσια διατομή ανοικτού αγωγού στην εξίσωση (2.17) και έπειτα λύνουμε την προκύπτουσα εξίσωση με τη διαδικασία δοκιμής και σφάλματος.

Αριθμητικές Μέθοδοι

Διάφορες αριθμητικές μέθοδοι είναι διαθέσιμες για τη λύση μιας μη γραμμικής αλγεβρικής εξίσωσης π.χ. η μέθοδος της διχοτόμου, η μέθοδος Newton, η μέθοδος της τέμνουσας και η μέθοδος διαδοχικών προσεγγίσεων. Από αυτές τις μεθόδους θα παρουσιάσουμε μόνο την εφαρμογή της μεθόδου Newton (για τη λύση ενός συστήματος εξισώσεων, αυτή η μέθοδος καλείται μέθοδος Newton-Raphson).

Για να καθορίσουμε τις ρίζες μιας αλγεβρικής εξίσωσης με τη μέθοδο Newton, μπορούμε να γράψουμε την εξίσωση (2.17) ως:

$$F(y) = 0. \tag{2.18}$$

Αντικαθιστώντας $D = A/B$ (εδώ με D συμβολίζουμε το υδραυλικό βάθος) στην εξίσωση (2.18) προκύπτει:

$$F(y) = A^{3/2} B^{-1/2} - \frac{Q / \sqrt{\cos \theta}}{\sqrt{g / \alpha}} = 0. \tag{2.19}$$

Για να λύσουμε αυτή την εξίσωση με τη μέθοδο Newton, χρειαζόμαστε την έκφραση για dF / dy . Έτσι, παραγωγίζοντας τη συνάρτηση F ως προς y σημειώνοντας ότι $dA / dy = B$ προκύπτει:

$$\frac{dF}{dy} = \frac{3}{2} A^{1/2} B B^{-1/2} - \frac{1}{2} A^{3/2} B^{-3/2} \frac{dB}{dy}. \tag{2.20}$$

Αυτή η εξίσωση μπορεί να απλοποιηθεί ως:

$$\frac{dF}{dy} = \frac{3}{2} A^{1/2} B^{1/2} - \frac{1}{2} \left(\frac{A}{B} \right)^{3/2} \frac{dB}{dy}. \quad (2.21)$$

Για μία τραπεζοειδή εγκάρσια διατομή που έχει πλευρικές κλίσεις s οριζόντια προς 1 κατακόρυφη, $dB/dy = 2s$. Για κάθε άλλη εγκάρσια διατομή ανοικτού αγωγού, όμοια παίρνουμε μία έκφραση για dB/dy .

Για να αρχίσουμε μία επαναληπτική διαδικασία, χρειαζόμαστε μία αρχική εκτίμηση του y_c . Ο αριθμός των επαναλήψεων μειώνεται αρκετά εάν αυτή η εκτίμηση είναι κοντά στην πραγματική τιμή y_c . Για μια τέτοια αρχική εκτίμηση, η

εξίσωση $Z = A\sqrt{D} = \frac{Q/\sqrt{\cos\theta}}{\sqrt{g/\alpha}}$ μπορεί να λυθεί προσεγγιστικά υποθέτοντας ότι ο

ανοικτός αγωγός είναι ορθογώνιας εγκάρσιας διατομής. Για παράδειγμα, μία προσεγγιστική τιμή για μία αρχική εκτίμηση για έναν τραπεζοειδούς εγκάρσιας διατομής ανοικτό αγωγό είναι:

$$y_c = \left(\frac{Q^2}{gB_o^2} \right)^{1/3}, \quad (2.22)$$

στην οποία $B_o = \text{πλάτος πυθμένα}$.

2.3 ΟΜΟΙΟΜΟΡΦΗ ΡΟΗ

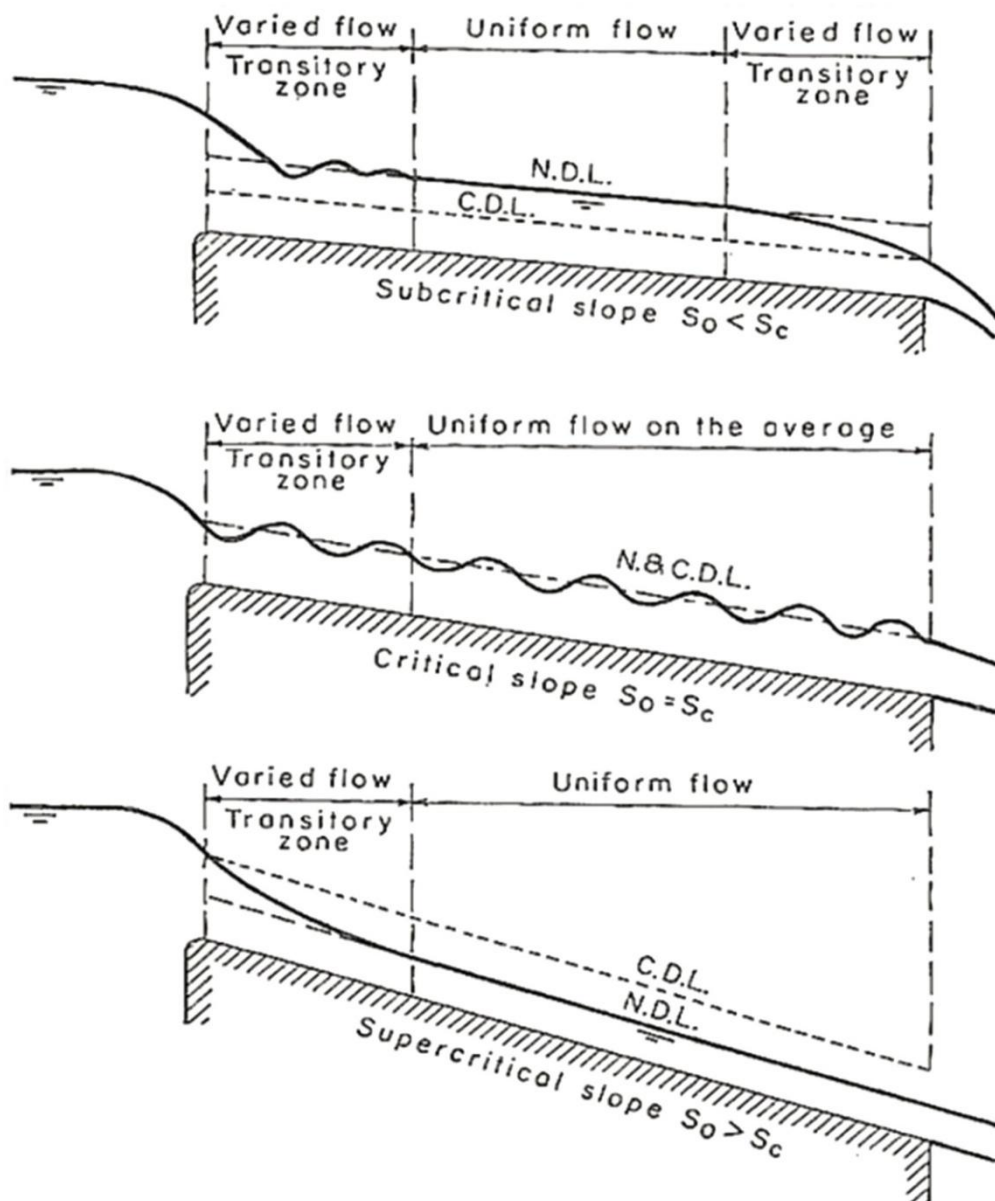
2.3.1 ΟΡΙΣΜΟΣ ΟΜΟΙΟΜΟΡΦΗΣ ΡΟΗΣ

Η ομοιόμορφη ροή που εξετάζεται, όπως αναφέρθηκε στην Εισαγωγή έχει τα ακόλουθα κύρια χαρακτηριστικά γνωρίσματα: (1) το βάθος, η υγρή εγκάρσια διατομή, η ταχύτητα και η παροχή σε κάθε διατομή του ανοικτού αγωγού είναι σταθερά και (2) η γραμμή ενέργειας, η επιφάνεια του υγρού, και ο πυθμένας του ανοικτού αγωγού είναι όλα μεταξύ τους παράλληλα, δηλαδή οι κλίσεις τους είναι ίσες ή $S_f = S_w = S_o = S$. Για πρακτικούς λόγους, η απαίτηση της σταθερής ταχύτητας μπορεί να ερμηνευθεί, χωρίς μεγάλη αυστηρότητα ως απαίτηση η ροή να έχει μια σταθερή μέση ταχύτητα. Για να κυριολεκτήσουμε, εντούτοις, αυτό πρέπει να σημαίνει ότι η ροή κατέχει μια σταθερή ταχύτητα σε κάθε σημείο στην εξεταζόμενη διατομή του ανοικτού αγωγού σε όλη την έκταση της ομοιόμορφης ροής. Με άλλα λόγια, η κατανομή ταχύτητας κατά μήκος της διατομής του ανοικτού αγωγού να είναι αμετάβλητη. Ένα τέτοιο σταθερό προφίλ της κατανομής ταχύτητας μπορεί να επιτευχθεί όταν αναπτύσσεται πλήρως το αποκαλούμενο «οριακό στρώμα».

2.3.2 ΑΠΟΚΑΤΑΣΤΑΣΗ ΟΜΟΙΟΜΟΡΦΗΣ ΡΟΗΣ

Όταν εμφανίζεται ροή νερού σε ανοικτό αγωγό, το νερό αντιμετωπίζει αντίσταση καθώς ρέει κατάντη. Αυτή η αντίσταση αντισταθμίζεται γενικά από τις συνιστώσες της δύναμης βαρύτητας, που ενεργούν στο σώμα του νερού στην κατεύθυνση της κίνησης. Μια ομοιόμορφη ροή θα αναπτυχθεί εάν η αντίσταση

ισορροπήσει με τις δυνάμεις βαρύτητας. Το μέγεθος της αντίστασης, όταν οι άλλοι φυσικοί παράγοντες του ανοικτού αγωγού κρατούνται αμετάβλητοι, εξαρτάται από την ταχύτητα της ροής. Εάν το νερό μπαίνει στον ανοικτό αγωγό αργά, η ταχύτητα και ως εκ τούτου η αντίσταση είναι μικρή, η τελευταία αντισταθμίζεται από τις δυνάμεις βαρύτητας, με συνέπεια μια επιταχυνόμενη ροή στα ανάντη. Η ταχύτητα και η αντίσταση θα αυξηθούν βαθμιαία έως ότου επιτευχθεί μια ισορροπία μεταξύ αντίστασης και δυνάμεων βαρύτητας. Από τη στιγμή αυτή και έπειτα η ροή γίνεται ομοιόμορφη. Το ανάντη διάστημα που απαιτείται για την αποκατάσταση της ομοιόμορφης ροής είναι γνωστό ως *μεταβατική ζώνη (transitory zone)*. Σε αυτή τη ζώνη η ροή επιταχύνεται και μεταβάλλεται. Εάν ο ανοικτός αγωγός είναι μικρότερος από το μεταβατικό μήκος που απαιτείται από τις δεδομένες συνθήκες, η ομοιόμορφη ροή δεν μπορεί να επιτευχθεί. Προς το κατάντη άκρο του ανοικτού αγωγού η αντίσταση μπορεί πάλι να υπερβαίνεται από τις δυνάμεις βαρύτητας και η ροή μπορεί να γίνει πάλι μεταβαλλόμενη.



Σχήμα 2.3: Αποκατάσταση της ομοιόμορφης ροής σε ένα μακρύ ανοικτό αγωγό σύμφωνα με τον V. T. Chow, *Open-Channel Hydraulics*, 1959.

Για επεξηγηματικούς λόγους, ένας μακρύς ανοικτός αγωγός παρουσιάζεται με τρεις διαφορετικές κλίσεις: υποκρίσιμη, κρίσιμη και υπερκρίσιμη (Σχήμα 2.3). Στην υποκρίσιμη κλίση (άνω σκαρίφημα, Σχήμα 2.3) η επιφάνεια του νερού στη μεταβατική ζώνη εμφανίζεται κυματοειδής. Η ροή είναι ομοιόμορφη στο μέσο διάστημα του ανοικτού αγωγού, αλλά μεταβάλλεται στις δύο άκρες του. Στην κρίσιμη κλίση (μέσο σκαρίφημα, Σχήμα 2.3) η επιφάνεια του νερού της κρίσιμης ροής είναι ασταθής. Πιθανά κύματα μπορούν να εμφανιστούν στο μέσο διάστημα, αλλά το μέσο βάθος είναι σταθερό και η ροή μπορεί να θεωρηθεί ομοιόμορφη. Στην υπερκρίσιμη κλίση (κάτω σκαρίφημα, Σχήμα 2.3) η μεταβατική επιφάνεια του νερού περνά από το υποκρίσιμο στάδιο στο υπερκρίσιμο στάδιο μέσω μιας βαθμιαίας υδραυλικής πτώσης. Πέρα από τη μεταβατική ζώνη η ροή πλησιάζει την ομοιομορφία. Το βάθος μιας ομοιόμορφης ροής καλείται *κανονικό βάθος (normal depth)*. Και στα τρία σκαριφήματα του Σχήματος 2.3 η διακεκομμένη γραμμή αντιπροσωπεύει τη γραμμή κανονικού βάθους (*normal-depth line*), που συντομογραφείται στην Αγγλική ως *N.D.L.* και η διαστιγμένη γραμμή αντιπροσωπεύει τη γραμμή κρίσιμου βάθους (*critical-depth line, C.D.L.*).

Το μήκος της μεταβατικής ζώνης εξαρτάται από την παροχή και από τις φυσικές συνθήκες του ανοικτού αγωγού, όπως η συνθήκη εισόδου, το σχήμα, η κλίση και η τραχύτητα. Από υδροδυναμική σκοπιά το μήκος της μεταβατικής ζώνης δεν πρέπει να είναι μικρότερο από το μήκος που απαιτείται για την πλήρη ανάπτυξη του οριακού στρώματος υπό δεδομένες συνθήκες.

2.3.3 ΕΞΙΣΩΣΕΙΣ ΑΝΤΙΣΤΑΣΗΣ ΤΗΣ ΡΟΗΣ

Σε αυτή την ενότητα παρουσιάζουμε διάφορες εξισώσεις που αφορούν τις διάφορες μεταβλητές ροής και την αντίσταση του ανοικτού αγωγού. Για να κρατήσουμε την κατασκευή της εξίσωσης γενική, κατασκευάζουμε αρχικά μια εξίσωση για την ανομοιόμορφη ροή και έπειτα δείχνουμε την ομοιόμορφη ροή ως μια ειδική περίπτωση της ανομοιόμορφης ροής.

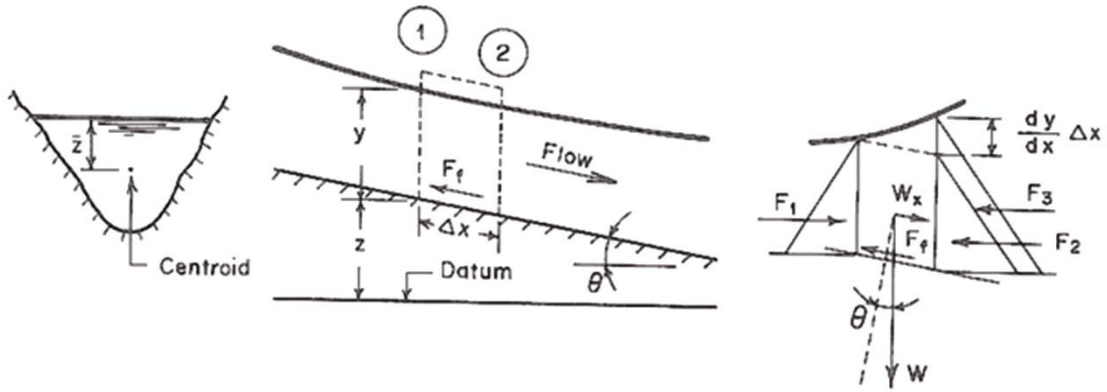
Εξίσωση Chezy

Για να κατασκευάσουμε την εξίσωση Chezy, κάνουμε τις ακόλουθες υποθέσεις:

1. Η ροή είναι μόνιμη.
2. Η κλίση του πυθμένα του ανοικτού αγωγού είναι μικρή.
3. Ο ανοικτός αγωγός είναι πρισματικός.

Ας εξετάσουμε έναν όγκο ελέγχου του μήκους Δx , όπως φαίνεται στο Σχήμα 2.4. Στην ανάντη πλευρά του όγκου ελέγχου, έστω ότι η απόσταση είναι x , η ταχύτητα ροής είναι V και το βάθος ροής είναι y . Κατόπιν οι τιμές αυτών των μεταβλητών στην κατάντη πλευρά θα είναι $x + \Delta x$, $V + (dV/dx)\Delta x$ και $y + (dy/dx)\Delta x$.

Οι δυνάμεις που ενεργούν στον όγκο ελέγχου είναι οι ακόλουθες: η δύναμη πίεσης στην ανάντη πλευρά F_1 , οι δυνάμεις πίεσης στην κατάντη πλευρά F_2 και F_3 , μία συνιστώσα του βάρους του νερού στον όγκο ελέγχου προς την κατάντη διεύθυνση W_x και η διατμητική δύναμη F_f , που ενεργεί στον πυθμένα του ανοικτού αγωγού και των πλευρών του.



Σχήμα 2.4: Σκαρίφημα ορισμού παραμέτρων ανομοιόμορφης ροής.

Αναφερόμενοι στο Σχήμα 2.4, η έκφραση για αυτές τις δυνάμεις μπορεί να γραφτεί ως εξής:

$$\text{Δύναμη πίεσης } F_1 = \gamma A \bar{z}, \quad (2.23)$$

στην οποία: \bar{z} = βάθος του κέντρου βάρους της περιοχής A της ροής κάτω από την επιφάνεια του νερού και γ = ειδικό βάρος νερού. Η συνιστώσα του βάρους του νερού προς την κατάντη διεύθυνση είναι:

$$W_x = \gamma A \Delta x \sin \theta, \quad (2.24)$$

στην οποία θ = γωνία μεταξύ του πυθμένα του ανοικτού αγωγού και του οριζόντιου άξονα. Δεδομένου ότι η κλίση του πυθμένα του ανοικτού αγωγού υποτίθεται ότι είναι μικρή, $\sin \theta \approx \tan \theta \approx -dz/dx$. Σημειώστε ότι το αρνητικό πρόσημο οφείλεται στο γεγονός ότι το z μειώνεται καθώς το x αυξάνεται. Ως εκ τούτου, μπορούμε να γράψουμε ως:

$$W_x = -\gamma A \frac{dz}{dx} \Delta x. \quad (2.25)$$

Η δύναμη πίεσης που ενεργεί στην κατάντη πλευρά του όγκου ελέγχου διαιρείται σε δύο μέρη, F_2 είναι η δύναμη πίεσης λόγω του βάθους ροής y και F_3 είναι η δύναμη πίεσης λόγω της αύξησης του βάθους σε απόσταση Δx . Οι εκφράσεις για F_2 και F_3 είναι:

$$F_2 = \gamma A \bar{z} \quad (2.26)$$

και

$$F_3 = \gamma A \frac{dy}{dx} \Delta x. \quad (2.27)$$

Σημειώστε ότι στην έκφραση για F_3 , έχουμε παραλείψει τον ανώτερης-τάξης όρο, ο οποίος αντιστοιχεί στο μικρό τρίγωνο στην κορυφή (Σχήμα 2.4).

Εάν η μέση διατμητική τάση που ενεργεί στον πυθμένα και στις πλευρές του ανοικτού αγωγού είναι τ_o , τότε η διατμητική δύναμη είναι:

$$F_f = \tau_o P \Delta x, \quad (2.28)$$

στην οποία P = βρεχόμενη περίμετρος.

Αναφορικά με τη συνισταμένη δύναμη F_r , που ενεργεί στον όγκο ελέγχου στην κατάντη διεύθυνση είναι:

$$F_r = \sum F = F_1 - (F_2 + F_3) + W_x - F_f. \quad (2.29)$$

Αντικαθιστώντας τις εξισώσεις (2.23) έως (2.28) στη (2.29) λαμβάνουμε:

$$F_r = -\gamma A \Delta x \left(\frac{dy}{dx} + \frac{dz}{dx} + \frac{P \tau_o}{\gamma A} \right). \quad (2.30)$$

Ισχύει ότι,

$$\sum F = \frac{\partial}{\partial t} \int_x^{x+\Delta x} \rho V A dx + (\rho A V^2)_2 - (\rho A V^2)_1. \quad (2.31)$$

Δεδομένου ότι η ροή υποτέθηκε ότι είναι μόνιμη, ο πρώτος όρος στο δεξί μέρος αυτής της εξίσωσης είναι μηδέν. Με αντικατάσταση της $\sum F$, από την εξίσωση (2.30) στην εξίσωση (2.31), διαιρώντας και τα δύο μέρη με $\gamma A \Delta x$ και εφαρμόζοντας το θεώρημα της μέσης τιμής στο δεξί μέρος, λαμβάνουμε:

$$\frac{V}{g} \frac{dV}{dx} = - \left(\frac{dy}{dx} + \frac{dz}{dx} + \frac{P \tau_o}{A \gamma} \right). \quad (2.32)$$

Προκύπτει από αυτήν την εξίσωση ότι:

$$\tau_o = -\gamma R \left(\frac{dy}{dx} + \frac{dz}{dx} + \frac{V}{g} \frac{dV}{dx} \right), \quad (2.33)$$

στην οποία $R = A/P$, η υδραυλική ακτίνα. Αυτή η εξίσωση μπορεί να απλοποιηθεί ως:

$$\begin{aligned} \tau_o &= -\gamma R \frac{d}{dx} \left(y + z + \frac{V^2}{2g} \right) \\ &= -\gamma R \frac{dH}{dx} \\ &= \gamma R S_f, \end{aligned} \quad (2.34)$$

στην οποία $S_f =$ κλίση της γραμμής ενέργειας $= -dH/dx$. Σημειώστε ότι χρησιμοποιούμε το αρνητικό πρόσημο, αφού το H μειώνεται καθώς αυξάνεται το x .

Εάν η ροή είναι μόνιμη και ομοιόμορφη, τότε εξ ορισμού $dV/dx = 0$ και $dy/dx = 0$. Επιπλέον, δεδομένου ότι $S_o = -dz/dx$ η εξίσωση (2.34) μπορεί να γραφτεί ως:

$$\tau_o = \gamma R S_o. \quad (2.35)$$

Με βάση την διαστατική ανάλυση μπορούμε να γράψουμε για τη ροή νερού:

$$\tau_o = k \rho V^2, \quad (2.36)$$

όπου k είναι μια αδιάστατη σταθερά που εξαρτάται από τον αριθμό Reynolds, την τραχύτητα του πυθμένα και των πλευρών του ανοικτού αγωγού κτλ. Προκύπτει από τις εξισώσεις (2.34) και (2.36) ότι:

$$V = \sqrt{\frac{g}{k} R S_f}. \quad (2.37)$$

Αυτή η εξίσωση μπορεί να γραφτεί ως:

$$V = C \sqrt{R S_f}, \quad (2.38)$$

στην οποία $C =$ σταθερά Chezy. Ο Γάλλος μηχανικός Antoine Chezy εισήγαγε αυτήν την εξίσωση στα μέσα του 1768 καθώς σχεδίαζε ένα κανάλι για το σύστημα παροχής νερού του Παρισιού.

Σημειώστε ότι η εξίσωση (2.38) ισχύει για την ανομοιόμορφη μόνιμη ροή. Για την ομοιόμορφη ροή θα χρησιμοποιήσουμε τις εξισώσεις (2.35) και (2.36). Κατά συνέπεια παίρνουμε την ακόλουθη εξίσωση αντί της εξίσωσης (2.38):

$$V = C\sqrt{RS_o} . \quad (2.39)$$

Σημειώστε ότι η εξίσωση (2.38) για την ανομοιόμορφη ροή και η εξίσωση (2.39) για την ομοιόμορφη ροή είναι παρόμοιες εκτός του ότι χρησιμοποιούμε την κλίση της γραμμής ενέργειας S_f , για τη μεταβαλλόμενη ροή και την κλίση του πυθμένα του ανοικτού αγωγού S_o (η οποία έχει την ίδια τιμή με την κλίση της γραμμής ενέργειας ή την κλίση της επιφάνειας του ύδατος), για την ομοιόμορφη ροή.

Είναι σαφές από την εξίσωση (2.38) ή την εξίσωση (2.39) ότι η C έχει διαστάσεις $\sqrt{\text{μήκος}/\text{χρόνος}}$. Αυτός ο συντελεστής, όπως ο συντελεστής τριβής Darcy-Weisbach f , εξαρτάται από την τραχύτητα του ανοικτού αγωγού και τον αριθμό Reynolds Re . Επιπλέον, αυτός μπορεί να εξαρτάται ακόμη, από τη μορφή της εγκάρσιας διατομής του ανοικτού αγωγού, αν και αυτή η εξάρτηση εμφανίζεται να είναι μικρή (Αμερικανική Ένωση Πολιτικών Μηχανικών 1963) και μπορεί να παραληφθεί. Επειδή η τραχύτητα του ανοικτού αγωγού μπορεί να μεταβάλλεται μέσα σε ένα ευρύ φάσμα, η επίδρασή της στη C δεν έχει ερευνηθεί ολοκληρωτικά τόσο όσο στην f .

Τώρα αν συγκρίνουμε την εξίσωση Chezy (2.38), για τους ανοικτούς αγωγούς με τον τύπο τριβής Darcy-Weisbach για σωλήνες τότε:

$$h_f = \frac{fL}{D} \frac{V^2}{2g} , \quad (2.40)$$

στον οποίο h_f = υψομετρική απώλεια σε ένα σωλήνα διαμέτρου D και μήκους L . Η κλίση της γραμμής ενέργειας είναι $S = h_f / L$. Επομένως, μπορούμε να γράψουμε αυτήν την εξίσωση ως:

$$V = \sqrt{\frac{2gDS}{f}} . \quad (2.41)$$

Σημειώνοντας ότι η υδραυλική ακτίνα R , για ένα σωλήνα είναι ίση με $D/4$, η εξίσωση (2.38) γίνεται:

$$V = C\sqrt{\frac{DS}{4}} . \quad (2.42)$$

Προκύπτει από τις προηγούμενες δύο εξισώσεις ότι $C = \sqrt{8g/f}$.

Το Σχήμα 2.5 παρουσιάζει το διάγραμμα Moody σχεδιαζόμενο με τη C ως τεταγμένη αντί του f . Αυτό το διάγραμμα διαιρείται σε τρεις περιοχές: την υδραυλικά λεία, τη μεταβατική και την πλήρως τραχιά. Μια ροή μπορεί να θεωρηθεί ως ροή σε υδραυλικά λείο (hydraulically smooth) αγωγό ακόμη κι αν η επιφάνεια του ανοικτού αγωγού είναι τραχιά, υπό την προϋπόθεση ότι το στρωτό υπόστρωμα καλύπτει τις μικροπροεξοχές της επιφανειακής τραχύτητας. Καθώς αυξάνεται ο αριθμός Reynolds, το πάχος αυτού του στρώματος μειώνεται και η επίδραση των μικροπροεξοχών τραχύτητας της ροής γίνεται σημαντική, τότε η ροή βρίσκεται στην περιοχή μετάβασης (transition). Εντούτοις, όταν δεν καλύπτει το συνεκτικό υπόστρωμα τις μικροπροεξοχές της τραχύτητας, οι οποίες επηρεάζουν τη ροή – επειδή οι απώλειες οφείλονται στην μορφή των μικροπροεξοχών – η ροή μπορεί να ταξινομηθεί ως ροή σε πλήρως τραχύ (fully rough) αγωγό. Αυτοί οι τύποι ροής

μπορούν να ταξινομηθούν χρησιμοποιώντας την τιμή ενός αδιάστατου αριθμού $R_s = kV^*/\nu$. Σε αυτήν την έκφραση, ν είναι το κινηματικό ιξώδες του νερού, k είναι μια χαρακτηριστική παράμετρος μήκους για το μέγεθος της επιφανειακής τραχύτητας του ανοικτού αγωγού και V^* , η ταχύτητα διάτμησης (*shear velocity*), που ορίζεται ως:

$$V^* = \sqrt{\frac{\tau_o}{\rho}} = \sqrt{gRS_f} \quad (2.43)$$

Η ροή θεωρείται λεία αν $R_s < 4$, στη μεταβατική περιοχή αν $4 < R_s < 100$ και πλήρως τραχιά αν $R_s > 100$.

Ο Henderson (1966) απαριθμεί τις ακόλουθες εκφράσεις του C για ροή σε υδραυλικά λείους και τραχείς αγωγούς:

Ροή σε υδραυλικά λείους αγωγούς

$$C = 28.6R_e^{1/8}, \text{ αν } R_e < 10^5 \quad (2.44)$$

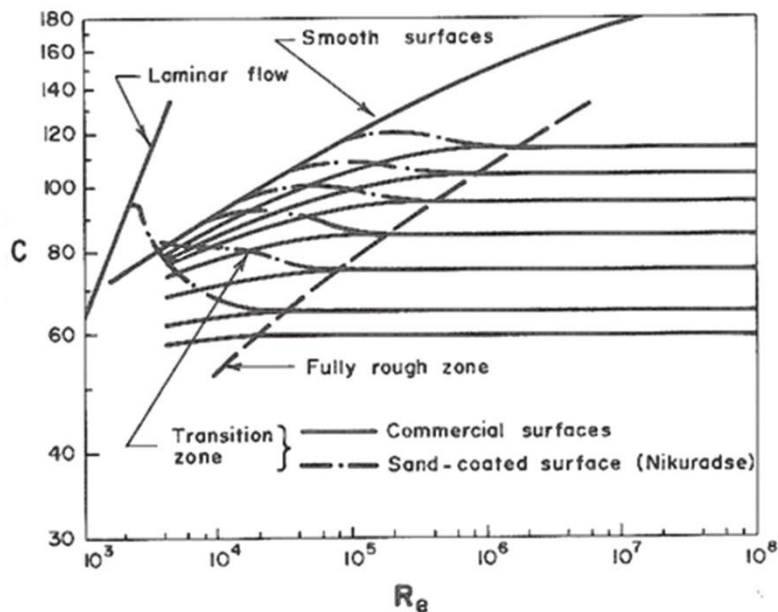
και

$$C = 4\sqrt{2g} \log_{10} \left(\frac{R_e \sqrt{8g}}{2.51C} \right), \text{ αν } R_e > 10^5 \quad (2.45)$$

Ροή σε υδραυλικά τραχείς αγωγούς

$$C = -2\sqrt{8g} \log_{10} \left(\frac{k}{12R} + \frac{2.5}{R_e \sqrt{f}} \right) \quad (2.46)$$

Οι προηγούμενες εξισώσεις προέρχονται από αποτελέσματα που ελήφθησαν από πειράματα που πραγματοποιήθηκαν στη ροή εντός σωλήνων. Για αυτό μπορούν να χρησιμοποιηθούν μόνο για μικρούς ανοικτούς αγωγούς με αρκετά λείες επιφάνειες. Εμπειρικές σχέσεις και παρατηρήσεις του πεδίου ροής πρέπει να υιοθετηθούν για μεγάλους ανοικτούς αγωγούς με υδραυλικά τραχείς επιφάνειες.



Σχήμα 2.5: Τροποποιημένο διάγραμμα Moody σύμφωνα με τον F. M. Henderson, *Open-Channel Flow*, 1966.

Εξίσωση Manning

Μετά την εξαγωγή της εξίσωσης Chezy το 1768, διάφοροι ερευνητές προσπάθησαν να αναπτύξουν μια ορθολογιστική διαδικασία για τον υπολογισμό της σταθεράς Chezy C . Εντούτοις, αντίθετα από την περίπτωση του συντελεστή τριβής Darcy-Weisbach για τους κλειστούς αγωγούς, αυτές οι προσπάθειες δεν ήταν πολύ επιτυχείς, επειδή η C εξαρτάται από διάφορες παραμέτρους πέρα από την τραχύτητα των ανοικτών αγωγών. Με βάση τις παρατηρήσεις του πεδίου ροής, οι Ganguillet και Kutter πρότειναν ένα σύνθετο τύπο για το C . Αργότερα, οι Gauckler και Hagen εργαζόμενοι ανεξάρτητα, έδειξαν ότι:

$$C \propto R^{1/6}. \quad (2.47)$$

Σύμφωνα με τον Henderson (1966), ένας Γάλλος μηχανικός ονόματι Flament λανθασμένα απέδωσε αυτήν την εξίσωση σε έναν Ιρλανδό ονόματι R. Manning και διατύπωσε αυτή την εξίσωση στην ακόλουθη μορφή το 1891:

$$V = \frac{1}{n} R^{2/3} S_f^{1/2}, \quad (2.48)$$

στην οποία n = συντελεστής Manning. Αυτή είναι η εξίσωση Manning, η οποία πολύ ευρέως έχει χρησιμοποιηθεί στις αγγλόφωνες χώρες.

Πάλι σημειώστε ότι ο n δεν είναι αδιάστατη σταθερά αλλά έχει διαστάσεις $TL^{-1/3}$. Για αυτό μετατρέπουμε αυτήν την εξίσωση ώστε η τιμή του n να είναι η ίδια στο S.I. και στις αγγλικές μονάδες. Η εξίσωση (2.48) ισχύει για τις μονάδες S.I., δηλαδή V είναι σε m/s και R είναι σε m . Στις δευτερεύουσες μονάδες πόδια-λίβρες, αυτή η εξίσωση γίνεται:

$$V = \frac{1.49}{n} R^{2/3} S_f^{1/2}, \quad (2.49)$$

στην οποία: V είναι σε ft/s και R είναι σε ft . Σαν αποτέλεσμα αυτής της μετατροπής, η τιμή του n να παραμένει ίδια και στα δύο συστήματα μονάδων.

Η τιμή του n εξαρτάται κυρίως από την τραχύτητα της επιφάνειας, το βαθμό βλάστησης και ανωμαλίας του ανοικτού αγωγού και – σε ένα μικρότερο βαθμό – από τη στάθμη, τη διάβρωση, την εναπόθεση και την ευθυγράμμιση του ανοικτού αγωγού. Ο Πίνακας 2.1 απαριθμεί τις μέσες τιμές του n για διαφορετικές επιφάνειες υλικού.

Ο Christensen ερεύνησε την έκταση της ισχύος του τύπου Manning υποθέτοντας ότι οι εξισώσεις Nikuradse (Nikuradse 1932) για τους συντελεστές τριβής των κλειστών αγωγών ισχύουν για τις ροές με ελεύθερη επιφάνεια. Με αντικατάσταση της προσέγγισης

$$\frac{1}{\sqrt{f}} = 2.916 \left(\frac{R}{k} \right)^{1/6}, \quad (2.50)$$

για τυρβώδεις ροές σε υδραυλικά τραχείς κλειστούς αγωγούς κυκλικής διατομής στην εξίσωση (2.44) και σημειώνοντας ότι για τους κλειστούς αγωγούς ισχύει $R = D/4$, λαμβάνουμε:

$$V = 8.25 \frac{\sqrt{g}}{k^{1/6}} S^{1/2} R^{2/3}. \quad (2.51)$$

Μια σύγκριση των εξισώσεων (2.48) και (2.51) δείχνει ότι είναι ίδιες εάν αντικαταστήσουμε το $1/n$ της εξίσωσης (2.48) με το $8.25 \sqrt{g}/k^{1/6}$ της εξίσωσης (2.51). Αυτή η σχέση μεταξύ του n και της k είναι σχεδόν ίδια με τον τύπο του Strickler που παρουσιάστηκε από τον Forchheimer το 1930.

Η εξίσωση (2.51) έχει τα ακόλουθα πλεονεκτήματα, έναντι της εξίσωσης (2.48): Ο συντελεστής Manning n είναι δύσκολο να υπολογιστεί, δεδομένου ότι δεν έχει οποιαδήποτε φυσική έννοια. Αφετέρου, η k είναι φυσικά βασισμένη και σχετίζεται άμεσα με το μέγεθος της τραχύτητας της επιφάνειας, το οποίο μπορεί να μετρηθεί. Επιπλέον, δεδομένου ότι η k υψώνεται στην έκτη δύναμη, ένα σφάλμα στην εκτίμηση της τιμής της έχει μια σημαντικά λιγότερη επίδραση στην υπολογισμένη τιμή του V σε σύγκριση με αυτό που εισάγεται από ένα παρόμοιο σφάλμα από την εκτίμηση του n .

Πίνακας 2.1: Μέσες τιμές του συντελεστή Manning n .

Υλικό	n
Μέταλλα	
Χάλυβας	0.012
Χυτοσίδηρος	0.013
Αυλακωτό μεταλλικό έλασμα	0.025
Αμέταλλα	
Λουσίτης	0.009
Γυαλί	0.010
Τσιμέντο	0.011
Σκυρόδεμα	0.013
Ξύλο	0.012
Πυλός	0.013
Οπτοπλινθοδομή	0.013
Εκτοξευόμενο σκυρόδεμα	0.019
Λιθοδομή	0.025
Σχισμές βράχων	0.035
Φυσικά ρέματα	
Καθαρά και ευθέα	0.030
Πυθμένας: αμμογάλικο, χαλίκια, ογκόλιθοι	0.040
Πυθμένας: χαλίκια με μεγάλους ογκόλιθους	0.050

Οι Πίνακας 2.1 καταρτίστηκε από τον V. T. Chow (1959).

Άλλοι Τύποι Αντίστασης

Στην Ευρώπη, ο ακόλουθος τύπος αντίστασης έχει χρησιμοποιηθεί ευρέως (Jaeger 1961):

$$V = k_s R^{2/3} S_f^{1/2}. \quad (2.52)$$

Αυτός καλείται τύπος του Strickler και το k_s καλείται σταθερά Strickler. Σε μονάδες S.I., το k_s μπορεί να υπολογιστεί από τον τύπο:

$$k_s = \frac{21.1}{k^{1/6}}, \quad (2.53)$$

στην οποία k = μέσο μέγεθος της τραχύτητας των τοιχιών. Χαρακτηριστικές μέσες τιμές του k για διάφορα υλικά, που λήφθηκαν από τον Jaeger (1961), παρατίθενται στον Πίνακα 2.2.

Μια σύγκριση των εξισώσεων (2.48) και (2.51) δείχνει ότι οι τύποι του Manning και του Strickler είναι παρόμοιοι και ότι:

$$k_s = \frac{1}{n}. \quad (2.54)$$

Στη Ρωσία, ο ακόλουθος τύπος για τη σταθερά Chezy C , έχει χρησιμοποιηθεί ευρέως:

$$C = \frac{1}{n} R^a, \quad (2.55)$$

στην οποία: $a = 1.3\sqrt{n}$, αν $R > 1m$ και $a = 1.5\sqrt{n}$, αν $R < 1m$. Ο Pavlovskii πρότεινε αυτόν τον τύπο το 1925.

Πίνακας 2.2: Μεγέθη τραχύτητας.

Υλικό	k (mm)
Χυτοσίδηρος, καινούριος	0.5–1.0
Χυτοσίδηρος, κάπως σκουριασμένος	1.0–1.5
Τσιμεντοκονίαμα, λειασμένο	0.3–0.8
Τσιμεντοκονίαμα, παραμένον τραχύ	1.0–2.0
Τραχιές ξύλινες σανίδες	1.0–2.5
Τραχιά τοιχοποιία με ογκόλιθους	8.0–15

Οι Πίνακας 2.2 καταρτίστηκε από τον C. Jaeger (1961).

2.3.4 ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΟΣ ΚΑΝΟΝΙΚΟΥ ΒΑΘΟΥΣ

Ορισμός Συντελεστή Διατομής

Για να αναλυθεί η ροή σε ανοικτό αγωγό, είναι συνήθως απαραίτητο να είναι γνωστό το κανονικό βάθος y_n . Διάφορες διαδικασίες για τον υπολογισμό του κανονικού βάθους σε ένα δεδομένο ανοικτό αγωγό για μια συγκεκριμένη παροχή εξετάζονται σε αυτήν την ενότητα. Θα εξετάσουμε μόνο τον τύπο Manning, δεδομένου ότι πολύ ευρέως χρησιμοποιείται στις αγγλόφωνες χώρες. Αυτή η προσέγγιση ισχύει επίσης για τον τύπο Strickler εάν αντικαταστήσουμε το n με το $1/k_s$.

Ο τύπος Manning για την ομοιόμορφη ροή σε όρους παροχής μπορεί να γραφτεί ως:

$$Q = VA = \frac{C_o}{n} AR^{2/3} S_o^{1/2}, \quad (2.56)$$

στην οποία: $C_o = 1.49$ στις συνήθεις αγγλικές μονάδες και $C_o = 1$ στις μονάδες S.I.

Σε αυτήν την εξίσωση, η A και η R είναι συναρτήσεις του βάθους ροής y και της εγκάρσιας διατομής του ανοικτού αγωγού, ενώ το n είναι μια συνάρτηση της επιφάνειας της ροής και άλλων παραγόντων που εξετάστηκαν στην προηγούμενη ενότητα. Κατά συνέπεια, για μία δεδομένη διατομή ανοικτού αγωγού και μία συγκεκριμένη κλίση πυθμένα, μόνο μια παροχή είναι δυνατή για δεδομένο κανονικό βάθος. Εντούτοις, εάν η τιμή αυτού του βάθους είναι γνωστή, τότε μπορούμε να καθορίσουμε την αντίστοιχη παροχή άμεσα από την εξίσωση (2.56).

Μπορούμε να γράψουμε την εξίσωση (2.56) ως:

$$Q = KS_o^{1/2}, \quad (2.57)$$

στην οποία ο *συντελεστής μεταφοράς (conveyance factor)* K για τη διατομή του ανοικτού αγωγού ορίζεται ως:

$$K = \frac{C_o}{n} AR^{2/3}. \quad (2.58)$$

Σημειώστε ότι ο K είναι μια συνάρτηση του κανονικού βάθους, των ιδιοτήτων της διατομής του ανοικτού αγωγού και του συντελεστή Manning n .

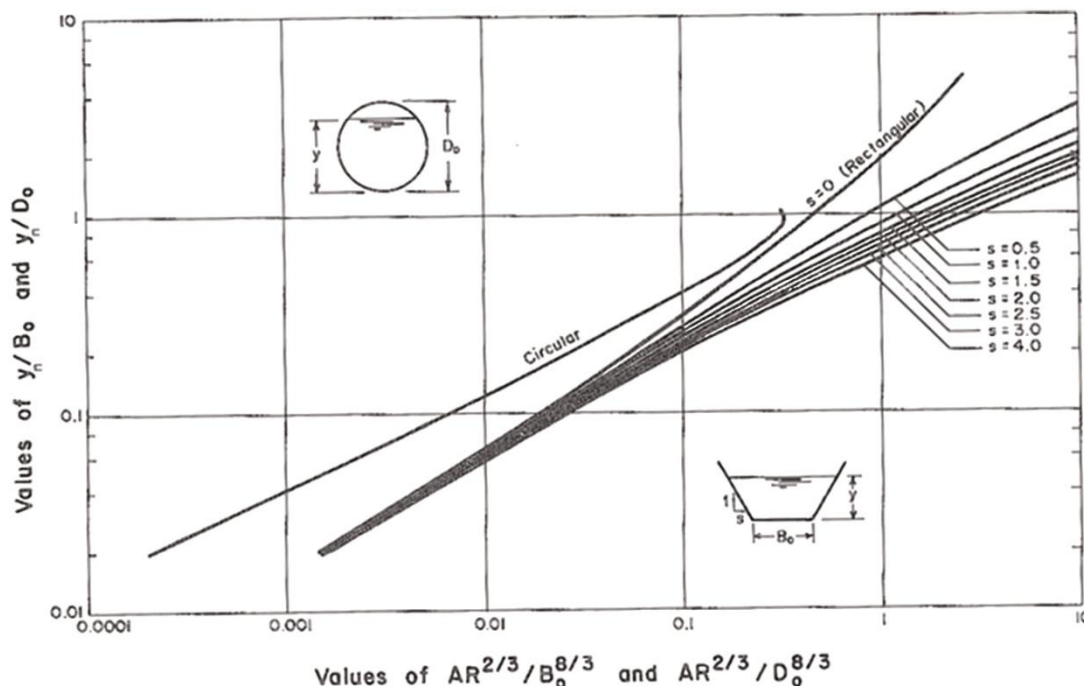
Η εξίσωση (2.56) μπορεί να γραφτεί ως:

$$AR^{2/3} = \frac{nQ}{C_o S_o^{1/2}}, \quad (2.59)$$

στην οποία το αριστερό μέρος αναφέρεται ως *συντελεστής διατομής (section factor)*. Κατά συνέπεια, για συγκεκριμένες τιμές του n , της Q και της S_o , λύνουμε αυτήν την εξίσωση για να καθορίσουμε το κανονικό βάθος σε ένα δεδομένο ανοικτό αγωγό. Αυτό μπορεί να γίνει με τη χρησιμοποίηση διαγραμμάτων που παρουσιάστηκαν από τον Chow (1959), από μια διαδικασία δοκιμής και σφάλματος ή με τη χρησιμοποίηση αριθμητικών μεθόδων για τη επίλυση μιας μη γραμμικής αλγεβρικής εξίσωσης. Αυτές οι διαδικασίες συζητούνται στις ακόλουθες παραγράφους.

Καμπύλες Σχεδιασμού

Οι καμπύλες σχεδιασμού παρουσιάζονται στο Σχήμα 2.6 για μία τραπεζοειδή και μία κυκλική διατομή ανοικτού αγωγού. Εάν θέλουμε να καθορίσουμε το κανονικό βάθος για μια συγκεκριμένη παροχή σε μία δεδομένη διατομή ανοικτού αγωγού, πρέπει να γνωρίζουμε τα Q , n και S_o .



Σχήμα 2.6: Καμπύλες υπολογισμού κανονικού βάθους σύμφωνα με τον V. T. Chow, *Open-Channel Hydraulics*, 1959.

Επομένως, μπορούμε να υπολογίσουμε το δεξί μέρος της εξίσωσης (2.56) διαιρώντας την υπολογισμένη τιμή με $B_o^{8/3}$ εάν η διατομή του ανοικτού αγωγού είναι τραπεζοειδή και με $D_o^{8/3}$ εάν η εγκάρσια διατομή του ανοικτού αγωγού είναι κυκλική. Η προκύπτουσα τιμή είναι τότε ίση με $AR^{2/3}/B_o^{8/3}$, για μία τραπεζοειδή διατομή και ίση με $AR^{2/3}/D_o^{8/3}$, για μία κυκλική εγκάρσια διατομή. Τώρα, ο y_n/B_o ή ο y_n/D_o σε αντιστοιχία με την τιμή $AR^{2/3}/B_o^{8/3}$ ή $AR^{2/3}/D_o^{8/3}$ μπορεί να διαβαστεί άμεσα από το Σχήμα 2.6.

Διαδικασία δοκιμής και σφάλματος

Αντικαθιστούμε τις εκφράσεις για την περιοχή A της ροής και την υδραυλική ακτίνα R και τις τιμές των n , Q και S_o στην εξίσωση (2.59) και έπειτα λύνουμε την προκύπτουσα εξίσωση με μια διαδικασία δοκιμής και σφάλματος.

Αριθμητικές μέθοδοι

Διάφορες μέθοδοι, όπως η μέθοδος της διχοτόμου, η μέθοδος διαδοχικών προσεγγίσεων και η μέθοδος Newton, είναι διαθέσιμες (McCracken και Dorn 1964) για την επίλυση της εξίσωσης (2.59). Εδώ, εξετάζουμε μόνο τη μέθοδο Newton.

Για να καθορίσουμε το y_n με αυτή τη μέθοδο, γράφουμε την εξίσωση (2.59) ως:

$$F(y_n) = AR^{2/3} - \frac{nQ}{C_o S_o^{1/2}} = 0. \tag{2.60}$$

Για τη μέθοδο Newton, χρειαζόμαστε την πρώτη παράγωγο της συνάρτησης F . Μια έκφραση για αυτή την παράγωγο μπορεί να ληφθεί ως εξής:

$$\begin{aligned}
\frac{dF}{dy_n} &= \frac{d}{dy_n} \left(A^{5/3} P^{-2/3} - \frac{nQ}{C_o S_o^{1/2}} \right) \\
&= \frac{5}{3} P^{-2/3} A^{2/3} \frac{dA}{dy_n} - \frac{2}{3} A^{5/3} P^{-5/3} \frac{dP}{dy_n} \\
&= \frac{5}{3} BR^{2/3} - \frac{2}{3} R^{5/3} \frac{dP}{dy_n}
\end{aligned} \tag{2.61}$$

αφότου $dA/dy_n = B$. Για μία τραπεζοειδή διατομή που έχει πλευρικές κλίσεις: s οριζόντια προς 1 κατακόρυφη, ισχύει $dP/dy_n = 2\sqrt{1+s^2}$. Παρόμοιες εκφράσεις για άλλες διατομές ανοικτών αγωγών μπορούν να ληφθούν.

2.4 ΒΕΛΤΙΣΤΗ ΤΡΑΠΕΖΟΕΙΔΗ ΕΓΚΑΡΣΙΑ ΔΙΑΤΟΜΗ

Το βέλτιστο βάθος από πλευράς μειωμένων τριβών σε σχέση με σταθερό εμβαδόν εγκάρσιας διατομής που καταλαμβάνει το υγρό υπολογίζεται ως εξής:

$$\text{Εμβαδόν υγρής εγκάρσιας διατομής: } A = \frac{B_o + (B_o + 2 \cdot s \cdot y)}{2} \cdot y = (B_o + s \cdot y) \cdot y \tag{2.62}$$

$$\text{Πλάτος πυθμένα} \quad : B_o = \frac{A}{y} - s \cdot y \tag{2.63}$$

$$\text{Βρεχόμενη περίμετρος} \quad : P = B_o + 2 \cdot y \cdot \sqrt{1+s^2} \tag{2.64}$$

(s : πλευρική κλίση, s οριζόντια προς 1 κατακόρυφη)

Αντικαθιστώντας το B_o στην τελευταία εξίσωση παίρνουμε:

$$P = \frac{A}{y} - s \cdot y + 2 \cdot y \cdot \sqrt{1+s^2} . \tag{2.65}$$

Για δοθέν εμβαδόν εγκάρσιας διατομής A , η P είναι συνάρτηση των y και s .

Σταθεροποιώντας την πλευρική κλίση, η παραγωγή της P ως προς y δίνει:

$$\frac{\partial P}{\partial y} = -\frac{A}{y^2} - s + 2 \cdot \sqrt{1+s^2} . \tag{2.66}$$

Εξισώνοντας την παράγωγο αυτή με την τιμή μηδέν παίρνουμε:

$$-\frac{A}{y^2} - s + 2 \cdot \sqrt{1+s^2} = 0 .$$

Με αντικατάσταση του εμβαδού εγκάρσιας διατομής A στην τελευταία εξίσωση παίρνουμε:

$$\begin{aligned}
-\frac{(B_o + s \cdot y) \cdot y}{y^2} - s + 2 \cdot \sqrt{1+s^2} &= 0 \\
-\frac{B_o + s \cdot y}{y} - s + 2 \cdot \sqrt{1+s^2} &= 0 \\
-B_o - s \cdot y - s \cdot y + 2 \cdot \sqrt{1+s^2} \cdot y &= 0 \\
2 \cdot (\sqrt{1+s^2} - 1) \cdot y &= B_o
\end{aligned}$$

$$y = \frac{B_o}{2 \cdot (\sqrt{1+s^2} - 1)} \quad (2.67)$$

Παραγωγίζοντας την P στην εξίσωση (2.65) ως προς s και εξισώνοντας με το μηδέν παίρνουμε:

$$\frac{\partial P}{\partial s} = -y + 2y \times \frac{1}{2} \times (1+s^2)^{-1/2} \times 2s = 0$$

ή

$$s = \frac{1}{\sqrt{3}}. \quad (2.68)$$

Με αντικατάσταση στην εξίσωση (2.66) του s παίρνουμε:

$$y = \frac{\sqrt{3}}{2} B_o \quad \text{ή} \quad B_o = \frac{2}{\sqrt{3}} y. \quad (2.69)$$

Παρόμοια προσέγγιση χρησιμοποιείται για τον καθορισμό της βέλτιστης εγκάρσιας διατομής για άλλες μορφές διατομών.

2.5 ΒΑΘΜΙΑΙΩΣ ΜΕΤΑΒΑΛΛΟΜΕΝΗ ΡΟΗ

2.5.1 ΟΡΙΣΜΟΣ ΒΑΘΜΙΑΙΩΣ ΜΕΤΑΒΑΛΛΟΜΕΝΗΣ ΡΟΗΣ

Η βαθμιαίως μεταβαλλόμενη μόνιμη ροή είναι η ροή της οποίας το βάθος μεταβάλλεται βαθμιαία κατά μήκος του ανοικτού αγωγού και χαρακτηρίζεται από το ότι: (1) η ροή είναι μόνιμη δηλαδή ότι τα υδραυλικά χαρακτηριστικά της ροής παραμένουν σταθερά για το υπό εξέταση χρονικό διάστημα και (2) οι γραμμές ροής είναι σχεδόν παράλληλες δηλαδή ότι η υδροστατική κατανομή πίεσης επικρατεί σε κάθε εγκάρσια διατομή του ανοικτού αγωγού.

2.5.2 ΕΞΙΣΩΣΕΙΣ ΒΑΘΜΙΑΙΩΣ ΜΕΤΑΒΑΛΛΟΜΕΝΗΣ ΡΟΗΣ

Οι εξισώσεις που περιγράφουν τη βαθμιαίως μεταβαλλόμενη ροή σε έναν πρισματικό ανοικτό αγωγό που δεν έχει καμία πλευρική εισροή ή εκροή εξάγονται σε αυτή την ενότητα. Γίνονται οι ακόλουθες απλοποιημένες υποθέσεις:

1. Η κλίση του πυθμένα του ανοικτού αγωγού είναι μικρή.
2. Ο ανοικτός αγωγός είναι πρισματικός και δεν υπάρχει καμία πλευρική εισροή ή εκροή προς ή από αυτόν αντίστοιχα.
3. Η κατανομή πίεσης σε κάθε διατομή του ανοικτού αγωγού είναι υδροστατική.
4. Οι υψομετρικές απώλειες στη βαθμιαίως μεταβαλλόμενη ροή μπορούν να καθοριστούν με τη χρησιμοποίηση των εξισώσεων για τις υψομετρικές απώλειες στις ομοιόμορφες ροές.

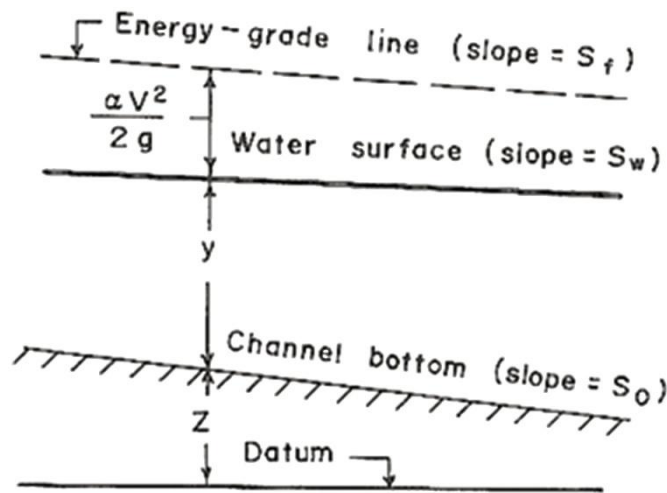
Η κλίση του πυθμένα του ανοικτού αγωγού μπορεί να υποτεθεί ότι είναι μικρή εάν είναι λιγότερο από 5 τοις εκατό. Σε αυτή την περίπτωση, $\sin \theta \cong \tan \theta \cong \theta$, στην οποία θ , η γωνία του πυθμένα του ανοικτού αγωγού με την οριζόντιο και τα βάθη της ροής που μετρούνται κατακόρυφα ή κάθετα ως προς τον πυθμένα είναι περίπου τα ίδια. Επειδή η κυρτότητα των γραμμών ροής στη βαθμιαίως μεταβαλλόμενη ροή είναι μικρή, η υπόθεση της υδροστατικής πίεσης συνήθως ισχύει. Τα προφίλ της επιφάνειας ύδατος που μετρούνται κατά τη διάρκεια διερευνήσεων των υδραυλικών μοντέλων και κατά τη διάρκεια παρατηρήσεων πεδίων ροής ταυτίζονται σε πολύ

καλό βαθμό με εκείνα που υπολογίζονται με τη χρήση των εξισώσεων υψομετρικής απώλειας για μόνιμη ομοιόμορφη ροή.

Αναφερόμενοι στο Σχήμα 2.7, το συνολικό ύψος σε μία διατομή ανοικτού αγωγού μπορεί να γραφτεί ως:

$$H = z + y + \frac{\alpha V^2}{2g}, \quad (2.1)$$

στην οποία: H = ανύψωση της ενεργειακής γραμμής επάνω από το επίπεδο αναφοράς, z = ανύψωση του πυθμένα του ανοικτού αγωγού επάνω από το επίπεδο αναφοράς, y = βάθος ροής, V = μέση ροϊκή ταχύτητα και α = συντελεστής ύψους ταχύτητας.



Σχήμα 2.7: Σκαρίφημα ορισμού παραμέτρων ενέργειας βαθμιαίως μεταβαλλόμενης ροής.

Ας θεωρήσουμε την απόσταση x ως θετική στην κατάντη διεύθυνση της ροής. Με την παραγωγή και των δύο μερών της εξίσωσης (2.1) ως προς x και εκφράζοντας τη V σε όρους παροχής Q , λαμβάνουμε:

$$\frac{dH}{dx} = \frac{dz}{dx} + \frac{dy}{dx} + \frac{\alpha Q^2}{2g} \frac{d}{dx} \left(\frac{1}{A^2} \right). \quad (2.3)$$

Τώρα, εξ ορισμού:

$$\frac{dH}{dx} = -S_f, \quad (2.70)$$

$$\frac{dz}{dx} = -S_o,$$

στην οποία: S_f = κλίση της γραμμής ενέργειας και S_o = κλίση του πυθμένα του ανοικτού αγωγού. Το αρνητικό πρόσημο με τα S_f και S_o δείχνει ότι και τα δύο H και z μειώνονται καθώς το x αυξάνει. Μια έκφραση για $(d/dx)(1/A^2)$ μπορεί να εξαχθεί ως εξής:

$$\frac{d}{dx} \left(\frac{1}{A^2} \right) = \frac{d}{dA} \left(\frac{1}{A^2} \right) \frac{dA}{dx}$$

$$\begin{aligned}
 &= \frac{d}{dA} \left(\frac{1}{A^2} \right) \frac{dA}{dy} \frac{dy}{dx} \\
 &= -\frac{2B}{A^3} \frac{dy}{dx},
 \end{aligned}
 \tag{2.71}$$

αφού $dA/dy = B$.

Με την αντικατάσταση των εξισώσεων (2.70) και (2.71) στην εξίσωση (2.3) και εκ νέου προσαρμογής της προκύπτουσας εξίσωσης, λαμβάνουμε:

$$\frac{dy}{dx} = \frac{S_o - S_f}{1 - (aBQ^2)/(gA^3)}.
 \tag{2.72}$$

Αυτή η εξίσωση περιγράφει τη μεταβολή του y με το x .

Σημειώστε ότι εάν ο ανοικτός αγωγός δεν είναι πρισματικός, έπεται:

$$\frac{dA}{dx} = \frac{\partial A}{\partial x} + \frac{\partial A}{\partial y} \frac{dy}{dx}.
 \tag{2.73}$$

Κατά συνέπεια οι εξισώσεις (2.71) και (2.72) θα τροποποιηθούν αναλόγως. Βάσει της έκφρασης του αριθμού Froude Fr , ο δεύτερος όρος του παρονομαστή της εξίσωσης (2.72) μπορεί να γραφτεί ως:

$$\begin{aligned}
 \frac{aBQ^2}{gA^3} &= \frac{(Q/A)^2}{(gA)/(aB)} \\
 &= F_r^2
 \end{aligned}
 \tag{2.74}$$

Ως εκ τούτου, η εξίσωση (2.72) λαμβάνει τη μορφή:

$$\frac{dy}{dx} = \frac{S_o - S_f}{1 - F_r^2}.
 \tag{2.75}$$

Θα χρησιμοποιήσουμε αυτήν την εξίσωση στις ακόλουθες ενότητες για να συναγάγουμε ποιοτικά συμπεράσματα για τα προφίλ της επιφάνειας ύδατος.

2.5.3 ΤΑΞΙΝΟΜΗΣΗ ΤΩΝ ΠΡΟΦΙΛ ΕΠΙΦΑΝΕΙΑΣ ΥΔΑΤΟΣ

Υποδεικνύουμε τα ακόλουθα προφίλ της επιφάνειας ύδατος ως εξής: Ένα γράμμα χρησιμοποιείται για να δείξει τον τύπο της κλίσης του πυθμένα και ένα αριθμητικό χρησιμοποιείται για να δείξει τη σχετική θέση του προφίλ όσον αφορά την γραμμή κρίσιμου βάθους (critical-depth line, CDL) και τη γραμμή κανονικού βάθους (normal-depth line, NDL). Το κρίσιμο βάθος και το κανονικό βάθος υποδηλώνονται ως y_c και y_n αντίστοιχα.

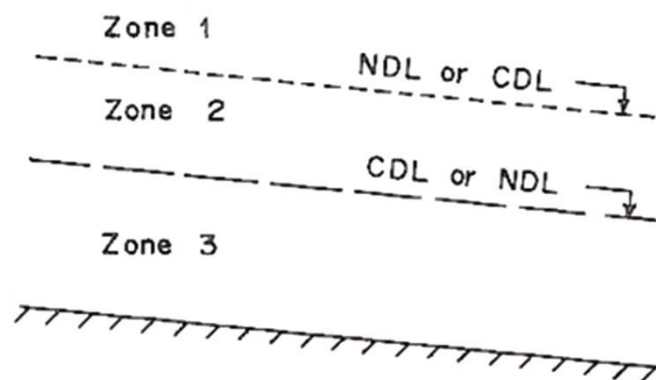
Οι κλίσεις πυθμένων ανοικτών αγωγών μπορούν να ταξινομηθούν στις ακόλουθες πέντε κατηγορίες: ήπια, απότομη, κρίσιμη, οριζόντια (μηδενική κλίση) και αντίθετη (αρνητική κλίση). Το πρώτο γράμμα αυτών των ονομάτων (στην αγγλική) χρησιμοποιείται για να δείξει τον τύπο της κλίσης, δηλαδή: M (mild) για την ήπια, S (steep) για την απότομη, C (critical) για την κρίσιμη, H (horizontal) για την οριζόντια, και A (adverse) για την αντίθετη κλίση.

Η κλίση του πυθμένα ορίζεται ως ήπια κλίση εάν η ομοιόμορφη ροή για δεδομένη παροχή και τιμή Manning n είναι υποκρίσιμη (δηλαδή $y_n > y_c$), είναι κρίσιμη κλίση εάν η ομοιόμορφη ροή είναι κρίσιμη (δηλαδή $y_n = y_c$) και είναι απότομη κλίση εάν η ομοιόμορφη ροή είναι εξαιρετικά κρίσιμη (δηλαδή $y_n < y_c$). Το

κανονικό βάθος είναι άπειρο εάν η κλίση πυθμένα είναι οριζόντια και είναι ανύπαρκτο εάν η κλίση πυθμένα είναι αρνητική. Για να συνοψίσουμε, η κλίση πυθμένα καλείται:

1. Ήπια εάν $y_n > y_c$,
2. Απότομη εάν $y_n < y_c$ και
3. Κρίσιμη εάν $y_n = y_c$.

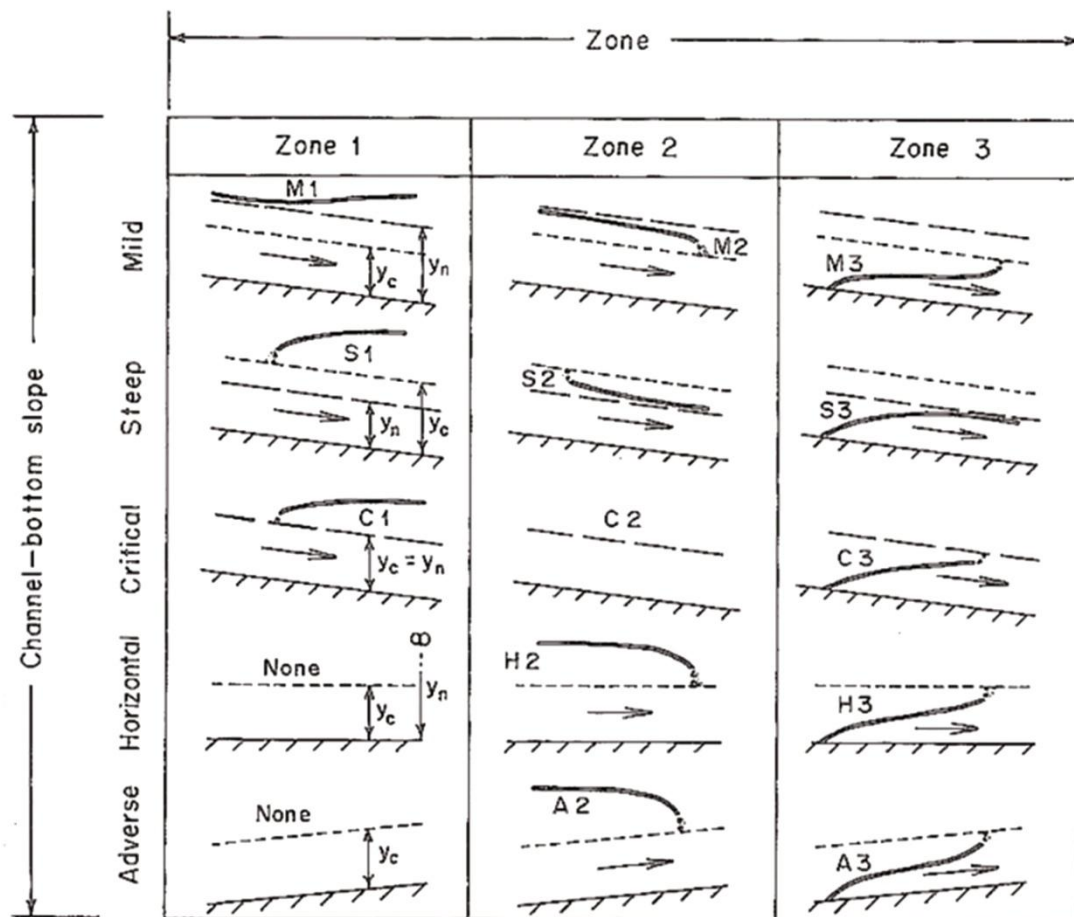
Τώρα, η σχετική θέση του προφίλ της επιφάνειας μπορεί να καθοριστεί ως ακολούθως. Οι γραμμές κανονικού βάθους και κρίσιμου βάθους διαιρούν το χώρο πάνω από τον πυθμένα του ανοικτού αγωγού σε τρεις περιοχές, όπως φαίνεται στο Σχήμα 2.8. Εντούτοις, υπάρχουν μόνο δύο περιοχές σε εκείνες τις περιπτώσεις όπου δεν υπάρχει το κανονικό βάθος ή είναι άπειρο ή είναι το ίδιο με το κρίσιμο βάθος. Η περιοχή επάνω από τις δύο γραμμές ορίζεται ως Ζώνη 1, αυτή μεταξύ της ανώτερης και χαμηλότερης γραμμής ορίζεται ως Ζώνη 2 και αυτή μεταξύ της χαμηλότερης γραμμής και του πυθμένα του ανοικτού αγωγού ορίζεται ως Ζώνη 3. Σημειώστε ότι η ανώτερη γραμμή είναι η γραμμή κανονικού βάθους εάν η κλίση πυθμένα ανοικτού αγωγού είναι ήπια, ενώ είναι η γραμμή κρίσιμου βάθους εάν η κλίση πυθμένα είναι απότομη.



Σχήμα 2.8: Ζώνες ταξινόμησης προφίλ επιφάνειας.

Κατά συνέπεια, έχουμε 13 διαφορετικούς τύπους προφίλ της επιφάνειας: τρεις για την ήπια κλίση, τρεις για την απότομη κλίση, δύο για την κρίσιμη κλίση (η Ζώνη 2 δεν υπάρχει, αφού $y_n = y_c$), δύο για την οριζόντια κλίση (η Ζώνη 1 δεν υπάρχει δεδομένου ότι $y_n = \infty$) και δύο για την αντίθετη κλίση (δεν υπάρχει καμία Ζώνη 1, δεδομένου ότι το y_n δεν υπάρχει).

Το Σχήμα 2.9 παρουσιάζει τις διαφορετικές ζώνες και τα διαφορετικά προφίλ και για τους πέντε τύπους κλίσεων πυθμένα.



Σχήμα 2.9: Προφίλ επιφανειών ύδατος σύμφωνα με τον M. H. Chaudhry, *Open-Channel Flow*, 1993.

2.5.4 ΓΕΝΙΚΕΣ ΠΑΡΑΤΗΡΗΣΕΙΣ

Με την εξέταση των πρόσημων του αριθμητή και του παρονομαστή της εξίσωσης (2.75), μπορούμε να κάνουμε ποιοτικές παρατηρήσεις για τους διάφορους τύπους προφίλ της επιφάνειας ύδατος. Αυτές οι παρατηρήσεις επιτρέπουν σε μας να σκιαγραφήσουμε το προφίλ της επιφάνειας ύδατος χωρίς να κάνουμε οποιοδήποτε πειραματικές παρατηρήσεις ή οποιοδήποτε μαθηματικούς υπολογισμούς. Παραδείγματος χάριν, οι παρατηρήσεις αυτές δείχνουν εάν το βάθος αυξάνεται ή μειώνεται με την απόσταση, πώς το προφίλ τελειώνει προς τα ανάντη και προς τα κατάντη όρια κλπ. Πρώτα, ας εξετάσουμε μερικά μαθηματικά χαρακτηριστικά και έπειτα συγκεκριμένες περιπτώσεις για λόγους απεικόνισης.

Το βάθος ροής y , αυξάνεται με την απόσταση εάν dy/dx είναι θετικό και μειώνεται εάν dy/dx είναι αρνητικό. Κατά συνέπεια, με τον καθορισμό των πρόσημων του αριθμητή και του παρονομαστή στην εξίσωση (2.75), μπορούμε να πούμε εάν το βάθος ροής για ένα ορισμένο προφίλ αυξάνεται ή μειώνεται με την απόσταση.

Για την ομοιόμορφη ροή η γραμμή ενέργειας, η επιφάνεια ύδατος και ο πυθμένας του ανοικτού αγωγού είναι παράλληλα μεταξύ τους, δηλαδή $S_f = S_w = S_o$.

όταν $y = y_n$. Επομένως, είναι σαφές από τους τύπους Manning ή Chezy για μια δεδομένη παροχή Q :

$$S_f > S_o \text{ εάν } y < y_n \quad (2.76)$$

και

$$S_f < S_o \text{ εάν } y > y_n. \quad (2.77)$$

Με τη χρησιμοποίηση αυτών των δύο ανισοτήτων, μπορούμε να καθορίσουμε το πρόσημο του αριθμητή στην εξίσωση (2.75). Ομοίως, εάν η ροή είναι υποκρίσιμη ($F_r < 1$) ή υπερκρίσιμη ($F_r > 1$) μπορούμε να καθορίσουμε το πρόσημο του παρονομαστή της εξίσωσης (2.75).

Τώρα, ας εξετάσουμε πώς τα προφίλ της επιφάνειας πλησιάζουν τα κανονικά και τα κρίσιμα βάθη και τον πυθμένα του ανοικτού αγωγού.

Καθώς $y \rightarrow y_n$ (διάβαζε καθώς το y τείνει στο y_n), $S_f \rightarrow S_o$. Επομένως, προκύπτει από την εξίσωση (2.75) ότι $dy/dx \rightarrow 0$ υπό την προϋπόθεση $F_r \neq 1$ (δηλαδή η ροή δεν είναι κρίσιμη). Με άλλα λόγια, το προφίλ της επιφάνειας πλησιάζει τη γραμμή κανονικού βάθους ασυμπτωτικά.

Καθώς $y \rightarrow y_c$, $F_r \rightarrow 1$, ο παρονομαστής της εξίσωσης (2.75) τείνει στο μηδέν. Επομένως, dy/dx τείνει στο ∞ . Κατά συνέπεια, το προφίλ της επιφάνειας ύδατος πλησιάζει τη γραμμή κρίσιμου βάθους κάθετα. Αλλά, δεδομένου ότι είναι φυσικά αδύνατο να έχει μια κάθετη επιφάνεια ύδατος, υποθέτουμε ότι το προφίλ της επιφάνειας πλησιάζει την κρίσιμη γραμμή βάθους σε μια πολύ απότομη κλίση. Η ερώτηση που προκύπτει είναι γιατί αυτό το συμπέρασμα για την κάθετη επιφάνεια ύδατος παραγόμενη θεωρητικά δεν πραγματοποιείται στον πραγματικό κόσμο. Ο λόγος για αυτήν την απόκλιση είναι ότι μόλις η επιφάνεια ύδατος αποκτήσει μια αιχμηρή κυρτότητα, η κατανομή πίεσης δεν είναι υδροστατική. Επομένως, η εξίσωση (2.75) δεν ισχύει και οποιαδήποτε συμπεράσματα που συνάγουμε από αυτήν την εξίσωση γίνονται αμφισβητήσιμα. Σημειώστε ότι ένα υδραυλικό άλμα διαμορφώνεται όταν αλλάζει η ροή από υπερκρίσιμη σε υποκρίσιμη.

Καθώς $y \rightarrow \infty$, $V \rightarrow 0$ και συνεπώς τα F_r και S_f τείνουν στο μηδέν. Ως εκ τούτου, προκύπτει από την εξίσωση (2.75) ότι $dy/dx \rightarrow S_o$ για πολύ μεγάλες τιμές του y . Δεδομένου ότι υποθέτουμε ότι το S_o είναι μικρό μπορούμε να πούμε ότι το προφίλ της επιφάνειας ύδατος γίνεται σχεδόν οριζόντιο καθώς το y γίνεται μεγάλο.

Τώρα, δείτε τι συμβαίνει όταν πλησιάζει η επιφάνεια ύδατος στον πυθμένα του ανοικτού αγωγού, δηλαδή $y \rightarrow 0$. Εάν χρησιμοποιούμε τον τύπο του Chezy για τις απώλειες τριβής, έπεται:

$$S_f = \frac{Q^2}{C^2 A^2 R}, \quad (2.78)$$

στην οποία: C = σταθερά Chezy και R = υδραυλική ακτίνα.

Για έναν πολύ ευρύ ορθογώνιας εγκάρσιας διατομής ανοικτό αγωγό, $R \cong y$. Με την αντικατάσταση της εξίσωσης (2.78) στην εξίσωση (2.72), αντικαθιστώντας την R με το y και απλοποιώντας την προκύπτουσα εξίσωση, λαμβάνουμε:

$$\frac{dy}{dx} = \frac{gB(S_o C^2 B^2 y^3 - Q^2)}{C^2 (gBy^3 - \alpha BQ^2)}. \quad (2.79)$$

Προκύπτει από αυτή την εξίσωση όταν $y \rightarrow 0$:

$$\lim_{y \rightarrow 0} \frac{dy}{dx} = \frac{g}{\alpha C^2}. \quad (2.80)$$

Επομένως, καθώς $y \rightarrow 0$, η κλίση του προφίλ της επιφάνειας ύδατος είναι πεπερασμένη, έχει μια θετική τιμή και είναι μια συνάρτηση της σταθεράς Chezy C και του συντελεστή ύψους ταχύτητας α .

Εάν χρησιμοποιήσουμε τον τύπο Manning αντί του τύπου Chezy, θα βρούμε ότι $dy/dx \rightarrow \infty$ καθώς $y \rightarrow 0$.

Για να επεξηγήσουμε τη χρήση των ανωτέρω γενικών παρατηρήσεων, εξετάζουμε τα προφίλ της επιφάνειας ύδατος σε έναν ανοικτό αγωγό που έχει μια ήπια κλίση. Δεδομένου ότι είπαμε πριν, $y_n > y_c$ εάν η κλίση είναι ήπια. Επομένως, για το βάθος ροής y σε κάθε μία από τις τρεις ζώνες ισχύει ότι:

1. Ζώνη 1: $y > y_n > y_c$
2. Ζώνη 2: $y_n > y > y_c$
3. Ζώνη 3: $y_n > y_c > y$

Τα ποιοτικά χαρακτηριστικά των προφίλ της επιφάνειας ύδατος μπορούν να μελετηθούν ως ακολούθως:

Ζώνη 1 (Προφίλ M1). Αφότου $y > y_n$ στη ζώνη 1, $S_f < S_o$. Επομένως, ο αριθμητής της εξίσωσης (2.75) είναι θετικός. Ομοίως, έχουμε $F_r < 1$, από τότε που $y > y_c$. Επομένως, ο παρονομαστής της εξίσωσης (2.75) είναι επίσης θετικός. Ως εκ τούτου, προκύπτει από την εξίσωση (2.75) ότι:

$$\frac{dy}{dx} = \frac{S_o - S_f}{1 - F_r^2} = \frac{+}{+} = +.$$

Αυτό σημαίνει ότι το y αυξάνεται με την απόσταση x . Όπως εξετάστηκε προηγουμένως, καθώς $y \rightarrow y_n$ ασυμπτωτικά και η επιφάνεια ύδατος γίνεται σχεδόν οριζόντια καθώς το y γίνεται μεγάλο.

Ζώνη 2 (Προφίλ M2). Σε αυτήν την περίπτωση $S_f > S_o$, αφού $y < y_n$. Επομένως, ο αριθμητής της εξίσωσης (2.75) είναι αρνητικός. Εντούτοις, ο παρονομαστής είναι θετικός, όταν $F_r < 1$ επειδή $y > y_c$. Ως εκ τούτου, προκύπτει από την εξίσωση (2.75) ότι:

$$\frac{dy}{dx} = \frac{S_o - S_f}{1 - F_r^2} = \frac{-}{+} = -.$$

Κατά συνέπεια, το y μειώνεται καθώς αυξάνεται το x . Όπως εξετάστηκε προηγουμένως, $y \rightarrow y_n$ ασυμπτωτικά και $y \rightarrow y_c$ σχεδόν κάθετα.

Ζώνη 3 (Προφίλ M3). Στη Ζώνη 3, $S_f > S_o$, καθώς $y < y_n$. Επομένως, ο αριθμητής της εξίσωσης (2.75) είναι αρνητικός. Ο παρονομαστής είναι επίσης αρνητικός, καθώς $F_r > 1$ επειδή $y < y_c$. Ως εκ τούτου, προκύπτει από την εξίσωση (2.75) ότι:

$$\frac{dy}{dx} = \frac{S_o - S_f}{1 - F_r^2} = \frac{-}{-} = +.$$

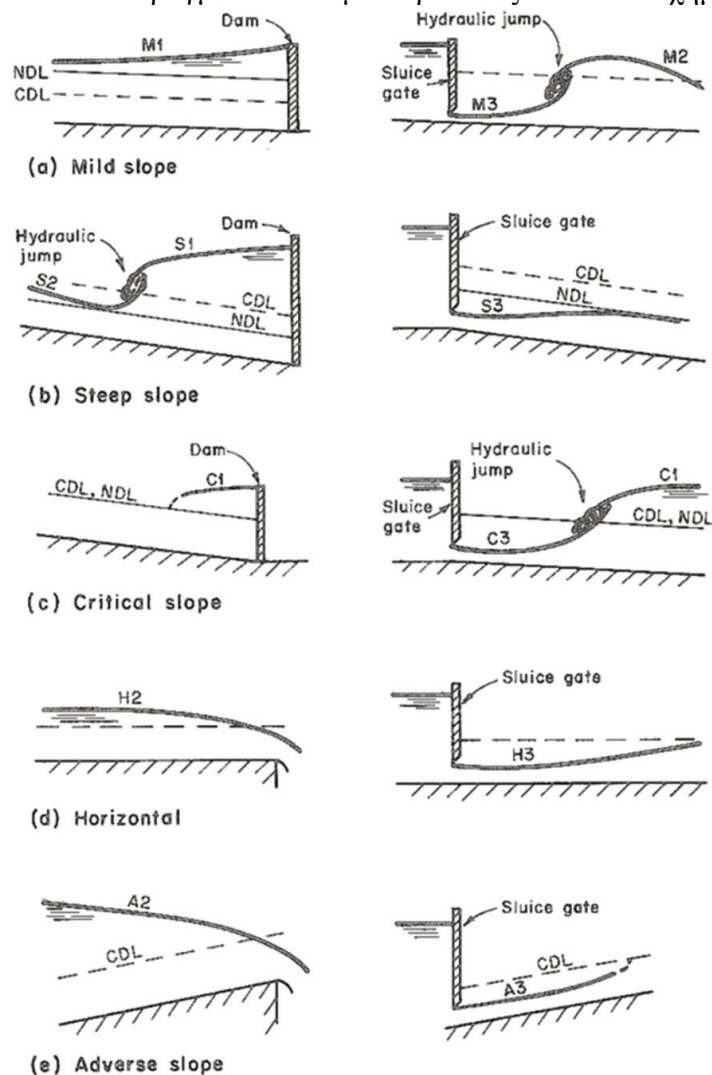
Κατά συνέπεια, το y αυξάνεται καθώς αυξάνεται το x .

Όπως αναφέρθηκε προηγουμένως, $y \rightarrow y_c$ σχεδόν κάθετα ενώ το προφίλ της επιφάνειας ύδατος πλησιάζει τον πυθμένα του ανοικτού αγωγού με μια πεπερασμένη θετική κλίση.

Με τη χρησιμοποίηση των προηγούμενων ποιοτικών συμπερασμάτων, τα προφίλ της επιφάνειας ύδατος σε κάθε περιοχή μπορούν να σκιαγραφηθούν όπως φαίνεται στο Σχήμα 2.10. Σημειώστε ότι τα προφίλ παρουσιάζονται με διακεκομμένες γραμμές καθώς πλησιάζουν τη γραμμή κρίσιμου βάθους και τον πυθμένα του ανοικτού αγωγού για να δείξουμε την αβεβαιότητα στις μορφές τους.

Προχωρώντας ομοίως, ποιοτικά χαρακτηριστικά των προφίλ της επιφάνειας μπορούν να μελετηθούν για άλλους τύπους πυθμένων ανοικτών αγωγών. Γενικά, η διαδικασία είναι η ακόλουθη: Καθορίζουμε αρχικά τα πρόσημα του αριθμητή και του παρονομαστή της εξίσωσης (2.75) και ως εκ τούτου καθορίζουμε το πρόσημο του dy/dx . Κατόπιν, με τη χρησιμοποίηση των ποιοτικών παρατηρήσεων που έγιναν στις προηγούμενες παραγράφους, μπορούμε να σκιαγραφήσουμε τα προφίλ της επιφάνειας ύδατος καθώς πλησιάζουν τις γραμμές κανονικού και κρίσιμου βάθους και τον πυθμένα του ανοικτού αγωγού.

Τα χαρακτηριστικά και οι μορφές των διάφορων προφίλ και η κατάσταση στην οποία εμφανίζονται στον πραγματικό κόσμο παρουσιάζονται στο Σχήμα 2.10.



Σχήμα 2.10: Πραγματικές περιπτώσεις προφίλ επιφανειών ύδατος σύμφωνα με τον M. H. Chaudhry, *Open-Channel Flow*, 1993.

Σημειώστε ότι τα προφίλ $H1$ και $A1$ δεν υπάρχουν, αφού δεν υπάρχει Ζώνη 1 και στις δύο περιπτώσεις. Επιπλέον, το προφίλ $C2$ στην πραγματικότητα αντιπροσωπεύει την ομοιόμορφη ροή παρά τη βαθμιαίως μεταβαλλόμενη ροή.

2.6 ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΟΣ ΒΑΘΜΙΑΙΩΣ ΜΕΤΑΒΑΛΛΟΜΕΝΗΣ ΡΟΗΣ

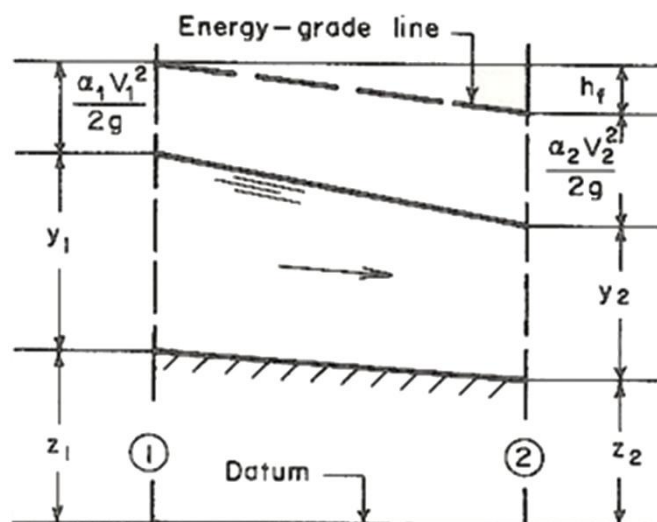
2.6.1 ΓΕΝΙΚΕΣ ΠΑΡΑΤΗΡΗΣΕΙΣ

Οι εξισώσεις συνέχειας, ορμής και ενέργειας περιγράφουν τις σχέσεις μεταξύ των διάφορων μεταβλητών της ροής, όπως το βάθος ροής, η παροχή και η ταχύτητα ροής. Επομένως, λύνουμε αυτές τις εξισώσεις για να καθορίσουμε τις συνθήκες ροής σε ολόκληρο το μήκος ενός ανοικτού αγωγού. Αυτές οι αναλύσεις δίνουν τη μεταβολή στο βάθος ροής σε μια δεδομένη απόσταση ή υπολογίζουν την απόσταση στην οποία θα εμφανιστεί μια συγκεκριμένη μεταβολή του βάθους ροής. Η εγκάρσια διατομή του ανοικτού αγωγού, ο Manning n , η κλίση πυθμένα και ο α η παροχή είναι συνήθως γνωστά για αυτούς τους υπολογισμούς ροής μόνιμης κατάστασης.

Ο ρυθμός μεταβολής του βάθους ροής στις βαθμιαίως μεταβαλλόμενες ροές είναι συνήθως μικρός. Επομένως, η υπόθεση της κατανομής της υδροστατικής πίεσης ισχύει. Επιπλέον, με την εισαγωγή του συντελεστή ύψους ταχύτητας α , μπορούμε να χρησιμοποιήσουμε τη μέση ταχύτητα ροής για να υπολογίσουμε το ύψος ταχύτητας σε μία διατομή ανοικτού αγωγού. Για έναν ανοικτό αγωγό που δεν έχει καμία πλευρική εισροή ή εκροή, η εξίσωση συνέχειας μεταξύ των διατομών 1 και 2 (Σχήμα 2.11) μπορεί να γραφτεί ως:

$$Q = V_1 A_1 = V_2 A_2, \quad (2.81)$$

στην οποία: V = μέση ταχύτητα ροής, A = εμβαδόν εγκάρσιας διατομής, Q = παροχή και οι δείκτες 1 και 2 αναφέρονται στις μεταβλητές για τις διατομές 1 και 2 αντίστοιχα.



Σχήμα 2.11: Σκαρίφημα ορισμού παραμέτρων ενέργειας βαθμιαίως μεταβαλλόμενης ροής με απώλειες.

Ομοίως, η εξίσωση ενέργειας μεταξύ των διατομών 1 και 2 ενός ανοικτού αγωγού με μικρή κλίση πυθμένα μπορεί να γραφτεί ως:

$$z_1 + y_1 + a_1 \frac{V_1^2}{2g} = z_2 + y_2 + a_2 \frac{V_2^2}{2g} + h_f, \quad (2.82)$$

στην οποία: z = ανύψωση του πυθμένα του ανοικτού αγωγού επάνω από ένα επίπεδο αναφοράς, y = βάθος ροής και h_f = απώλειες ύψους μεταξύ των διατομών 1 και 2. Οι απώλειες ύψους περιλαμβάνουν τις απώλειες τριβής και μορφής μεταξύ αυτών των δύο διατομών.

Στην προηγούμενη ενότητα εξαγάγαμε την ακόλουθη εξίσωση για τις βαθμιαίως μεταβαλλόμενες ροές με την παραγωγή του ολικού ύψους:

$$\frac{dy}{dx} = \frac{S_o - S_f}{1 - (\alpha Q^2 B)/(gA^3)}, \quad (2.72)$$

στην οποία: x = απόσταση κατά μήκος του ανοικτού αγωγού (μετρημένη θετικά στην κατάντη κατεύθυνση), S_o = διαμήκης κλίση του πυθμένα του ανοικτού αγωγού, S_f = κλίση της γραμμής ενέργειας, B = πλάτος επιφάνειας ύδατος και g = επιτάχυνση της βαρύτητας. Εάν ο συντελεστής της ορμής β είναι ίσος με τη μονάδα, τότε αυτή η εξίσωση μπορεί επίσης να ληφθεί με την εφαρμογή του δεύτερου νόμου της κίνησης του Newton σε έναν όγκο υγρού, σε ένα μικρό μήκος ενός ανοικτού αγωγού.

Η εξίσωση (2.72) είναι μιας πρώτης τάξης συνήθους διαφορική εξίσωση στην οποία το x είναι η ανεξάρτητη μεταβλητή και το y είναι η εξαρτημένη μεταβλητή. Αυτή η εξίσωση περιγράφει το ρυθμό μεταβολής του βάθους ροής y ως προς την απόσταση x . Μία προσεκτική ματιά στους όρους του δεξιού μέρους αυτής της εξίσωσης δείχνει ότι αυτός ο ρυθμός είναι μια συνάρτηση των ιδιοτήτων της διατομής του ανοικτού αγωγού, του βάθους ροής και του ρυθμού παροχής. Για μία δεδομένη διατομή ενός ανοικτού αγωγού, οι ιδιότητες του ανοικτού αγωγού (π.χ. το πλάτος ελεύθερης επιφάνειας ύδατος B και η περιοχή A της ροής) είναι συναρτήσεις μόνο του y . Η κλίση πυθμένα S_o , ο Manning n και η παροχή Q είναι γνωστά για ένα δεδομένο πρόβλημα. Επομένως, για μια συγκεκριμένη παροχή σε ένα δεδομένο ανοικτό αγωγό, μπορούμε να πούμε ότι το δεξιό μέρος της εξίσωσης (2.72) είναι μια συνάρτηση του βάθους ροής y , το οποίο είναι στη συνέχεια μια συνάρτηση του x . Ας ορίσουμε αυτήν τη συνάρτηση ως $f(x, y)$. Κατόπιν μπορούμε να γράψουμε την εξίσωση (2.72) ως:

$$\frac{dy}{dx} = f(x, y), \quad (2.83)$$

στην οποία

$$f(x, y) = \frac{S_o - S_f}{1 - (\alpha B Q^2)/(gA^3)}. \quad (2.84)$$

Ολοκληρώνουμε αυτήν την εξίσωση για να καθορίσουμε το βάθος ροής κατά μήκος του ανοικτού αγωγού. Μιας κλειστής μορφής λύση αυτής της εξίσωσης δεν είναι διαθέσιμη εκτός από τις πολύ απλουστευμένες περιπτώσεις, επειδή η $f(x, y)$ είναι μια μη γραμμική συνάρτηση. Επομένως, οι αριθμητικές μέθοδοι χρησιμοποιούνται για την ολοκλήρωσή της. Αυτές οι μέθοδοι δίνουν το βάθος ροής σε διακριτές θέσεις. Αρχικά ας εξετάσουμε τα βασικά αυτών των μεθόδων.

Έστω ότι το βάθος ροής y είναι γνωστό σε μια δεδομένη απόσταση x . Δηλώνουμε αυτές τις γνωστές τιμές ως y_1 και x_1 αντίστοιχα. Για να καθοριστεί το προφίλ επιφάνειας ύδατος, μπορούμε να ακολουθήσουμε καθεμία από αυτές τις

διαδικασίες: Καθορισμός του y_2 σε μια συγκεκριμένη θέση x_2 ή καθορισμός της θέσης x_2 όπου ένα ορισμένο βάθος ροής y_2 θα εμφανιστεί. Ας εξετάσουμε κάθε μία διαδικασία λεπτομερέστερα, αρχίζοντας από τον καθορισμό της τιμής y_2 σε απόσταση x_2 .

Με τον πολλαπλασιασμό και των δύο πλευρών της εξίσωσης (2.83) με dx και ολοκληρώνοντας, λαμβάνουμε:

$$\int_{y_1}^{y_2} dy = \int_{x_1}^{x_2} f(x, y) dx. \quad (2.85)$$

Αυτή η εξίσωση, με βάση τα όρια της ολοκλήρωσης, μπορεί να γραφτεί ως:

$$y_2 = y_1 + \int_{x_1}^{x_2} f(x, y) dx. \quad (2.86)$$

Οι υπολογισμοί προχωρούν προς την κατάντη διεύθυνση εάν το dx είναι θετικό και προχωρούν προς την ανάντη διεύθυνση εάν το dx είναι αρνητικό. Μπορούμε να καθορίσουμε το y_2 με αριθμητική εκτίμηση του ολοκληρωτέου όρου αυτής της εξίσωσης. Κατόπιν με τη διαδοχική εφαρμογή αυτής της εξίσωσης, μπορούμε να υπολογίσουμε το προφίλ της επιφάνειας ύδατος στο επιθυμητό μήκος του ανοικτού αγωγού.

Για να καθορίσουμε το x_2 όπου το βάθος ροής θα είναι y_2 , μπορούμε να συνεχίσουμε ως ακολούθως. Η εξίσωση (2-69) μπορεί να γραφτεί ως:

$$\frac{dx}{dy} = F(x, y), \quad (2.87)$$

στην οποία

$$F(x, y) = \frac{1 - (aBQ^2)/(gA^3)}{S_o - S_f}. \quad (2.88)$$

Με πολλαπλασιασμό και των δύο πλευρών αυτής της εξίσωσης με dy και ολοκληρώνοντας:

$$x_2 = x_1 + \int_{y_1}^{y_2} F(x, y) dy. \quad (2.89)$$

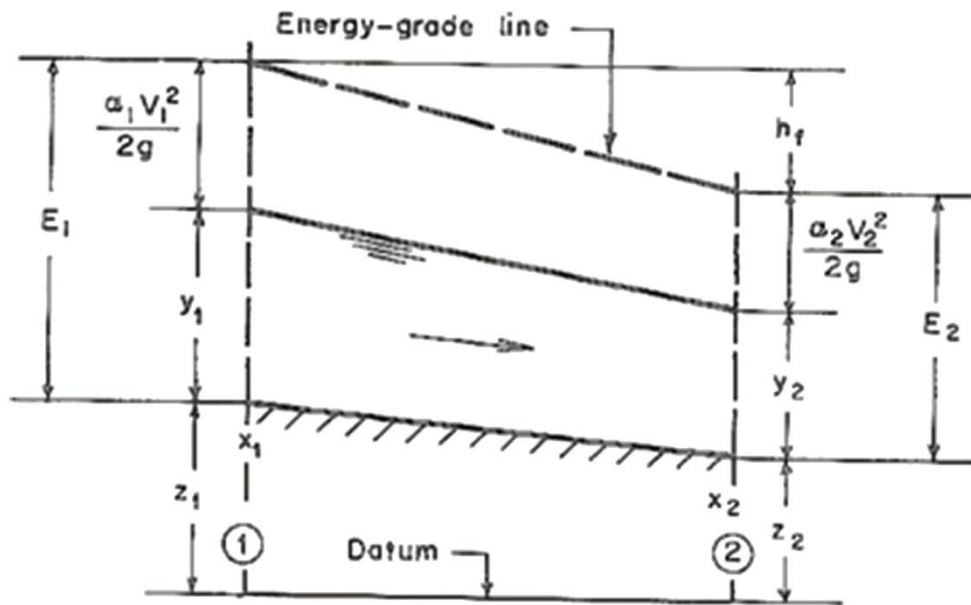
Η τιμή x_2 μπορεί να καθοριστεί με αριθμητική εκτίμηση του ολοκληρωτέου όρου.

Αντί της διαφορικής εξίσωσης (2.72), μπορούμε να χρησιμοποιήσουμε την εξίσωση ενέργειας (2.82) μεταξύ δύο διατομών για τον υπολογισμό του προφίλ της επιφάνειας ύδατος. Η κύρια δυσκολία στη χρήση αυτής της εξίσωσης είναι στον καθορισμό του ύψους απωλειών h_f . Μετά την επιλογή μιας έκφρασης για την προσέγγιση των απωλειών h_f , λύνουμε μια μη γραμμική αλγεβρική εξίσωση για να καθορίσουμε το βάθος ροής σε μια συγκεκριμένη θέση ή για να καθορίσουμε τη θέση όπου ένα ορισμένο βάθος ροής θα εμφανιστεί. Φυσικά, παρόμοια δυσκολία προκύπτει εάν χρησιμοποιήσουμε τη διαφορική εξίσωση. Η μέση τιμή S_f μεταξύ των δύο διατομών μπορεί να χρησιμοποιηθεί εάν η απόσταση μεταξύ των διατομών είναι μικρή. Αυτό είναι συνήθως μια ικανοποιητική προσέγγιση δεδομένου ότι τα μικρά μήκη βημάτων χρησιμοποιούνται για να ολοκληρώσουμε αριθμητικά την εξίσωση (2.72).

2.6.2 ΑΜΕΣΗ ΒΗΜΑΤΙΚΗ ΜΕΘΟΔΟΣ

Στην προηγούμενη ενότητα, εξετάσαμε πώς να υπολογίσουμε τη θέση όπου ένα ορισμένο βάθος θα εμφανιστεί. Ας εξετάσουμε αυτό, λεπτομερέστερα για να αναπτύξουμε μια συστηματική υπολογιστική διαδικασία. Με βάση τον Chow (1959), καλούμε αυτήν την διαδικασία *άμεση βηματική μέθοδο* (*direct step method*).

Αναφερόμενοι στο Σχήμα 2.12, ας υποθέσουμε ότι ξέρουμε το βάθος ροής στη διατομή 1 και ότι θέλουμε να καθορίσουμε τη θέση της διατομής 2, όπου ένα ορισμένο βάθος ροής y_2 , θα εμφανιστεί σε ένα δεδομένο ανοικτό αγωγό για μια συγκεκριμένη παροχή Q . Με άλλα λόγια, η δήλωση του προβλήματός μας είναι η ακόλουθη: Το βάθος ροής y_1 , σε απόσταση x_1 (δηλαδή, η διατομή 1 στο Σχήμα 2.12) είναι γνωστό. Καθορίστε την απόσταση x_2 , όπου ένα ορισμένο βάθος ροής y_2 θα εμφανιστεί. Οι ιδιότητες της διατομής του ανοικτού αγωγού S_o , Q και n είναι γνωστές.



Σχήμα 2.12: Υπολογισμός απόστασης για ορισμένο βάθος.

Αν S_o = κλίση του πυθμένα του ανοικτού αγωγού, τότε αναφερόμενοι στο Σχήμα 2.12:

$$z_2 = z_1 - S_o(x_2 - x_1). \quad (2.90)$$

Επιπλέον, οι ειδικές ενέργειες:

$$E_1 = y_1 + \frac{a_1 V_1^2}{2g}, \quad (2.91)$$

$$E_2 = y_2 + \frac{a_2 V_2^2}{2g}.$$

Η κλίση της γραμμής ενέργειας (θα αναφερθούμε απλοποιητικά σε αυτήν, στην ακόλουθη εξέταση ως κλίση τριβής) στη βαθμιαίως μεταβαλλόμενη ροή μπορεί να υπολογιστεί με αμελητέο σφάλμα με τη χρησιμοποίηση των αντίστοιχων τύπων για τις κλίσεις τριβής στην ομοιόμορφη ροή (Chow 1959, Henderson 1966). Εντούτοις,

αφού το βάθος ροής y ποικίλλει με την απόσταση x , η κλίση τριβής S_f είναι επίσης μια συνάρτηση του x . Οι ακόλουθες προσεγγίσεις έχουν χρησιμοποιηθεί (Σώματα Μηχανικών του Αμερικανικού Στρατού 1982) για να επιλεγεί μια αντιπροσωπευτική τιμή S_f για το μήκος του ανοικτού αγωγού μεταξύ των διατομών 1 και 2:

Μέση κλίση τριβής

$$\bar{S}_f = \frac{1}{2}(S_{f_1} + S_{f_2}) \quad (2.92)$$

Γεωμετρική μέση κλίση τριβής

$$\bar{S}_f = \sqrt{S_{f_1} S_{f_2}} \quad (2.93)$$

Αρμονική μέση κλίση τριβής

$$\bar{S}_f = \frac{2S_{f_1} S_{f_2}}{S_{f_1} + S_{f_2}} \quad (2.94)$$

Με την επέκταση του δεξιού μέρους των προηγούμενων προσεγγίσεων σε μια σειρά Taylor, μπορούμε να αποδείξουμε ότι αυτές οι τρεις διατυπώσεις για την προσέγγιση της κλίσης τριβής δίνουν παρόμοια αποτελέσματα εάν οι όροι της τάξης $(\Delta S_f / S_{f_1})^2$ και ανώτεροι παραληφθούν. Σε αυτήν την έκφραση, $\Delta S_f = S_{f_2} - S_{f_1}$.

Ο Laurensen (1986) έδειξε ότι η μέση κλίση (εξίσωση (2.92)) δίνει το χαμηλότερο μέγιστο σφάλμα, αν και δεν είναι πάντα το μικρότερο σφάλμα. Εάν η απόσταση μεταξύ των διατομών 1 και 2 είναι μικρή ή τα βάθη ροής y_1 και y_2 δεν είναι σημαντικά διαφορετικά, τότε η εξίσωση (2.92) δίνει ικανοποιητικά αποτελέσματα, πλην του γεγονότος ότι είναι η απλούστερη των τριών προσεγγίσεων. Επομένως, η χρήση της συστήνεται και θα την χρησιμοποιήσουμε εν τω παρόντι. Ως εκ τούτου, μια έκφραση για τις h_f μπορεί να γραφτεί ως:

$$h_f = \frac{1}{2}(S_{f_1} + S_{f_2})(x_2 - x_1). \quad (2.95)$$

Η αντικατάσταση των εξισώσεων (2.91) και (2.95) στην εξίσωση (2.82) δίνει:

$$z_1 + E_1 = z_2 + E_2 + \frac{1}{2}(S_{f_1} + S_{f_2})(x_2 - x_1). \quad (2.96)$$

Με αντικατάσταση της έκφρασης για z_2 από την εξίσωση (2.90) στην εξίσωση (2.96) και απαλείφοντας το z_1 , λαμβάνουμε:

$$E_2 - E_1 = S_o(x_2 - x_1) - \frac{1}{2}(S_{f_1} + S_{f_2})(x_2 - x_1). \quad (2.97)$$

Αυτή η εξίσωση μπορεί να γραφτεί ως:

$$x_2 = x_1 + \frac{E_2 - E_1}{S_o - \frac{1}{2}(S_{f_1} + S_{f_2})}. \quad (2.98)$$

Τώρα, η θέση της διατομής 2 είναι γνωστή. Αυτή είναι η αρχική τιμή για το επόμενο βήμα. Κατόπιν, με διαδοχική αύξηση ή μείωση του βάθους ροής και καθορίζοντας τα βάθη που θα εμφανιστούν, μπορούμε να υπολογίσουμε το προφίλ της επιφάνειας ύδατος στο επιθυμητό μήκος ανοικτών αγωγών. Στην εξίσωση (2.98), η διεύθυνση των υπολογισμών λαμβάνεται υπόψη αυτόματα εάν το κατάλληλο πρόσημο χρησιμοποιείται για τον αριθμητή και τον παρονομαστή.

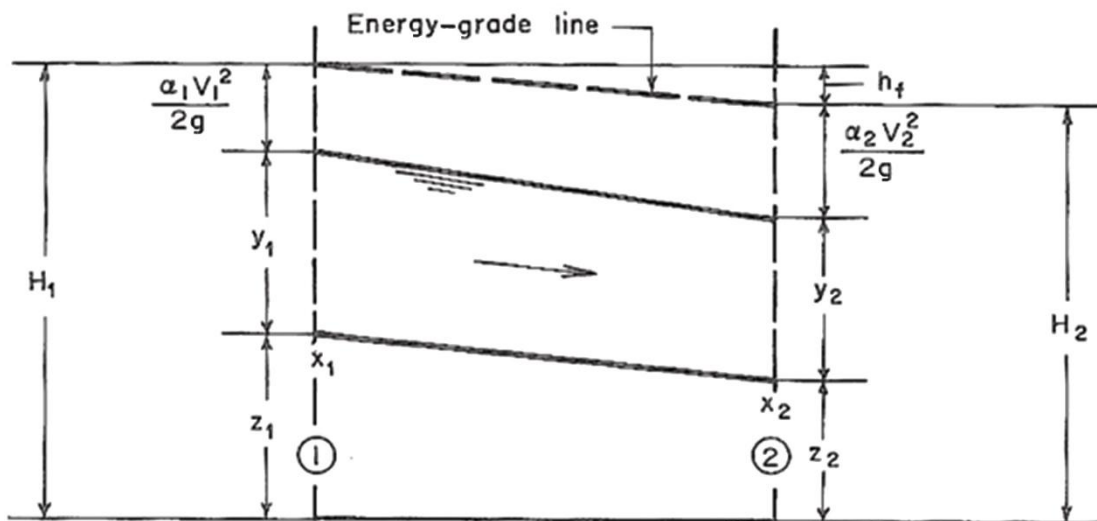
Τα κύρια μειονεκτήματα αυτής της μεθόδου είναι τα ακόλουθα: (1) Το βάθος ροής δεν υπολογίζεται σε προκαθορισμένες θέσεις. Επομένως, οι παρεμβολές μπορούν να γίνουν απαραίτητες εάν τα βάθη ροής απαιτούνται σε ορισμένες θέσεις.

Ομοίως, οι πληροφορίες για τις εγκάρσιες διατομές πρέπει να εκτιμηθούν εάν τέτοιες πληροφορίες είναι διαθέσιμες μόνο στις δεδομένες θέσεις. Αυτό μπορεί να μην οδηγήσει σε ακριβή αποτελέσματα εκτός από την απαίτηση πρόσθετης προσπάθειας.
(2) Είναι δύσκαμπτη για να ισχύσει σε μη πρισματικούς ανοικτούς αγωγούς.

2.6.3 ΤΥΠΙΚΗ ΒΗΜΑΤΙΚΗ ΜΕΘΟΔΟΣ

Η διαδικασία που περιγράφηκε στην προηγούμενη ενότητα δεν είναι κατάλληλη εάν θέλουμε να καθορίσουμε το βάθος ροής σε προδιαγεγραμμένες θέσεις ή εάν οι εγκάρσιες διατομές του ανοικτού αγωγού είναι διαθέσιμες μόνο σε μερικές προδιαγεγραμμένες θέσεις. Σε τέτοιες περιπτώσεις, η διαδικασία που περιγράφεται σε αυτή την ενότητα είναι δυνατόν να χρησιμοποιηθεί. Με βάση τον Chow (1959), θα ονομάσουμε αυτή τη μέθοδο ως *τυπική βηματική μέθοδο (standard step method)*, δεδομένου ότι αυτό το όνομα έχει χρησιμοποιηθεί ευρέως.

Αναφερόμενοι στο Σχήμα 2.13, το βάθος ροής y_1 , για ορισμένη παροχή Q , σε δεδομένο ανοικτό αγωγό στη διατομή 1 (απόσταση x_1) είναι γνωστό και θέλουμε να καθορίσουμε το βάθος ροής σε απόσταση x_2 (διατομή 2). Ας υποθέσουμε ότι οι τιμές του συντελεστή ύψους ταχύτητας α στις διατομές 1 και 2 είναι είτε γνωστές, είτε εμείς πρέπει να καθορίσουμε τις τιμές τους. Δεδομένου ότι το y_1 είναι γνωστό, μπορούμε να καθορίσουμε την ταχύτητα ροής V_1 στη διατομή 1 για ορισμένη παροχή Q από την εξίσωση συνέχειας.



Σχήμα 2.13: Υπολογισμός βάθους σε ορισμένη θέση.

Ως εκ τούτου, το ολικό ύψος H στη διατομή 1,

$$H_1 = z_1 + y_1 + \frac{\alpha_1 V_1^2}{2g} \quad (2.99)$$

είναι γνωστό. Σύμφωνα με την εξίσωση της ενέργειας, το συνολικό ύψος στη διατομή 2 είναι:

$$H_2 = H_1 - h_f, \quad (2.100)$$

στην οποία h_f = υψομετρικές απώλειες (άθροισμα των απωλειών τριβής και μορφής) μεταξύ των διατομών 1 και 2. Με την αντικατάσταση της έκφρασης για τις h_f από την εξίσωση (2.95) στην εξίσωση (2.100), λαμβάνουμε:

$$H_2 = H_1 - \frac{1}{2}(S_{f_1} + S_{f_2})(x_2 - x_1). \quad (2.101)$$

Αντικαθιστώντας μια έκφραση για το H_2 (παρόμοια με αυτή για το H_1 στην εξίσωση (2.99)) στην εξίσωση (2.101) και μεταθέτοντας όλους τους όρους στο αριστερό μέρος, λαμβάνουμε:

$$y_2 + \frac{a_2 Q^2}{2gA_2^2} + \frac{1}{2}S_{f_2}(x_2 - x_1) + z_2 - H_1 + \frac{1}{2}S_{f_1}(x_2 - x_1) = 0. \quad (2.102)$$

Σε αυτήν την εξίσωση, οι A_2 και S_{f_2} είναι συναρτήσεις του y_2 και όλα τα άλλα μεγέθη είναι είτε γνωστά, είτε έχουν υπολογιστεί ήδη στη διατομή 1. Ως εκ τούτου, το y_2 μπορεί να καθοριστεί με την επίλυση της ακόλουθης μη γραμμικής αλγεβρικής εξίσωσης:

$$F(y_2) = y_2 + \frac{a_2 Q^2}{2gA_2^2} + \frac{1}{2}S_{f_2}(x_2 - x_1) + z_2 - H_1 + \frac{1}{2}S_{f_1}(x_2 - x_1). \quad (2.103)$$

Η εξίσωση (2.103) μπορεί να επιλυθεί ως προς y_2 από μία διαδικασία δοκιμής και σφάλματος ή με τη χρησιμοποίηση των μεθόδων Newton ή διχοτόμου. Εξετάζουμε μόνο τη χρήση της μεθόδου Newton.

Για αυτήν την μέθοδο, χρειαζόμαστε μια έκφραση για dF/dy_2 . Αυτή η έκφραση μπορεί να ληφθεί με την παράγωγο της εξίσωσης (2.103) ως προς y_2 , δηλαδή:

$$\frac{dF}{dy_2} = 1 - \frac{a_2 Q^2}{2gA_2^2} \frac{dA_2}{dy_2} + \frac{1}{2}(x_2 - x_1) \frac{d}{dy_2} \left(\frac{Q^2 n^2}{C_o^2 A_2^2 R_2^{4/3}} \right). \quad (2.104)$$

Ο τελευταίος όρος αυτής της εξίσωσης μπορεί να αξιολογηθεί ως εξής:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dy_2} \left(\frac{Q^2 n^2}{C_o^2 A_2^2 R_2^{4/3}} \right) &= \frac{-2Q^2 n^2}{C_o^2 A_2^3 R_2^{4/3}} \frac{dA_2}{dy_2} - \frac{4}{3} \frac{Q^2 n^2}{C_o^2 A_2^2 R_2^{7/3}} \frac{dR_2}{dy_2} \\ &= \frac{-2Q^2 n^2}{C_o^2 A_2^2 R_2^{4/3}} \frac{B_2}{A_2} - \frac{4}{3} \frac{Q^2 n^2}{C_o^2 A_2^2 R_2^{7/3}} \frac{1}{R_2} \frac{dR_2}{dy_2} \\ &= -2 \left(S_{f_2} \frac{B_2}{A_2} + \frac{2}{3} \frac{S_{f_2}}{R_2} \frac{dR_2}{dy_2} \right). \end{aligned} \quad (2.105)$$

Σημειώστε ότι έχουμε αντικαταστήσει $dA_2/dy_2 = B_2$ σε αυτήν την εξίσωση. Με αντικατάσταση της εξίσωσης (2.105) στην εξίσωση (2.104), λαμβάνουμε:

$$\frac{dF}{dy_2} = 1 - \frac{a_2 Q^2 B_2}{gA_2^3} - (x_2 - x_1) \left(S_{f_2} \frac{B_2}{A_2} + \frac{2}{3} \frac{S_{f_2}}{R_2} \frac{dR_2}{dy_2} \right). \quad (2.106)$$

Η παράγωγος dR_2/dy_2 από τον τελευταίο όρο σε αυτήν την εξίσωση μπορεί να αξιολογηθεί ως εξής:

$$\begin{aligned} \frac{dR_2}{dy_2} &= \frac{d}{dy_2} \left(\frac{A_2}{P_2} \right) \\ &= \frac{1}{P_2} \frac{dA_2}{dy_2} + A_2 \frac{d}{dy_2} \left(\frac{1}{P_2} \right) \end{aligned} \quad (2.107)$$

$$= \frac{B_2}{P_2} - \frac{A_2}{P_2^2} \frac{dP_2}{dy_2}.$$

Για έναν ορθογώνιας διατομής ανοικτό αγωγό, $dP_2/dy_2 = 2$ και για έναν τραπεζοειδούς εγκάρσιας διατομής ανοικτό αγωγό, $dP_2/dy_2 = 2\sqrt{1+s^2}$, όπου $s =$ πλευρική κλίση του ανοικτού αγωγού (s οριζόντια προς 1 κατακόρυφη).

Μια βήμα προς βήμα διαδικασία για τον υπολογισμό του y_2 με τη χρησιμοποίηση της μεθόδου Newton είναι η ακόλουθη:

1. Υπολογίστε το H_1 στη διατομή 1 από την εξίσωση (2.99) για τις γνωστές τιμές y_1 και z_1 .
2. Εκτιμήστε το βάθος ροής στη διατομή 2. Υποδείξτε αυτό το κατά εκτίμηση βάθος ροής και άλλες ποσότητες που αντιστοιχούν σε αυτό με τον εκθέτη *. Στην αρχή των υπολογισμών, ο ρυθμός μεταβολής του y στο x_1 μπορεί να καθοριστεί από την εξίσωση (2.72) χρησιμοποιώντας $y = y_1$, δηλαδή $dy/dx = f(x_1, y_1)$. Κατόπιν, το βάθος ροής y_2^* μπορεί να υπολογιστεί από την εξίσωση $y_2^* = y_1 + f(x_1, y_1)(x_2 - x_1)$. Κατά τη διάρκεια των επόμενων βημάτων, εντούτοις, το y_2^* μπορεί να καθοριστεί με παρεμβολή της μεταβολής του βάθους ροής που υπολογίστηκε κατά τη διάρκεια του προηγούμενου βήματος.
3. Με τη χρησιμοποίηση της κατά εκτίμηση τιμής του βάθους ροής y_2^* στη διατομή 2, υπολογίστε τα B_2^* , A_2^* , R_2^* , και $S_{f_2}^*$. Η τιμή του z_2 είτε δίνεται στα διαθέσιμα δεδομένα, είτε αυτή μπορεί να υπολογιστεί από την κλίση του πυθμένα του ανοικτού αγωγού και τη γνωστή τιμή του z_1 .
4. Υπολογίστε την τιμή του $F(y_2^*)$ από την εξίσωση (2.103) χρησιμοποιώντας τα y_2^* , B_2^* , A_2^* , R_2^* , και $S_{f_2}^*$.
5. Υπολογίστε dF/dy_2 από την εξίσωση (2.106) χρησιμοποιώντας το y_2^* και τις αντίστοιχες τιμές A_2^* , R_2^* και $S_{f_2}^*$ κλπ.
6. Κατόπιν, μια καλύτερη εκτίμηση για το y_2 μπορεί να υπολογιστεί από την εξίσωση: $y_2 = y_2^* - \frac{F(y_2^*)}{[dF/dy_2]^*}$.
7. Εάν η ποσότητα $|y_2 - y_2^*|$ είναι μικρότερη από μια συγκεκριμένη ανοχή ϵ , τότε y_2^* είναι το βάθος ροής y_2 στη διατομή 2, διαφορετικά θέστε $y_2^* = y_2$ και επαναλάβετε τα βήματα 3 έως 7 έως ότου ληφθεί μια λύση.

2.6.4 ΟΛΟΚΛΗΡΩΣΗ ΤΗΣ ΔΙΑΦΟΡΙΚΗΣ ΕΞΙΣΩΣΗΣ

Εξετάσαμε τον υπολογισμό του προφίλ της επιφάνειας ύδατος με την ολοκλήρωση της διαφορικής εξίσωσης (2.72). Επίσης αναφέραμε ότι η ολοκλήρωση πρέπει να γίνει αριθμητικά, αφού η $f(x, y)$ είναι μια μη γραμμική συνάρτηση. Στις ακόλουθες ενότητες παρουσιάζουμε διάφορες αριθμητικές μεθόδους που μπορούν να χρησιμοποιηθούν για αυτόν το σκοπό. Μερικές από αυτές τις μεθόδους έχουν χρησιμοποιηθεί στο παρελθόν, ενώ άλλες εισάγονται για τον υπολογισμό των προφίλ

της επιφάνειας ύδατος. Μπορούμε να ταξινομήσουμε αυτές τις μεθόδους στις ακόλουθες κατηγορίες (McCracken και Dorn 1964, Chapra και Canale 1988):

1. Μονοβηματικές μέθοδοι
2. Μέθοδοι πρόβλεψης-διόρθωσης

Οι μονοβηματικές μέθοδοι (single-step methods) είναι ακριβώς όπως οι βηματικές μέθοδοι που εξετάστηκαν στις προηγούμενες δύο ενότητες. Το άγνωστο βάθος σε μία διατομή εκφράζεται σε όρους μιας συνάρτησης $f(x, y)$ σε ένα γειτονικό σημείο όπου το βάθος ροής είναι είτε αρχικά γνωστό ή έχει υπολογιστεί κατά τη διάρκεια του προηγούμενου βήματος. Στη μέθοδο πρόβλεψης-διόρθωσης (predictor-corrector method), μια τιμή του άγνωστου βάθους εκτιμάται αρχικά με τη χρησιμοποίηση των διαθέσιμων πληροφοριών από το προηγούμενο βήμα. Αυτή η εκτιμούμενη τιμή βελτιώνεται έπειτα από μια επαναληπτική διαδικασία κατά τη διάρκεια του σταδίου διόρθωσης έως ότου ληφθεί μια λύση με μια ορισμένη ακρίβεια. Οι λεπτομέρειες και των δύο μεθόδων παρουσιάζονται στις ακόλουθες ενότητες.

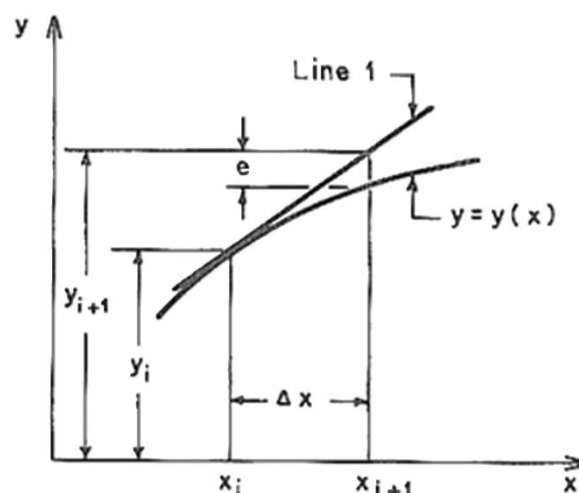
2.6.5 ΜΟΝΟΒΗΜΑΤΙΚΕΣ ΜΕΘΟΔΟΙ

Υπάρχουν διάφορες μέθοδοι ενιαίων βημάτων (McCracken και Dorn 1964). Εντούτοις, μόνο τέσσερις από αυτές παρουσιάζονται εδώ:

1. Μέθοδος Euler (Euler method)
2. Τροποποιημένη μέθοδος Euler (Modified Euler method)
3. Βελτιωμένη μέθοδος Euler (Improved Euler method)
4. Μέθοδος τέταρτης τάξης Runge-Kutta (Fourth-order Runge-Kutta method)

Τώρα ας εξετάσουμε πώς μπορούμε να χρησιμοποιήσουμε αυτές τις μεθόδους για να υπολογίσουμε τα προφίλ της επιφάνειας ύδατος.

Αναφερόμενοι στο Σχήμα 2.14, ας υποθέσουμε ότι ξέρουμε το βάθος ροής y_i σε απόσταση x_i και ότι θέλουμε να καθορίσουμε το βάθος ροής σε απόσταση x_{i+1} . Έστω, $y = y(x)$ είναι η ακριβής λύση της διαφορικής εξίσωσης (2.83), τότε η καμπύλη $y = y(x)$ αντιπροσωπεύει την μεταβολή του y σε σχέση με το x .



Σχήμα 2.14: Γεωμετρική αναπαράσταση της μεθόδου Euler.

Μέθοδος Euler

Μπορούμε να αξιολογήσουμε το ρυθμό μεταβολής του y σε σχέση με το x σε απόσταση x_i από την εξίσωση (2.83), δηλαδή:

$$y'_i = \left. \frac{dy}{dx} \right|_{x_i} = f(x_i, y_i), \quad (2.108)$$

στην οποία: ο δείκτης i δηλώνει τα μεγέθη σε απόσταση x_i , το y τονούμενο δηλώνει την παράγωγο του y ως προς x και

$$f(x_i, y_i) = \frac{S_o - S_{fi}}{1 - Q^2 B_i / (g A_i^3)}. \quad (2.109)$$

Δεδομένου ότι όλες οι μεταβλητές στο δεξιό μέρος αυτής της εξίσωσης είναι γνωστές, μπορούμε να υπολογίσουμε την $f(x_i, y_i)$, η οποία είναι ο ρυθμός μεταβολής του y στο σημείο (x_i, y_i) . Εάν υποθέσουμε ότι αυτός ο ρυθμός μεταβολής y'_i , είναι σταθερός στο διάστημα x_i έως x_{i+1} , τότε μπορούμε να καθορίσουμε το βάθος ροής στο x_{i+1} από την εξίσωση:

$$y_{i+1} = y_i + y'_i \Delta x, \quad (2.110)$$

στην οποία $\Delta x = x_{i+1} - x_i$. Η αντικατάσταση της εξίσωσης (2.108) στην εξίσωση (2.110) δίνει:

$$y_{i+1} = y_i + f(x_i, y_i) \Delta x. \quad (2.111)$$

Αυτή αναφέρεται ως μέθοδος του Euler. Τώρα, το y_{i+1} είναι γνωστό και μπορούμε να καθορίσουμε το y_{i+2} στην απόσταση x_{i+2} με επανάληψη της ίδιας διαδικασίας.

Εν συντομία εξετάζουμε την ακρίβεια της μεθόδου Euler. Μπορούμε να αναλύσουμε το y_{i+1} σε μια σειρά Taylor ως:

$$y_{i+1} = y_i + y'_i \Delta x + O[(\Delta x)^2], \quad (2.112)$$

στην οποία, $O(\Delta x)^2$ σημαίνει ότι οι υπόλοιποι όροι είναι της τάξης του $(\Delta x)^2$ ή μικρότεροι. Μια σύγκριση των εξισώσεων (2.111) και (2.112) δείχνει ότι περιλαμβάνουμε τους όρους λύσης μέχρι την πρώτη δύναμη του Δx . Επομένως, αυτή η μέθοδος αναφέρεται ως μέθοδος ακρίβειας πρώτης τάξης.

Η εξίσωση (2.110) είναι η εξίσωση μιας ευθείας γραμμής, γραμμή 1, όπως φαίνεται στο Σχήμα 2.14. Αφού η y' δεν είναι σταθερή στο διάστημα από x_i έως x_{i+1} , εισάγουμε ένα σφάλμα e σε κάθε βήμα. Σημειώστε ότι εάν η επιφάνεια ροής είναι μια ευθεία γραμμή, τότε $e = 0$. Λόγω αυτού του σφάλματος σε κάθε βήμα, η αριθμητικά υπολογισμένη τιμή μπορεί να αποκλίνει από τη σωστή λύση. Αυτή η μέθοδος είναι συνήθως ασταθής, δηλαδή ένα μικρό σφάλμα – στρογγύλευσης ή αποκοπής – ενισχύεται καθώς η τιμή του x αυξάνεται.

Στη μέθοδο Euler, χρησιμοποιήσαμε την κλίση μόνο σε ένα σημείο (x_i, y_i) για να υπολογίσουμε την τιμή του y_{i+1} . Με χρησιμοποίηση της κλίσης σε περισσότερα από ένα σημεία μπορούμε να βελτιώσουμε την ακρίβεια αυτής της μεθόδου. Δύο τέτοιες μέθοδοι, η βελτιωμένη Euler και η τροποποιημένη Euler παρουσιάζονται στις ακόλουθες παραγράφους.

Βελτιωμένη Μέθοδος Euler

Καλέστε το βάθος ροής στο x_{i+1} , που λήφθηκε με τη χρησιμοποίηση της μεθόδου Euler ως y_{i+1}^* , δηλαδή:

$$y_{i+1}^* = y_i + y_i' \Delta x. \quad (2.113)$$

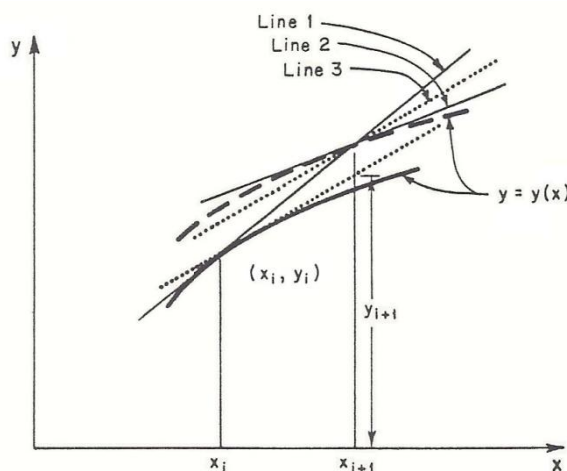
Με τη χρησιμοποίηση αυτής της τιμής, μπορούμε να υπολογίσουμε την κλίση της καμπύλης $y = y(x)$ στο $x = x_{i+1}$, δηλαδή: $y_{i+1}' = f(x_{i+1}, y_{i+1}^*)$. Χρησιμοποιώντας τη μέση τιμή των κλίσεων της καμπύλης στα x_i και x_{i+1} , μπορούμε να καθορίσουμε την τιμή του y_{i+1} από την εξίσωση:

$$y_{i+1} = y_i + \frac{1}{2}(y_i' + y_{i+1}') \Delta x. \quad (2.114)$$

Αυτή η εξίσωση μπορεί να γραφτεί ως:

$$y_{i+1} = y_i + \frac{1}{2}[f(x_i, y_i) + f(x_{i+1}, y_{i+1}^*)] \Delta x. \quad (2.115)$$

Αυτή η μέθοδος, αποκαλούμενη *βελτιωμένη μέθοδος Euler* είναι μέθοδος *ακρίβειας δεύτερης τάξης*. Μια γεωμετρική παρουσίαση αυτής της μεθόδου φαίνεται στο Σχήμα 2.15.



Σχήμα 2.15: Γεωμετρική αναπαράσταση της βελτιωμένης μεθόδου Euler.

Σε αυτό το σχήμα, η γραμμή 1 είναι εφαπτομένη στο (x_i, y_i) και έχει κλίση y_{i+1}' . Η γραμμή 3 διέρχεται από το (x_{i+1}, y_{i+1}) με κλίση $\frac{1}{2}(y_i' + y_{i+1}')$.

Τροποποιημένη Μέθοδος Euler

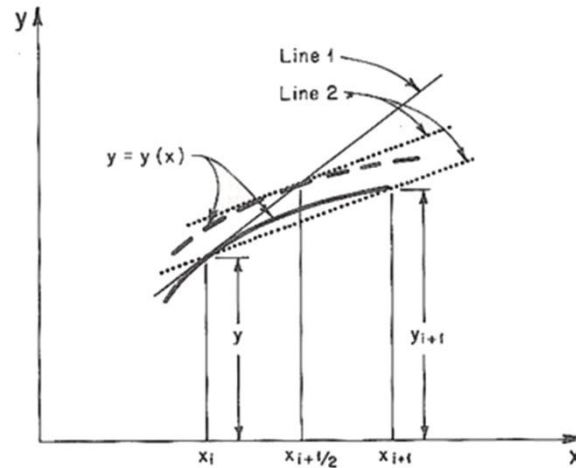
Μπορούμε επίσης να βελτιώσουμε την ακρίβεια της μεθόδου Euler με τη χρησιμοποίηση της κλίσης της καμπύλης $y = y(x)$ στα $x = x_{i+1/2}$ και $y = y_{i+1/2}$, όπου $x_{i+1/2} = \frac{1}{2}(x_i + x_{i+1})$ και $y_{i+1/2} = y_i + \frac{1}{2} y_i' \Delta x$. Αν καλέσουμε αυτήν την κλίση $y_{i+1/2}'$, τότε:

$$y_{i+1} = y_i + y_{i+1/2}' \Delta x$$

ή

$$y_{i+1} = y_i + f(x_{i+1/2}, y_{i+1/2}) \Delta x. \quad (2.116)$$

Αυτή η μέθοδος, αποκαλούμενη *τροποποιημένη μέθοδος Euler*, είναι μέθοδος ακρίβειας δεύτερης τάξης. Το Σχήμα 2.16 δείχνει τη γεωμετρική παρουσίαση αυτής της μεθόδου. Σε αυτό το σχήμα, η γραμμή 1 είναι εφαπτομένη στο (x_i, y_i) και έχει κλίση y'_i , ενώ η γραμμή 2 είναι εφαπτομένη στο $(x_{i+1/2}, y_{i+1/2})$ και έχει κλίση $y'_{i+1/2}$. Η γραμμή 3 διέρχεται μέσω του σημείου (x_i, y_i) με κλίση $y'_{i+1/2}$.



Σχήμα 2.16: Γεωμετρική αναπαράσταση της τροποποιημένης μεθόδου Euler.

Με την επέκταση της αριθμητικής λύσης σε σειρά Taylor, μπορούμε να δείξουμε ότι οι τροποποιημένες και οι βελτιωμένες μέθοδοι Euler είναι μέθοδοι ακρίβειας δεύτερης τάξης.

Μέθοδος Τέταρτης Τάξης Runge-Kutta

Στη μέθοδο τέταρτης τάξης Runge-Kutta, η κλίση της καμπύλης $y = y(x)$ καθορίζεται από τις ακόλουθες εξισώσεις:

$$\begin{aligned} k_1 &= f(x_i, y_i) \\ k_2 &= f\left(x_i + \frac{1}{2}\Delta x, y_i + \frac{1}{2}k_1\Delta x\right) \end{aligned} \quad (2.117)$$

$$\begin{aligned} k_3 &= f\left(x_i + \frac{1}{2}\Delta x, y_i + \frac{1}{2}k_2\Delta x\right) \\ k_4 &= f(x_i + \Delta x, y_i + k_3\Delta x) \end{aligned}$$

Τότε:

$$y_{i+1} = y_i + \frac{1}{6}(k_1 + 2k_2 + 2k_3 + k_4)\Delta x. \quad (2.118)$$

Όπως υπονοείται από το όνομα, αυτή η μέθοδος είναι *ακρίβειας τέταρτης τάξης*. Οι Humpidge και Moss (1971) ανέπτυξαν ένα γενικής χρήσης υπολογιστικό πρόγραμμα βασισμένο σε αυτήν την μέθοδο που υπολογίζει τα προφίλ της επιφάνειας ύδατος.

2.6.6 ΜΕΘΟΔΟΙ ΠΡΟΒΛΕΨΗΣ-ΔΙΟΡΘΩΣΗΣ

Στις αριθμητικές μεθόδους που εξετάστηκαν στην προηγούμενη ενότητα, χρησιμοποιήσαμε τις γνωστές πληροφορίες στο σημείο x_i και για να βελτιώσουμε

την ακρίβεια, χρησιμοποιήσαμε την τιμή της συνάρτησης $f(x, y)$ σε περισσότερα από ένα σημεία, π.χ. στα x_i , x_{i+1} και $x_{i+1/2}$. Στη μέθοδο πρόβλεψης-διόρθωσης (predictor-corrector method) δεν υπολογίζουμε τη συνάρτηση σε διάφορα σημεία αλλά μάλλον εκτιμούμε αρχικά το άγνωστο βάθος ροής, διορθώνουμε την εκτιμούμενη τιμή και επαναδιορθώνουμε έπειτα αυτή την διορθωμένη τιμή. Αυτή η επαναληπτική διαδικασία συνεχίζεται έως ότου ληφθεί μια λύση επιθυμητής ακρίβειας.

Υπάρχουν διάφορες μέθοδοι πρόβλεψης-διόρθωσης. Εντούτοις, λόγω περιορισμένου χώρου παρουσιάζουμε μόνο μια από αυτές τις μεθόδους.

Στο εκτιμούμενο μέρος, χρησιμοποιούμε τη μέθοδο Euler για να προβλέψουμε την τιμή του y_{i+1} , δηλαδή:

$$y_{i+1}^{(0)} = y_i + f(x_i, y_i)\Delta x, \quad (2.119)$$

στην οποία ο εκθέτης που εσωκλείεται στην παρένθεση δείχνει τον αριθμό της επανάληψης (μηδενική επανάληψη είναι η αρχικά εκτιμούμενη τιμή). Κατόπιν, μπορούμε να τη διορθώσουμε χρησιμοποιώντας την ακόλουθη εξίσωση:

$$y_{i+1}^{(1)} = y_i + \frac{1}{2} [f(x_i, y_i) + f(x_{i+1}, y_{i+1}^{(0)})] \Delta x. \quad (2.120)$$

Τώρα, μπορούμε να επαναδιορθώσουμε την $y_{i+1}^{(1)}$ πάλι, για να λάβουμε μια καλύτερη τιμή:

$$y_{i+1}^{(2)} = y_i + \frac{1}{2} [f(x_i, y_i) + f(x_{i+1}, y_{i+1}^{(1)})] \Delta x. \quad (2.121)$$

Έτσι, η j επανάληψη είναι:

$$y_{i+1}^{(j)} = y_i + \frac{1}{2} [f(x_i, y_i) + f(x_{i+1}, y_{i+1}^{(j-1)})] \Delta x. \quad (2.122)$$

Συνεχίζουμε αυτήν την επαναληπτική διαδικασία μέχρι $|y_{i+1}^{(j)} - y_{i+1}^{(j-1)}| \leq \varepsilon$, όπου ε = καθορισμένη ανοχή. Μια παρόμοια μέθοδος χρησιμοποιήθηκε από τον Prasad (1970) για να υπολογίσει τα προφίλ της επιφάνειας ύδατος, με τη διαφορά ότι συνέκρινε την παράγωγο y'_{i+1} μεταξύ δύο διαδοχικών επαναλήψεων αντί των βαθών.

Αυτή η σελίδα είναι σκόπιμα λευκή.

**ΜΗ ΜΟΝΙΜΕΣ ΡΟΕΣ ΜΕ ΕΛΕΥΘΕΡΗ ΕΠΙΦΑΝΕΙΑ ΚΑΙ
ΥΔΡΑΥΛΙΚΕΣ ΚΑΤΑΣΚΕΥΕΣ ΠΟΥ ΑΠΟΤΕΛΟΥΝ ΤΙΣ
ΟΡΙΑΚΕΣ ΣΥΝΘΗΚΕΣ ΣΤΑ ΠΡΟΒΛΗΜΑΤΑ ΡΟΗΣ ΣΕ
ΑΝΟΙΚΤΟΥΣ ΑΓΩΓΟΥΣ****3.1 ΕΙΣΑΓΩΓΗ**

Σε αυτό το κεφάλαιο εξετάζουμε τις μη μόνιμες ροές ελεύθερης επιφάνειας. Αυτές οι ροές εμφανίζονται σε φυσικούς και τεχνητούς ανοικτούς αγωγούς και παράγονται από τις μεταβολές στις στάθμες του νερού ή τις μεταβολές του ρυθμού εισροής ή εκροής. Τα χαρακτηριστικά παραδείγματα αυτών των ροών είναι πλημμύρες στα ρεύματα και τους ποταμούς, κύματα σε κανάλια για παραγωγή ενέργειας, παλιρροιακές ροές στις εκβολές ποταμών, μη μόνιμες ροές σε ανοικτούς αγωγούς άρδευσης και οι απορροές στους αγωγούς όμβριων υδάτων κατά τη διάρκεια καταιγίδας.

Ειδικότερα, σε αυτό το κεφάλαιο αρχικά καθορίζονται οι συνήθεις χρησιμοποιημένοι όροι, εξετάζονται οι αιτίες που παράγουν αυτές τις ροές, εξάγονται οι διέπουσες εξισώσεις και παρουσιάζονται οι αριθμητικές μέθοδοι για τη λύση τους. Στη συνέχεια παρουσιάζονται υδραυλικές κατασκευές (θύρες υπορροής, υπερχειλιστές λεπτής στέψης, εκχειλιστές ελεύθερης υπερχειλίσης) καθώς και οι εξισώσεις που περιγράφουν την επίδραση που έχουν αυτές στη ροή του νερού.

Γενικά, τα υδραυλικά έργα χρησιμοποιούνται για **περιορισμό, εκτροπή ή μέτρηση** του νερού με μεταβολή βαθών, ταχυτήτων και γενικότερων συνθηκών ροής αυτού. Τέτοια έργα είναι παραδείγματος χάριν, οι εκχειλιστές φράγματος και οι διαφορές κατασκευές εισόδου-εξόδου του νερού, οι ρυθμιστές που χρησιμοποιούνται κυρίως σε τεχνητούς αγωγούς, καθώς και οι σταθεροί εκχειλιστές, τα θυροφράγματα κτλ.

3.2 ΟΡΙΣΜΟΙ

Εάν η ροϊκή ταχύτητα σε ένα σημείο μεταβάλλεται με το χρόνο, η ροή καλείται μη μόνιμη ροή. Ανάλογα με το ρυθμό μεταβολής του βάθους, οι μη μόνιμες ροές μπορούν να ταξινομηθούν σε βραδέως μεταβαλλόμενες (πλημμυρικά κύματα) ή ταχέως μεταβαλλόμενες (κύματα μετεωρολογικής παλίρροιας). Στην περίπτωση των ταχέως μεταβαλλόμενων ροών, απότομα μέτωπα ή ασυνέχειες μπορούν να εμφανιστούν σε βάθος ροής. Αυτές οι ασυνέχειες αναφέρονται ως *κρουστικά (shocks)* ή *παλιρροϊκά κύματα (tidal bores)*.

Ένα κύμα είναι μια χρονική ή χωρική μεταβολή του βάθους ροής ή της παροχής. Η ταχύτητα μετάδοσης κύματος (celerity) ως προς τη ροή συμβολίζεται ως c . Στις μονοδιάστατες ροές, η απόλυτη ταχύτητα κύματος V_w , δίνεται από την εξίσωση:

$$V_w = V \pm c, \quad (3.1)$$

στην οποία $V =$ ροϊκή ταχύτητα.

Θεωρώντας την κατεύθυνση της κατάντη ροής θετική, το πρόσημο συν χρησιμοποιείται εάν το κύμα ταξιδεύει στην κατάντη κατεύθυνση και το αρνητικό πρόσημο χρησιμοποιείται εάν το κύμα ταξιδεύει στην ανάντη κατεύθυνση.

Με τη χρησιμοποίηση διαφόρων κριτηρίων, τα κύματα μπορούν να ταξινομηθούν σε διάφορες κατηγορίες. Ένα κύμα καλείται *κύμα ταλάντωσης* (*oscillatory wave*) εάν δεν υπάρχει καμία μεταφορά μάζας στην κατεύθυνση της διάδοσης του και *προοδευτικό* (*progressive*) ή *μεταφορικό κύμα* (*translatory wave*) εάν υπάρχει καθαρή μεταφορά μάζας. Παραδείγματος χάριν, τα κύματα θάλασσας είναι κύματα ταλαντώσεων και τα κύματα πλημμύρων είναι μεταφορικά. Τα μεταφορικά κύματα μπορούν να ταξινομηθούν περαιτέρω σε μεμονωμένα κύματα (*solitary wave*) ή κυματοσυρμοί (*wave train*). Ένα *μεμονωμένο κύμα* έχει ένα ανυψωμένο, ένα πτωτικό άκρο και μια ενιαία αιχμή. Τα ακόλουθα κύματα είναι, εντούτοις, μία ομάδα διαδοχικών κυμάτων. Ένα μεταφορικό κύμα που έχει ένα απότομο μέτωπο καλείται *κύμα μετεωρολογικής παλίρροιας* (*surge*).

Ένα κύμα χαρακτηρίζεται ως *θετικό* εάν το βάθος του ύδατος πίσω από το κύμα είναι υψηλότερο από το βάθος της αδιατάρακτης ροής, ενώ καλείται *αρνητικό* κύμα εάν το βάθος ροής πίσω από το κύμα είναι χαμηλότερο από το βάθος της αδιατάρακτης ροής. Ένα θετικό κύμα που έχει ένα απότομο μέτωπο αναφέρεται, όπως αναφέραμε, ως *παλιρροϊκό* (*bore*) ή *κρουστικό κύμα* (*shock*). Ο δεύτερος όρος είναι δανεισμένος από τη δυναμική των αερίων.

Καθώς το κύμα περνά από μία διατομή ενός ανοικτού αγωγού διαταράσσεται ολόκληρο το βάθος ροής, αν πρόκειται για ένα *κύμα αβαθούς ύδατος* (*shallow-water wave*), ενώ μόνο τα ανώτερα στρώματα και όχι σε ολόκληρο το βάθος, επηρεάζονται σε ένα *κύμα βαθέος ύδατος* (*deep-water wave*). Η αναλογία του μήκους κύματος προς στο βάθος του ύδατος αδιατάρακτης ροής είναι μεγαλύτερη από 20 για τα κύματα αβαθούς ύδατος, ενώ αυτή η αναλογία είναι μικρότερη από 2 για τα κύματα βαθέος ύδατος.

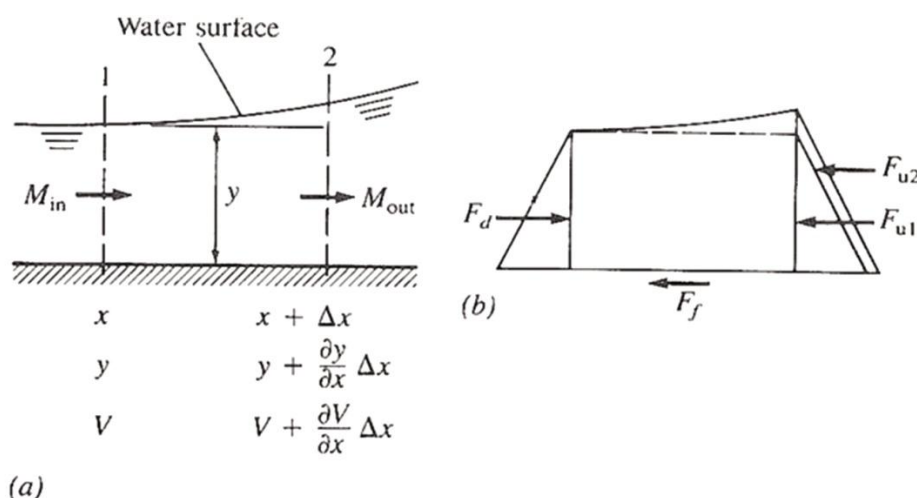
3.3 ΕΞΙΣΩΣΕΙΣ ΜΗ ΜΟΝΙΜΗΣ ΡΟΗΣ

Οι εξισώσεις συνέχειας και οι δυναμικές εξισώσεις περιγράφουν τις μη μόνιμες ροές με ελεύθερη επιφάνεια. Αυτές οι εξισώσεις μπορούν να εξαχθούν κάνοντας τις ακόλουθες υποθέσεις:

1. Η κατανομή πίεσης είναι υδροστατική. Αυτό συνήθως ισχύει εάν η επιφάνεια της ροής δεν έχει αιχμηρή κυρτότητα.
2. Η κλίση του πυθμένα του ανοικτού αγωγού είναι μικρή έτσι ώστε το βάθος ροής που μετρήθηκε κατακόρυφα να είναι σχεδόν ίσο με το βάθος ροής μετρημένο κάθετα στον πυθμένα και $\sin \theta \approx \tan \theta \approx \theta$, όπου θ είναι η γωνία μεταξύ του πυθμένα του ανοικτού αγωγού και του οριζώντιου επιπέδου αναφοράς.
3. Η κατανομή ταχύτητας σε μια υγρή εγκάρσια διατομή ενός ανοικτού αγωγού είναι ομοιόμορφη.
4. Ο ανοικτός αγωγός είναι πρισματικός, δηλαδή η κλίση του πυθμένα και η εγκάρσια διατομή παραμένουν αμετάβλητα με την απόσταση.
5. Οι απώλειες τριβής στη μη μόνιμη ροή μπορούν να υπολογιστούν χρησιμοποιώντας τους εμπειρικούς τύπους για ροές μόνιμης κατάστασης.

Ας εξετάσουμε ένα τμήμα νερού μεταξύ δύο διατομών που βρίσκονται σε απόσταση x και $x + \Delta x$ (Σχήμα 3.1), θεωρώντας την κατάντη διεύθυνση της ροής

θετική, και μετρώντας το βάθος ροής κατακόρυφα, τότε αν το βάθος ροής και η ταχύτητα ροής σε απόσταση x είναι y και V αντίστοιχα, οι τιμές τους σε απόσταση $x + \Delta x$ θα είναι $y + (\partial y / \partial x) \Delta x$ και $V + (\partial V / \partial x) \Delta x$.



Σχήμα 3.1: Σκαριφήματα ορισμού.

Εξίσωση Συνέχειας

Για να εξάγουμε την εξίσωση συνέχειας, εφαρμόζουμε το νόμο διατήρησης της μάζας στο τμήμα του νερού μεταξύ των διατομών 1 και 2, όπως φαίνεται στο Σχήμα 3.1α. Αναφερόμενοι σε αυτό το σχήμα, η εισερχόμενη μάζα στο τμήμα του νερού κατά τη διάρκεια του χρονικού διαστήματος Δt , εκφράζεται από:

$$M_{in} = \frac{\gamma}{g} AV \Delta t, \quad (3.2)$$

όπου γ = ειδικό βάρος νερού. Η εξερχόμενη μάζα κατά τη διάρκεια του χρονικού διαστήματος Δt είναι:

$$M_{out} = \frac{\gamma}{g} \left(A + \frac{\partial A}{\partial x} \Delta x \right) \left(V + \frac{\partial V}{\partial x} \Delta x \right) \Delta t. \quad (3.3)$$

Ως εκ τούτου, η καθαρή εισερχόμενη μάζα στο τμήμα του νερού

$$\begin{aligned} &= M_{in} - M_{out} \\ &= -\frac{\gamma}{g} \left(V \frac{\partial A}{\partial x} + A \frac{\partial V}{\partial x} \right) \Delta x \Delta t, \end{aligned} \quad (3.4)$$

όπου οι όροι ανώτερης τάξης έχουν παραληφθεί.

Τώρα, μπορούμε επίσης να γράψουμε μια έκφραση για την αύξηση της μάζας του τμήματος κατά τη διάρκεια του χρονικού διαστήματος Δt ως:

$$= \frac{\gamma}{g} \frac{\partial A}{\partial t} \Delta x \Delta t. \quad (3.5)$$

Εξισώνοντας την καθαρή εισερχόμενη μάζα στο τμήμα του υγρού (που δίνεται από την εξίσωση (3.4)) με την αύξηση της μάζας του, κατά τη διάρκεια του χρονικού διαστήματος Δt (που δίνεται από την εξίσωση (3.5)) και διαιρώντας εξολοκλήρου με $(\gamma / g) \Delta x \Delta t$, λαμβάνουμε:

$$\frac{\partial A}{\partial t} + V \frac{\partial A}{\partial x} + A \frac{\partial V}{\partial x} = 0. \quad (3.6)$$

Συνδυάζοντας τους δεύτερους και τρίτους όρους της εξίσωσης (3.6) λαμβάνουμε:

$$\frac{\partial A}{\partial t} + \frac{\partial(AV)}{\partial x} = 0. \quad (3.7)$$

Αυτή η εξίσωση αναφέρεται ως *εξίσωση συνέχειας (continuity equation)* στη μορφή διατήρησης (*conservation form*).

Μπορούμε να εκφράσουμε τη μεταβολή του A ως προς x και t ως:

$$\frac{\partial A}{\partial x} = \frac{dA}{dy} \frac{\partial y}{\partial x} = B \frac{\partial y}{\partial x} \quad (3.8)$$

και

$$\frac{\partial A}{\partial t} = \frac{dA}{dy} \frac{\partial y}{\partial t} = B \frac{\partial y}{\partial t}, \quad (3.9)$$

όπου B = πλάτος ελεύθερης επιφάνειας ύδατος.

Αντικαθιστώντας τις εξισώσεις (3.8) και (3.9) στην εξίσωση (3.6) και απλοποιώντας, λαμβάνουμε:

$$\frac{\partial y}{\partial t} + D \frac{\partial V}{\partial x} + V \frac{\partial y}{\partial x} = 0, \quad (3.10)$$

όπου D = υδραυλικό βάθος, που ορίζεται ως $D = A/B$.

Δυναμική Εξίσωση

Για να εξάγουμε τη δυναμική εξίσωση, εφαρμόζουμε το νόμο διατήρησης της ορμής στο τμήμα του νερού μεταξύ των διατομών 1 και 2. Για να το κάνουμε, εξισώνουμε το ρυθμό μεταβολής της ορμής του τμήματος του νερού με τη συνισταμένη των εξωτερικών δυνάμεων που ενεργούν στο τμήμα αυτό.

Τέσσερις δυνάμεις ενεργούν στο τμήμα του νερού, όπως φαίνεται στο Σχήμα 3.1b. Η πιεστική δύναμη που ενεργεί στην κατάντη πλευρά διαιρείται σε δύο μέρη. Οι εκφράσεις για αυτές τις δυνάμεις είναι οι ακόλουθες:

Η πιεστική δύναμη που ενεργεί στην κατάντη πλευρά είναι:

$$F_d = \gamma A \bar{z}, \quad (3.11)$$

όπου \bar{z} = βάθος του κέντρου βάρους της εγκάρσιας διατομής του νερού.

Ομοίως:

$$F_{u1} = \gamma A \bar{z}. \quad (3.12)$$

Παραλείποντας τους όρους ανώτερης τάξης (αυτοί αντιστοιχούν στο μικρό τρίγωνο στο Σχήμα 3.1b), το δεύτερο μέρος της πιεστικής δύναμης που ενεργεί στην κατάντη πλευρά είναι:

$$F_{u2} = \gamma A \frac{\partial y}{\partial x} \Delta x. \quad (3.13)$$

Αν S_f είναι η κλίση της γραμμής ενέργειας, τότε η δύναμη λόγω τριβής, F_f , μπορεί να γραφτεί ως:

$$F_f = \gamma A S_f \Delta x. \quad (3.14)$$

Αυτή η δύναμη θα ενεργεί στην ανάντη διεύθυνση. Η S_f μπορεί να υπολογιστεί με τη χρησιμοποίηση του τύπου Manning ή Chezy. Τώρα,

$$\text{Βάρος του τμήματος του νερού} = \gamma A \Delta x. \quad (3.15)$$

Αφού η κλίση του πυθμένα του ανοικτού αγωγού υποτέθηκε ότι είναι μικρή, $S_o = \sin \theta$. Επομένως, η συνιστώσα του βάρους του νερού F_w , που ενεργεί στην κατάντη διεύθυνση είναι:

$$F_w = \gamma A \Delta x S_o. \quad (3.16)$$

Ως εκ τούτου, η συνισταμένη δύναμη F_r , που ενεργεί στο τμήμα του νερού είναι:

$$F_r = F_d - F_{u1} - F_{u2} - F_f + F_w. \quad (3.17)$$

Αντικαθιστώντας τις εκφράσεις για τις διαφορές δυνάμεις στην εξίσωση (3.17), λαμβάνουμε:

$$F_r = \gamma A \left(-\frac{\partial y}{\partial x} - S_f + S_o \right) \Delta x. \quad (3.18)$$

Τώρα, ο ρυθμός εισροής της ορμής στο τμήμα του νερού είναι:

$$M_i = \frac{\gamma}{g} AV^2. \quad (3.19)$$

Ο ρυθμός εκροής της ορμής είναι:

$$M_o = \frac{\gamma}{g} \left[AV^2 + \frac{\partial}{\partial x} (AV^2) \Delta x \right]. \quad (3.20)$$

Ως εκ τούτου, ο ρυθμός καθαρής εισροής της ορμής

$$\begin{aligned} &= M_i - M_o \\ &= -\frac{\gamma}{g} \frac{\partial}{\partial x} (AV^2) \Delta x. \end{aligned} \quad (3.21)$$

Και ο ρυθμός ως προς το χρόνο αύξησης της ορμής του τμήματος του νερού μπορεί να γραφτεί ως:

$$= \frac{\partial}{\partial t} \left[\frac{\gamma}{g} AV \Delta x \right]. \quad (3.22)$$

Τώρα, ο ρυθμός ως προς το χρόνο αύξησης της ορμής

= Ρυθμός καθαρής εισροής της ορμής + Συνισταμένη δύναμη που ενεργεί στον όγκο ελέγχου.

Αντικαθιστώντας σε αυτήν την εξίσωση τις εκφράσεις για διάφορους όρους από τις εξισώσεις (3.18), (3.21) και (3.22), διαιρώντας ολόκληρη με $(\gamma/g)\Delta x$ και απλοποιώντας, λαμβάνουμε:

$$\frac{\partial}{\partial t} (AV) + \frac{\partial}{\partial x} (AV^2) + gA \frac{\partial y}{\partial x} = gA(S_o - S_f). \quad (3.23)$$

Με την επέκταση των όρων του αριστερού μέρους της εξίσωσης (3.23), διαιρώντας με A και επαναπροσδιορίζοντας εκ νέου την προκύπτουσα εξίσωση, λαμβάνουμε την ακόλουθη:

$$g \frac{\partial y}{\partial x} + V \frac{\partial V}{\partial x} + \frac{\partial V}{\partial t} + \frac{V}{A} \left[\frac{\partial A}{\partial t} + V \frac{\partial A}{\partial x} + A \frac{\partial V}{\partial x} \right] = g(S_o - S_f). \quad (3.24)$$

Σύμφωνα με την εξίσωση (3.6), το άθροισμα των όρων μέσα στις αγκύλες είναι μηδέν. Ως εκ τούτου η εξίσωση (3.23) μπορεί να γραφτεί ως:

$$g \frac{\partial y}{\partial x} + \frac{\partial V}{\partial t} + V \frac{\partial V}{\partial x} = g(S_o - S_f). \quad (3.25)$$

Αυτή η εξίσωση αναφέρεται ως *δυναμική εξίσωση (dynamic equation)*. Με την εκ νέου επανατοποθέτηση των όρων αυτής της εξίσωσης, μπορούμε να γράψουμε αυτή την εξίσωση για να δείξουμε τη σημασία κάθε όρου για συγκεκριμένο τύπο ροής:

$$S_f = S_o - \frac{\partial y}{\partial x} - \frac{V}{g} \frac{\partial V}{\partial x} - \frac{1}{g} \frac{\partial V}{\partial t}. \quad (3.26)$$

Μόνιμη, ομοιόμορφη
Μόνιμη, μεταβαλλόμενη
Μη μόνιμη, μεταβαλλόμενη

3.4 ΜΕΘΟΔΟΙ ΕΠΙΛΥΣΗΣ

3.4.1 ΓΕΝΙΚΑ

Οι εξισώσεις (3.10) και (3.25) είναι ένα σύνολο υπερβολικών μερικών διαφορικών εξισώσεων. Λόγω της παρουσίας μη γραμμικών όρων, μια κλειστής μορφής λύση αυτών των εξισώσεων δεν είναι διαθέσιμη εκτός από τις πολύ απλουστευμένες περιπτώσεις. Επομένως, οι αριθμητικές μέθοδοι είναι αυτές που χρησιμοποιούνται για τη λύση τους. Υπάρχουν μερικοί διαφορετικοί τύποι αυτών των μεθόδων, ειδικότερα, η μέθοδος των χαρακτηριστικών, οι μέθοδοι πεπερασμένων διαφορών, οι μέθοδοι πεπερασμένων στοιχείων και η φασματική μέθοδος. Η μέθοδος των χαρακτηριστικών και οι διάφορες μέθοδοι πεπερασμένων διαφορών έχουν χρησιμοποιηθεί εκτενέστερα από ό,τι οι άλλες μέθοδοι για την ανάλυση των μη μόνιμων ροών με ελεύθερη επιφάνεια, επομένως, εξετάζουμε μόνο αυτές τις μεθόδους.

3.4.2 ΜΕΘΟΔΟΣ ΤΩΝ ΧΑΡΑΚΤΗΡΙΣΤΙΚΩΝ

Αυτή η μέθοδος, δημοφιλής τη δεκαετία του '60 για την ανάλυση των μη μόνιμων ροών σε ανοικτούς αγωγούς, έχει αντικατασταθεί από διάφορα σχήματα πεπερασμένων διαφορών. Εντούτοις, χρησιμοποιείται ακόμη σε ρητά σχήματα πεπερασμένων διαφορών για να προσομοιώσει τους συνοριακούς κόμβους. Στη συνέχεια παρουσιάζονται οι λεπτομέρειες αυτής της μεθόδου.

Πολλαπλασιάζοντας την εξίσωση (3.10) με έναν άγνωστο πολλαπλασιαστή λ και προσθέτοντας αυτήν στην εξίσωση (3.25), λαμβάνουμε:

$$\left[\frac{\partial V}{\partial t} + (V + \lambda D) \frac{\partial V}{\partial x} \right] + \lambda \left[\frac{\partial y}{\partial t} + \left(V + \frac{g}{\lambda} \right) \frac{\partial y}{\partial x} \right] = g(S_o - S_f). \quad (3.27)$$

Τώρα, καθορίζουμε τον άγνωστο πολλαπλασιαστή έτσι ώστε:

$$V + \lambda D = \frac{dx}{dt} = V + \frac{g}{\lambda}. \quad (3.28)$$

Αφού $D = A/B$, προκύπτει από αυτήν την εξίσωση ότι:

$$\lambda = \pm \sqrt{\frac{gB}{A}}. \quad (3.29)$$

Η ταχύτητα μετάδοσης του κύματος αβαθούς ύδατος στις ροές με ελεύθερη επιφάνεια δίνεται από την έκφραση:

$$c = \sqrt{\frac{gA}{B}}. \quad (3.30)$$

Επομένως, ορίζοντας $\lambda = g/c$, μπορούμε να γράψουμε την εξίσωση (3.27) ως:

$$\frac{dx}{dt} = V + c. \quad (3.31)$$

Χρησιμοποιώντας την εξίσωση (3.31) και τις εκφράσεις για τις ολικές παραγώγους του V και του y , μπορούμε να γράψουμε την εξίσωση (3.27) ως:

$$\frac{dV}{dt} + \frac{g}{c} \frac{dy}{dt} = g(S_o - S_f). \quad (3.32)$$

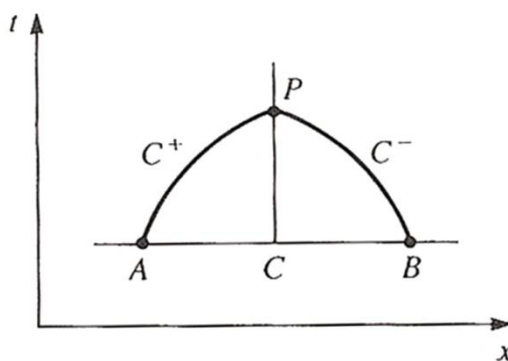
Ομοίως, ορίζοντας $\lambda = -g/c$, η εξίσωση (3.27) μπορεί να γραφτεί ως:

$$\frac{dx}{dt} = V - c. \tag{3.33}$$

Κατόπιν, χρησιμοποιώντας τις εξισώσεις (3.27) και (3.33), η εξίσωση (3.26) γίνεται:

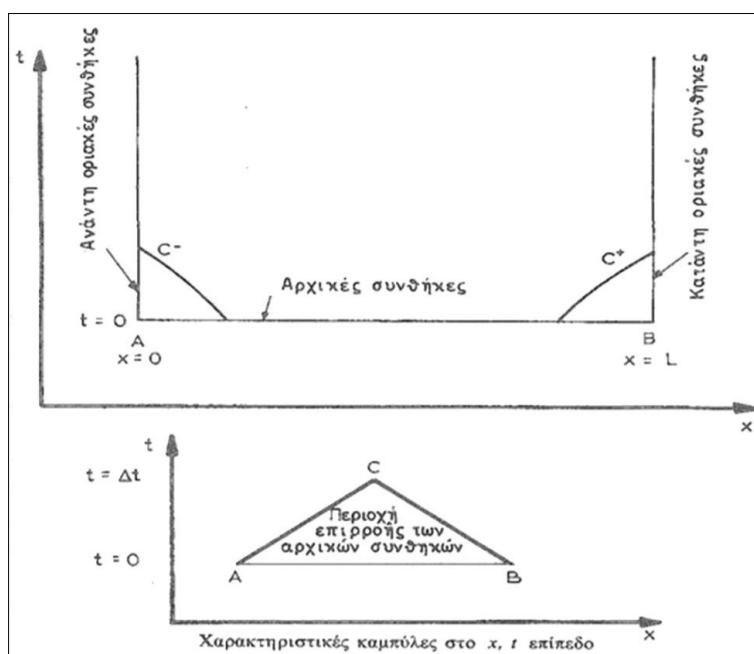
$$\frac{dV}{dt} - \frac{g}{c} \frac{dy}{dt} = g(S_o - S_f). \tag{3.34}$$

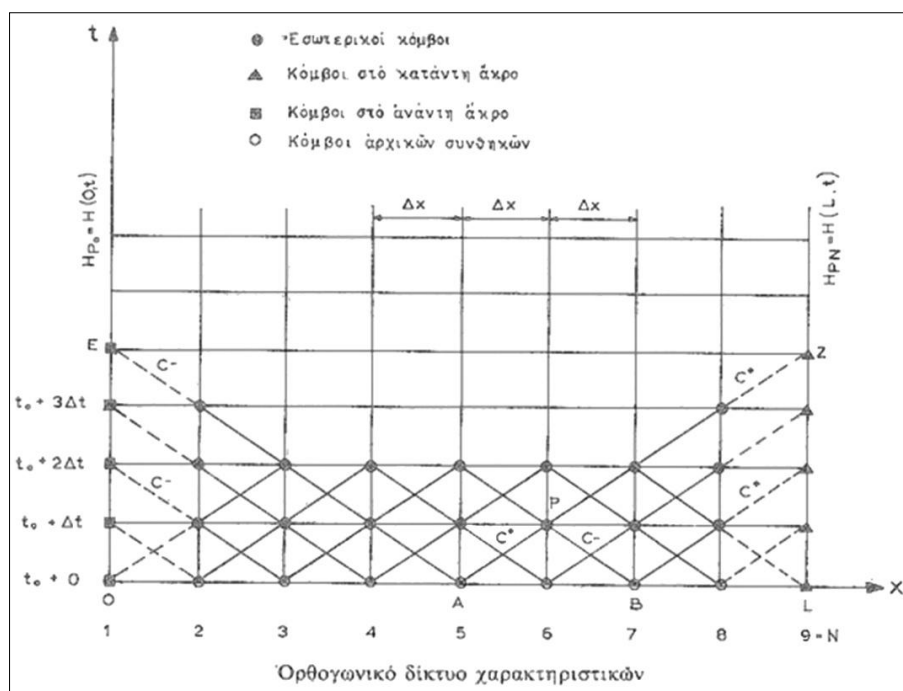
Η εξίσωση (3.32) ισχύει εάν η εξίσωση (3.31) ικανοποιείται, και η εξίσωση (3.34) ισχύει εάν ικανοποιείται η εξίσωση (3.33). Οι εξισώσεις (3.31) και (3.33) παριστάνονται ως χαρακτηριστικές καμπύλες (στο Σχήμα 3.2) στο επίπεδο $x-t$. Αναφερόμενοι στο Σχήμα 3.2 και σημειώνοντας τις ανωτέρω συνθήκες για την ισχύ των εξισώσεων (3.32) και (3.34), μπορούμε να πούμε ότι η εξίσωση (3.32) ισχύει κατά μήκος της θετικής χαρακτηριστικής καμπύλης C^+ , και η εξίσωση (3.34) ισχύει κατά μήκος της αρνητικής χαρακτηριστικής καμπύλης C^- .



Σχήμα 3.2: Καμπύλες χαρακτηριστικών στο $x-t$ επίπεδο.

Στη συνέχεια παρουσιάζουμε στο $x-t$ επίπεδο (Σχήμα 3.3) τις χαρακτηριστικές καμπύλες, τα όρια των οριακών και αρχικών συνθηκών για τον εκάστοτε ανοικτό αγωγό. Οι οριακές συνθήκες βρίσκονται συνήθως στο ανάντη και κατάντη άκρο του ανοικτού αγωγού και μπορεί να αντιπροσωπεύουν το κλείσιμο του θυροφράγματος, την ύπαρξη δεξαμενής σταθερής στάθμης ή έναν εκχειλιστή φράγματος.





Σχήμα 3.3: Διάταξη χαρακτηριστικών σε πρόβλημα αρχικών και οριακών συνθηκών.

Πολλαπλασιάζοντας τις εξισώσεις (3.32) και (3.34) με dt και ολοκληρώνοντας κατά μήκος των χαρακτηριστικών καμπυλών AP και BP (Σχήμα 3.2), λαμβάνουμε:

$$\int_A^P dV + \int_A^P \frac{g}{c} dy = \int_A^P g(S_o - S_f) dt \quad (3.35)$$

και

$$\int_B^P dV - \int_B^P \frac{g}{c} dy = \int_B^P g(S_o - S_f) dt. \quad (3.36)$$

Στην προηγούμενη ανάπτυξη των εξισώσεων (3.35) και (3.36), δεν είχαμε κάνει οποιαδήποτε προσέγγιση. Εντούτοις, οι προσεγγίσεις γίνονται απαραίτητες για να ολοκληρώσουμε τους διάφορους όρους, όπως θα εξετάσουμε στην ακόλουθη παράγραφο.

Για να καθορίσουμε τα ολοκληρώματα του δεύτερου όρου στο αριστερό μέρος και των όρων στο δεξί μέρος των εξισώσεων (3.35) και (3.36), η μεταβολή των V και y κατά μήκος των χαρακτηριστικών καμπυλών πρέπει να είναι γνωστή. Εντούτοις, τα V και y είναι οι άγνωστοι που θέλουμε να υπολογίσουμε. Επομένως, δεν μπορούμε άμεσα να υπολογίσουμε τα ολοκληρώματα αυτών των όρων και κάποια προσέγγιση πρέπει να γίνει για τον υπολογισμό τους. Για να το κάνουμε αυτό, μπορούμε να χρησιμοποιήσουμε τις τιμές των c και S_f που υπολογίστηκαν χρησιμοποιώντας τις τιμές των V και y σε γνωστή χρονική στιγμή και υποθέτοντας ότι οι υπολογισθείσες τιμές των c και S_f παραμένουν αμετάβλητες από το A στο P και από το B στο P . Κατόπιν, μπορούμε να γράψουμε τις εξισώσεις (3.32) και (3.33) ως:

$$V_P - V_A + \left(\frac{g}{c}\right)_A (y_P - y_A) = g(S_o - S_f)_A \Delta t \quad (3.37)$$

και

$$V_P - V_B - \left(\frac{g}{c}\right)_B (y_P - y_B) = g(S_o - S_f)_B \Delta t, \quad (3.38)$$

όπου οι δείκτες P , A και B αναφέρονται στα σημεία του πλέγματος στο επίπεδο $x-t$. Με συνδυασμό γνωστών ποσοτήτων, οι εξισώσεις (3.37) και (3.38) μπορούν να γραφτούν ως:

$$V_P = C_P - K_A y_P \quad (3.39)$$

και
$$V_P = C_n + K_B y_P, \quad (3.40)$$

όπου
$$C_P = V_A + K_A y_A + g(S_o - S_f)_A \Delta t, \quad (3.41)$$

$$C_n = V_B - K_B y_B + g(S_o - S_f)_B \Delta t, \quad (3.42)$$

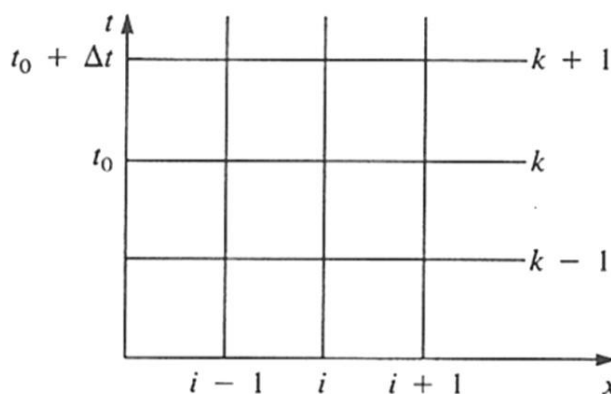
$$K = \frac{g}{c}. \quad (3.43)$$

3.4.3 ΜΕΘΟΔΟΙ ΠΕΠΕΡΑΣΜΕΝΩΝ ΔΙΑΦΟΡΩΝ

3.4.3.1 ΓΕΝΙΚΑ

Στις μεθόδους πεπερασμένων διαφορών (finite-difference methods), ο ανοικτός αγωγός διαιρείται σε έναν αριθμό τμημάτων, που έχουν συνήθως ίσο μήκος Δx . Οι άκρες κάθε τμήματος καλούνται *υπολογιστικοί κόμβοι* (computational nodes) ή *σημεία πλέγματος* (grid points). Εάν ο ανοικτός αγωγός διαιρείται σε N τμήματα και ο πρώτος κόμβος (ανάντη άκρο) είναι αριθμημένος ως 1, τότε ο τελευταίος κόμβος (κατάντη άκρο) θα είναι $N+1$. Οι κόμβοι στα ανάντη και κατάντη άκρα καλούνται *οριακοί κόμβοι* (boundary nodes) και οι υπόλοιποι κόμβοι καλούνται *εσωτερικοί κόμβοι* (interior nodes). Οι υπολογισμοί εκτελούνται σε διακριτούς χρόνους. Η διαφορά μεταξύ δύο διαδοχικών στιγμών καλείται *υπολογιστικό χρονικό διάστημα* (computational time interval) ή *υπολογιστικό χρονικό βήμα* (computational time step). Κατά συνέπεια, το επίπεδο $x-t$ διαιρείται σε ένα πλέγμα, συνήθως καλούμενο ως *υπολογιστικό πλέγμα* (computational grid) ή *δικτύωμα* (lattice).

Αντικαθιστούμε τις μερικές παραγωγούς στις εξισώσεις (3.10) και (3.25), με προσεγγίσεις πεπερασμένων διαφορών και λύνουμε έπειτα τις προκύπτουσες αλγεβρικές εξισώσεις σε κάθε σημείο πλέγματος ή υπολογιστικού κόμβου. Αναφερόμενοι στο Σχήμα 3.4, θεωρείστε ότι ξέρουμε την ταχύτητα ροής και το βάθος ροής σε όλα τα σημεία πλέγματος στο χρόνο t_0 και θέλουμε να καθορίσουμε τις τιμές τους σε χρόνο $t_0 + \Delta t$. Οι γνωστές τιμές μπορούν να είναι οι αρχικές συνθήκες από τις οποίες οι μη μόνιμες συνθήκες ροής αρχίζουν ή μπορούν να υπολογιστούν κατά τη διάρκεια του προηγούμενου χρονικού διαστήματος.



Σχήμα 3.4: Υπολογιστικό πλέγμα.

Θα χρησιμοποιήσουμε ένα δείκτη για να υποδηλώσουμε το σημείο πλέγματος στην κατεύθυνση x και έναν εκθέτη για να δείξουμε το σημείο πλέγματος στην κατεύθυνση t . Παραδείγματος χάριν, ως V_i^k αναφέρεται η ταχύτητα ροής στη διατομή i στο χρονικό επίπεδο k . Χρησιμοποιούμε τον εκθέτη k για το χρονικό επίπεδο στο οποίο οι συνθήκες ροής είναι γνωστές (αναφερόμενοι σε αυτό ως το γνωστό χρονικό επίπεδο) και $k+1$ το χρονικό επίπεδο στο οποίο οι συνθήκες ροής είναι άγνωστες (αναφερόμενοι σε αυτό ως το άγνωστο χρονικό επίπεδο).

Ανάλογα με τον τύπο προσεγγίσεων των πεπερασμένων διαφορών, δύο διαφορετικά σχήματα παράγονται. Εάν οι προσεγγίσεις πεπερασμένων διαφορών για τις χωρικές παραγώγους – αυτές είναι οι μερικές παράγωγοι σε σχέση με το x – αποτελούνται από όρους ποσοτήτων σε γνωστό χρονικό επίπεδο, οι προκύπτουσες εξισώσεις μπορούν να λυθούν άμεσα για κάθε υπολογιστικό κόμβο, ένα σε κάθε χρόνο. Αυτές οι μέθοδοι αναφέρονται ως *ρητές μέθοδοι* (*explicit methods*). Στις *άρρητες μεθόδους* (*implicit methods*), η προσέγγιση πεπερασμένων διαφορών για τις χωρικές παραγώγους αποτελείται από όρους άγνωστων μεταβλητών και οι αλγεβρικές εξισώσεις για ολόκληρο το σύστημα πρέπει να λυθούν ταυτόχρονα.

Οι λεπτομέρειες κάθε κατηγορίας αυτών των μεθόδων παρουσιάζονται στις ακόλουθες ενότητες.

3.4.3.2 ΡΗΤΕΣ ΜΕΘΟΔΟΙ ΠΕΠΕΡΑΣΜΕΝΩΝ ΔΙΑΦΟΡΩΝ

Περιγραφή της Μεθόδου του Lax

Διάφορες ρητές μέθοδοι πεπερασμένων διαφορών (finite-difference methods) έχουν χρησιμοποιηθεί για τις μη μόνιμες ροές με ελεύθερη επιφάνεια. Θα παρουσιάσουμε λεπτομερέστερα μια από αυτές τις μεθόδους, το σχήμα διάχυσης του Lax (Lax diffusive scheme). Είναι απλό στον προγραμματισμό και δίνει ικανοποιητικά αποτελέσματα ακόμη και όταν οι ροές περιλαμβάνουν παλιρροϊκά κύματα.

Σε αυτό το σχήμα, οι μερικές παράγωγοι των διεπουσών εξισώσεων αντικαθίστανται ως εξής:

$$\frac{\partial y}{\partial t} = \frac{y_i^{k+1} - y_i^*}{\Delta t}, \quad (3.44)$$

$$\frac{\partial V}{\partial t} = \frac{V_i^{k+1} - V_i^*}{\Delta t}, \quad (3.45)$$

$$\frac{\partial y}{\partial x} = \frac{y_{i+1}^k - y_{i-1}^k}{2\Delta x}, \quad (3.46)$$

$$\frac{\partial V}{\partial t} = \frac{V_{i+1}^k - V_{i-1}^k}{2\Delta x}, \quad (3.47)$$

$$\text{όπου } y_i^* = 0.5(y_{i-1}^k + y_{i+1}^k), \quad (3.48)$$

$$V_i^* = 0.5(V_{i-1}^k + V_{i+1}^k). \quad (3.49)$$

Αντικαθιστώντας τις μερικές παραγώγους των εξισώσεων (3.10) και (3.25) με τις προσεγγίσεις πεπερασμένων διαφορών και το συντελεστή D και την κλίση S_f με $D^* = 0.5(D_{i-1}^k + D_{i+1}^k)$ και $S_f^* = 0.5(S_{fi-1}^k + S_{fi+1}^k)$ και απλοποιώντας, λαμβάνουμε:

$$y_i^{k+1} = y_i^* - 0.5rD_i^*(V_{i+1}^k - V_{i-1}^k) - 0.5rV_i^*(y_{i+1}^k - y_{i-1}^k), \quad (3.50)$$

$$V_i^{k+1} = V_i^* - 0.5rg(y_{i+1}^k - y_{i-1}^k) - 0.5rV_i^*(V_{i+1}^k - V_{i-1}^k) + g\Delta t(S_o - S_f^*), \quad (3.51)$$

όπου $r = \Delta t / \Delta x$.

Οι εξισώσεις (3.50) και (3.51) δίνουν τιμές σε εσωτερικούς κόμβους μόνο, δηλαδή στους $i = 2, 3, \dots, N$. Οι οριακοί κόμβοι χρειάζονται ειδική επεξεργασία, όπως εξετάζεται στις ακόλουθες παραγράφους.

Οριακές Συνθήκες

Οι χαρακτηριστικές εξισώσεις μαζί με τις συνθήκες που επιβάλλονται από τα όρια καθορίζουν τις συνθήκες στους οριακούς κόμβους. Οι συνθήκες που επιβάλλονται από το όριο μπορούν να είναι υπό μορφή καθορισμένης μεταβολής της παροχής ή του βάθους σε σχέση με το χρόνο, ή σχέσης μεταξύ της παροχής και του βάθους. Παραδείγματος χάριν, για μια σταθερής-στάθμης δεξαμενή στο ανάντη άκρο (κόμβος 1), ορίζουμε ότι:

$$y_1^{k+1} = y_{res}, \quad (3.52)$$

όπου οι απώλειες εισόδου και το ύψος ταχύτητας στον κόμβο 1 υποτίθεται ότι είναι αμελητέα και παραλείπονται και y_{res} είναι το βάθος ροής στη δεξαμενή επάνω από τον πυθμένα του ανοικτού αγωγού στον κόμβο 1.

Στο ανάντη άκρο, χρησιμοποιείται η αρνητική χαρακτηριστική εξίσωση, εξίσωση (3.40) και στο κατάντη άκρο, η θετική χαρακτηριστική εξίσωση, εξίσωση (3.39).

Ευστάθεια

Είναι συνήθως απαραίτητο στα ρητά σχήματα πεπερασμένων διαφορών ο λόγος των Δx και Δt να ικανοποιεί μία συνθήκη ευστάθειας. Ένα σχήμα λέγεται ότι είναι ευσταθές εάν ένα σφάλμα που εισάγεται στη λύση δεν αυξάνεται καθώς οι υπολογισμοί προχωρούν χρονικά, ενώ ένα σχήμα λέγεται ότι είναι ασταθές εάν το σφάλμα πολλαπλασιάζεται γρήγορα και καλύπτει την πραγματική λύση σε μερικά χρονικά διαστήματα.

Για να είναι το σχήμα Lax ευσταθές, το υπολογιστικό χρονικό βήμα και το διάστημα του πλέγματος πρέπει να ικανοποιούν την ακόλουθη συνθήκη, καλούμενη ως *συνθήκη ευστάθειας του Courant*:

$$\Delta t \leq \frac{\Delta x}{|V| + c}. \quad (3.53)$$

3.4.3.3 ΑΡΡΗΤΕΣ ΜΕΘΟΔΟΙ ΠΕΠΕΡΑΣΜΕΝΩΝ ΔΙΑΦΟΡΩΝ

Περιγραφή της Μεθόδου του Preissmann

Στις άρρητες μεθόδους, οι χωρικές παράγωγοι αντικαθίστανται από προσεγγίσεις πεπερασμένων διαφορών σε όρους μεταβλητών, σε άγνωστο χρονικό επίπεδο. Ανάλογα με τις προσεγγίσεις πεπερασμένων διαφορών και τους συντελεστές που έχουν χρησιμοποιηθεί, πολλές διαφορετικές διατυπώσεις είναι δυνατές. Από αυτά τα σχήματα, το σχήμα Preissmann έχει χρησιμοποιηθεί εκτενώς για την ανάλυση των μη μόνιμων ροών με ελεύθερη επιφάνεια.

Στο σχήμα Preissmann, οι μερικές παραγώγους και άλλες μεταβλητές προσεγγίζονται ως εξής:

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \frac{[(f_i^{k+1} + f_{i+1}^{k+1}) - (f_i^k + f_{i+1}^k)]}{2\Delta t}, \quad (3.54)$$

$$\frac{\partial f}{\partial x} = \frac{\alpha[f_{i+1}^{k+1} - f_i^{k+1}]}{\Delta x} + \frac{(1-\alpha)[f_{i+1}^k - f_i^k]}{\Delta x}, \quad (3.55)$$

$$f(x,t) = \frac{\alpha(f_{i+1}^{k+1} - f_i^{k+1})}{2} + \frac{(1-\alpha)(f_{i+1}^k + f_i^k)}{2}, \quad (3.56)$$

όπου α = συντελεστής βαρύτητας, $0.5 < \alpha \leq 1$.

Αντικαθιστώντας αυτές τις εξισώσεις στις εξισώσεις (3.10) και (3.25) και απλοποιώντας τις προκύπτουσες εξισώσεις, λαμβάνουμε:

$$y_i^{k+1} + y_{i+1}^{k+1} + \frac{\Delta t}{\Delta x} \cdot [\alpha(D_{i+1}^{k+1} + D_i^{k+1}) + (1-\alpha)(D_{i+1}^k + D_i^k)] \cdot [\alpha(V_{i+1}^{k+1} - V_i^{k+1}) + (1-\alpha)(V_{i+1}^k - V_i^k)] + \\ + \frac{\Delta t}{\Delta x} [\alpha(V_{i+1}^{k+1} + V_i^{k+1}) + (1-\alpha)(V_{i+1}^k + V_i^k)] \cdot [\alpha(y_{i+1}^{k+1} - y_i^{k+1}) + (1-\alpha)(y_{i+1}^k - y_i^k)] = y_i^k + y_{i+1}^k \quad (3.57)$$

$$V_i^{k+1} + V_{i+1}^{k+1} + 2g \frac{\Delta t}{\Delta x} [\alpha(y_{i+1}^{k+1} - y_i^{k+1}) + (1-\alpha)(y_{i+1}^k - y_i^k)] + \frac{\Delta t}{\Delta x} [\alpha(V_{i+1}^{k+1} + V_i^{k+1}) + (1-\alpha)(V_{i+1}^k + V_i^k)] \cdot \\ \cdot [\alpha(V_{i+1}^{k+1} - V_i^{k+1}) + (1-\alpha)(V_{i+1}^k - V_i^k)] = (V_i^k + V_{i+1}^k) + 2g\Delta t S_o - g\Delta t [\alpha(S_{fi+1}^{k+1} + S_{fi}^{k+1}) + (1-\alpha)(S_{fi+1}^k + S_{fi}^k)] \quad (3.58)$$

Υπάρχουν τέσσερις άγνωστοι στις εξισώσεις (3.57) και (3.58). Με την καταγραφή παρόμοιων εξισώσεων για τα σημεία πλέγματος $i = 1, 2, \dots, N$, θα έχουμε συνολικά $2N$ εξισώσεις. Δεν μπορούμε να γράψουμε τις εξισώσεις (3.57) και (3.58) για τον κόμβο $N+1$, δεδομένου ότι δεν έχουμε κόμβο $N+2$. Εντούτοις, υπάρχουν δύο άγνωστοι V και y ανά κόμβο. Επομένως, έχουμε $2(N+1)$ αγνώστους και για να λάβουμε μια μοναδική λύση, χρειαζόμαστε δύο παραπάνω εξισώσεις. Αυτές οι εξισώσεις παρέχονται από τις οριακές συνθήκες.

Οριακές Συνθήκες

Αντίθετα από τις ρητές μεθόδους, οι εξισώσεις που αντιπροσωπεύουν τις συνθήκες που επιβάλλονται από το όριο είναι άμεσα συμπεριλαμβανόμενες στο σύστημα των εξισώσεων και όχι σε συνδυασμό με τις χαρακτηριστικές εξισώσεις. Παραδείγματος χάριν, για μια δεξαμενή σταθερής-στάθμης στο ανάντη άκρο, το y θα είναι πάντα σταθερό εάν το ύψος ταχύτητας και οι απώλειες εισόδου παραληφθούν. Ομοίως, άλλες συνθήκες μπορούν να καθοριστούν στα ανάντη και κατάντη άκρα.

Το προκύπτον σύστημα εξισώσεων είναι σύστημα μη γραμμικών αλγεβρικών εξισώσεων. Αυτές μπορούν να λυθούν με τη χρησιμοποίηση της μεθόδου Newton-Raphson.

Ευστάθεια

Οι άρρητες μέθοδοι είναι συνήθως άνευ συνθηκών ευσταθείς. Αυτό σημαίνει ότι δεν υπάρχει κανένας περιορισμός στο μέγεθος των πλεγματικών διαστημάτων Δx και Δt για την ευστάθεια του αριθμητικού σχήματος. Εντούτοις, η ακρίβεια υπαγορεύει ότι το υπολογιστικό χρονικό βήμα είναι σχεδόν ίσο με αυτό που δίνεται από τη συνθήκη Courant που χρησιμοποιείται στους υπολογισμούς.

3.4.3.4 ΣΥΓΚΡΙΣΗ ΡΗΤΩΝ ΚΑΙ ΑΡΡΗΤΩΝ ΜΕΘΟΔΩΝ

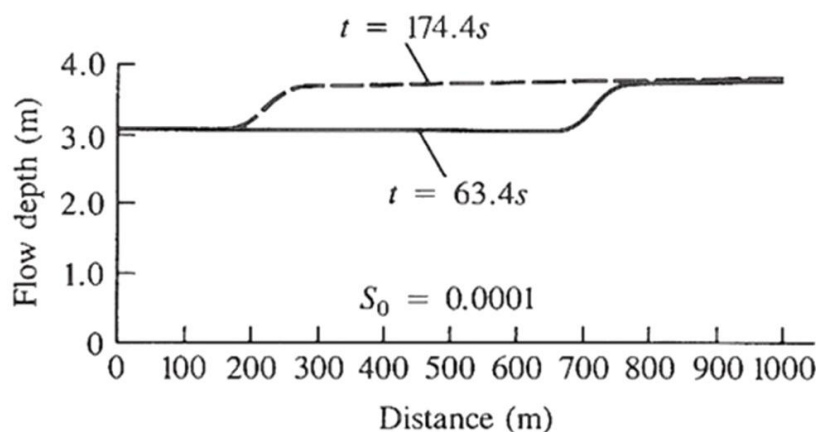
Οι ρητές και άρρητες μέθοδοι πεπερασμένων διαφορών έχουν τα πλεονεκτήματα και τα μειονεκτήματά τους και καμία από αυτές δεν είναι κατάλληλη για κάθε τύπο εφαρμογών. Θα εξετάσουμε τα πλεονεκτήματα και τα μειονεκτήματα αυτών των μεθόδων σε αυτή την ενότητα έτσι ώστε να ληφθούν υπόψη κατά τη διάρκεια της επιλογής για μια συγκεκριμένη εφαρμογή.

Οι άρρητες μέθοδοι είναι συνήθως άνευ όρων ευσταθείς, ενώ αντίθετα η συνθήκη Courant πρέπει να ικανοποιείται για τις ρητές μεθόδους. Αυτή η συνθήκη περιορίζει το μέγεθος του υπολογιστικού χρονικού διαστήματος, καθιστώντας τη μέθοδο αυτή αντικοινωνική για την ανάλυση των μη μόνιμων ροών σε ένα μεγάλο σύστημα, μεταβατικού φαινομένου μεγάλης διάρκειας.

Οι ρητές μέθοδοι είναι ευκολότερες στον προγραμματισμό και στο «τρέξιμο» του προγράμματος από τις άρρητες μεθόδους. Επομένως, εάν ο διαθέσιμος χρόνος για την ανάπτυξη ενός υπολογιστικού προγράμματος είναι σύντομος, τότε οι ρητές μέθοδοι πρέπει να επιλεγούν.

Οι υπολογιστικές απαιτήσεις αποθήκευσης για τις άρρητες μεθόδους είναι συνήθως μεγαλύτερες από εκείνες για τις ρητές μεθόδους. Εάν ένα μεγάλο σύστημα πρέπει να αναλυθεί και η μνήμη του υπολογιστή είναι περιορισμένη, τότε δεν μπορεί να υπάρξει καμία επιλογή εκτός από το να χρησιμοποιήσουμε τη ρητή μέθοδο.

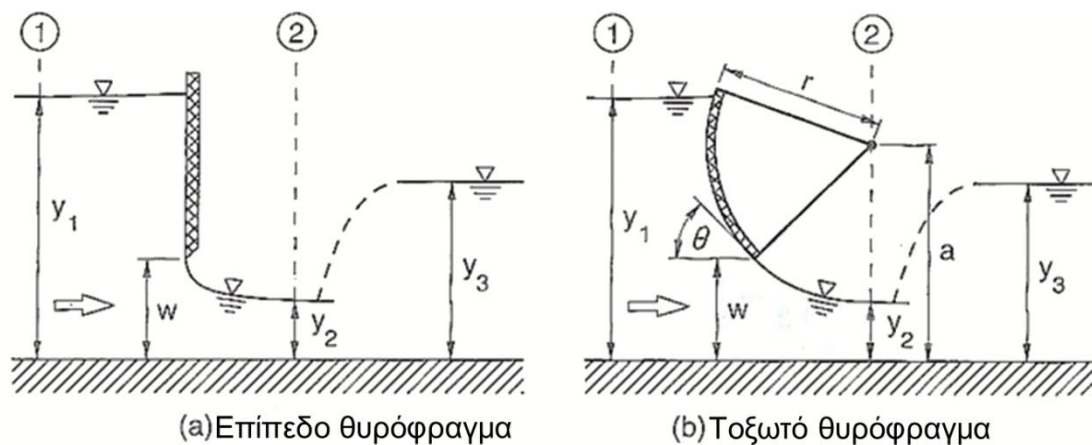
Μπορεί να υπάρξει ανάγκη να χρησιμοποιηθούν μικρά χρονικά βήματα, εάν οι μεταβλητές της ροής που αναλύονται έχουν απότομες κορυφές. Σε αυτή την περίπτωση, οι ρητές μέθοδοι είναι ανώτερες επειδή η υπολογιστική απαίτηση ανά χρονικό βήμα είναι μεγαλύτερη για τις άρρητες μεθόδους παρά για τις ρητές μεθόδους (Σχήμα 3.5).



Σχήμα 3.5: Βάθος ροής κατά μήκος ανοικτού αγωγού σύμφωνα με τους J. A. Roberson, J. J. Cassidy, M. H. Chaudry, *Hydraulic Engineering*, 1995.

3.5 ΘΥΡΕΣ ΥΠΟΡΡΟΗΣ

Οι θύρες χρησιμοποιούνται για τον έλεγχο της παροχής στους ανοικτούς αγωγούς, στις εξόδους και στους εκχειλιστές φράγματος. Μερικές κοινές θύρες υπορροής (underflow gates) είναι το επίπεδο θυρόφραγμα (sluice gate) οξείας αιχμής και το περιστρεφόμενο τοξωτό θυρόφραγμα (radial gate) ή θυρόφραγμα τύπου Tainter (Tainter-type gate), όπως φαίνονται στο Σχήμα 3.6.



Σχήμα 3.6: Ροή κάτω από επίπεδο και τοξωτό θυρόφραγμα.

Η ροή κάτω από μια θύρα μπορεί να αναλυθεί χρησιμοποιώντας την εξίσωση ενέργειας μεταξύ των διατομών 1 και 2 (Σχήμα 3.6):

$$y_1 + \frac{q^2}{2gy_1^2} = y_2 + \frac{q^2}{2gy_2^2} = C_c w + \frac{q^2}{2g(C_c w)^2}, \quad (3.59)$$

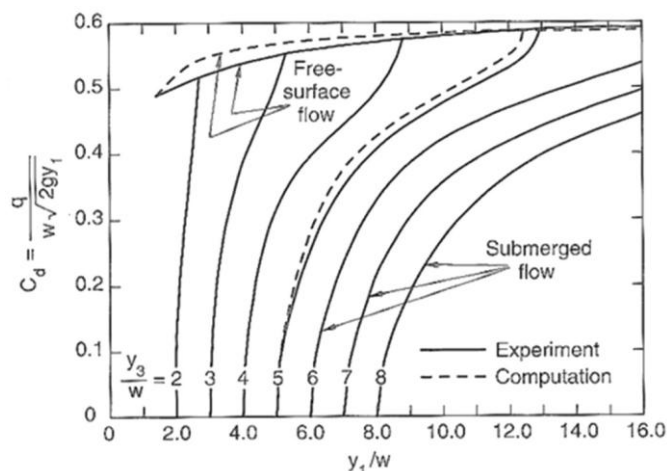
όπου C_c είναι ο συντελεστής συστολής (*contraction coefficient*) της δέσμης και w είναι το άνοιγμα της θύρας. Η εξίσωση (3.59) μπορεί να γραφτεί ως:

$$q = C_c w \sqrt{\frac{y_1}{y_1 + C_c w}} \sqrt{2gy_1} = C_d w \sqrt{2gy_1}, \quad (3.60)$$

όπου

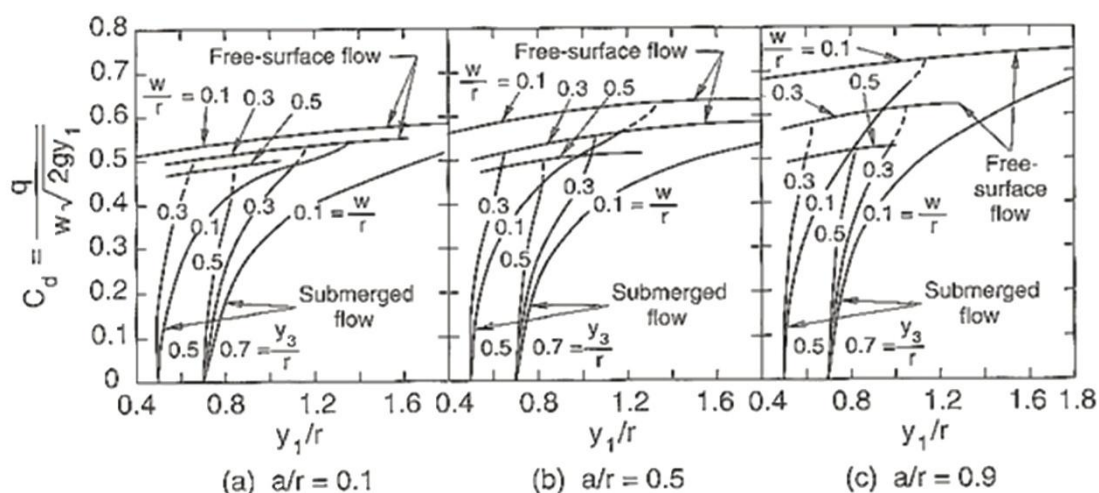
$$C_d = C_c \sqrt{\frac{1}{1 + C_c w / y_1}}, \quad (3.61)$$

στην οποία ο συντελεστής παροχής (*discharge coefficient*) C_d είναι μια συνάρτηση του ανοίγματος και της γεωμετρίας της θύρας. Η εξίσωση (3.60) ισχύει για ελεύθερη εκροή. Εντούτοις, η εξίσωση (3.60) μπορεί επίσης να χρησιμοποιηθεί για βυθισμένη εκροή. Ο C_d σε αυτή την περίπτωση είναι επίσης συνάρτηση του κατάντη βάθους. Ο C_d για το επίπεδο θυρόφραγμα όπως καθορίστηκε πειραματικά από τον Henry (1950) φαίνεται στο Σχήμα 3.7.



Σχήμα 3.7: Συντελεστής παροχής επίπεδου θυροφράγματος σύμφωνα με τον H. R. Henry, *Discussion on Diffusion of Submerged Jets*, 1950.

Η διακεκομμένη γραμμή για y_3/w στο Σχήμα 3.7 παρουσιάζει υπολογιστικά αποτελέσματα με $C_c = 0.6$. Τα πειραματικά αποτελέσματα του Toch (1955) του συντελεστή παροχής για το τοξωτό θυροφράγμα παρουσιάζονται στο Σχήμα 3.8.



Σχήμα 3.8: Συντελεστής παροχής τοξωτού θυροφράγματος σύμφωνα με τον A. Toch, *Discharge Characteristics of Tainter Gates*, 1955.

Για την ελεύθερη εκροή, ο Toch βρήκε ότι εκείνος ο συντελεστής C_c της εξίσωσης (3.61) μπορεί να προσεγγιστεί από:

$$C_c = 1 - 0.75 \frac{\theta^\circ}{90} + 0.36 \left(\frac{\theta^\circ}{90} \right)^2, \theta^\circ \leq 90^\circ. \quad (3.62)$$

Τα αποτελέσματα των μοντέλων που παρουσιάζονται στα Σχήματα 3.7 και 3.8 πρέπει να διορθωθούν λόγω των επιδράσεων κλίμακας, επειδή ο αριθμός Reynolds του μοντέλου είναι πάρα πολύ μικρός στις περισσότερες περιπτώσεις. Ένα παράδειγμα για τη διόρθωση των αποτελεσμάτων των μοντέλων παρουσιάστηκε από τον Naudascher (1984).

Οι συντελεστές C_d και C_c κατά το κλείσιμο ή άνοιγμα του θυροφράγματος εξαρτώνται εκτός από τη γεωμετρία και το άνοιγμα τη συγκεκριμένη χρονική στιγμή, αλλά και από το ρυθμό κλεισίματος ή ανοίγματος. Επομένως, μία παράμετρος που πρέπει να λαμβάνεται είναι ο χρόνος, που εξαρτάται κυρίως από το σύστημα αυτοματισμού του θυροφράγματος. **Στα αντίστοιχα προγράμματα της παρούσας Διπλωματικής Εργασίας λαμβάνουμε ως νόμο κλεισίματος του επίπεδου θυροφράγματος τη σχέση:**

$$Q = Q_0 \cdot \left(1 - \frac{t}{t_s} \right)^m, \quad (3.63)$$

όπου $m = 3.2$, Q_0 : η αρχική παροχή, t_s : ο χρόνος κλεισίματος συγκρινόμενος με τον χαρακτηριστικό χρόνο t_c του ανοικτού αγωγού με βάση τις αρχικές συνθήκες της ροής, ο οποίος είναι ίσος με $t_c = \frac{2 \cdot L}{c}$, L : το μήκος του ανοικτού αγωγού, c : η

αρχική ταχύτητα μετάδοσης κύματος ($c = \sqrt{\frac{g \cdot A}{B}}$, g : η επιτάχυνση της βαρύτητας, A : η βρεχόμενη εγκάρσια διατομή του ανοικτού αγωγού, B : το πλάτος της ελεύθερης επιφάνειας).

3.6 ΥΠΕΡΧΕΙΛΙΣΤΗΣ ΛΕΠΤΗΣ ΣΤΕΨΗΣ

Μια διάταξη ενός υπερχειλιστή λεπτής στέψης ή υπερχειλιστή με αιχμηρή στέψη (sharp-crested weir) αποτελείται κανονικά από μία επίπεδη πλάκα που τοποθετείται κάθετα στη ροή και έχει μία αιχμηρή στέψη, όπως φαίνεται στο Σχήμα 3.9. Τέτοιοι υπερχειλιστές χρησιμοποιούνται συνήθως ως μέσα μετρήσεων της ροής, αλλά είναι επίσης κάποιου θεμελιώδους ενδιαφέροντος, επειδή η θεωρία τους αποτελεί τη βάση για το σχεδιασμό των εκχειλιστών. Επειδή η στέψη είναι αιχμηρή, οι ευκαιρίες για την ανάπτυξη οριακού στρώματος περιορίζονται στο κατακόρυφο μέτωπο του υπερχειλιστή, όπου οι ταχύτητες είναι χαμηλές, μπορούμε επομένως να αναμείνουμε ότι η ροή θα είναι ουσιαστικά απαλλαγμένη από ιξώδεις επιδράσεις και την επακόλουθη απώλεια ενέργειας.

Εξετάζουμε πρώτα την απλούστερη μορφή υπερχειλιστή, που αποτελείται από μια κάθετη στη ροή πλάκα, σε έναν ορθογώνιο ανοικτό αγωγό, με οριζόντιο άνω χείλος κατά πλάτος του ανοικτού αγωγού. Αυτό το τελευταίο χαρακτηριστικό γνώρισμα σημαίνει ότι η ροή είναι ουσιαστικά δισδιάστατη, χωρίς πλευρικά αποτελέσματα συστολής δεδομένου ότι αυτά τα αποτελέσματα καταστέλλονται από τα πλευρικά τοιχία του ανοικτού αγωγού, αυτός ο τύπος του υπερχειλιστή καλείται μερικές φορές «καθολικός» υπερχειλιστής (“suppressed” weir).

Το Σχήμα 3.9 δείχνει ένα διάμηκες τμήμα της ροής πάνω από έναν τέτοιο υπερχειλιστή. Μία στοιχειώδης ανάλυση μπορεί να γίνει υποθέτοντας ότι η ροή δεν συστέλλεται καθώς περνά πάνω από τον υπερχειλιστή και ότι η πίεση είναι ατμοσφαιρική κατά πλάτος του τμήματος AB . Κάτω από αυτές τις υποθέσεις η ταχύτητα σε οποιοδήποτε σημείο όπως το C είναι ίση με $\sqrt{2gh}$ και η παροχή q ανά μονάδα πλάτους, ανάλογα ίση με:

$$\int_{v_0^2/2g}^{H+v_0^2/2g} \sqrt{2gh} dh = \frac{2}{3} \sqrt{2g} \left[\left(\frac{v_0^2}{2g} + H \right)^{3/2} - \left(\frac{v_0^2}{2g} \right)^{3/2} \right],$$

το βάθος h που μετριέται προς τα κάτω από τη γραμμή ολικής ενέργειας (total energy line, T.E.L.) και όχι από την ανάντη επιφάνεια ύδατος.

Η επίδραση της συστολής της ροής μπορεί να εκφραστεί από το συντελεστή συστολής C_c , που οδηγεί τελικά στο αποτέλεσμα:

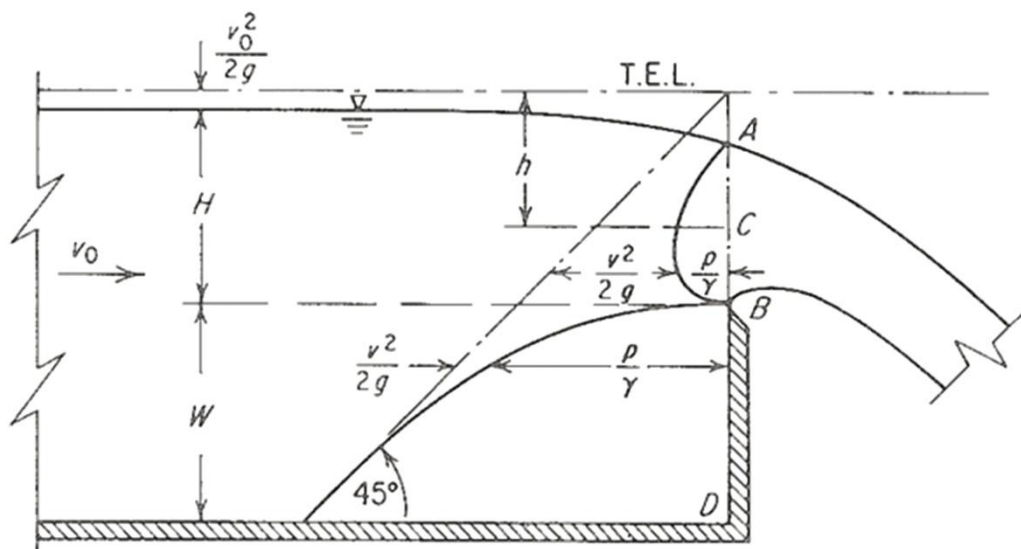
$$q = \frac{2}{3} C_c \sqrt{2g} \left[\left(\frac{v_0^2}{2g} + H \right)^{3/2} - \left(\frac{v_0^2}{2g} \right)^{3/2} \right]. \quad (3.64)$$

Μπορούμε να καταστήσουμε αυτήν την έκφραση συμπαγέστερη με την εισαγωγή του συντελεστή παροχής C_d . Η εξίσωση (3.64) τότε γίνεται:

$$q = \frac{2}{3} C_d \sqrt{2g} H^{3/2}, \quad (3.65)$$

όπου

$$C_d = C_c \left[\left(1 + \frac{v_0^2}{2gH} \right)^{3/2} - \left(\frac{v_0^2}{2gH} \right)^{3/2} \right]. \quad (3.66)$$

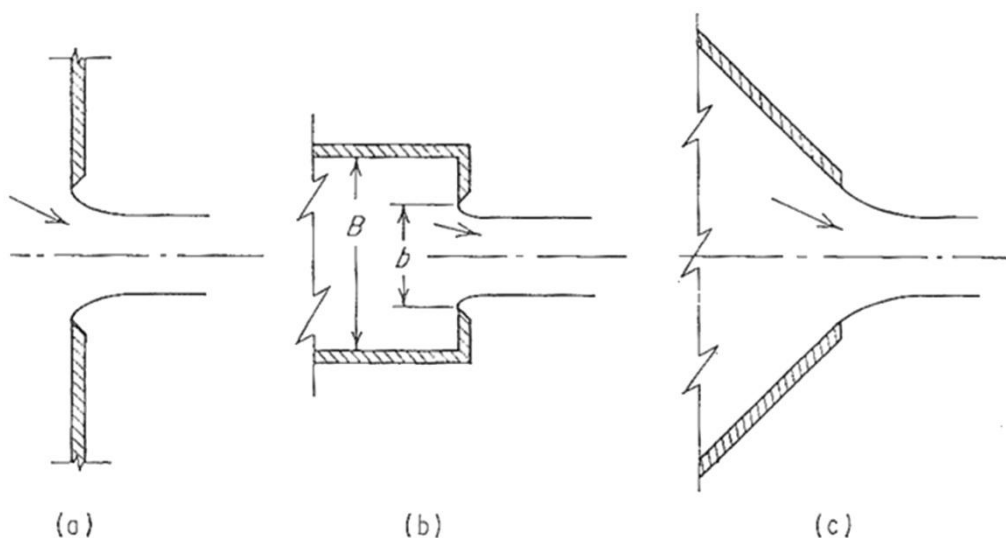


Σχήμα 3.9: Ο υπερχειλιστής λεπτής στέγης.

Πρέπει να περιμένουμε ότι ο C_c και ο λόγος $v_0^2/2gH$ εξαρτώνται μόνο από τη γεωμετρία του ορίου του υπερχειλιστή, ειδικότερα από το λόγο H/W . Έτσι, προκύπτει ότι ο C_d πρέπει να είναι μια συνάρτηση μόνο του H/W . Κάτι τέτοιο βρέθηκε πράγματι να συμβαίνει στην πειραματική εργασία του Rehbock τα αποτελέσματα της οποίας προσεγγίζονται από τον τύπο:

$$C_d = 0.611 + 0.08H/W, \quad (3.67)$$

σύμφωνα με την οποία ο C_d γίνεται ίσος με 0.611 καθώς το W γίνεται πολύ μεγάλο. Δεδομένου ότι σε αυτήν την περίπτωση ο λόγος $v_0^2/2gH$ θα γίνει αμελητέα μικρός, η εξίσωση (3.66) δείχνει ότι ο C_c επίσης θα είναι ίσος με 0.611. Τώρα, αυτό τυγχάνει να είναι η αριθμητική τιμή $\pi/(\pi+2)$, που παρουσιάστηκε τον τελευταίο αιώνα από τον Kirchoff να είναι ο συντελεστής συστολής μιας δέσμης εξερχόμενης χωρίς απώλεια ενέργειας και με αμελητέα εκτροπή από τη βαρύτητα, από μια μακριά ορθογώνια εγκοπή μιας μεγάλης δεξαμενής - το διδιάστατο πρόβλημα φαίνεται στο Σχήμα 3.10α. Η λύση επεκτάθηκε αργότερα από τον Von Mises στην περίπτωση της δεξαμενής πεπερασμένου-μεγέθους, όπως φαίνεται στο Σχήμα 3.10b.



Σχήμα 3.10: Παραδείγματα δεσμών ανεξάρτητων από τη βαρύτητα.

Αυτό το δισδιάστατο πρόβλημα στην ιδανική ροή του υγρού είναι η μόνη περίπτωση για την οποία οι ρητές θεωρητικές λύσεις έχουν ληφθεί για τον συντελεστή συστολής της ροής από ένα κοφτερό άνοιγμα. Το πρόβλημα παραμένει δυσεπίλυτο για εκείνες τις περιπτώσεις όπου η δέσμη είναι τρισδιάστατη ή εκτρέπεται από τη βαρύτητα. Εντούτοις, ο Lauck με τη χρησιμοποίηση μιας αριθμητικής διαδικασίας ολοκλήρωσης, επέτυχε ένα θεωρητικό αποτέλεσμα που επιβεβαιώνει την ανωτέρω πειραματική τιμή 0.611 για υψηλό υπερχειλιστή, ενώ οι Southwell και Vaisey χρησιμοποίησαν αργότερα τη μέθοδο χαλάρωσης (relaxation method) - μέσο καθορισμού του προφίλ της ροής μέσω διαδοχικών δοκιμών - στην περίπτωση όπου $W = 0$, δηλαδή στην ελεύθερη υδατόπτωση. Τα τελευταία χρόνια η εμφάνιση των υπέρ-υπολογιστών έχει επιτρέψει να δοθεί περισσότερη προσοχή στις αριθμητικές μεθόδους, οι οποίες βελτιώνονται συνεχώς, παραδείγματος χάριν, όπως περιγράφονται από τον Birkhoff, εντούτοις μια ρητή λύση παραμένει ακόμη άοριστη.

Έχουμε δει ότι ο C_c έχει την ίδια αριθμητική τιμή για υψηλό υπερχειλιστή και για την εγκοπή που φαίνεται στο Σχήμα 3.10α, αυτό μπορεί να οδηγήσει σε μια παρόμοια αλληλεξάρτηση μεταξύ των τιμών του C_c για χαμηλό υπερχειλιστή και για την εγκοπή σε μια πεπερασμένη δεξαμενή (Σχήμα 3.10b) με b/B σε αυτό το σχήμα να αντιστοιχεί στο $H/(H+W)$ του Σχήματος 3.9. Εντούτοις, αυτό δε γενικεύεται δεδομένου ότι όταν το b/B τείνει στη μονάδα, το ίδιο κάνει και ο C_c , αλλά καθώς το $H/(H+W)$ τείνει στην μονάδα (ελεύθερη υδατόπτωση) ο C_c , όπως θα δούμε, παραμένει ουσιαστικά μικρότερος από την μονάδα.

Μπορούμε να επανεξετάσουμε την εξίσωση (3.67), σαφώς αυτός ο τύπος δεν μπορεί να είναι αληθινός όταν η αναλογία H/W γίνεται μεγάλη. Στην πραγματικότητα η πειραματική εργασία έχει δείξει ότι ισχύει μόνο για τιμές H/W μέχρι περίπου 5. Για $5 < H/W < 10$, ο C_d αρχίζει να αποκλίνει από την τιμή που δίνεται από τον τύπο, φθάνοντας σε μια τιμή 1.135 όταν $H/W = 10$. Εάν το W μηδενίζεται, έτσι ώστε η αναλογία H/W να γίνει άπειρη, έχουμε την περίπτωση της ελεύθερης υδατόπτωσης. Σε αυτήν την περίπτωση το H γίνεται ίσο με το y_c , το κρίσιμο βάθος, και το q καθορίζεται ανάλογα, στην πραγματικότητα έχει αποδειχθεί πειραματικά ότι η κρίσιμη ροή εμφανίζεται ακριβώς ανάντη ενός πολύ χαμηλού υπερχειλιστή (σε αυτήν την περίπτωση περιγράφεται καλύτερα ως ράχη), δηλαδή στο εύρος $H/W > 20$. Μπορούμε επομένως να γράψουμε:

$$q = \sqrt{g} y_c^{3/2} = \sqrt{g} (H+W)^{3/2}, \quad (3.68)$$

και εάν αυτό το αποτέλεσμα αντικατασταθεί στην εξίσωση (3.65) λαμβάνουμε:

$$C_d = 1.06 \left(1 + \frac{W}{H} \right)^{3/2}, \quad (3.69)$$

που είναι εφαρμόσιμη σε πολύ χαμηλούς υπερχειλιστές ή ράχες (sills). Το εύρος $10 < H/W < 20$ ακόμη δεν έχει εξερευνηθεί εντελώς. Από τις εξισώσεις (3.66) και (3.69) εύκολα φαίνεται ότι $C_c = 0.715$ για την απολύτως ελεύθερη υδατόπτωση ($W = 0$).

Το Σχήμα 3.9 παρουσιάζει δύο σημαντικά χαρακτηριστικά γνωρίσματα της κατανομής πίεσης κατά μήκος του κατακόρυφου τμήματος ABD : πρώτον, ότι είναι μη υδροστατική, λόγω της ευδιάκριτης κυρτότητας των γραμμών ροής στο κατακόρυφο επίπεδο, δεύτερον, αντιθέτως προς τις υποθέσεις που γίνονται στη

στοιχειώδη ανάλυση η πίεση είναι άνω της ατμοσφαιρικής σε ολόκληρο το τμήμα AB . Αυτό το τελευταίο χαρακτηριστικό είναι σύμφωνο προς τη συστολή και την επιτάχυνση που πραγματοποιείται κατάντη του AB , σαφώς μια πιεστική δύναμη απαιτείται κατά μήκος του AB προκειμένου να επέλθει αυτή η επιτάχυνση στην περιοχή της ατμοσφαιρικής πίεσης.

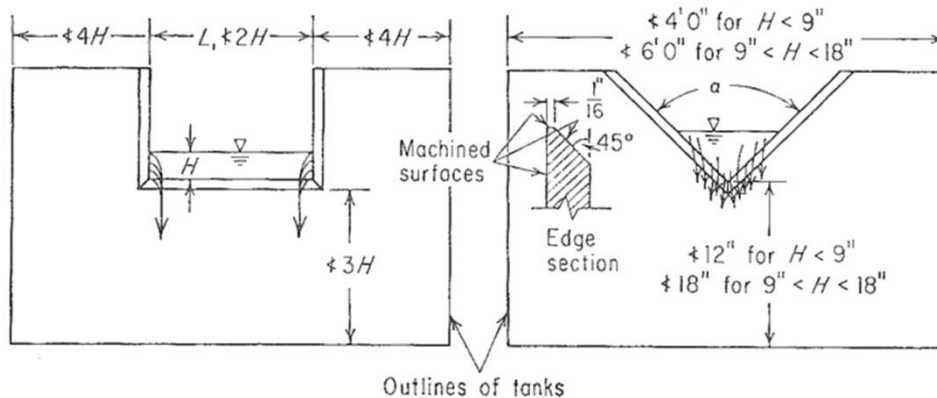
Έχει υποθεθεί σε ολόκληρο το κείμενο ότι η πίεση είναι ατμοσφαιρική κατά μήκος της χαμηλότερης επιφάνειας της δέσμης ή «φλέβας» (“nappe”), καθώς επίσης και κατά μήκος της ανώτερης επιφάνειας. Προσοχή πρέπει επομένως να ληφθεί για να δούμε ότι αυτός ο όρος τηρείται εάν οι ανωτέρω εξισώσεις πρόκειται να χρησιμοποιηθούν ως βάση για τη μέτρηση της ροής. Εάν η φλέβα περικλείεται μεταξύ των παράλληλων τοίχων κατάντη του υπερχειλιστή, μπορεί να εσωκλείσει τον αέρα μεταξύ αυτής, των τοίχων και του πυθμένα, αυτός ο αέρας θα αφαιρεθεί βαθμιαία από τη ροή, η πίεση σε αυτήν την περιοχή θα μειωθεί και η παροχή για ένα δεδομένο ύψος θα αυξηθεί. Μέσα πρέπει επομένως να παρασχεθούν για τον εξαερισμό της περιοχής κάτω από τη φλέβα.

Οποιοσδήποτε τύπος υπερχειλιστή εκτός από αυτόν που περιγράφηκε θα περιλαμβάνει ένα τρισδιάστατο πρόβλημα ροής, δεδομένου ότι θα υπάρξει επίσης συστολή από τις πλευρές στο κατακόρυφο επίπεδο. Τυπικά παραδείγματα είναι ο «συνεσταλμένος» ορθογώνιος υπερχειλιστής (“contracted” rectangular weir) και ο τριγωνικός υπερχειλιστής (triangular weir), οι οποίοι φαίνονται στο Σχήμα 3.11. Τέτοιοι υπερχειλιστές χρησιμοποιούνται συνήθως για τη μέτρηση της ροής, κανονικά σε δεξαμενές αρκετά μεγάλες ώστε να είναι πρακτικά σταθερής στάθμης, έτσι ώστε ο C_c να έχει την ελάχιστη τιμή. Σε αυτήν την περίπτωση οι γενικές εξισώσεις που είναι διαθέσιμες σχετίζουν την παροχή με το ύψος, εντούτοις εάν οι υπερχειλιστές χρησιμοποιούνται σε μικρότερες δεξαμενές τότε για κάθε συγκεκριμένη εγκατάσταση πρέπει να διακριβωθούν χωριστά, λόγω των προφανών δυσκολιών στη λήψη των γενικών τύπων που αντιστοιχούν στην εξίσωση (3.67).

Ο Francis βρήκε πειραματικά ότι το ποσό πλευρικής συστολής σε κάθε πέρασ του συνεσταλμένου ορθογώνιου υπερχειλιστή ήταν ίσο με το ένα δέκατο του ύψους H , υπό τον όρο ότι το μήκος L του υπερχειλιστή ήταν μεγαλύτερο από $3H$. Βάσει αυτού του αποτελέσματος, είναι γενικά αποδεκτό ότι η παροχή Q δίνεται από την εξίσωση:

$$Q = \frac{2}{3} C_c (L - 0.2H) \sqrt{2g} H^{3/2} \quad (3.70)$$

και εκείνος ο C_c είναι 0.611, όπως για τον καθολικό υπερχειλιστή.



(α) Συνεσταλμένος ορθογώνιος

(β) Τριγωνικός

Σχήμα 3.11: Διαστάσεις υπερχειλιστή και δεξαμενής συνιστώμενες σύμφωνα με τις Προδιαγραφές Βρετανικού Προτύπου, *Pump Tests*, 1939.

Ο τριγωνικός ή ο τύπου V υπερχειλιστής, μπορεί να αναλυθεί με τον ίδιο στοιχειώδη τρόπο όπως στο συνεσταλμένο ορθογώνιο υπερχειλιστή και οδηγεί στο αποτέλεσμα:

$$Q = \frac{8}{15} C_c \tan \frac{a}{2} \sqrt{2g} H^{5/2}. \quad (3.71)$$

Η συνθηθέστερα χρησιμοποιημένη τιμή της γωνίας a της εγκοπής είναι 90° , για αυτήν την περίπτωση ο C_c βρίσκεται να είναι περίπου 0.585, κάπως λιγότερος από ό,τι για τον ορθογώνιο υπερχειλιστή. Λαμβάνοντας υπόψη αυτές τις τιμές η εξίσωση (3.71) γίνεται:

$$Q = 2.50H^{2.50}, \quad (3.72)$$

αν και ακριβείς μετρήσεις δείχνουν ότι η εξίσωση:

$$Q = 2.48H^{2.48} \quad (3.73)$$

είναι ακριβέστερη. Η «μισή- 90° » εγκοπή επίσης συνήθως χρησιμοποιείται, το πλάτος της οποίας σε οποιοδήποτε στάθμη είναι μισό από αυτή της εγκοπής των 90° , δηλαδή:

$$a = 2 \tan^{-1} \frac{1}{2}.$$

Τύποι και για τους τρεις αυτούς υπερχειλιστές μπορούν επίσης να βρεθούν στις Προδιαγραφές Βρετανικού Προτύπου (British Standard Specifications). Ενώ αυτές οι προδιαγραφές δεν έχουν καμία νομική δύναμη έξω από τη Βρετανική Κοινοπολιτεία, είναι ωστόσο ενδιαφέρουσες δεδομένου ότι προσφέρουν τη σταθερή καθοδήγηση ως προς την ακριβή μορφή της στέφης του υπερχειλιστή, των απαιτούμενων διαστάσεων των δεξαμενών (Σχήμα 3.11) και του βαθμού ακρίβειας που αναμένεται στα αποτελέσματα. Ο τύπος που δίνεται για τον καθολικό υπερχειλιστή είναι το ισοδύναμο:

$$q = \frac{2}{3} \sqrt{2g} (0.604 + 0.081H/W)(H + 0.0034)^{1.5}, \quad (3.74)$$

όπου όλες οι ποσότητες είναι σε μονάδες πόδι-δευτερόλεπτο. Αυτός ο τύπος είναι ουσιαστικά ίδιος με αυτόν του Rehbock, όπως των εξισώσεων (3.65) και (3.67). Το δηλωμένο περιθώριο σφάλματος αυτού του τύπου είναι ± 1.5 τοις εκατό.

Για συνεσταλμένο ορθογώνιο υπερχειλιστή, ο τύπος είναι το ισοδύναμο:

$$Q = \frac{2}{3} \sqrt{2g} \times 0.615(L - 0.1H)H^{1.5} \quad (3.75)$$

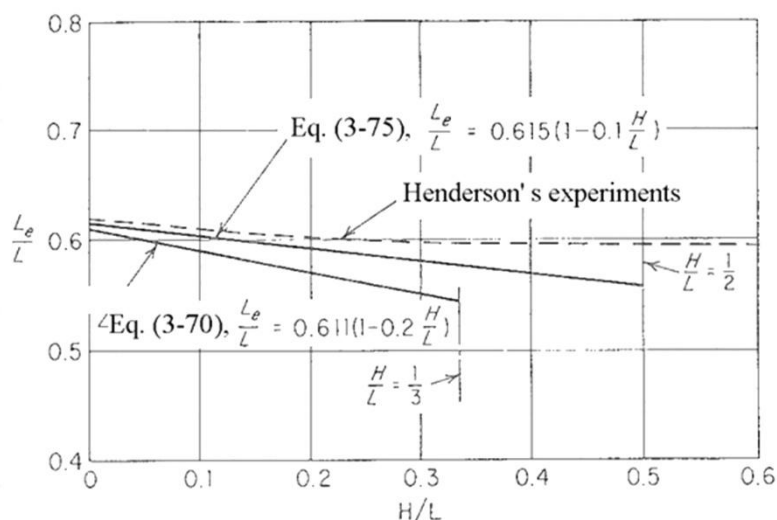
περιθώριο ± 2 τοις εκατό εφαρμοσμένων για $L/H \geq 2$. **Σημειώστε ότι ο τελευταίος τύπος ισχύει τόσο στο Αγγλικό Σύστημα όσο και στο Διεθνές Σύστημα Μονάδων (S.I.).** Για γωνίες 90° και μισή- 90° υπερχειλιστών τύπου V (V notch weirs) ισχύει:

$$Q = 2.48H^{2.48} \quad (3.76)$$

και

$$Q = 1.24H^{2.48} \quad (3.77)$$

αντίστοιχα, με περιθώριο ± 2 τοις εκατό. Σε αυτήν την περίπτωση το συνιστώμενο εύρος για το H είναι $3in - 5in$.



Σχήμα 3.12: Το ενεργό πλάτος ενός συνεσταλμένου ορθογώνιου υπερχειλιστή.

Η διαφορά μεταξύ των ενεργών πλατών των εξισώσεων (3.70) και (3.75) είναι αξιοσημείωτη. Φαίνεται στο Σχήμα 3.12, το H/L σε σχέση με το L_e/L , το ενεργό πλάτος (*effective width*) L_e ορίζεται ως $Q/\frac{2}{3}\sqrt{2gH^{1.5}}$. Η διαφορά φαίνεται να είναι αρκετά ουσιαστική. Τα αποτελέσματα μερικών πειραμάτων που εκτελέστηκαν από τον Henderson υποβάλλονται από μια διακεκομμένη γραμμή στο ίδιο σχήμα και φαίνεται ότι βρίσκονται επάνω από τη γραμμή που αντιπροσωπεύει η εξίσωση (3.75). Στις υψηλότερες τιμές των H/L η διακεκομμένη γραμμή γυρίζει προς τα πάνω και πάλι αυτό είναι λογικό δεδομένου ότι κανένας δε θα ανέμενε το ενεργό πλάτος L_e να συνεχίσει να μειώνεται αέναα. Η τελική τάση πρέπει να είναι, για το συνολικό συντελεστή συστολής η προσέγγιση μιας σταθερής τιμής όχι πολύ διαφορετικής από το 0.6. Εντούτοις, αυτό μπορεί να είναι, όπως φαίνεται σε περαιτέρω πειράματα, επιθυμητό σε χαμηλότερες τιμές του H/L προκειμένου να επιλυθεί η απόκλιση μεταξύ των εξισώσεων (3.70) και (3.75).

Το τελείωμα του χείλους της στέγης και η ανάντη επιφάνεια του υπερχειλιστή είναι σημαντική, δεδομένου ότι η τραχύτητα της επιφάνειας ή το στρογγύλεμα του χείλους της στέγης τείνει να καταστείλει τις πλευρικές συνιστώσες της ροής, να αυξήσει τον C_c και ως εκ τούτου να αυξήσει την παροχή.

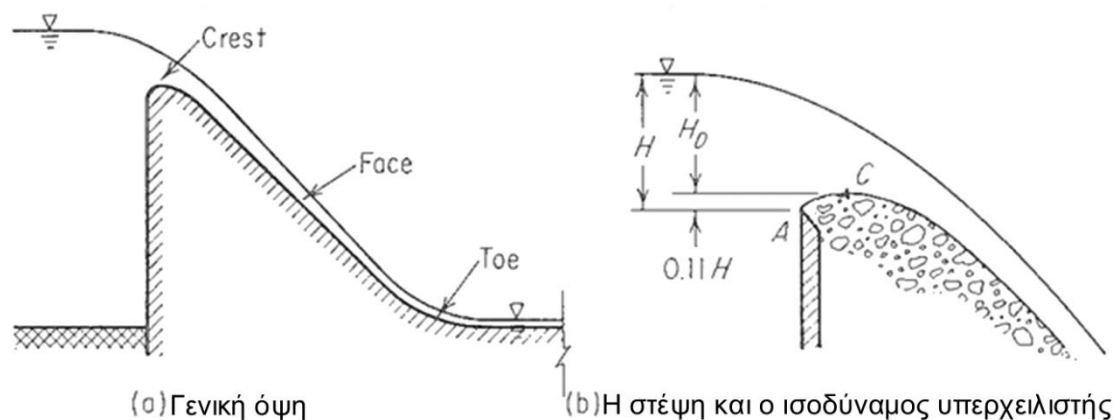
3.7 ΕΚΧΕΙΛΙΣΤΗΣ ΕΛΕΥΘΕΡΗΣ ΥΠΕΡΧΕΙΛΙΣΗΣ

3.7.1 ΓΕΝΙΚΑ

Ο εκχειλιστής ελεύθερης υπερχειλίσης (*free-overflow spillway*), που παρουσιάζεται στα Σχήματα 3.13 μέχρι 3.16, είναι ο πιο κοινός όλων των τύπων. Διαιρείται φυσικά σε τρεις ζώνες – τη στέγη, το μέτωπο και το πόδι – κάθε μια αποτελεί χωριστό πρόβλημα για μελέτη. Θα γίνει αντιληπτό ότι μερικά από αυτά τα προβλήματα, όπως εκείνα που περιλαμβάνουν τον υπερχειλιστή λεπτής στέγης, δεν είναι απολύτως επεξηγημένα από την υπάρχουσα θεωρία και ότι η προσφυγή στο πείραμα είναι απαραίτητη.

3.7.2 ΣΤΕΨΗ ΕΚΧΕΙΛΙΣΤΗ ΕΛΕΥΘΕΡΗΣ ΥΠΕΡΧΕΙΛΙΣΗΣ

Κανονικά η στέψη (crest) διαμορφώνεται ώστε να προσαρμοστεί στη χαμηλότερη επιφάνεια της φλέβας από υπερχειλιστή λεπτής στέψης, όπως φαίνεται στο Σχήμα 3.13b. Η πίεση στη στέψη θα είναι τότε ατμοσφαιρική, υπό τον όρο ότι η αντίσταση της στερεάς επιφάνειας στη ροή δεν προκαλεί υλική μεταβολή στην κατανομή πίεσης. Αυτό θα μπορούσε να συμβεί μόνο εάν το οριακό στρώμα πάνω από τη στέψη ήταν πολύ παχύ και εύκολα αποδεικνύεται ότι το οριακό στρώμα, που θα αυξηθεί αποτελεσματικά μόνο στη γειτονιά του σημείου A, είναι στην πραγματικότητα ένα πολύ μικρό μέρος της κεφαλής πάνω από τη στέψη. Επομένως, μπορούμε να αναμείνουμε την πίεση πάνω από τη στέψη να είναι ατμοσφαιρική και σε αυτό το γεγονός βρίσκεται η αρετή αυτής της μορφής στέψης οι πιέσεις επάνω από την ατμοσφαιρική θα μειώσουν την παροχή, ενώ οι πιέσεις κάτω από ατμοσφαιρική θα αυξήσουν την παροχή, αλλά θέτοντας σε κίνδυνο τη διάταξη λόγω εισαγωγής αστάθειας και διάβρωσης λόγω σπηλαιώσης.



Σχήμα 3.13: Ο εκχειλιστής ελεύθερης υπερχειλίσσης.

Εξετάζουμε την περίπτωση υψηλού εκχειλιστή. Για τον ισοδύναμο υπερχειλιστή (equivalent weir) $H/W = 0$ και με αντικατάσταση της εξίσωσης (3.67) στην εξίσωση (3.65) οδηγούμαστε στο αποτέλεσμα:

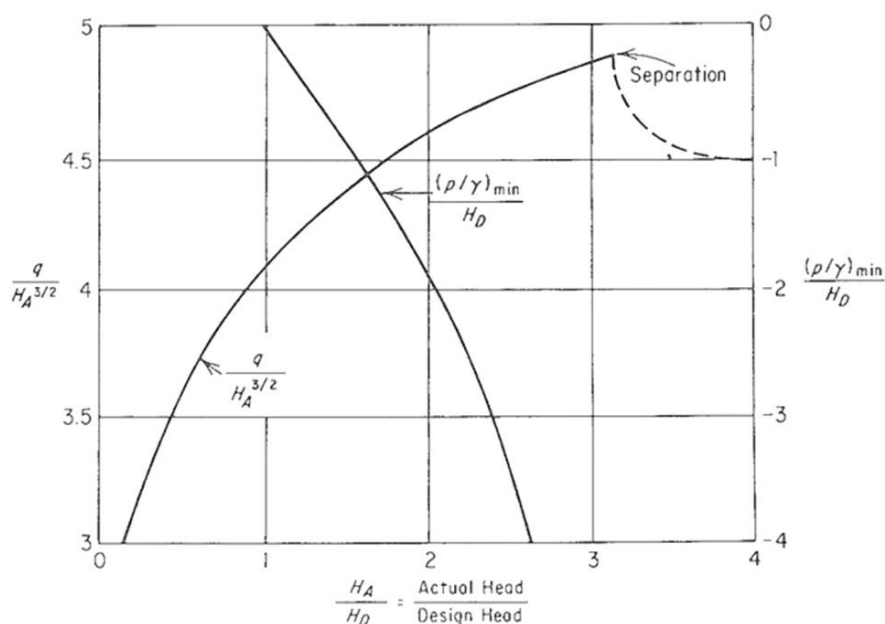
$$q = 3.27H^{3/2}. \quad (3.78)$$

Τα πειράματα δείχνουν ότι η άνοδος από τη στέψη του ισοδύναμου υπερχειλιστή στο υψηλότερο σημείο της φλέβας (στέψη εκχειλιστή) είναι $0.11H$, όπως φαίνεται στο Σχήμα 3.13. Χρησιμοποιώντας αυτό το γεγονός μπορούμε να εκφράσουμε την εξίσωση (3.78) σε όρους του H_D , το ύψος πάνω από τη στέψη του εκχειλιστή. Λαμβάνουμε:

$$q = 3.97H_D^{3/2}, \quad (3.79)$$

όπου H_D μπορεί να ορισθεί το ύψος σχεδιασμού (design head). Όπως έχουμε δει, η λειτουργία σε αυτό το ύψος θα καταστήσει την πίεση πάνω από τη στέψη ατμοσφαιρική. Εντούτοις, ο εκχειλιστής θα μπορεί ακόμη να λειτουργήσει σε χαμηλότερα ύψη και επίσης σε ενδεχομένως υψηλότερα ύψη. Το πρώτο θα οδηγήσει προφανώς σε υπερατμοσφαιρικές πιέσεις στη στέψη και σε ένα χαμηλότερο συντελεστή παροχής, το τελευταίο στο αντίστροφο.

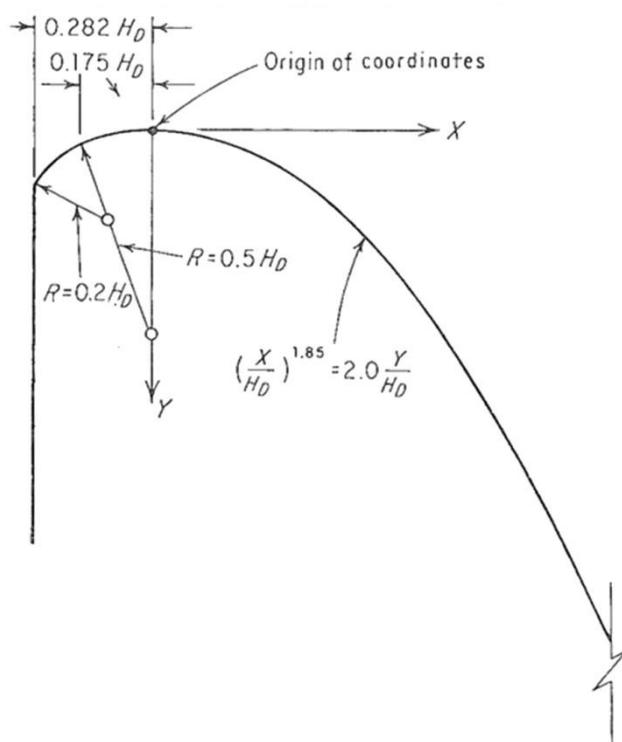
Στην τελευταία περίπτωση, οι κίνδυνοι στις χαμηλές πιέσεις δεν είναι τόσο μεγάλοι όπως εμφανίστηκαν πρώτα. Το θέμα διευκρινίζεται από τα αποτελέσματα των πειραμάτων των Rouse, Reid και Dilman, που παρουσιάζονται στο Σχήμα 3.14.



Σχήμα 3.14: Χαρακτηριστικές στέψης εκχειλιστή σύμφωνα με τους H. Rouse, L. Reid (*Model Research on Spillway Crests, Civil Engineering*, vol.5, 1935) και O. Dillman (*Untersuchungen an Überfällen, Mitt. des Hyd. Inst.*, no. 7, 1933).

Φαίνεται από αυτό το σχήμα ότι το πραγματικό ύψος H_A μπορεί ακίνδυνα να υπερβεί το ύψος σχεδιασμού κατά τουλάχιστον 50 τοις εκατό, με μια αύξηση 10 τοις εκατό στο συντελεστή παροχής, υπό την προϋπόθεση φυσικά ότι η τοπική πίεση δεν πέφτει κάτω από το επίπεδο δημιουργίας του φαινομένου σπηλαιώσης. Το μέγεθος αυτής της τοπικής πίεσης (στη στέψη) μετρήθηκε από τους ίδιους ερευνητές και φαίνεται επίσης στο Σχήμα 3.14.

Όσον αφορά στις λεπτομέρειες του σχήματος της στέψης, τα εκτενή πειράματα από το Γραφείο Εγγείων Βελτιώσεων των Η.Π.Α. (U.S. Bureau of Reclamation, U.S.B.R.) έχουν οδηγήσει στην ανάπτυξη από το Στρατιωτικό Σώμα Μηχανικών των Η.Π.Α. (U.S. Army Corps of Engineers) των καμπύλων που μπορούν να περιγραφούν από απλές εξισώσεις και προσεγγίζουν πολύ τα προφίλ της φλέβας που μετρήθηκαν από τα πειράματα του U.S.B.R. Το προφίλ για ένα κατακόρυφο ανάντη μέτωπο παρουσιάζεται στο Σχήμα 3.15, άλλα προφίλ αναπτύχθηκαν ακόμη για διάφορες γωνίες του ανάντη μετώπου προς την κατακόρυφο.



Σχήμα 3.15: Τυπική στέψη εκχειλιστή (Πειραματικός Σταθμός Υδατοδρόμων Στρατιωτικού Σώματος Μηχανικών των Η.Π.Α.)

Η ανωτέρω εξέταση έχει περιοριστεί στην περίπτωση υψηλού εκχειλιστή χωρίς οριζόντια σύγκλιση. Οι περιπλοκές προκύπτουν όταν ο εκχειλιστής είναι πεπερασμένου ύψους, συγκλίνει οριζόντια ή διαιρείται από τα βάθρα σε τμήματα. Αυτά τα προβλήματα έχουν αποτελέσει το αντικείμενο εκτενών μελετών από τις δύο υπηρεσίες που αναφέρθηκαν ανωτέρω και ένας περιεκτικός απολογισμός των αποτελεσμάτων τους δίνεται από τον Ven Te Chow.

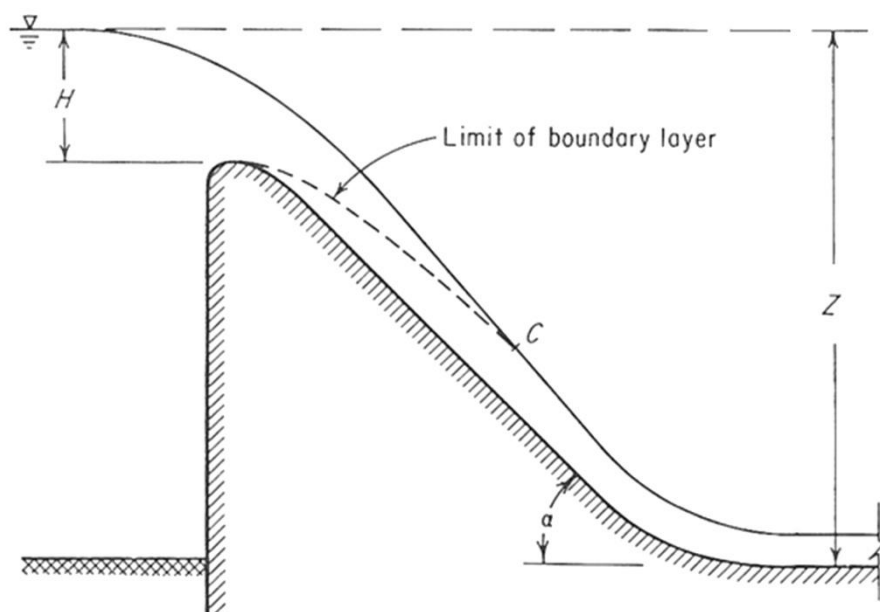
Στα αντίστοιχα προγράμματα της παρούσας Διπλωματικής Εργασίας θεωρούμε ότι η παροχή ή η ειδική παροχή στο σημείο A (Σχήμα 3.13) για τον ορθογώνιο εκχειλιστή ελεύθερης υπερχείλισης δίνεται από τους ίδιους τύπους με αυτούς του ορθογώνιου υπερχείλιση λεπτής στέψης. Οι εξισώσεις που χρησιμοποιούμε είναι οι (3.65), (3.67) και (3.75).

Στη συνέχεια, χάριν πληρότητας περιγράφουμε και τα υπόλοιπα δύο τμήματα του εκχειλιστή ελεύθερης υπερχείλισης.

3.7.3 ΜΕΤΩΠΟ ΕΚΧΕΙΛΙΣΤΗ ΕΛΕΥΘΕΡΗΣ ΥΠΕΡΧΕΙΛΙΣΗΣ

Η ροή προς τα κάτω του απότομου μετώπου (face) του εκχειλιστή, κανονικά γύρω στις 45° σε σχέση με την οριζόντιο, έχει ένα μάλλον ειδικό χαρακτήρα. Σε αυτήν την περίπτωση η επιτάχυνση και η ανάπτυξη του οριακού στρώματος πραγματοποιούνται κατά τη διάρκεια ενός μεγάλου μέρους της διαδρομής προς τα κάτω στο μέτωπο του εκχειλιστή, όπως φαίνεται στο Σχήμα 3.16. Η τύρβη δεν γίνεται πλήρως αναπτυγμένη, έως ότου το οριακό στρώμα γεμίσει ολόκληρη την εγκάρσια διατομή της ροής στο χαρακτηριστικό σημείο C. Τώρα, γενικά θεωρείται ότι η εισροή αέρα αρχίζει σε αυτό το ίδιο σημείο C, όπου το οριακό στρώμα συναντά την επιφάνεια ύδατος. Το προκύπτον μίγμα αέρα και νερού, που περιέχει ένα συνεχώς

αυξανόμενο ποσοστό του αέρα, συνεχίζει να επιταχύνει έως ότου εμφανιστεί η ομοιόμορφη ροή, αν δεν έχει ήδη φτάσει στη βάση του εκχειλιστή. Ένα παράδειγμα του φαινομένου μεταφοράς αέρα στη ροή του νερού φαίνεται στο Σχήμα 3.17.



Σχήμα 3.16: Ανάπτυξη οριακού στρώματος στο μέτωπο του εκχειλιστή.

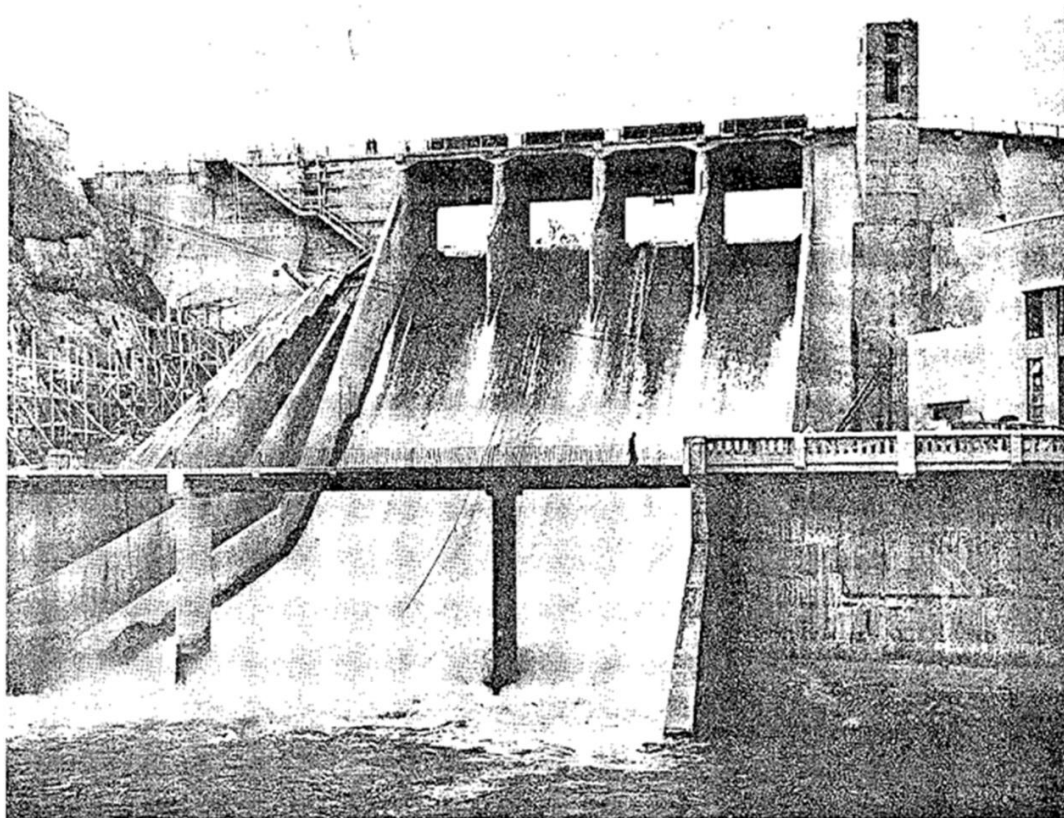
Σαφώς, ο σχεδιαστής θα επιθυμήσει να ξέρει την ταχύτητα που επιτυγχάνεται στη βάση ή στο πόδι, του εκχειλιστή, αλλά οι ανωτέρω παρατηρήσεις καθιστούν σαφές ότι ο υπολογισμός αυτής της ταχύτητας θα είναι κουραστικός και δύσκολος, ακόμη κι αν είμαστε σίγουροι ότι κάποιες σωστές υποθέσεις υιοθετούνται σχετικά με τη φύση της ροής. Ιδιαίτερη εργασία έχει γίνει σε αυτό το πρόβλημα στο Γραφείο Εγγείων Βελτιώσεων των Η.Π.Α. και τα αποτελέσματα έχουν παρουσιαστεί από τους Bradley και Peterka υπό μορφή διαγράμματος. Το διάγραμμα αυτό αντιπροσωπεύει μία σύνθεση της εμπειρίας, του υπολογισμού και ενός περιορισμένου ποσού πειραματικών πληροφοριών που αποκτήθηκε από πρότυπες δοκιμές στα φράγματα Shasta και Grand Coulee και θεωρείται ότι είναι αρκετά ακριβές για προκαταρκτικό σχεδιασμό.

Η «θεωρητική ταχύτητα» u που χρησιμοποιείται στο Σχήμα 3.18 ορίζεται ως:

$$u_t = \sqrt{2g(Z - H/2)}, \quad (3.80)$$

όπου Z και H είναι όπως παρουσιάζονται στο Σχήμα 3.16. Οι καμπύλες θεωρούνται εφαρμόσιμες στις απότομες κλίσεις, από 0.8 οριζόντια : 1 κατακόρυφη έως 0.6 οριζόντια : 1 κατακόρυφη. Είναι σαφές ότι η γενική μορφή των καμπυλών είναι σωστή, δεδομένου ότι καθώς αυξάνει το H και η παροχή αυξάνει, η πραγματική ταχύτητα u_a θα πλησιάσει πιο κοντά στη u_t .

Πηγαίνοντας στο άλλο άκρο, όταν το ύψος H και η παροχή είναι μικρά, το βάθος της ροής θα είναι μικρό και η επίδραση της αντίστασης γίνεται έντονη. Πρέπει επομένως να αναμείνουμε τη ροή να γίνει ομοιόμορφη καθώς κατεβαίνει το νερό προτού φτάσει πολύ μακριά από τη στέψη του εκχειλιστή και στην πραγματικότητα μπορεί εύκολα να αποδειχθεί ότι τα αντίστοιχα τμήματα των καμπυλών στο Σχήμα 3.18 έχουν μορφή σύμφωνη με αυτήν την υπόθεση.



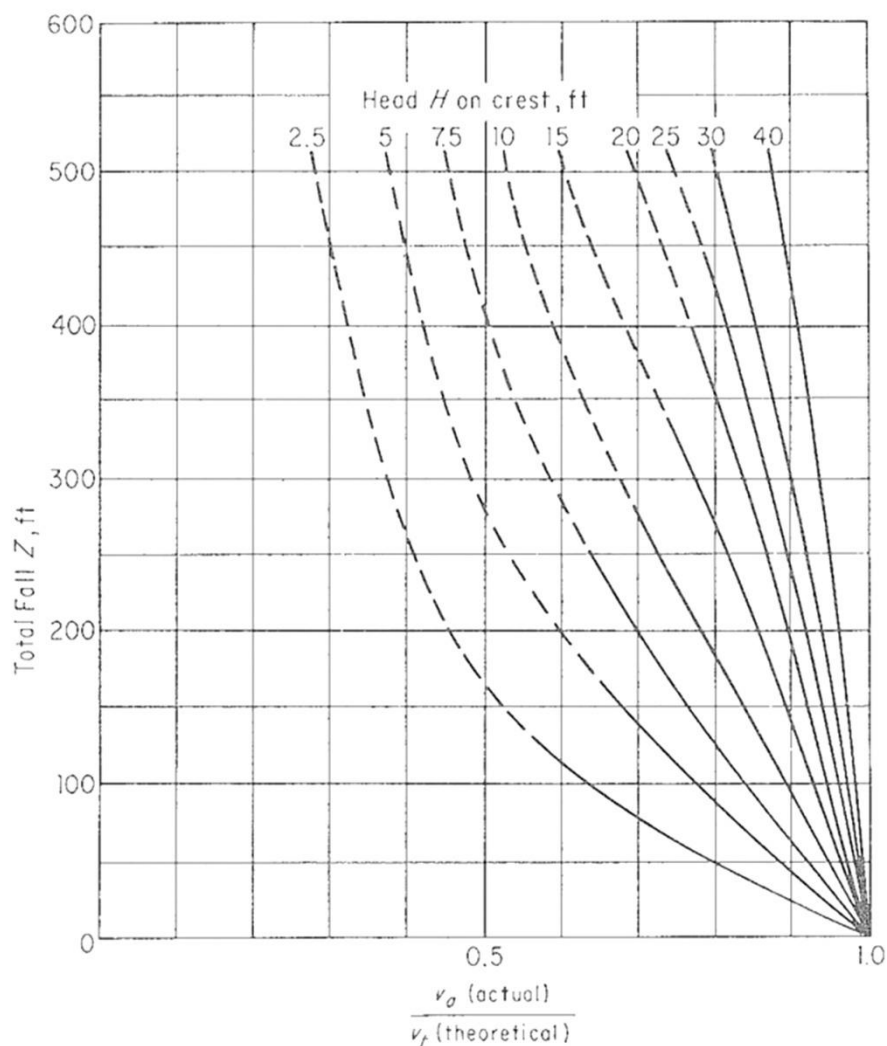
Σχήμα 3.17: Εισροή αέρα στη ροή του μετώπου του εκχειλιστή (φωτογραφία από την εφημερίδα *The Auckland Star*).

Ο μηχανισμός της εισροής αέρα στη ροή δεν είναι ακόμη εντελώς κατανοητός και τα αξιόπιστα αποτελέσματα αυτού του πεδίου, όσον αφορά τη συγκέντρωση του παρασυρμένου αέρα είναι εξαιρετικά λίγα. Εντούτοις, μερικά σημαντικά εργαστηριακά πειράματα που πραγματοποιήθηκαν από τους Straub και Anderson έχουν δώσει πολλά χρήσιμα αποτελέσματα. Στα συγκεκριμένα πειράματα ο ανοικτός αγωγός ύδατος (προσομοίωσε το μέτωπο του εκχειλιστή), που χρησιμοποιήθηκε ήταν 50 ft μακρής, με τραχύ πυθμένα από κόκκους που έχουν μέση διάμετρο (k_s) 0.028 in . Τα πλευρικά τοιχώματα ήταν λεία και η αναλογία πλάτος προς βάθος ήταν πάντα αρκετά μεγάλη ώστε η επίδραση των πλευρικών τοιχωμάτων να είναι μικρή – δηλαδή, η μεταφορά αέρα οφειλόταν ουσιαστικά στην αύξηση του οριακού στρώματος από τον πυθμένα και όχι από τα πλευρικά τοιχώματα. Η διαμήκης κλίση ποίκιλε από 7.5 έως 75° και το βάθος ρυθμίστηκε με μία θύρα εισροής, ώστε η ροή που θα παραγόταν στα κατάντη να είναι ομοιόμορφη σε ταχύτητα, βάθος και κατανομή εισρεόμενου αέρα.

Η συγκέντρωση αέρα c ορίστηκε ως η ογκομετρική αναλογία: αέρας : (αέρας συν νερό). Η μέση συγκέντρωση \bar{c} βρέθηκε να είναι μια συνάρτηση του $S/q^{1/5}$ μόνο, όπου $S = \sin a$ (Σχήμα 3.16) και q είναι η παροχή ανά μονάδα πλάτους. Μια Επιτροπή Εργασίας που συστάθηκε από την Αμερικανική Ένωση Πολιτικών Μηχανικών (American Society of Civil Engineers) για τη μελέτη του εισρεόμενου αέρα διαπίστωσε ότι όλα τα διαθέσιμα αποτελέσματα, συμπεριλαμβανομένου των Straub και Anderson, συνοψίζονται στην ακόλουθη εξίσωση:

$$\bar{c} = 0.743 \log_{10} (S/q^{1/5}) + 0.876, \quad (3.81)$$

με τυπικό σφάλμα της τάξης 0.061.

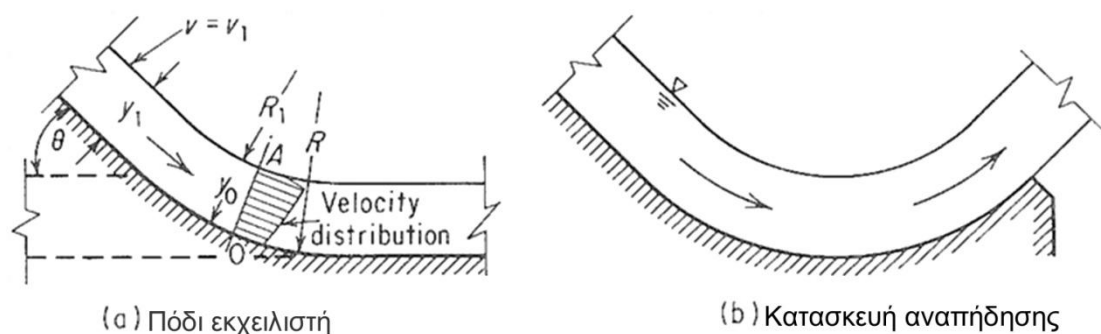


Σχήμα 3.18: Ταχύτητα στο πόδι του εκχειλιστή σύμφωνα με τους J. N. Bradley και A. J. Peterka, *The Hydraulic Design of Stilling Basins*, Proc. Am. Soc. Civil Engrs., vol. 83, no. HY5, 1957.

Η Επιτροπή Εργασίας επίσης συνέστησε ότι η εξίσωση (3.81) μπορεί να εφαρμόζεται σε εκχειλιστές χωρίς θυρόφραγμα (στους οποίους η ροή στη βάση μπορεί να μην είναι ομοιόμορφη), αν και η ομοιόμορφη ροή των πειραμάτων των Straub και Anderson λαμβάνεται σε όλες τις περιπτώσεις, παραγόμενη από τον ανάντη έλεγχο του θυροφράγματος. Περαιτέρω εργασία απαιτείται για να ξεκαθαρίσει το όλο θέμα.

3.7.4 ΠΟΔΙ ΕΚΧΕΙΛΙΣΤΗ ΕΛΕΥΘΕΡΗΣ ΥΠΕΡΧΕΙΛΙΣΗΣ

Όταν η ροή φθάνει στο τέλος του κεκλιμένου μετώπου του εκχειλιστή, εκτρέπεται μέσω μιας κατακόρυφης καμπύλης σε μια οριζόντια ή ανοδική διεύθυνση, Σχήμα 3.19. Στην τελευταία περίπτωση έχουμε κατασκευές αποτόνωσης ενέργειας (energy dissipators) εκτόξευσης (ski-jump) και αναπήδησης (bucket-type).



Σχήμα 3.19: Ροή στο πόδι του εκχειλιστή.

Σε καθεμία περίπτωση, οι φυγοκεντρικές πιέσεις που θα αναπτυχθούν μπορούν να ασκήσουν μια ισχυρή ώθηση στα πλευρικά τοιχία του εκχειλιστή. Αυτές οι πιέσεις δεν μπορούν να υπολογιστούν επακριβώς με στοιχειώδη μέσα, αλλά ορισμένες προσεγγίσεις προτείνονται, παραδείγματος χάριν, να υποθέσουμε ότι το βάθος y_0 στο κέντρο της καμπύλης (Σχήμα 3.19α) είναι ίσο με το βάθος y_1 της ροής προσέγγισης, τότε η φυγοκεντρική πίεση στο σημείο O θα είναι ίση με:

$$p_0 = \frac{\rho u_1^2 y_1}{R}, \quad (3.82)$$

όπου u_1 και R καθορίζονται επίσης στο Σχήμα 3.19α. Αυτό το αποτέλεσμα μπορεί μόνο να είναι μια προσέγγιση, μια ανύψωση της πίεσης κατά μήκος του AO , από την εξίσωση Bernoulli, πρέπει να συνοδεύεται από μια πτώση της ταχύτητας, έτσι ώστε το προφίλ της ταχύτητας θα είναι περίπου όπως φαίνεται στο Σχήμα 3.19α. Η μέση ταχύτητα θα είναι τότε μικρότερη από u_1 και το βάθος y_0 μεγαλύτερο από y_1 , έτσι ώστε η εξίσωση (3.82) να μην είναι σωστή.

Μια καλύτερη προσέγγιση μπορεί να γίνει με το να υποθέσουμε ότι οι γραμμές ροής που περνούν από τη διατομή OA σχηματίζουν τόξα ομόκεντρων κύκλων και ότι η διανομή ταχύτητας κατά μήκος αυτής της γραμμής είναι κατά συνέπεια η ίδια με αυτή στην ελεύθερη ή μη περιστροφική δίνη, δηλαδή:

$$u = \frac{C}{r}, \quad (3.83)$$

όπου C είναι μια σταθερά και r είναι η ακτίνα οποιασδήποτε γραμμής ροής. Δεδομένου ότι οι γραμμές ροής είναι ομόκεντροι κύκλοι, η r είναι ακόμη ένα μέτρο της απόστασης κατά μήκος του AO από το A στο O . Εάν R_1 είναι η ακτίνα της γραμμής ροής στο A , τότε $C = u_1 R_1$. Η παροχή q σε ολόκληρο το AO δίνεται από:

$$q = u_1 y_1 = \int_{R_1}^R u dr = u_1 R_1 \int_{R_1}^R r^{-1} dr = u_1 R_1 \log \frac{R}{R_1},$$

δηλαδή $\frac{y_1}{R_1} = \log \frac{R}{R_1}$

και $\frac{y_1}{R} = \frac{R_1}{R} \log \frac{R}{R_1}$. (3.84)

Δεδομένου ότι τα y_1 και R είναι γνωστά εκ των προτέρων, η R_1 μπορεί να ληφθεί με δοκιμή από αυτήν την εξίσωση. Λαμβάνοντας υπόψη το R_1/R , παίρνουμε το p_0 , την πίεση στο O , από τη συνθήκη:

$$p_0 + \frac{1}{2} \rho u_0^2 = \frac{1}{2} \rho u_1^2,$$

δηλαδή

$$\frac{p_0}{\frac{1}{2} \rho u_1^2} = 1 - \left(\frac{u_0}{u_1} \right)^2 = 1 - \left(\frac{R_1}{R} \right)^2, \quad (3.85)$$

υποθέτοντας καμία αποτόνωση ενέργειας μεταξύ των A και O , η υπόθεση αυτή εμφανίζεται να πιστοποιείται από το πείραμα.

Αυτή η σελίδα είναι σκόπιμα λευκή.

ΜΕΤΑΒΑΤΙΚΑ ΦΑΙΝΟΜΕΝΑ ΑΝΟΙΚΤΩΝ ΑΓΩΓΩΝ**4.1 ΕΙΣΑΓΩΓΗ**

Σε αυτό το κεφάλαιο θα εξετάσουμε το μεταβατικό φαινόμενο που εμφανίζεται σε έναν ανοικτό αγωγό κατά το κλείσιμο του επίπεδου θυροφράγματος οξείας αιχμής, βασιζόμενοι σε υπολογιστικά αποτελέσματα. Κατά το κλείσιμο του θυροφράγματος δημιουργούνται κύματα τα οποία ταξιδεύουν στον ανοικτό αγωγό και ανακλώνται σε ένα βαθμό όταν φτάνουν στα άκρα του. Επίσης, είναι δυνατό να έχουμε σύζευξη κυμάτων (wave coupling). Το φαινόμενο συνεχίζεται και μετά το πλήρες κλείσιμο του θυροφράγματος. Συγκεκριμένα θα εξετάσουμε δύο περιπτώσεις: (1^η) Μεταβατικό φαινόμενο σε ανοικτό αγωγό με ανάντη δεξαμενή σταθερής στάθμης (constant-level pool) και κατάντη θυρόφραγμα, για διάφορα αρχικά βάθη ροής και αρχικές παροχές. (2^η) Μεταβατικό φαινόμενο σε ανοικτό αγωγό με ανάντη θυρόφραγμα ή ρυθμιστικά πτερύγια στροβίλου με τον ίδιο νόμο κλεισίματος και κατάντη εκχειλιστή ελεύθερης υπερχειλίσης, για διάφορες πλευρικές κλίσεις του ανοικτού αγωγού και αρχικές παροχές. Πριν προχωρήσουμε στην αναλυτική περιγραφή των δύο περιπτώσεων σκόπιμο είναι να περιγράψουμε το πρόγραμμα που χρησιμοποιήσαμε, αναφερόμενοι παράλληλα και στις παραλλαγές του ανά περίπτωση (βλέπε Παράρτημα).

4.2 ΧΡΗΣΙΜΟΠΟΙΗΘΕΝ ΠΡΟΓΡΑΜΜΑ

Το πρόγραμμα που χρησιμοποιήθηκε βασίζεται στη θεωρία του 3^{ου} κεφαλαίου και περιγράφεται ως εξής:

1. Καθορίζουμε τα γεωμετρικά χαρακτηριστικά του ανοικτού αγωγού και τον αριθμό των τμημάτων (N) που χωρίζεται, την αρχική παροχή, το ύψος του εκχειλιστή ελεύθερης υπερχειλίσης, καθώς και το χρόνο μελέτης του φαινομένου.
2. Καθορίζουμε το αρχικό βάθος ροής είτε άμεσα (1^η περίπτωση), είτε μέσω των εξισώσεων (3.65), (3.67), (3.75) για εκχειλιστή ελεύθερης υπερχειλίσης (2^η περίπτωση) εφαρμόζοντας την αριθμητική μέθοδο Newton-Raphson.
3. Γνωρίζοντας τα γεωμετρικά χαρακτηριστικά της εγκάρσιας υγρής διατομής του ανοικτού αγωγού, υπολογίζουμε το εμβαδόν της και κατόπιν την αρχική ταχύτητα. Σε $N + 1$ θέσεις μνήμης ($N + 1$ κόμβοι) αποθηκεύουμε τα μεγέθη βάθος και ταχύτητα.
4. Υπολογίζουμε το πλάτος της ελεύθερης επιφάνειας και τη βρεχόμενη περίμετρο, ώστε να υπολογίσουμε την υδραυλική ακτίνα. Η τελευταία χρησιμοποιείται στον υπολογισμό της κλίσης του ανοικτού αγωγού από τον

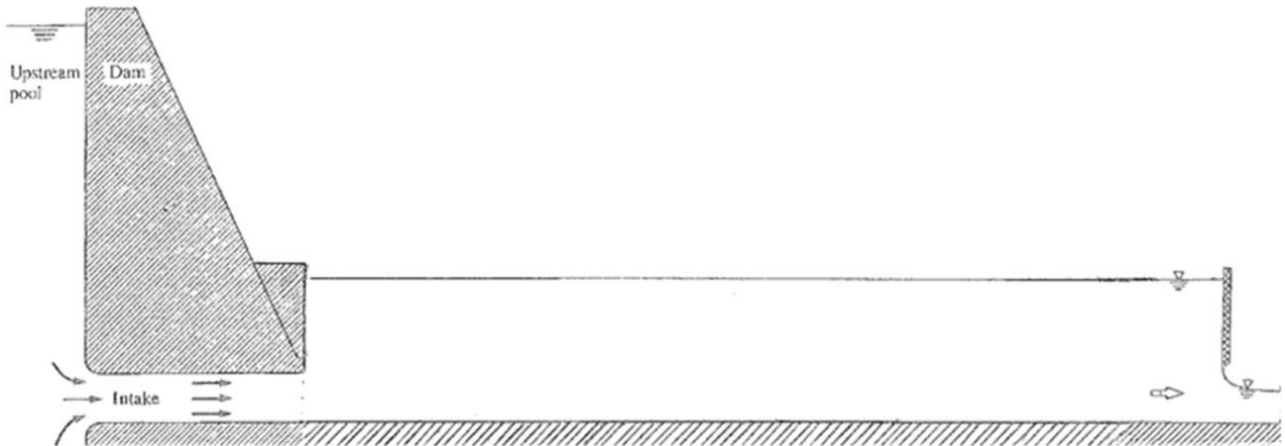
τύπο του Manning (2.48) για ομοιόμορφη ροή, ενώ το πλάτος της ελεύθερης επιφάνειας μαζί με το εμβαδό της βρεχόμενης εγκάρσιας διατομής χρησιμοποιούνται στον υπολογισμό της ταχύτητας μετάδοσης του κύματος αβαθούς ύδατος, εξίσωση (3.30). Γνωρίζοντας την ταχύτητα μετάδοσης κύματος c υπολογίζουμε το χρονικό βήμα ($dt = \frac{dx}{(V_0 + c)}$, όπου $dx = \frac{L}{N}$, V_0 :

η αρχική ταχύτητα). Σημειώνουμε $t = 0$.

5. Σημειώνουμε $t = t + dt$. Υπολογίζουμε το βάθος και την ταχύτητα στο ανάντη και κατάντη άκρο του ανοικτού αγωγού, χρησιμοποιώντας τις οριακές συνθήκες που επικρατούν και τις εξισώσεις (3.39) έως (3.43) (ίσως χρειαστεί να εφαρμόσουμε την αριθμητική μέθοδο Newton-Raphson). Ο υπολογισμός των τιμών των μεγεθών: εμβαδόν εγκάρσιας υγρής διατομής, πλάτος ελεύθερης επιφάνειας, ταχύτητα μετάδοσης του κύματος αβαθούς ύδατος και κλίση ενέργειας, που απαρτίζουν αυτές τις εξισώσεις, γίνεται χρησιμοποιώντας τις τιμές του βάθους και της ταχύτητας του διπλανού κόμβου από το αμέσως προηγούμενο χρονικό βήμα.
6. Υπολογίζουμε την ταχύτητα και το βάθος στους εσωτερικούς κόμβους από τις εξισώσεις (3.50) και (3.51), έχοντας ως δεδομένα τα αντίστοιχα βάθη και ταχύτητες του προηγούμενου χρονικού βήματος, ώστε με αυτά τα δεδομένα να υπολογίσουμε τις τιμές των μεγεθών που απαρτίζουν αυτές τις εξισώσεις.
7. Ελέγχουμε την ευστάθεια της μεθόδου, χρησιμοποιώντας τη συνθήκη ευστάθειας Courant. Εάν ικανοποιείται, τότε αποθηκεύουμε σε $N + 1$ θέσεις μνήμης ($N + 1$ κόμβοι) τα υπολογισθέντα βάθη και ταχύτητες για το παρόν χρονικό βήμα, διαφορετικά σημειώνουμε $t = t - dt$ και υπολογίζουμε εκ νέου το χρονικό βήμα για κάθε κόμβο επιλέγοντας, το μικρότερο.
8. Εάν ο χρόνος μελέτης του φαινομένου δεν έχει ολοκληρωθεί γυρίζουμε στο βήμα 5.

4.3 ΜΕΤΑΒΑΤΙΚΟ ΦΑΙΝΟΜΕΝΟ ΣΕ ΑΝΟΙΚΤΟ ΑΓΩΓΟ ΜΕ ΑΝΑΝΤΗ ΔΕΞΑΜΕΝΗ ΣΤΑΘΕΡΗΣ ΣΤΑΘΜΗΣ ΚΑΙ ΚΑΤΑΝΤΗ ΕΠΙΠΕΔΟ ΘΥΡΟΦΡΑΓΜΑ (1^Η ΠΕΡΙΠΤΩΣΗ)

Σε ανοικτό αγωγό τραπεζοειδούς διατομής πλευρικής κλίσης $s = 2$, με πλάτος πυθμένα $B_o = 4m$ και μήκους $L = 100m$, ανάντη του οποίου υπάρχει δεξαμενή σταθερής στάθμης και κατάντη αυτού επίπεδο θυρόφραγμα, διαρρέεται αρχικά από νερό, που σχηματίζει μόνιμη ομοιόμορφη υποκρίσιμη ροή. Για δεδομένο βάθος ροής και δεδομένη αρχική παροχή ($Q_0 = 10m^3/sec$ ή $Q_0 = 12m^3/sec$) ρυθμίζουμε την κλίση του ανοικτού αγωγού ως προς την οριζόντιο με βάση τον τύπο Manning (2.48), ώστε η αρχική ροή στον ανοικτό αγωγό να είναι ομοιόμορφη ($S_f = S_o$). Η ρύθμιση της κλίσεως γίνεται για υπολογιστικούς λόγους, αφού η υψομετρική διαφορά από το ένα άκρο του ανοικτού αγωγού στο άλλο είναι ελάχιστη συγκριτικά με τα υπόλοιπα γεωμετρικά μεγέθη του ανοικτού αγωγού και το βάθος ροής. Έτσι, ο ανοικτός αγωγός σε κάθε περίπτωση θεωρείται σχεδόν οριζόντιος. Ο ανοικτός αγωγός είναι από σκυρόδεμα με συντελεστή Manning $n = 0.013$. Μία άποψη της διάταξης φαίνεται στο Σχήμα 4.1.



Σχήμα 4.1: Διάταξη: δεξαμενή – ανοικτός αγωγός – θυρόφραγμα.

Για τη συγκεκριμένη διάταξη ισχύουν οι παραδοχές της ενότητας 3.3. Ο ανοικτός αγωγός και το θυρόφραγμα θεωρούνται πλήρως ανελαστικά, κάτι που βρίσκεται πολύ κοντά στην πραγματικότητα. Οι απώλειες και το ύψος ταχύτητας στην είσοδο του ανοικτού αγωγού υποτίθεται ότι είναι αμελητέα και παραλείπονται, οπότε το βάθος ροής στο ανάντη άκρο του ανοικτού αγωγού παραμένει σταθερό κατά τη διάρκεια του φαινομένου. Ακόμη, το θυρόφραγμα είναι αρχικά, πλήρως ανοικτό χωρίς να αποτελεί μέρος του εμπόδιο στη ροή, ενώ οι απώλειες κατά το κλείσιμο του θεωρούνται αμελητέες.

Το θυρόφραγμα θεωρούμε ότι είτε κλείνει στιγμιαία, είτε ακολουθεί νόμο κλεισίματος σύμφωνα με τη σχέση (3.63):

$$Q = Q_0 \left(1 - \frac{t}{t_s}\right)^m,$$

όπου $m = 3.2$, Q_0 : η αρχική παροχή, t_s : ο χρόνος κλεισίματος, συγκρινόμενος με τον χαρακτηριστικό χρόνο t_c του ανοικτού αγωγού με βάση τις αρχικές συνθήκες της ροής, ο οποίος είναι ίσος με $t_c = \frac{2 \cdot L}{c}$, L : το μήκος του ανοικτού αγωγού, c : η

αρχική ταχύτητα μετάδοσης κύματος ($c = \sqrt{\frac{g \cdot A}{B}}$, g : η επιτάχυνση της βαρύτητας,

A : η υγρή εγκάρσια διατομή του ανοικτού αγωγού, B : το πλάτος ελεύθερης επιφάνειας). Τα κύματα που δημιουργούνται κατά το κλείσιμο του θυροφράγματος ανήκουν στην κατηγορία των κυμάτων αβαθούς ύδατος. Στην ίδια κατηγορία ανήκουν και τα κύματα μετά το πλήρες κλείσιμο του θυροφράγματος.

Έτσι, συνοψίζουμε:

Ανάντη άκρο

$$y = \text{σταθερό}$$

Κατάντη άκρο

$$Q = Q_0 \left(1 - \frac{t}{t_s}\right)^m, \text{ για } t < t_s$$

$$V(t) = 0 \text{ m/sec, για } t \geq t_s$$

Ακόμη, παραθέτουμε τους χρόνους κλεισίματος που προκύπτουν ως σταθερό ποσοστό του αρχικού χαρακτηριστικού χρόνου (με προσέγγιση πρώτου ακεραίου) του ανοικτού αγωγού, είτε για γρήγορο, είτε για αργό κλείσιμο.

Πίνακας 4.1: Χρόνοι γρήγορου και αργού κλεισίματος (1^η περίπτωση).

$y_d(m)$	$B(m)$	$A(m^2)$	$c(m/sec)$	$t_c(sec)$	(γρήγορο) $t_s(sec)$	(αργό) $t_s(sec)$
1	8	6	2.71	73.7	63	2000
2	12	16	3.62	55.3	47	1500
3	16	30	4.29	46.6	40	1265

Για κάθε υποπερίπτωση (απότομο, γρήγορο, αργό κλείσιμο) κατασκευάζουμε τα διαγράμματα «Βάθους – Χρόνου» και «Ταχύτητας – Χρόνου» σε τρία σημεία του ανοικτού αγωγού. Τα σημεία αυτά είναι οι κόμβοι στα άκρα και στο μέσο του ανοικτού αγωγού. Επίσης, κατασκευάζουμε τα διαγράμματα «Βάθους – Οριζόντιας Απόστασης (από το ανάντη άκρο)», «Ταχύτητας – Οριζόντιας Απόστασης», που ουσιαστικά αποτελούν στιγμιότυπα του βάθους και της ταχύτητας κατά μήκος του ανοικτού αγωγού.

ΔΕΞΑΜΕΝΗ ΣΤΑΘΕΡΗΣ ΣΤΑΘΜΗΣ – ΑΝΟΙΚΤΟΣ ΑΓΩΓΟΣ – ΘΥΡΟΦΡΑΓΜΑ

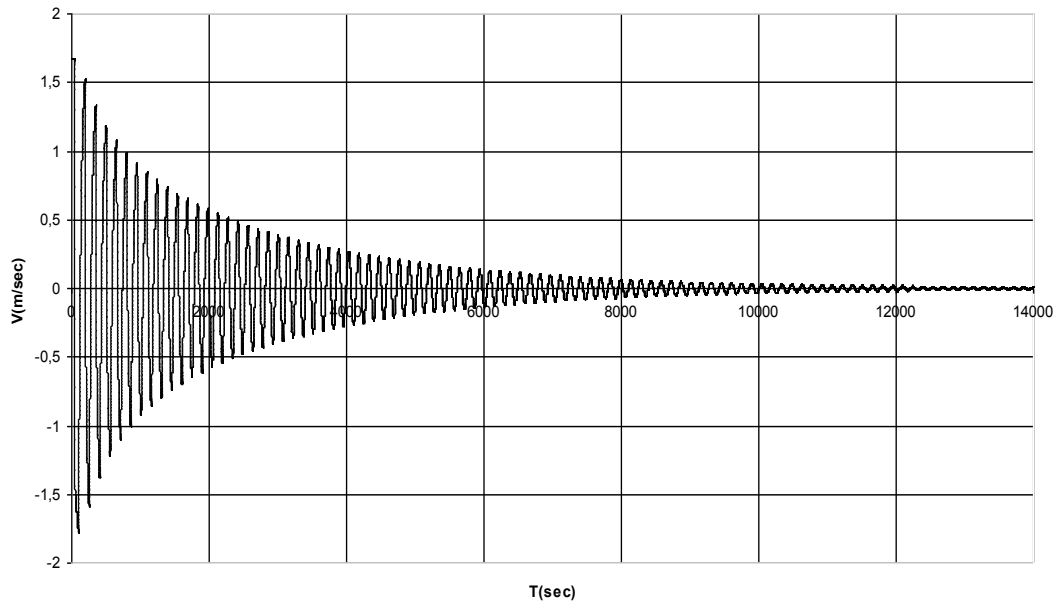
ΣΤΑΘΕΡΟ ΒΑΘΟΣ ΡΟΗΣ ΚΑΤΑ ΜΗΚΟΣ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ
ΧΡΗΣΙΜΟΠΟΙΕΙΤΑΙ ΩΣ ΑΡΧΙΚΗ ΣΥΝΘΗΚΗ

ΜΕΤΑΒΑΤΙΚΕΣ ΣΥΝΘΗΚΕΣ ΡΟΗΣ ΠΑΡΑΓΟΝΤΑΙ ΑΠΟ ΑΠΟΤΟΜΟ
ΚΛΕΙΣΙΜΟ ΤΟΥ ΚΑΤΑΝΤΗ ΘΥΡΟΦΡΑΓΜΑΤΟΣ

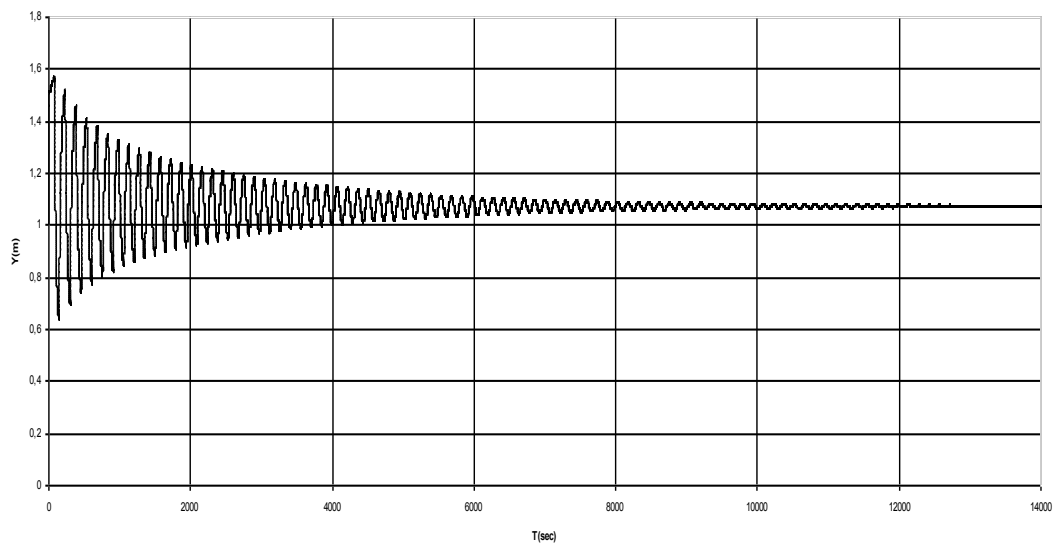
ΔΕΔΟΜΕΝΑ ΠΟΥ ΧΡΗΣΙΜΟΠΟΙΟΥΝΤΑΙ ΑΠΟ ΤΟ ΠΡΟΓΡΑΜΜΑ

ΑΡΧΙΚΗ ΠΑΡΟΧΗ $Q_0 (m^3 / sec)$	= 10
ΑΡΧΙΚΟ ΒΑΘΟΣ $y_d (m)$	= 1
ΣΥΝΤΕΛΕΣΤΗΣ MANNING n	= 0.013
ΠΛΑΤΟΣ ΠΥΘΜΕΝΑ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ $B_o (m)$	= 4
ΠΛΕΥΡΙΚΗ ΚΛΙΣΗ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ s s ΟΡΙΖΟΝΤΙΑ : 1 ΚΑΤΑΚΟΡΥΦΗ	= 2
ΜΗΚΟΣ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ $L(m)$	= 100
ΠΛΗΘΟΣ ΤΜΗΜΑΤΩΝ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ N	= 100
ΧΡΟΝΙΚΗ ΔΙΑΡΚΕΙΑ ΕΞΕΛΙΞΗΣ $T_{MAX} (sec)$	= 14000
ΕΠΙΤΑΧΥΝΣΗ ΤΗΣ ΒΑΡΥΤΗΤΑΣ $g(m/sec^2)$	= 9.81

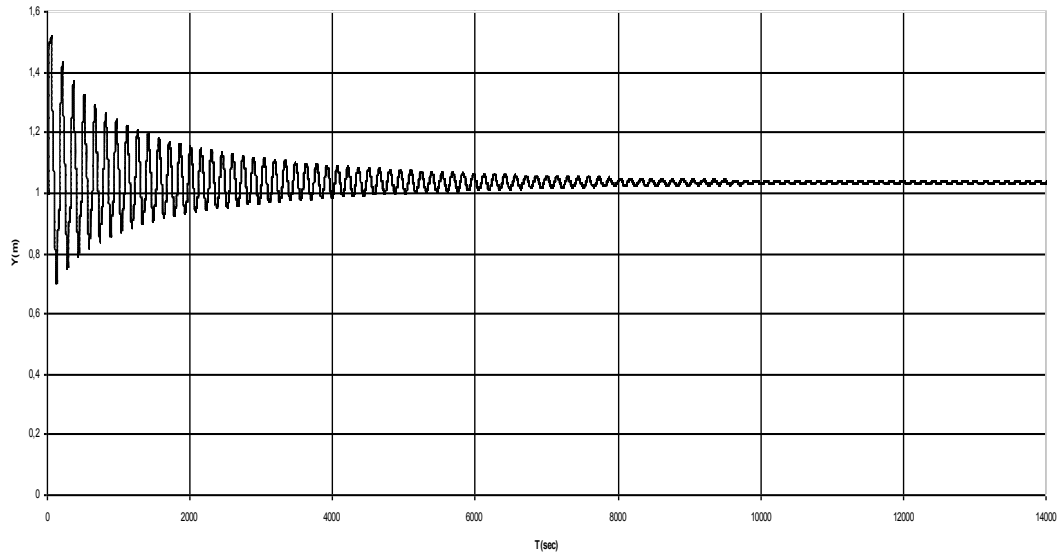
ΧΡΟΝΙΚΗ ΚΑΤΑΝΟΜΗ ΤΑΧΥΤΗΤΑΣ ΑΝΑΝΤΗ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ



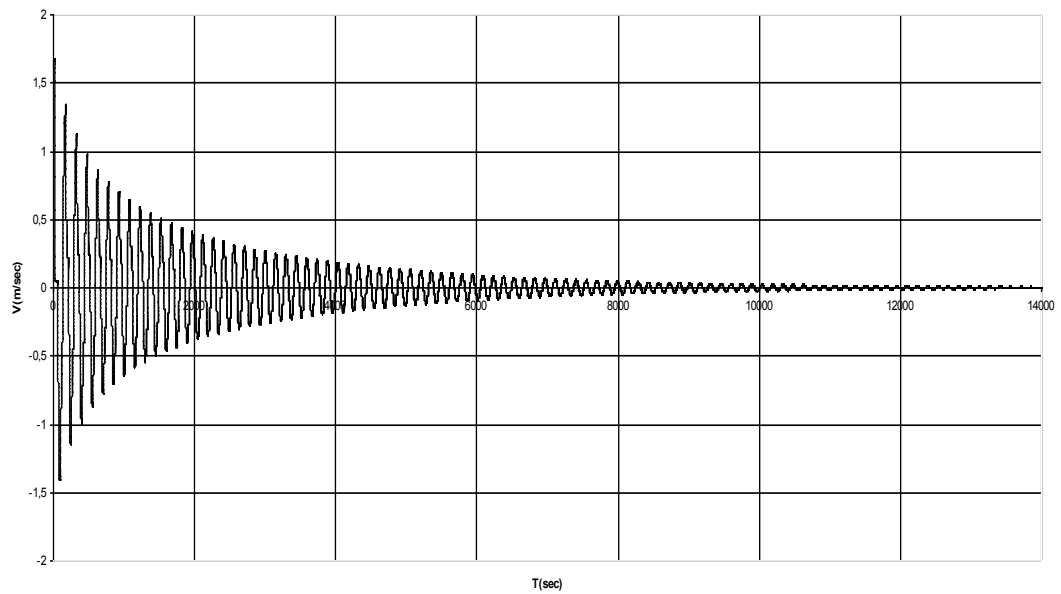
ΧΡΟΝΙΚΗ ΚΑΤΑΝΟΜΗ ΒΑΘΟΥΣ ΚΑΤΑΝΤΗ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ

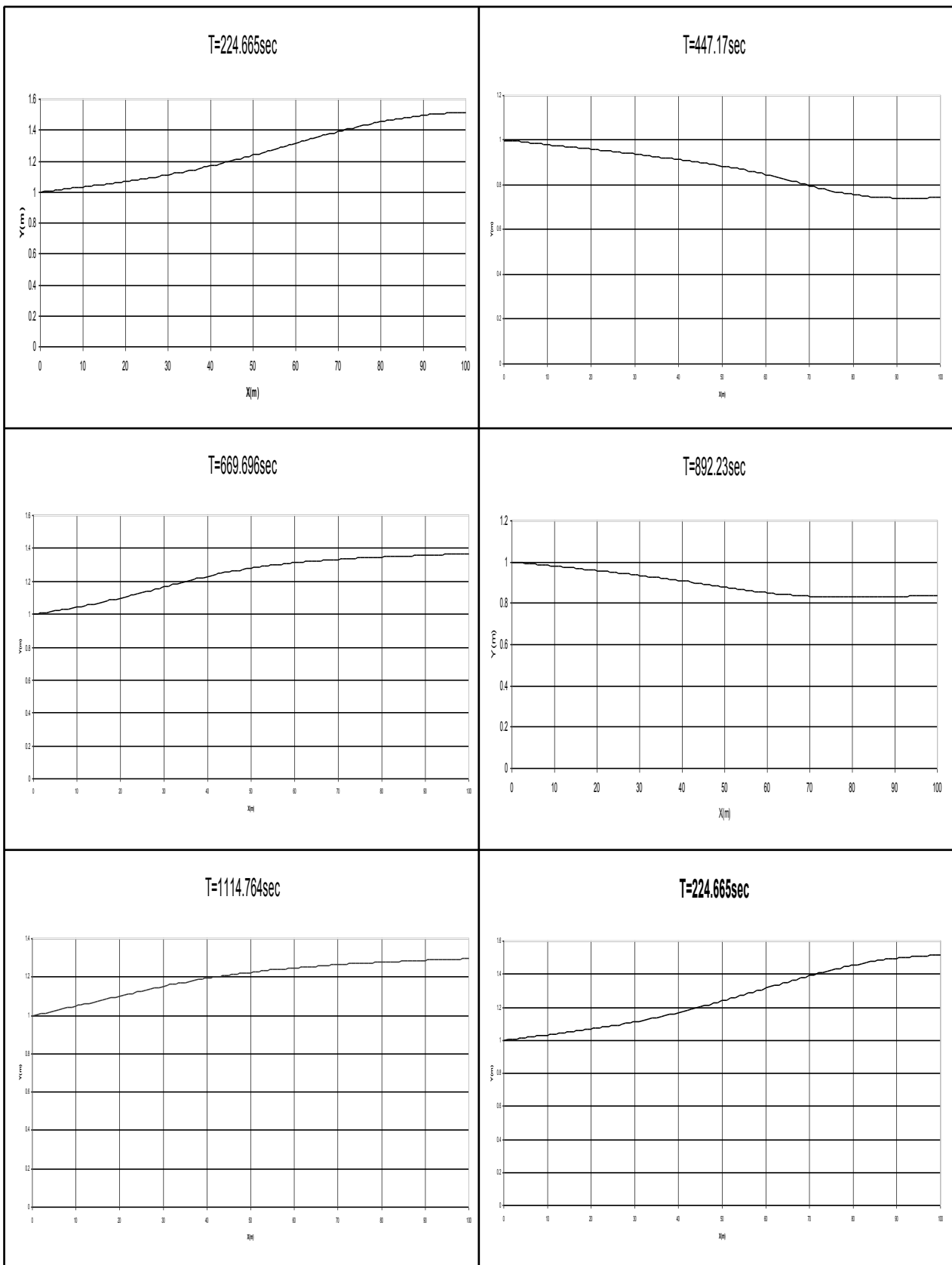


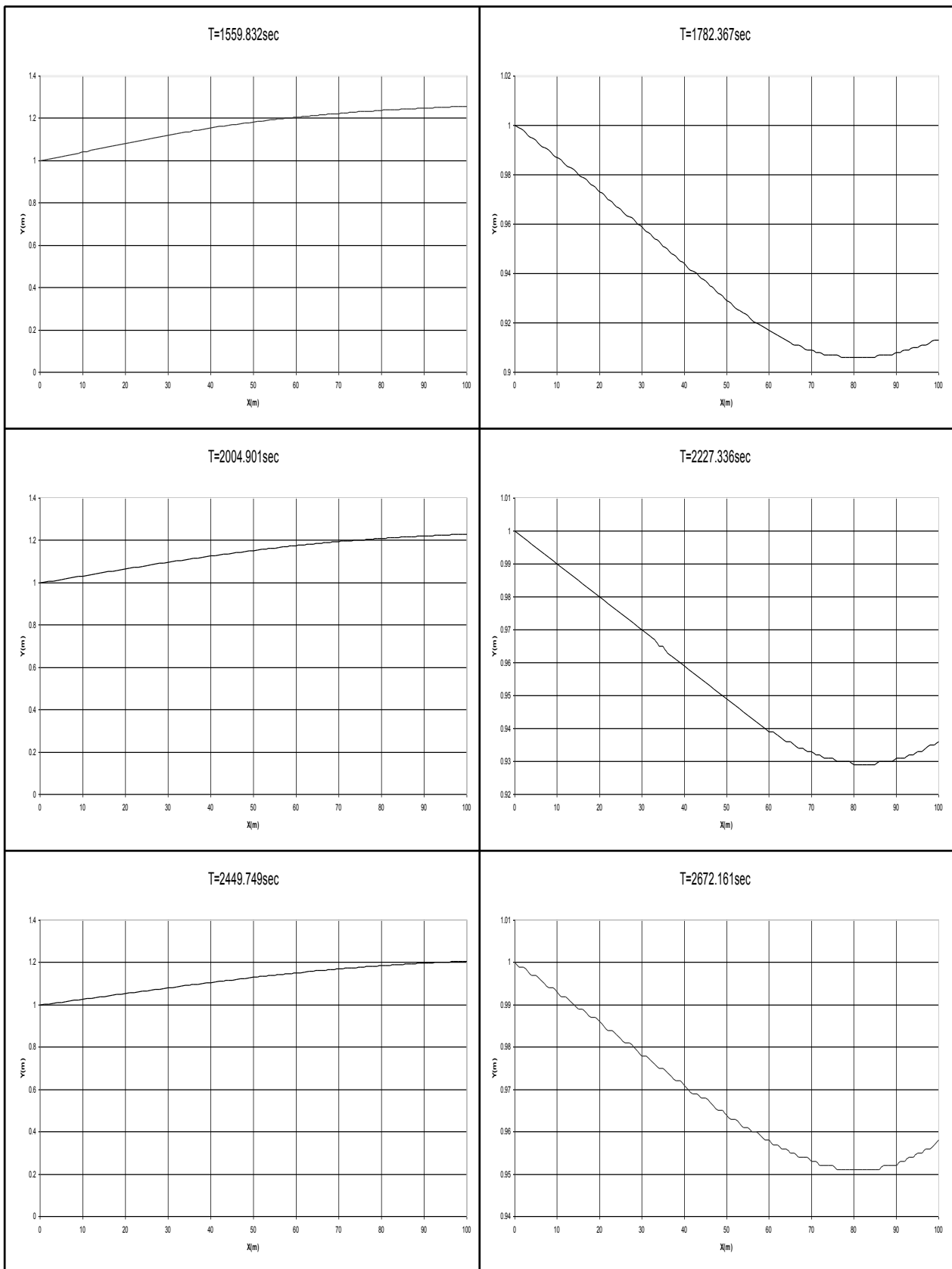
ΧΡΟΝΙΚΗ ΚΑΤΑΝΟΜΗ ΒΑΘΟΥΣ ΣΤΟ ΜΕΣΟ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ

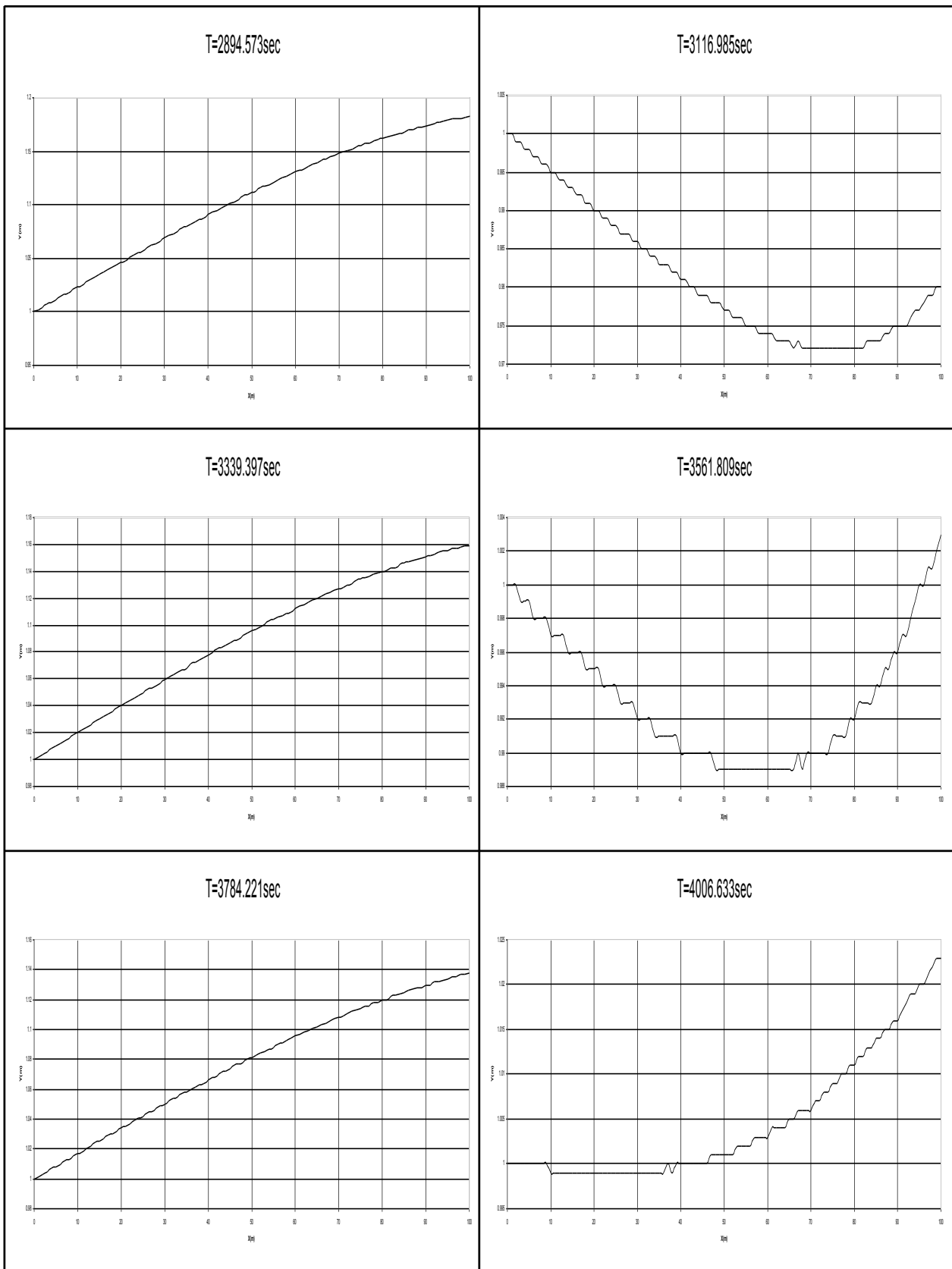


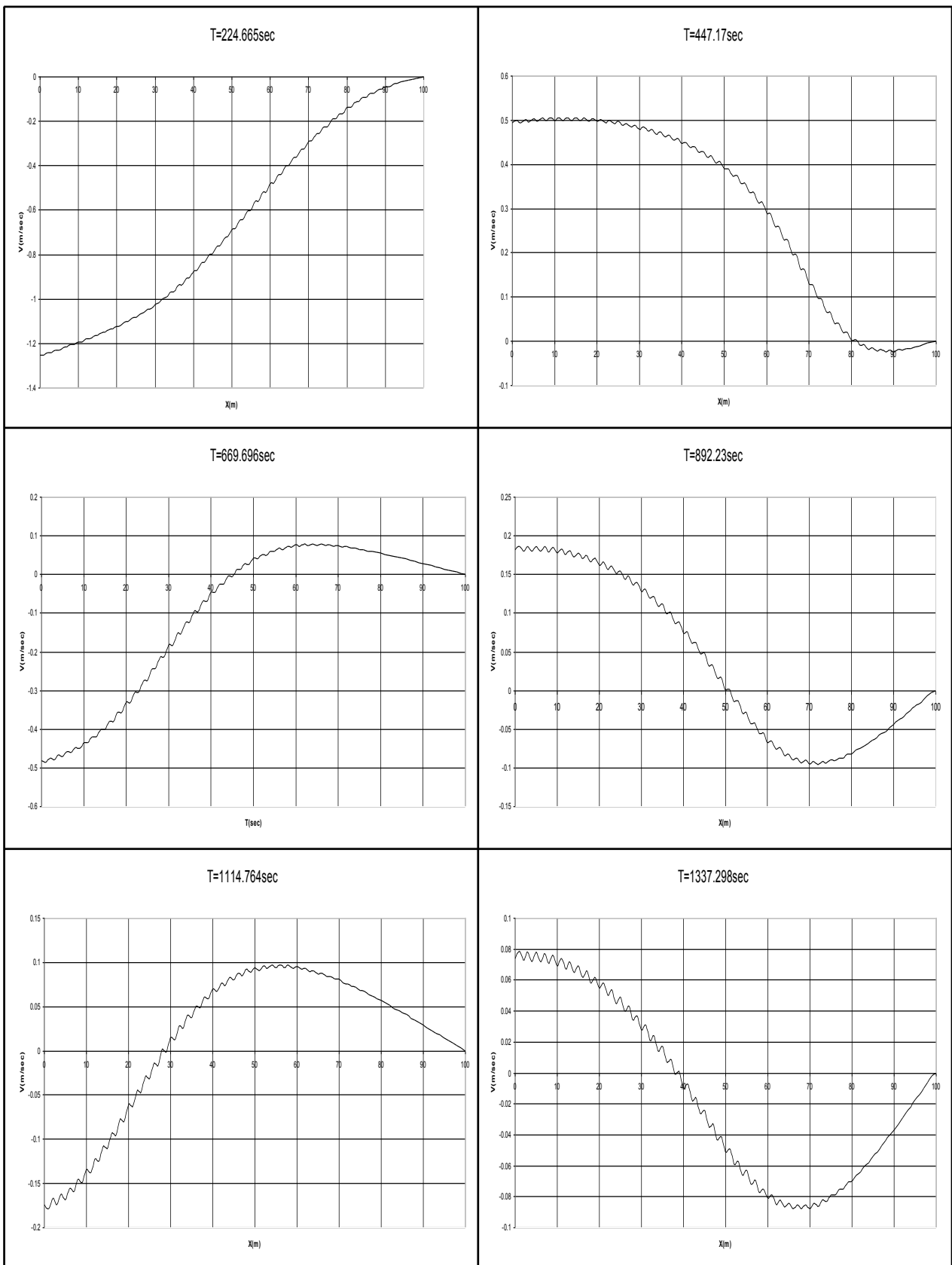
ΧΡΟΝΙΚΗ ΚΑΤΑΝΟΜΗ ΤΑΧΥΤΗΤΑΣ ΣΤΟ ΜΕΣΟ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ

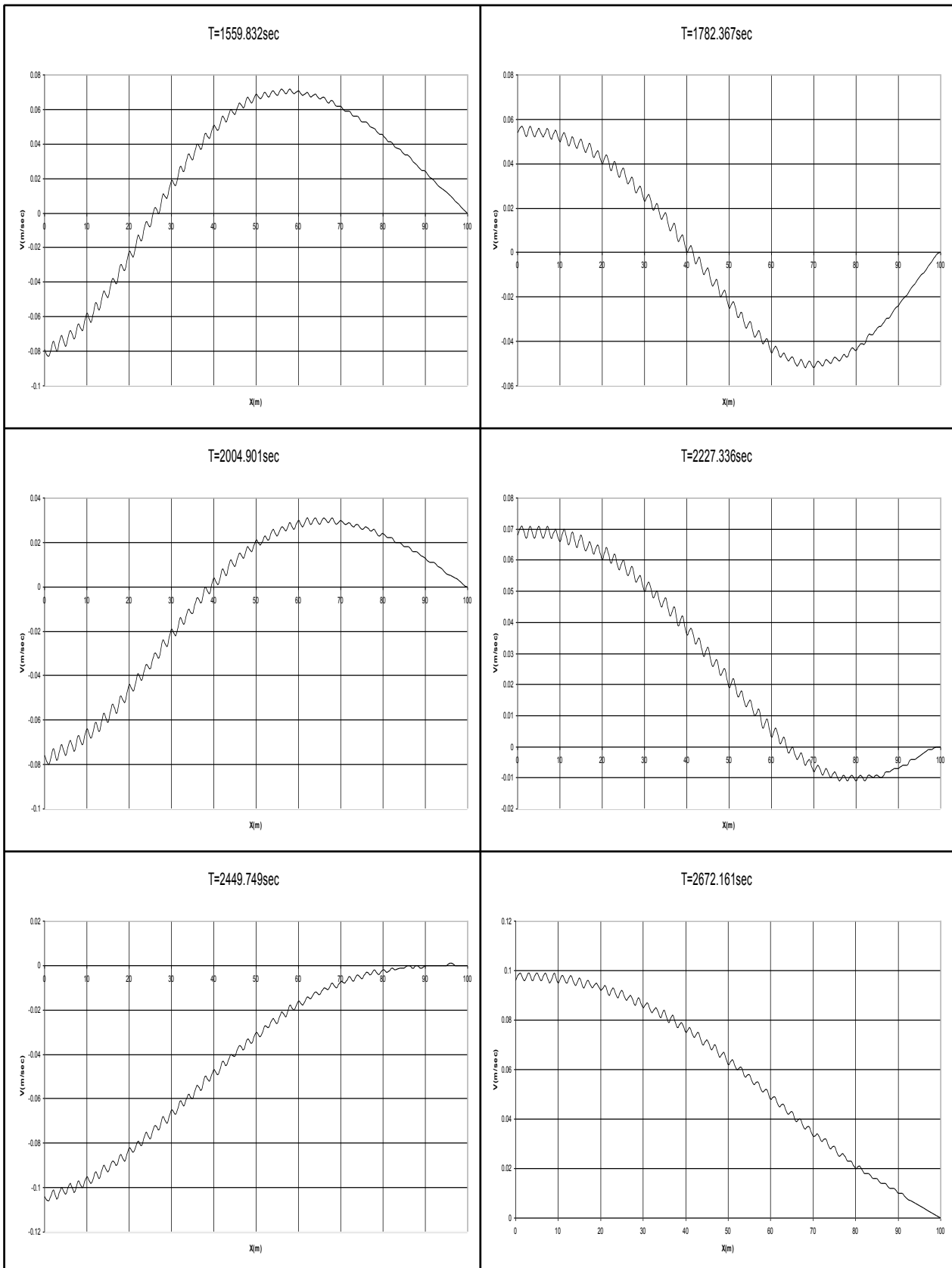


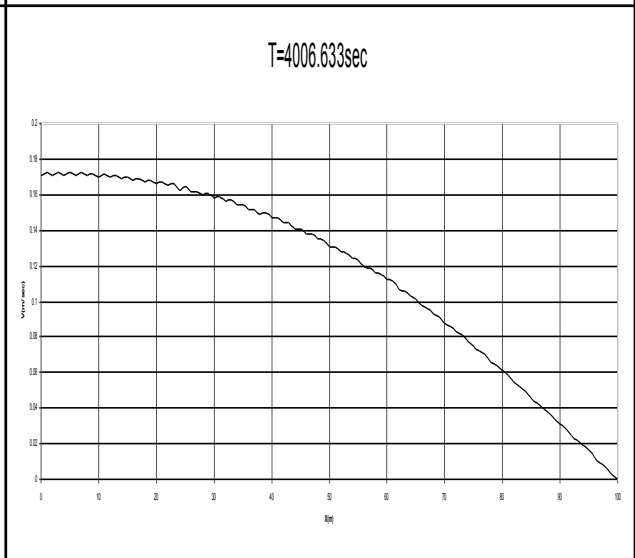
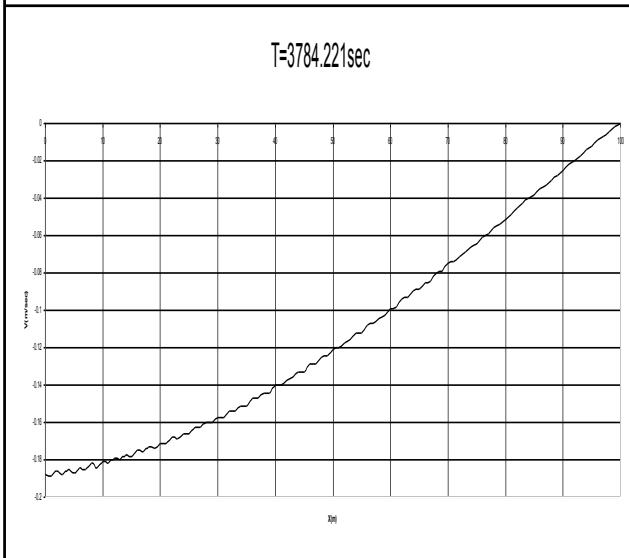
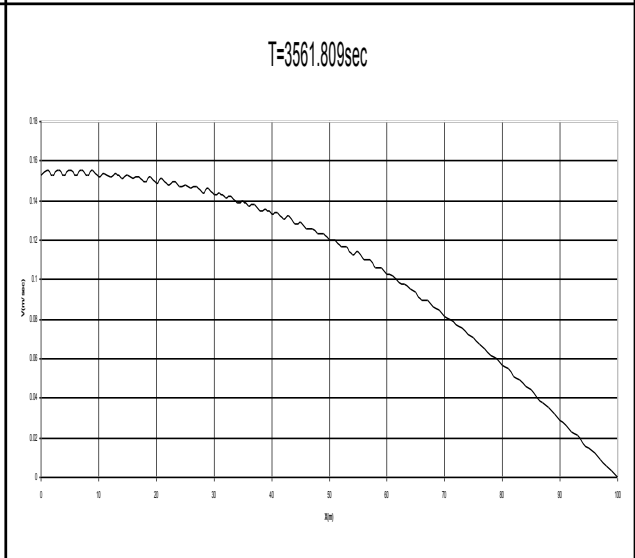
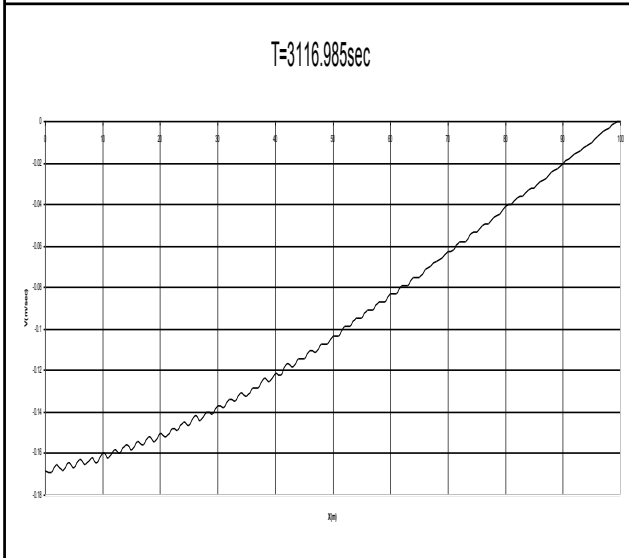
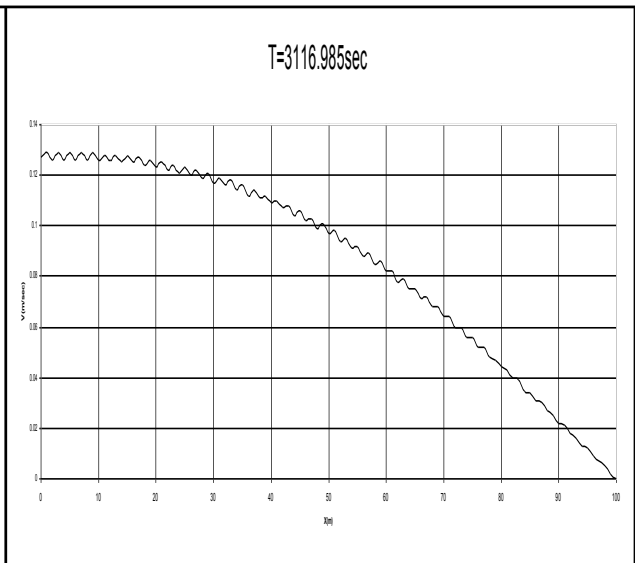
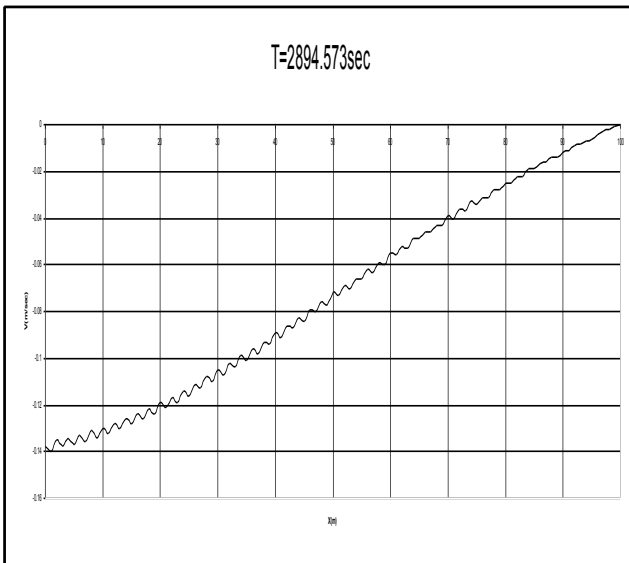












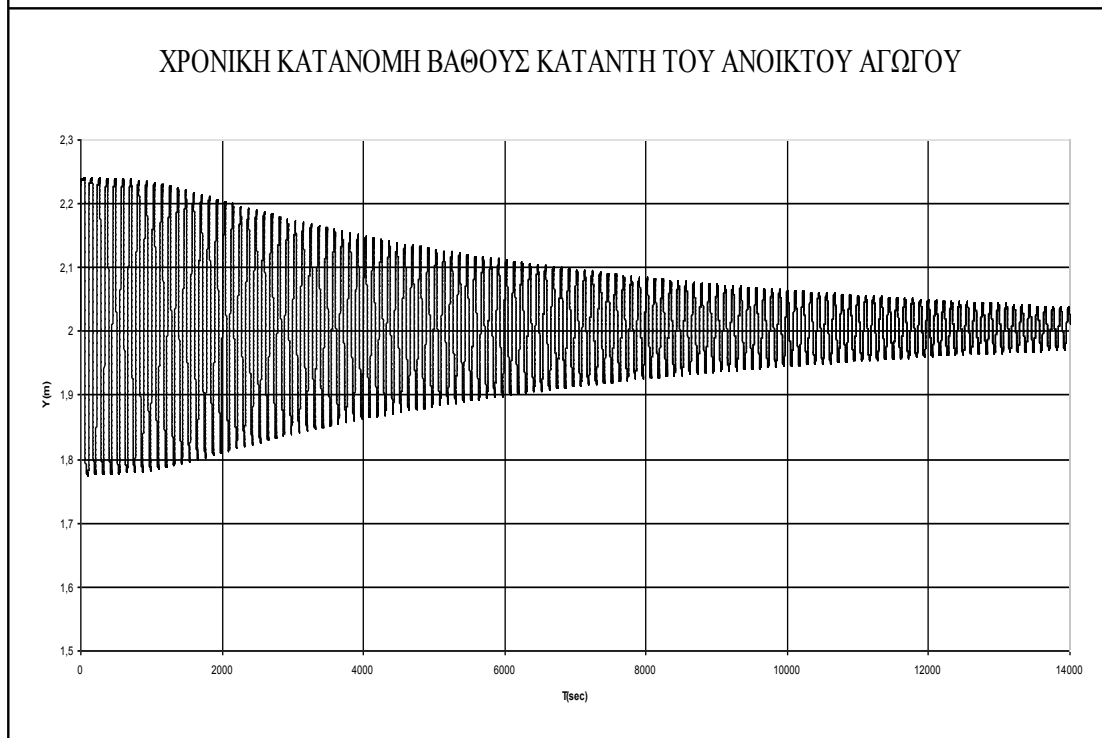
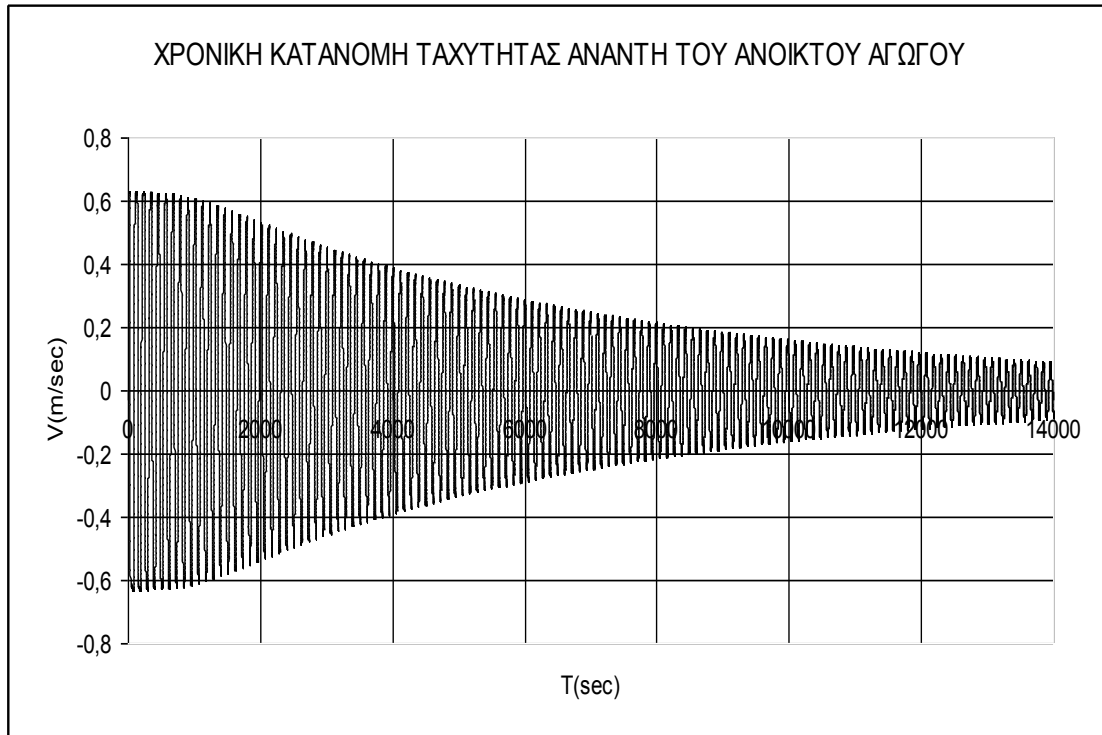
ΔΕΞΑΜΕΝΗ ΣΤΑΘΕΡΗΣ ΣΤΑΘΜΗΣ – ΑΝΟΙΚΤΟΣ ΑΓΩΓΟΣ – ΘΥΡΟΦΡΑΓΜΑ

ΣΤΑΘΕΡΟ ΒΑΘΟΣ ΡΟΗΣ ΚΑΤΑ ΜΗΚΟΣ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ
ΧΡΗΣΙΜΟΠΟΙΕΙΤΑΙ ΩΣ ΑΡΧΙΚΗ ΣΥΝΘΗΚΗ

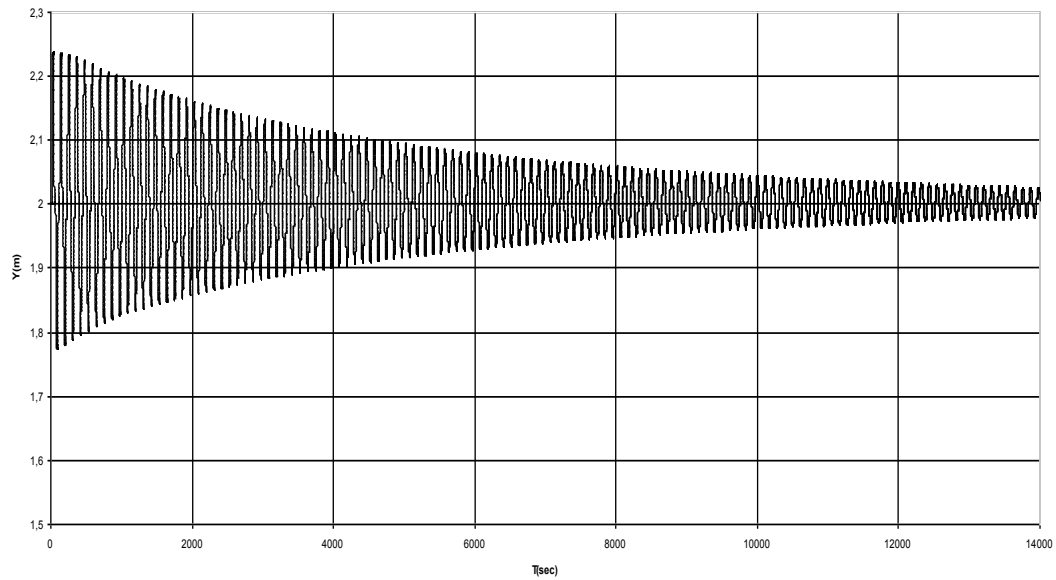
ΜΕΤΑΒΑΤΙΚΕΣ ΣΥΝΘΗΚΕΣ ΡΟΗΣ ΠΑΡΑΓΟΝΤΑΙ ΑΠΟ ΑΠΟΤΟΜΟ
ΚΛΕΙΣΙΜΟ ΤΟΥ ΚΑΤΑΝΤΗ ΘΥΡΟΦΡΑΓΜΑΤΟΣ

ΔΕΔΟΜΕΝΑ ΠΟΥ ΧΡΗΣΙΜΟΠΟΙΟΥΝΤΑΙ ΑΠΟ ΤΟ ΠΡΟΓΡΑΜΜΑ

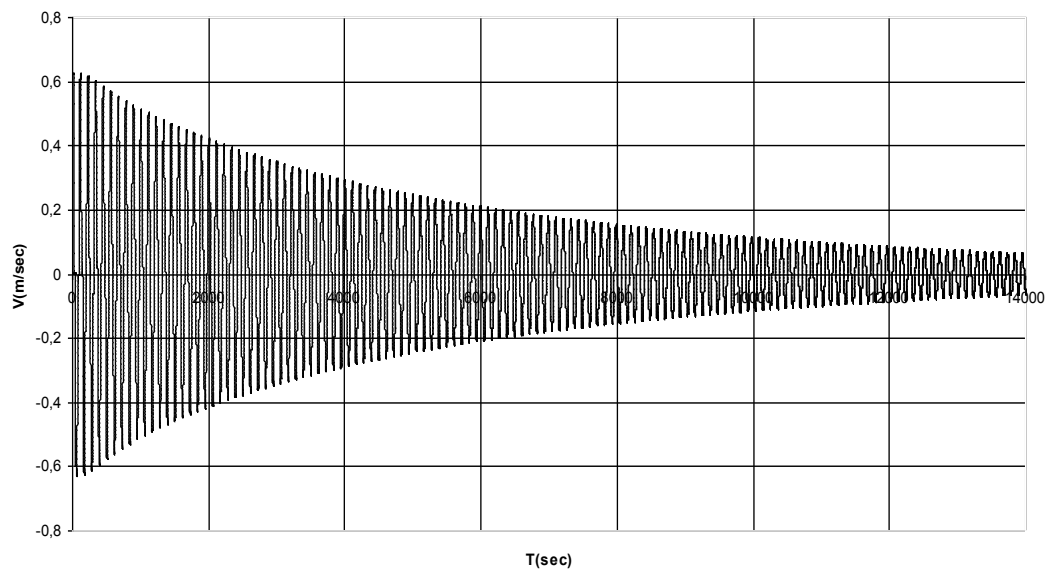
ΑΡΧΙΚΗ ΠΑΡΟΧΗ $Q_0 (m^3 / sec)$	= 10
ΑΡΧΙΚΟ ΒΑΘΟΣ $y_d (m)$	= 2
ΣΥΝΤΕΛΕΣΤΗΣ MANNING n	= 0.013
ΠΛΑΤΟΣ ΠΥΘΜΕΝΑ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ $B_o (m)$	= 4
ΠΛΕΥΡΙΚΗ ΚΛΙΣΗ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ s s ΟΡΙΖΟΝΤΙΑ : 1 ΚΑΤΑΚΟΡΥΦΗ	= 2
ΜΗΚΟΣ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ $L(m)$	= 100
ΠΛΗΘΟΣ ΤΜΗΜΑΤΩΝ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ N	= 100
ΧΡΟΝΙΚΗ ΔΙΑΡΚΕΙΑ ΕΞΕΛΙΞΗΣ $T_{MAX} (sec)$	= 14000
ΕΠΙΤΑΧΥΝΣΗ ΤΗΣ ΒΑΡΥΤΗΤΑΣ $g(m/sec^2)$	= 9.81

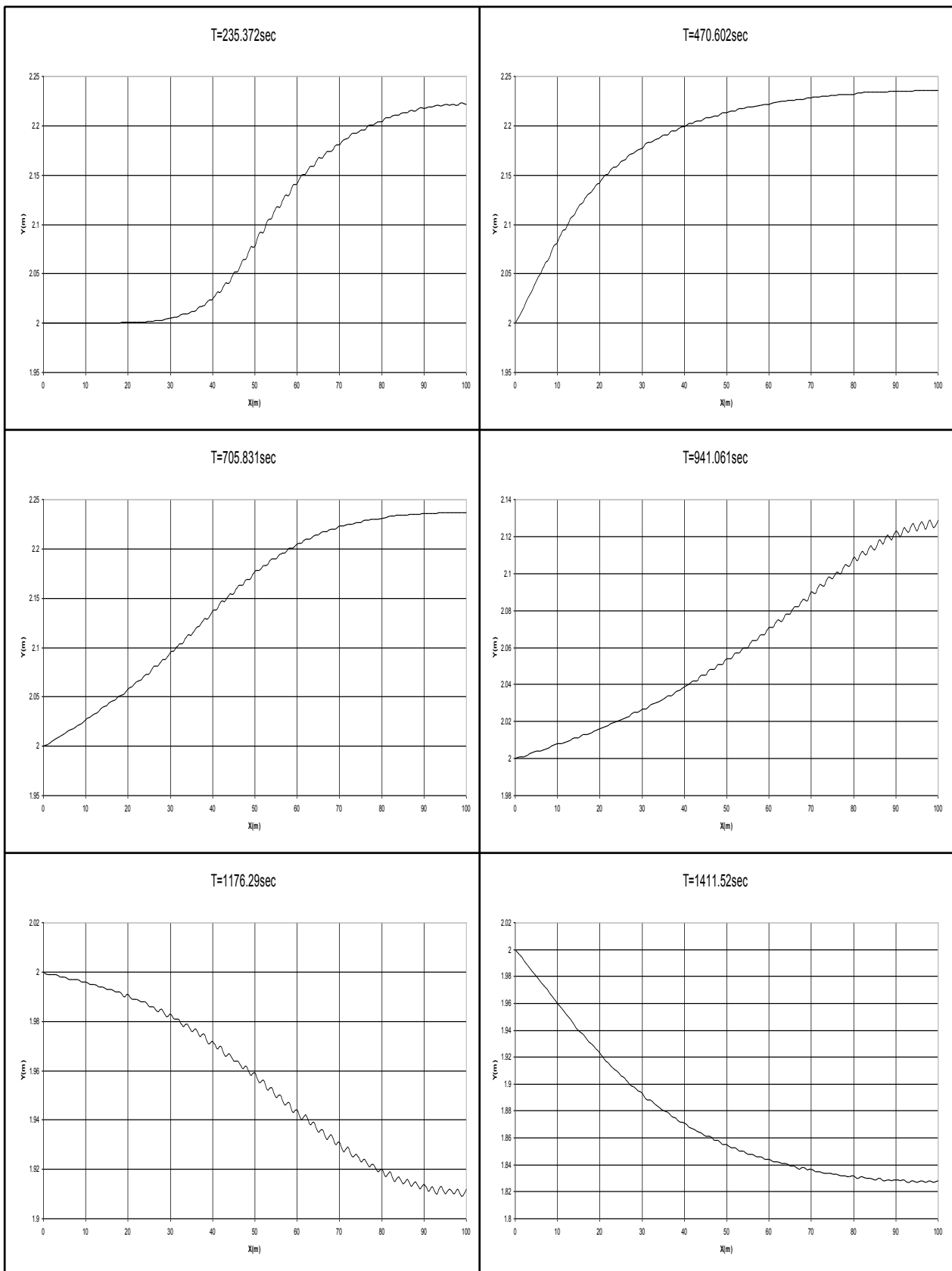


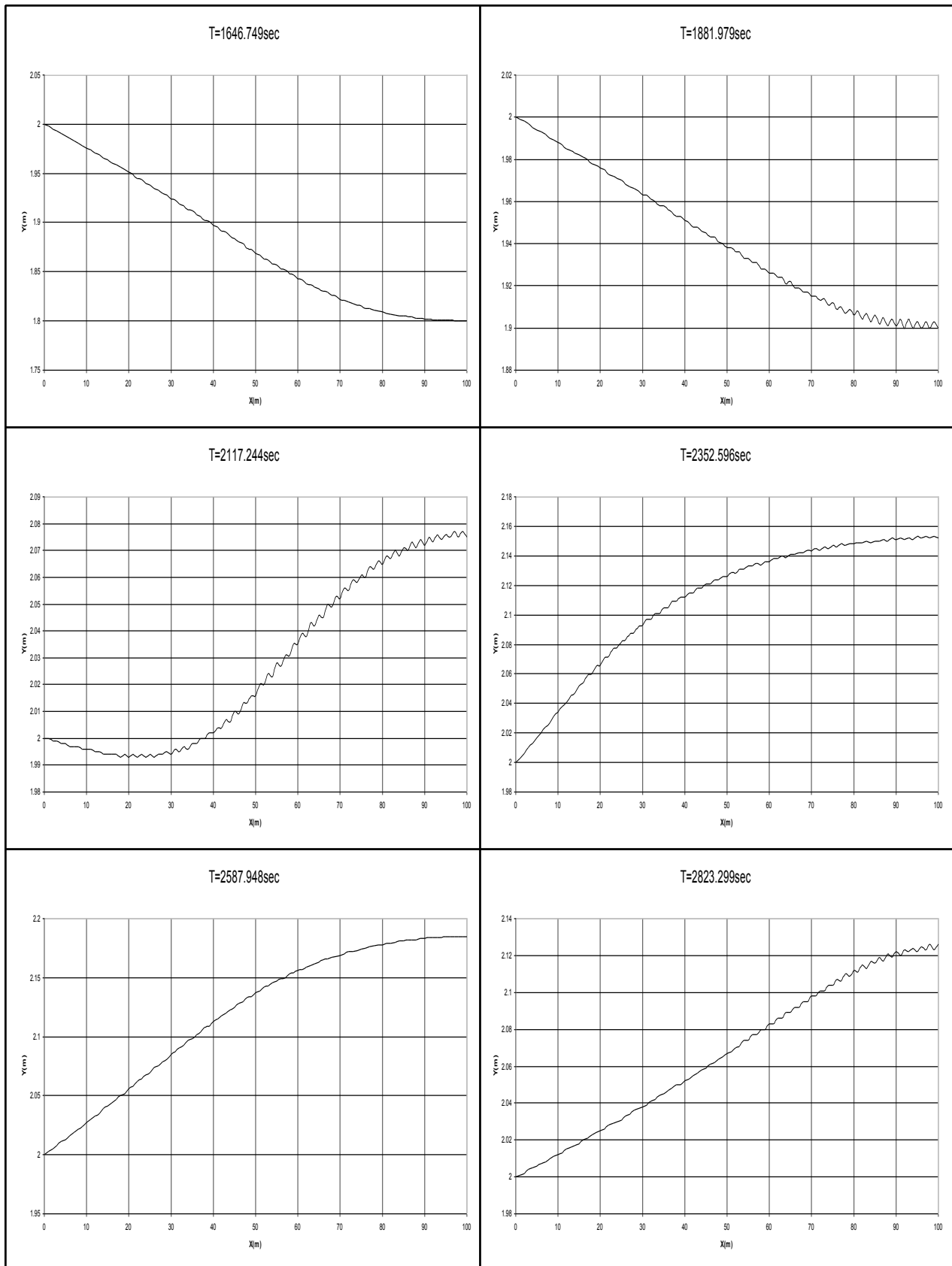
ΧΡΟΝΙΚΗ ΚΑΤΑΝΟΜΗ ΒΑΘΟΥΣ ΣΤΟ ΜΕΣΟ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ

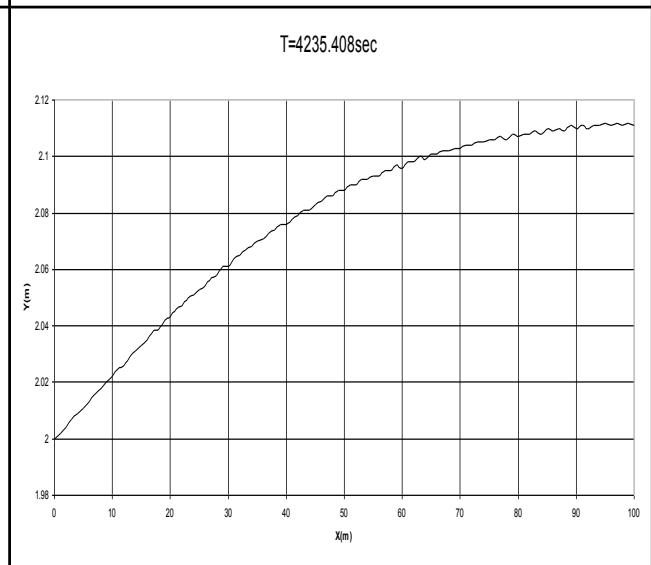
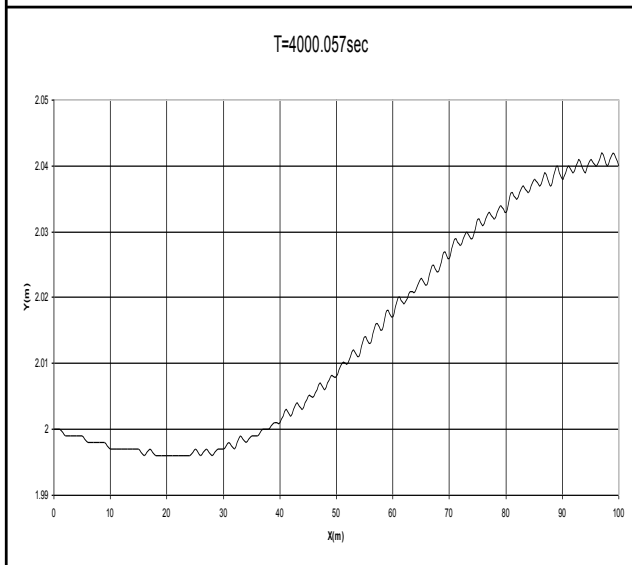
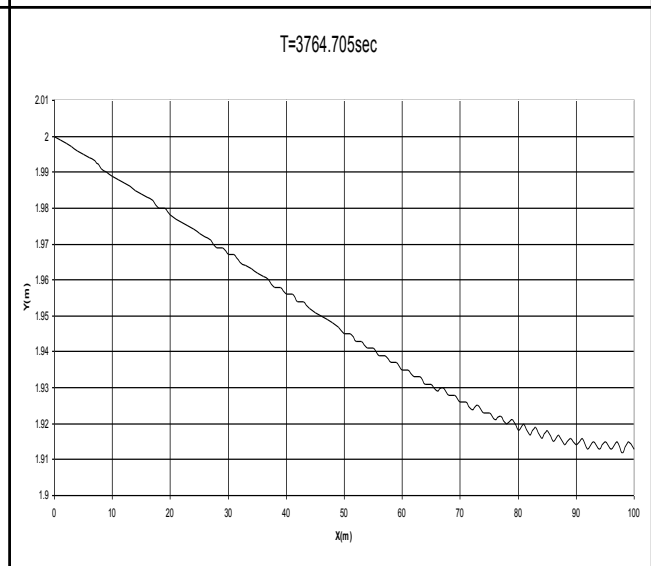
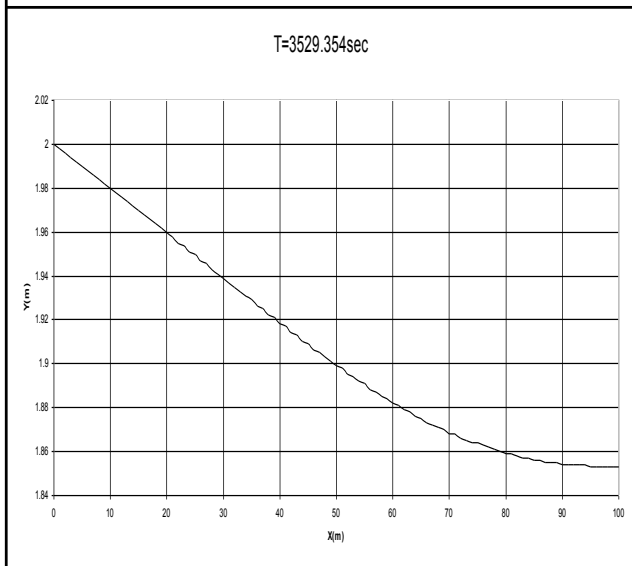
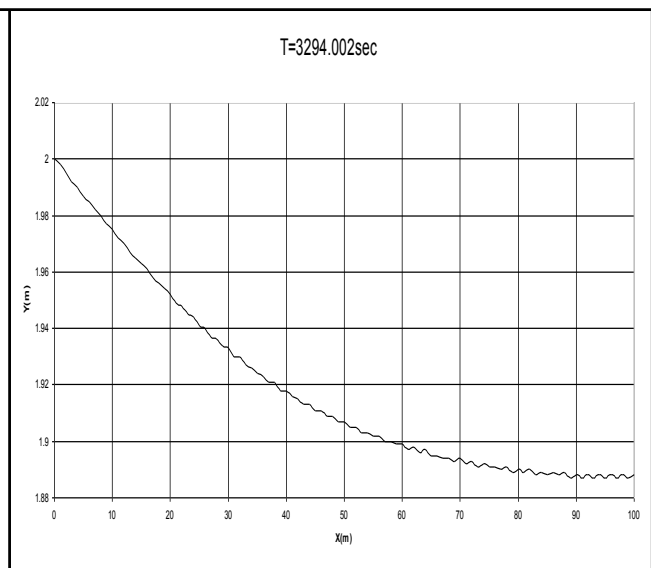
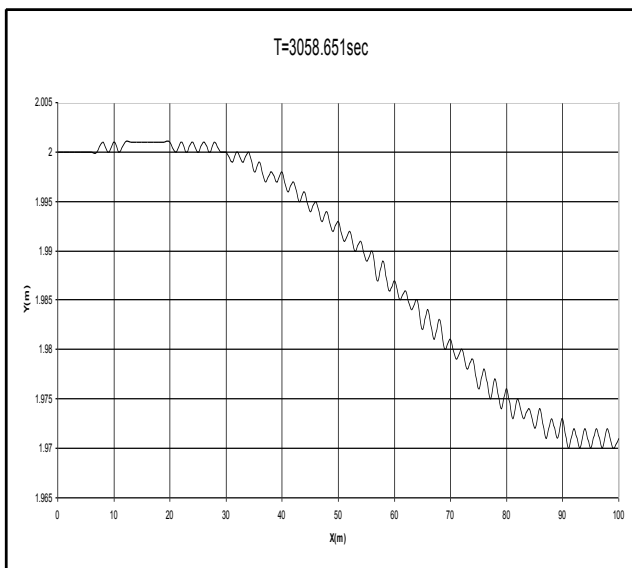


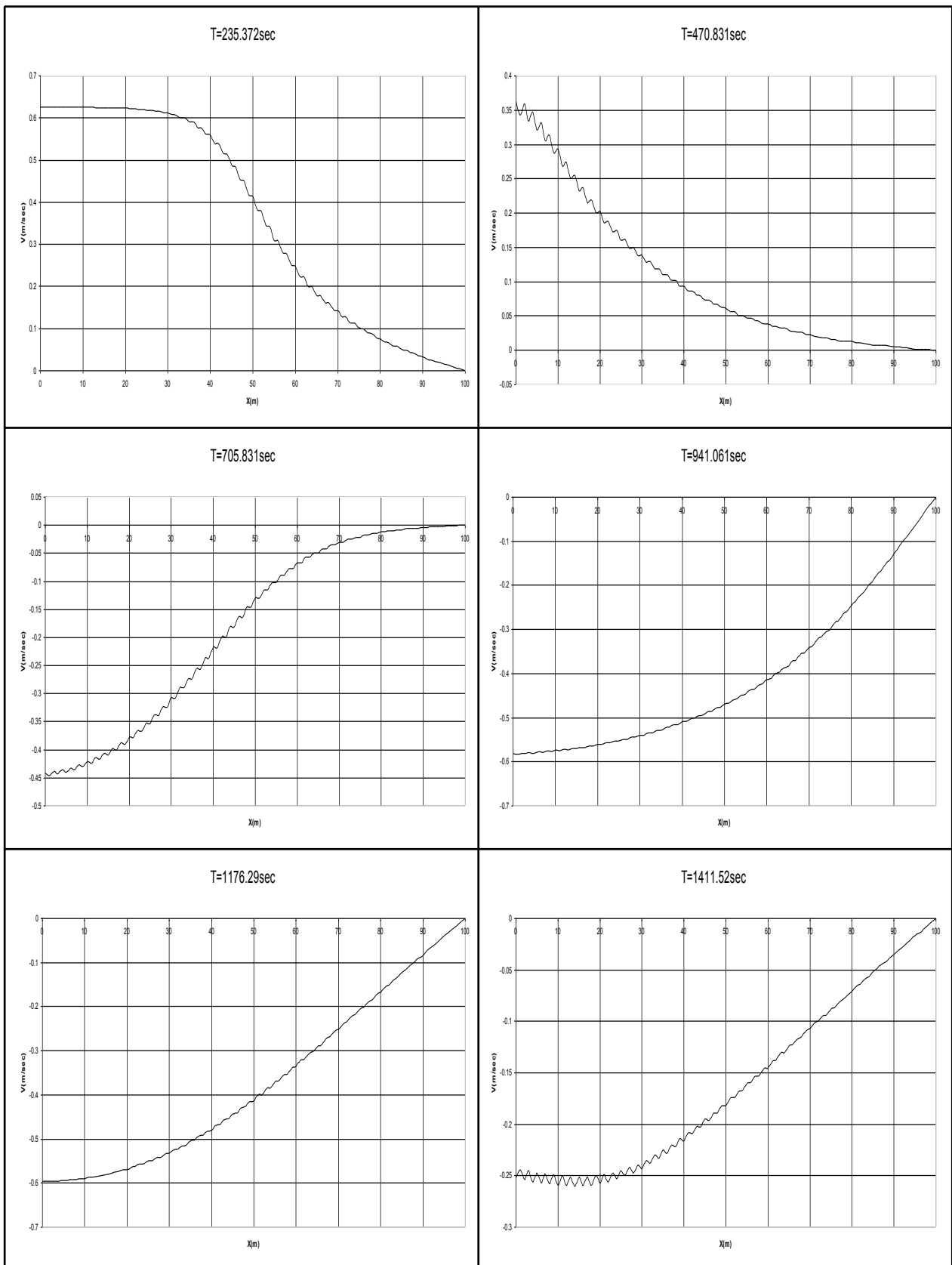
ΧΡΟΝΙΚΗ ΚΑΤΑΝΟΜΗ ΤΑΧΥΤΗΤΑΣ ΣΤΟ ΜΕΣΟ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ

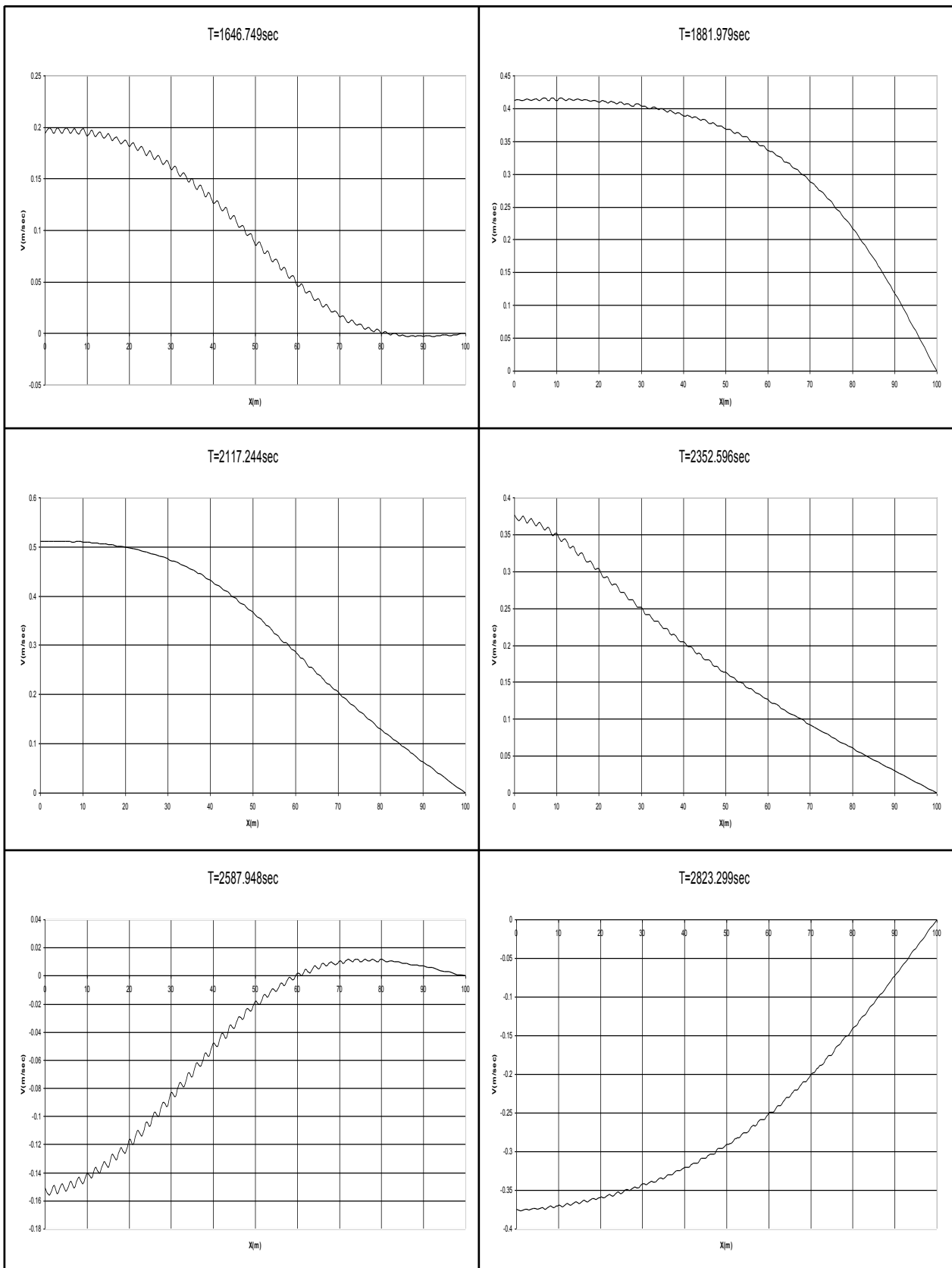


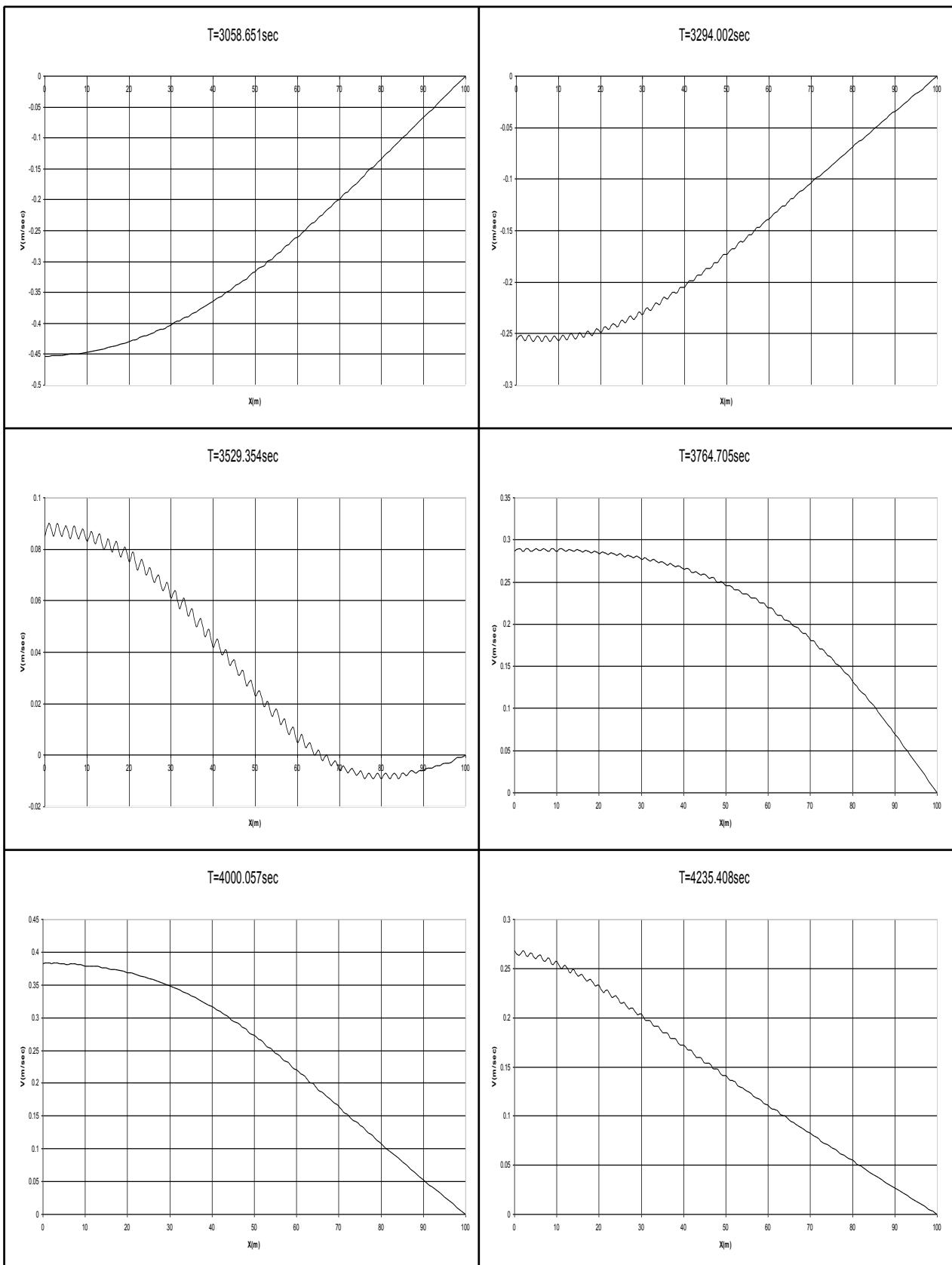












ΔΕΞΑΜΕΝΗ ΣΤΑΘΕΡΗΣ ΣΤΑΘΜΗΣ – ΑΝΟΙΚΤΟΣ ΑΓΩΓΟΣ – ΘΥΡΟΦΡΑΓΜΑ

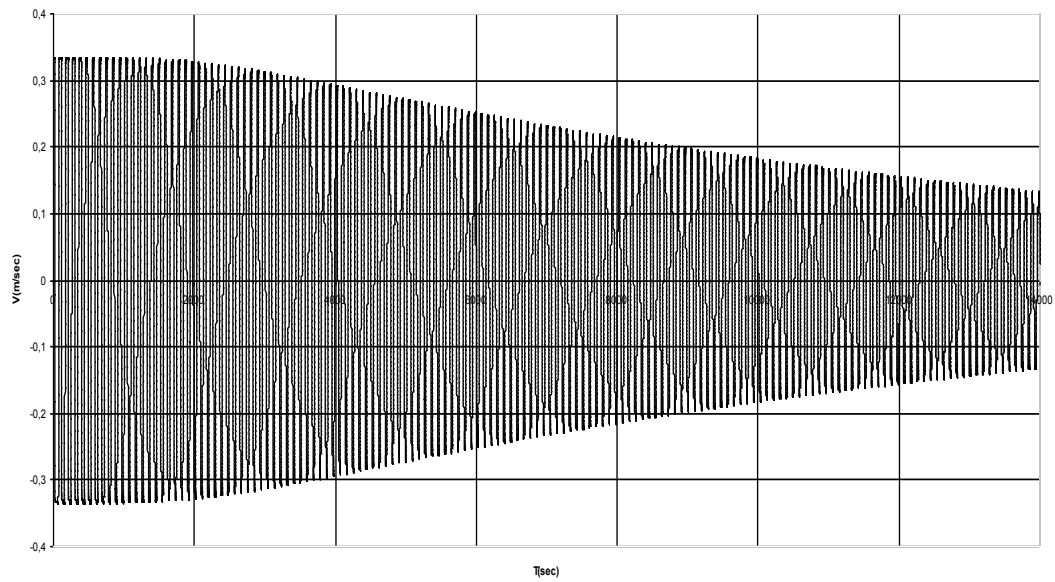
ΣΤΑΘΕΡΟ ΒΑΘΟΣ ΡΟΗΣ ΚΑΤΑ ΜΗΚΟΣ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ
ΧΡΗΣΙΜΟΠΟΙΕΙΤΑΙ ΩΣ ΑΡΧΙΚΗ ΣΥΝΘΗΚΗ

ΜΕΤΑΒΑΤΙΚΕΣ ΣΥΝΘΗΚΕΣ ΡΟΗΣ ΠΑΡΑΓΟΝΤΑΙ ΑΠΟ ΑΠΟΤΟΜΟ
ΚΛΕΙΣΙΜΟ ΤΟΥ ΚΑΤΑΝΤΗ ΘΥΡΟΦΡΑΓΜΑΤΟΣ

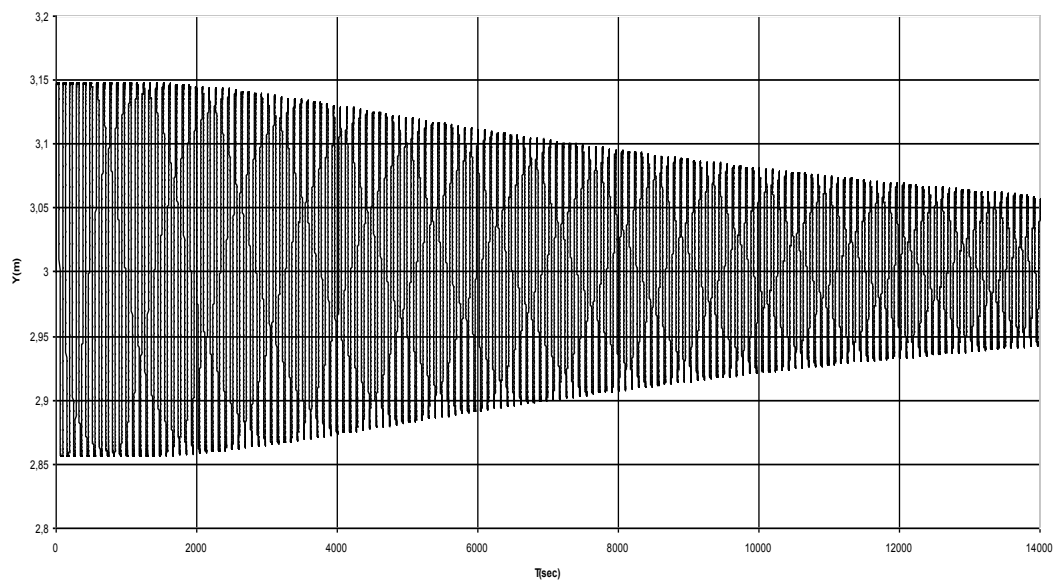
ΔΕΔΟΜΕΝΑ ΠΟΥ ΧΡΗΣΙΜΟΠΟΙΟΥΝΤΑΙ ΑΠΟ ΤΟ ΠΡΟΓΡΑΜΜΑ

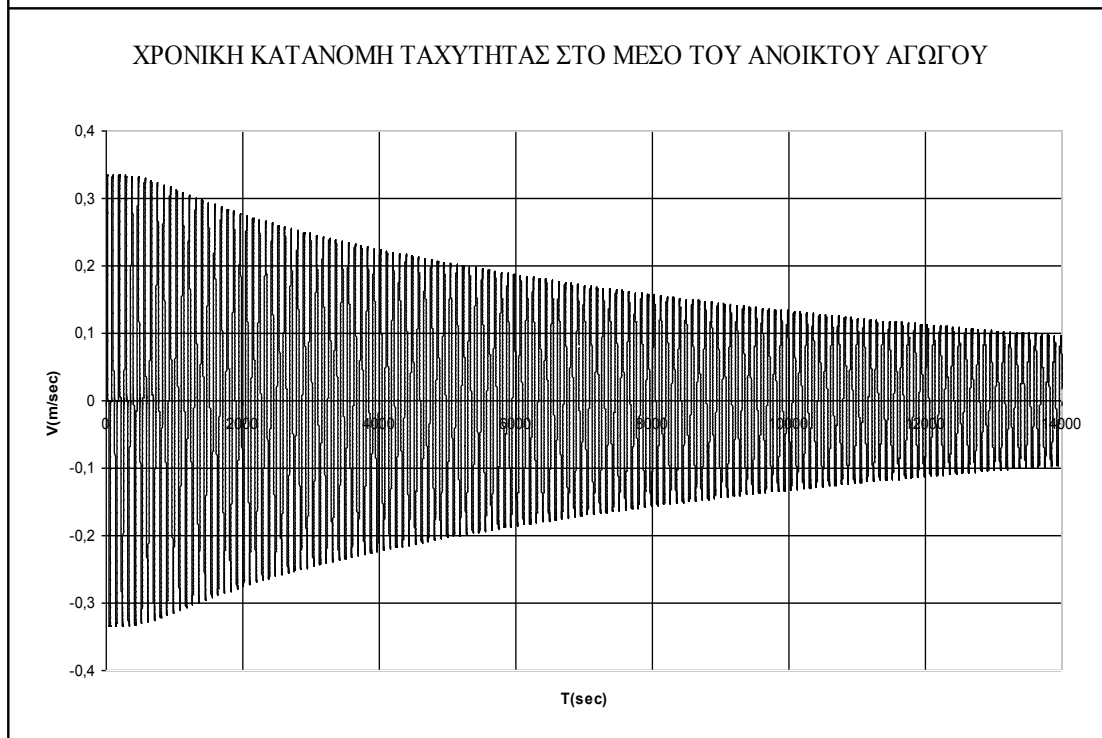
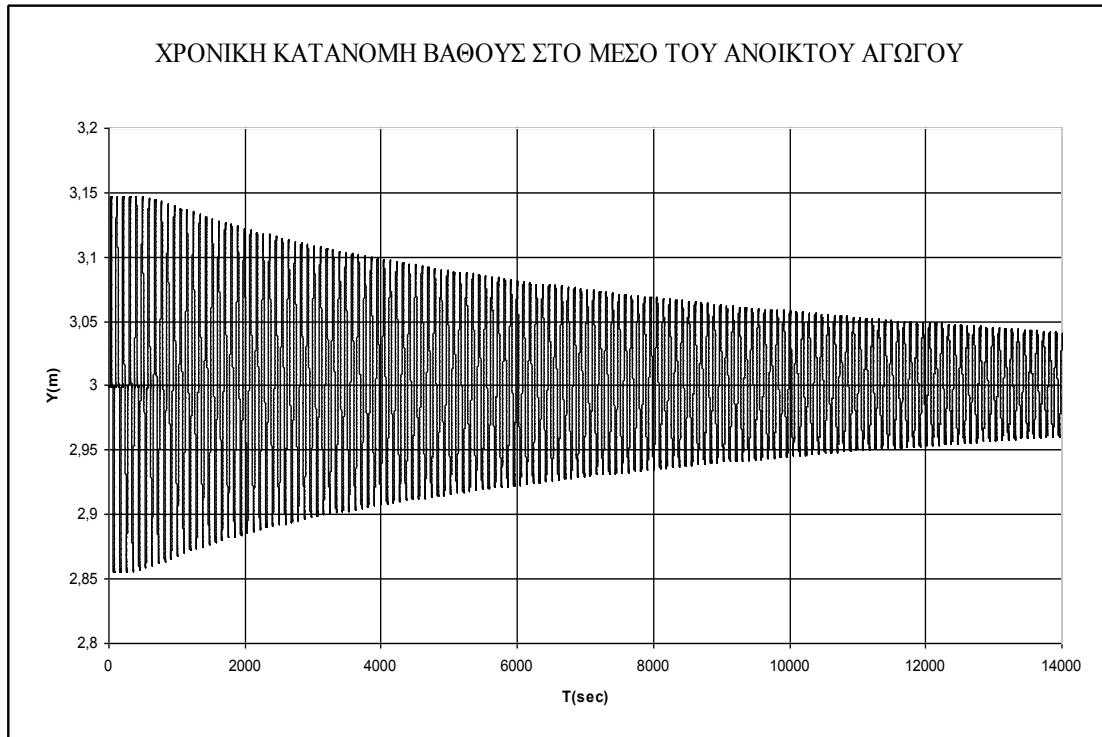
ΑΡΧΙΚΗ ΠΑΡΟΧΗ $Q_0 (m^3 / sec)$	= 10
ΑΡΧΙΚΟ ΒΑΘΟΣ $y_d (m)$	= 3
ΣΥΝΤΕΛΕΣΤΗΣ MANNING n	= 0.013
ΠΛΑΤΟΣ ΠΥΘΜΕΝΑ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ $B_o (m)$	= 4
ΠΛΕΥΡΙΚΗ ΚΛΙΣΗ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ s s ΟΡΙΖΟΝΤΙΑ : 1 ΚΑΤΑΚΟΡΥΦΗ	= 2
ΜΗΚΟΣ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ $L(m)$	= 100
ΠΛΗΘΟΣ ΤΜΗΜΑΤΩΝ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ N	= 100
ΧΡΟΝΙΚΗ ΔΙΑΡΚΕΙΑ ΕΞΕΛΙΞΗΣ $T_{MAX} (sec)$	= 14000
ΕΠΙΤΑΧΥΝΣΗ ΤΗΣ ΒΑΡΥΤΗΤΑΣ $g(m/sec^2)$	= 9.81

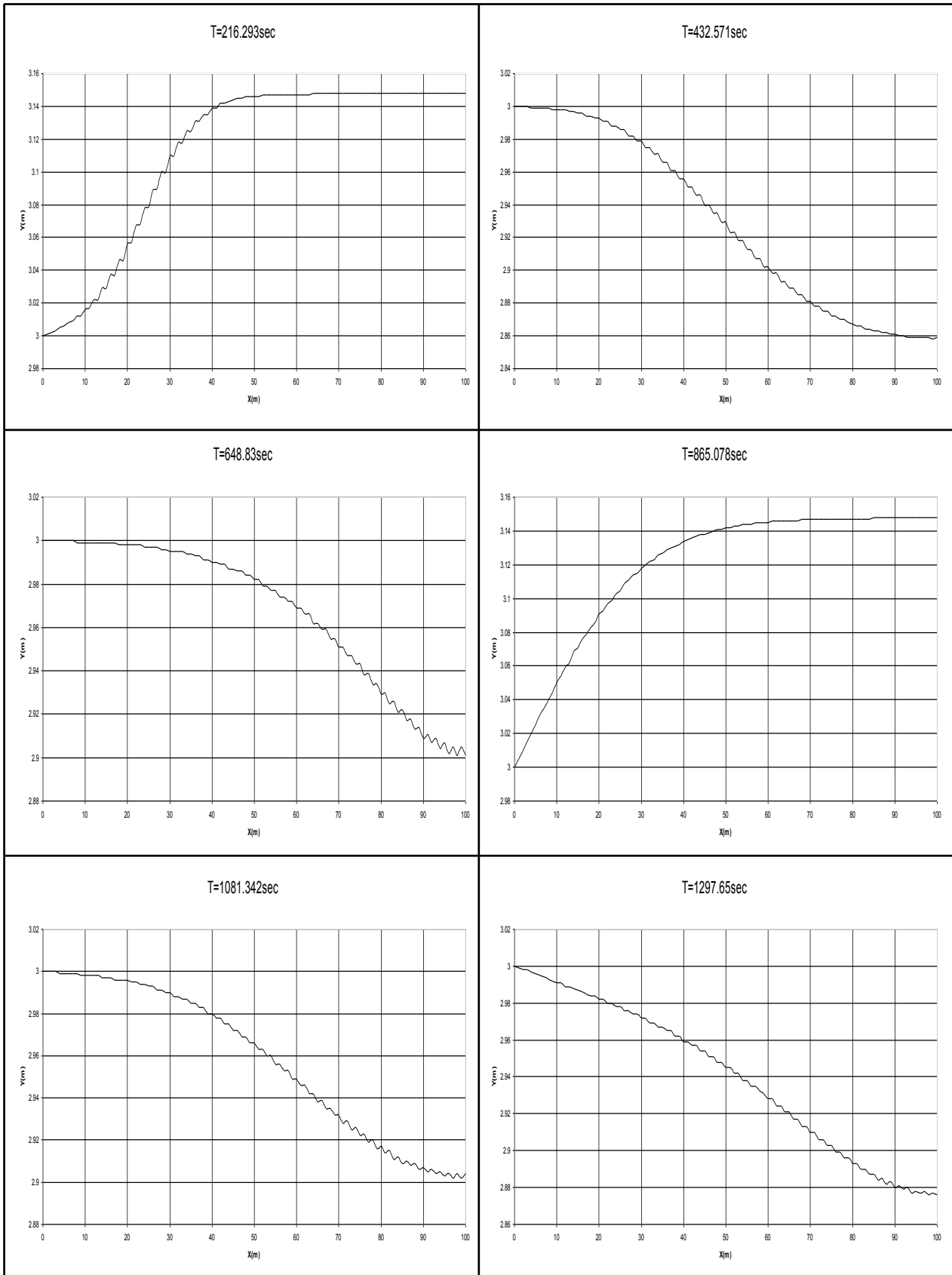
ΧΡΟΝΙΚΗ ΚΑΤΑΝΟΜΗ ΤΑΧΥΤΗΤΑΣ ΑΝΑΝΤΗ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ

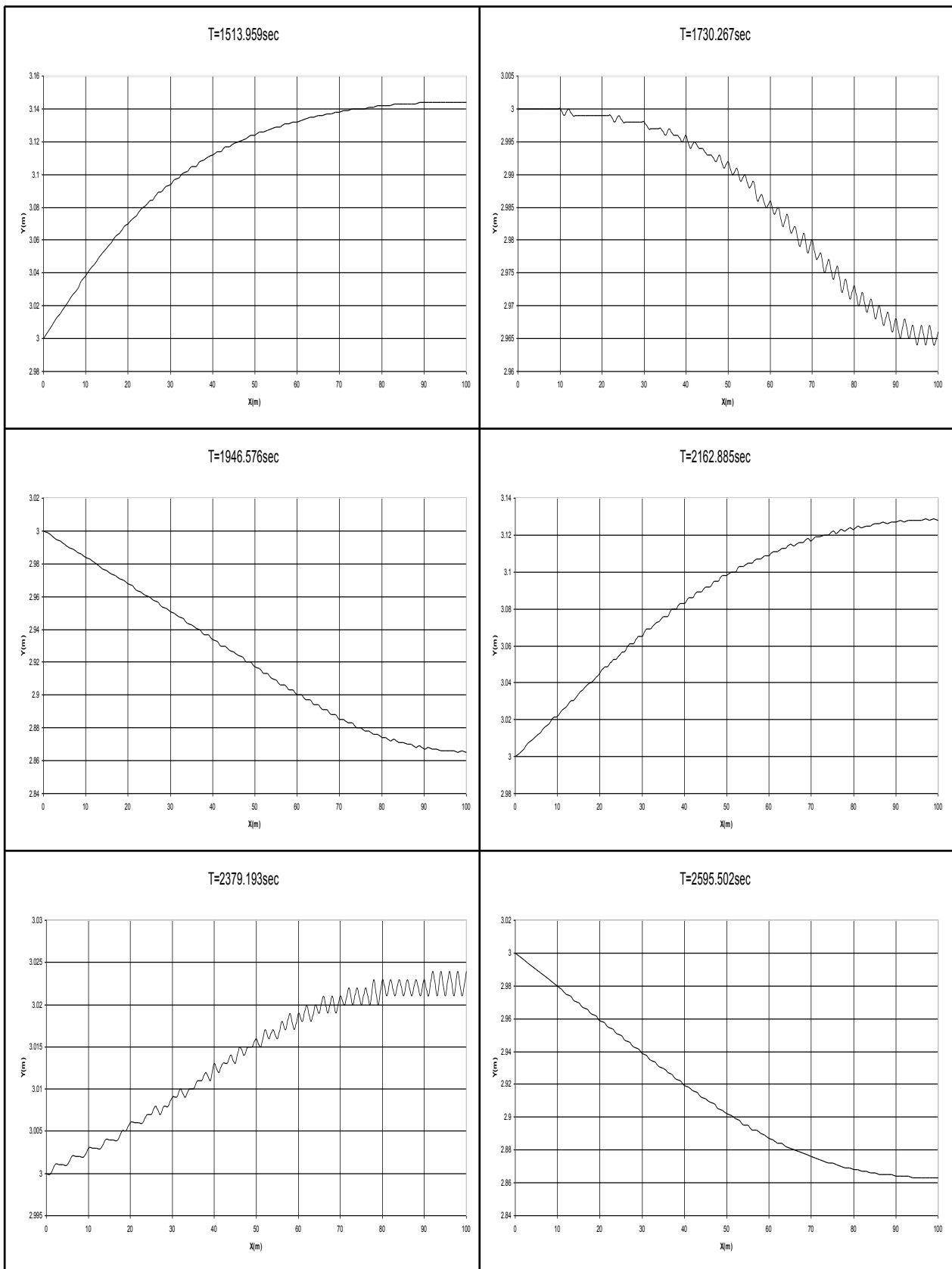


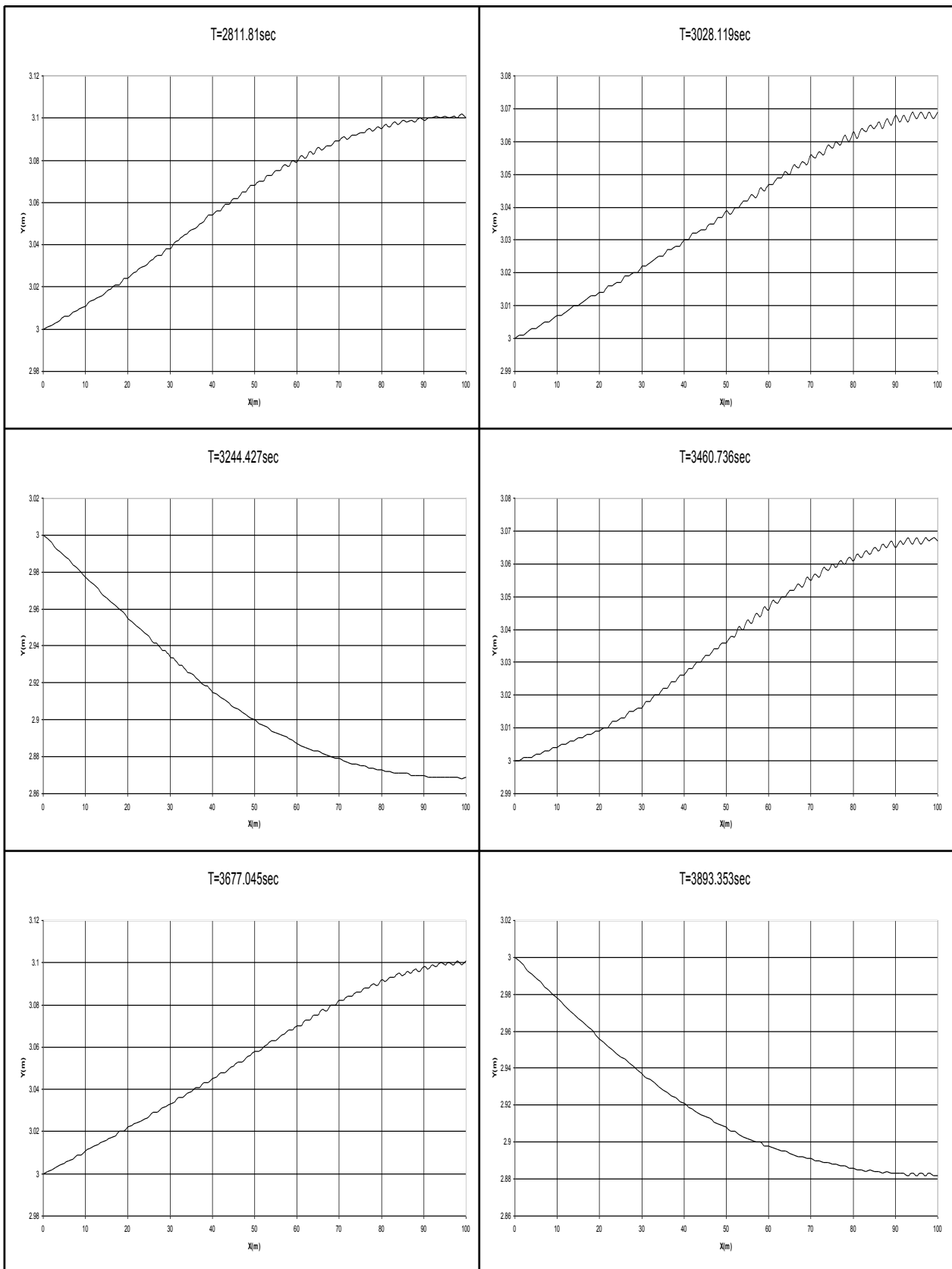
ΧΡΟΝΙΚΗ ΚΑΤΑΝΟΜΗ ΒΑΘΟΥΣ ΚΑΤΑΝΤΗ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ

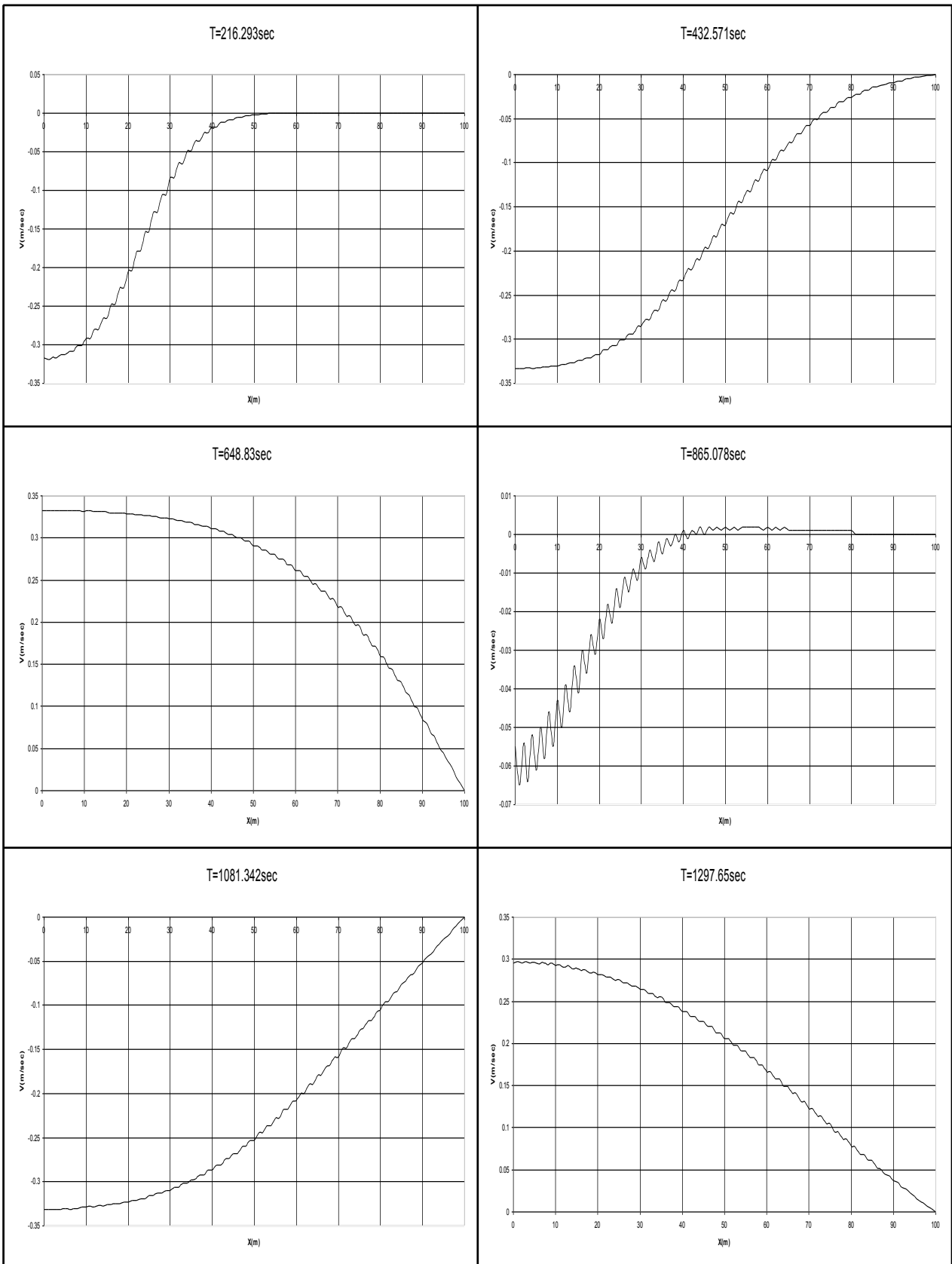


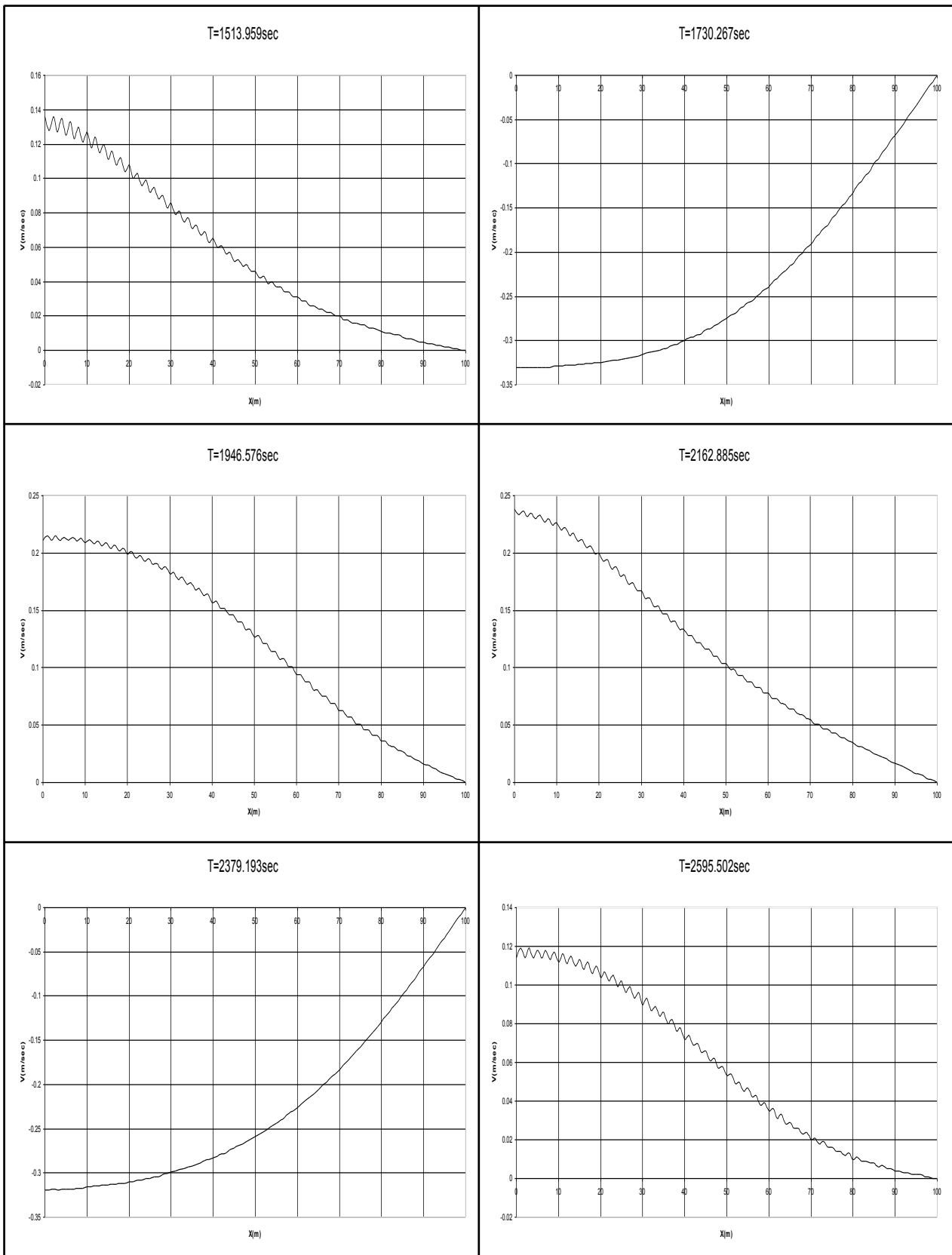


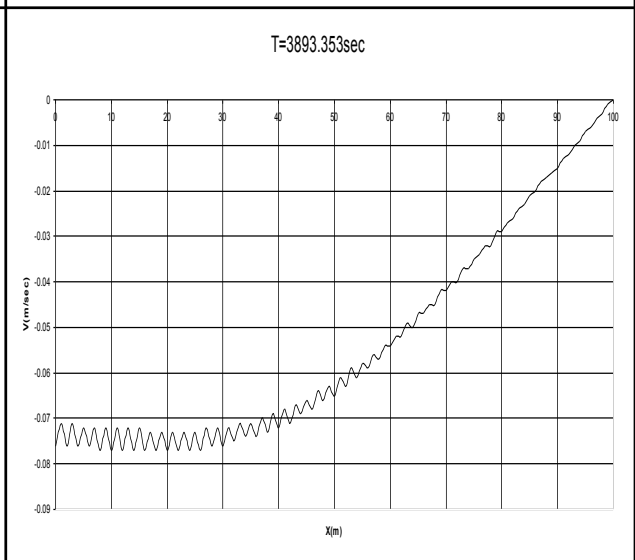
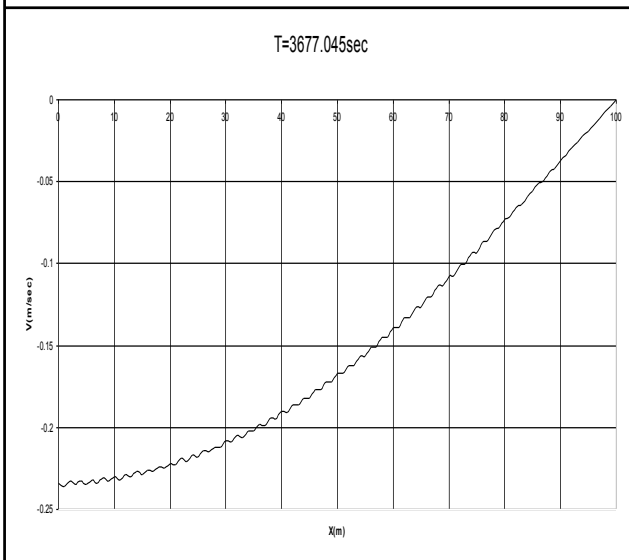
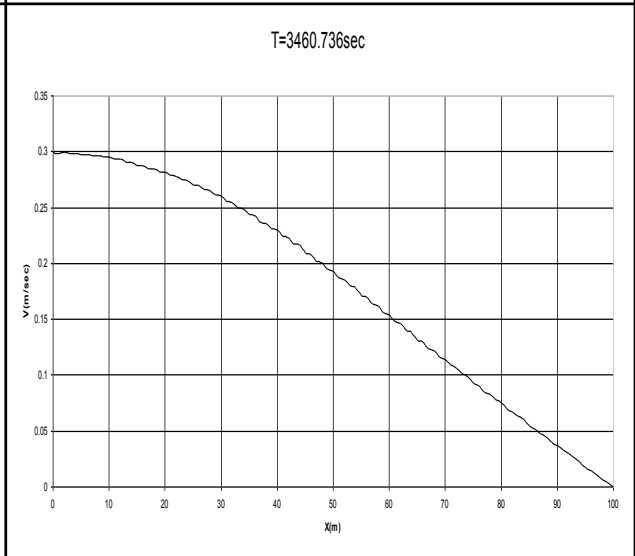
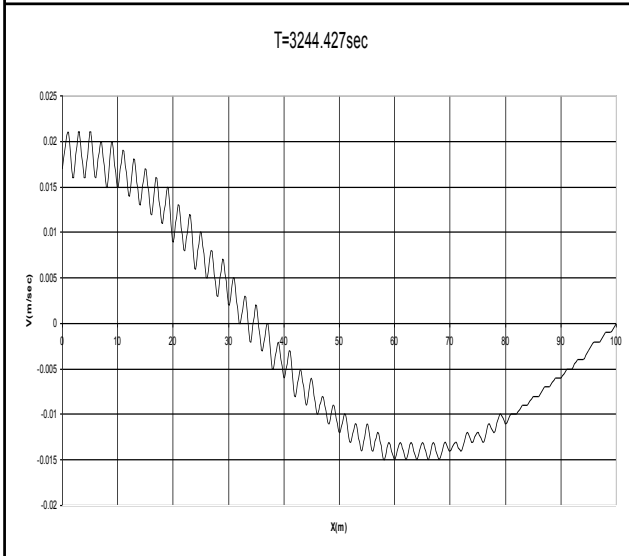
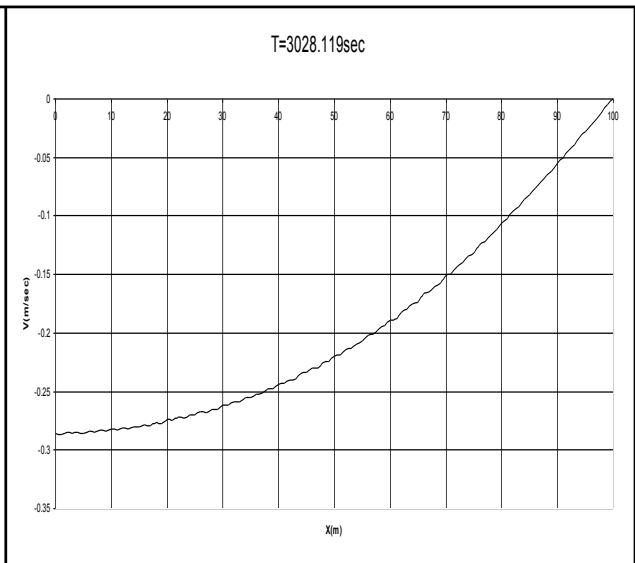
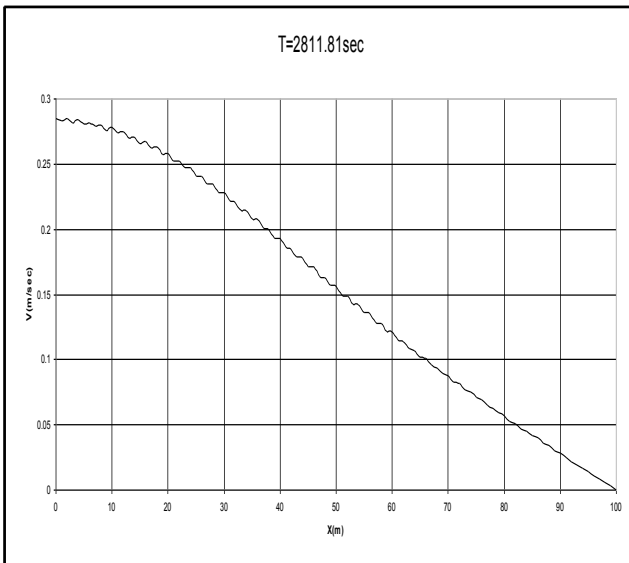












ΔΕΞΑΜΕΝΗ ΣΤΑΘΕΡΗΣ ΣΤΑΘΜΗΣ – ΑΝΟΙΚΤΟΣ ΑΓΩΓΟΣ – ΘΥΡΟΦΡΑΓΜΑ

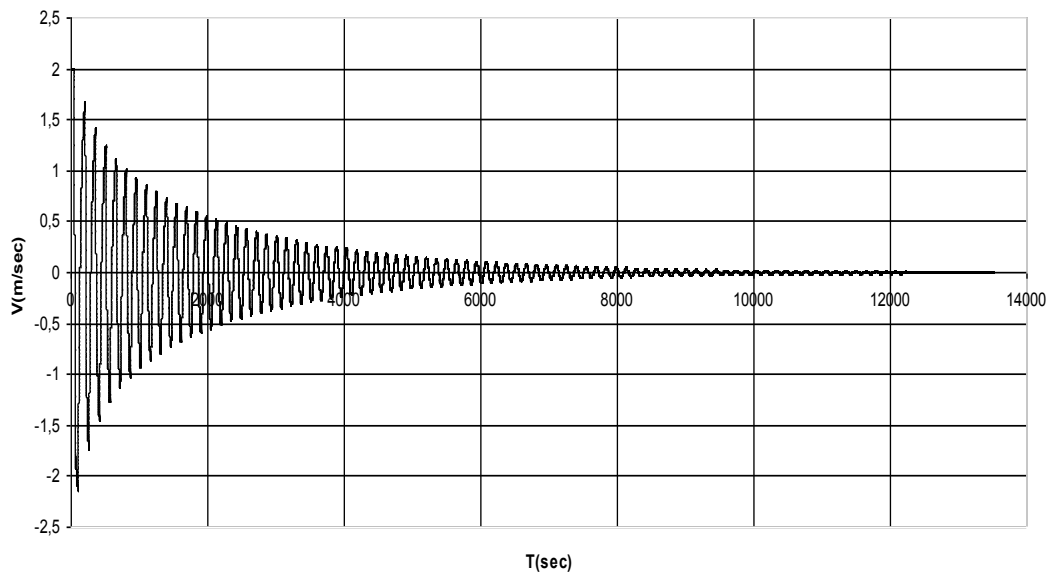
ΣΤΑΘΕΡΟ ΒΑΘΟΣ ΡΟΗΣ ΚΑΤΑ ΜΗΚΟΣ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ
ΧΡΗΣΙΜΟΠΟΙΕΙΤΑΙ ΩΣ ΑΡΧΙΚΗ ΣΥΝΘΗΚΗ

ΜΕΤΑΒΑΤΙΚΕΣ ΣΥΝΘΗΚΕΣ ΡΟΗΣ ΠΑΡΑΓΟΝΤΑΙ ΑΠΟ ΑΠΟΤΟΜΟ
ΚΛΕΙΣΙΜΟ ΤΟΥ ΚΑΤΑΝΤΗ ΘΥΡΟΦΡΑΓΜΑΤΟΣ

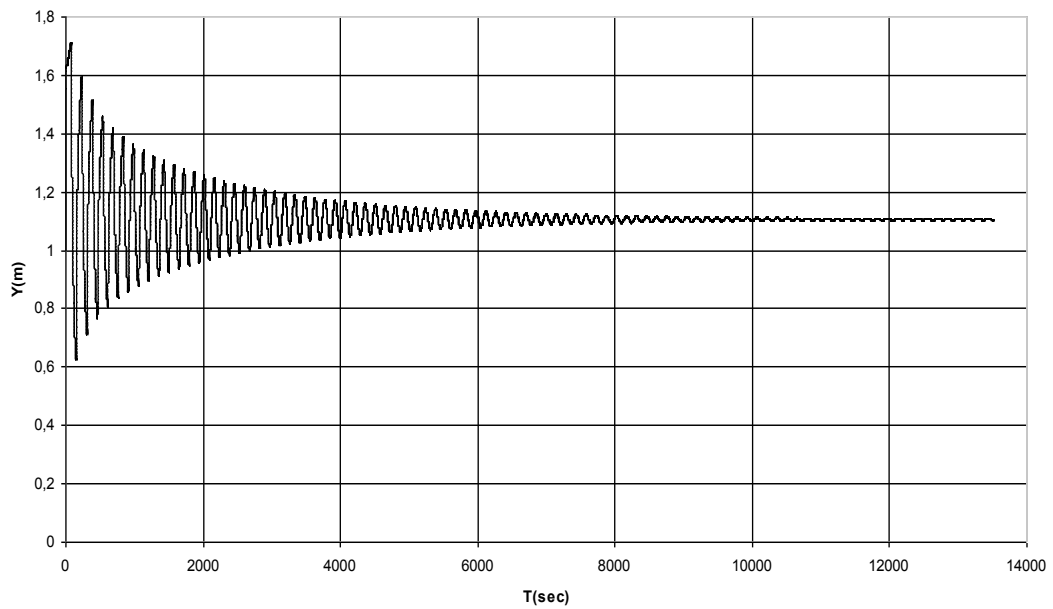
ΔΕΔΟΜΕΝΑ ΠΟΥ ΧΡΗΣΙΜΟΠΟΙΟΥΝΤΑΙ ΑΠΟ ΤΟ ΠΡΟΓΡΑΜΜΑ

ΑΡΧΙΚΗ ΠΑΡΟΧΗ $Q_0 (m^3 / sec)$	= 12
ΑΡΧΙΚΟ ΒΑΘΟΣ $y_d (m)$	= 1
ΣΥΝΤΕΛΕΣΤΗΣ MANNING n	= 0.013
ΠΛΑΤΟΣ ΠΥΘΜΕΝΑ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ $B_o (m)$	= 4
ΠΛΕΥΡΙΚΗ ΚΛΙΣΗ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ s s ΟΡΙΖΟΝΤΙΑ : 1 ΚΑΤΑΚΟΡΥΦΗ	= 2
ΜΗΚΟΣ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ $L(m)$	= 100
ΠΛΗΘΟΣ ΤΜΗΜΑΤΩΝ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ N	= 100
ΧΡΟΝΙΚΗ ΔΙΑΡΚΕΙΑ ΕΞΕΛΙΞΗΣ $T_{MAX} (sec)$	= 14000
ΕΠΙΤΑΧΥΝΣΗ ΤΗΣ ΒΑΡΥΤΗΤΑΣ $g(m/sec^2)$	= 9.81

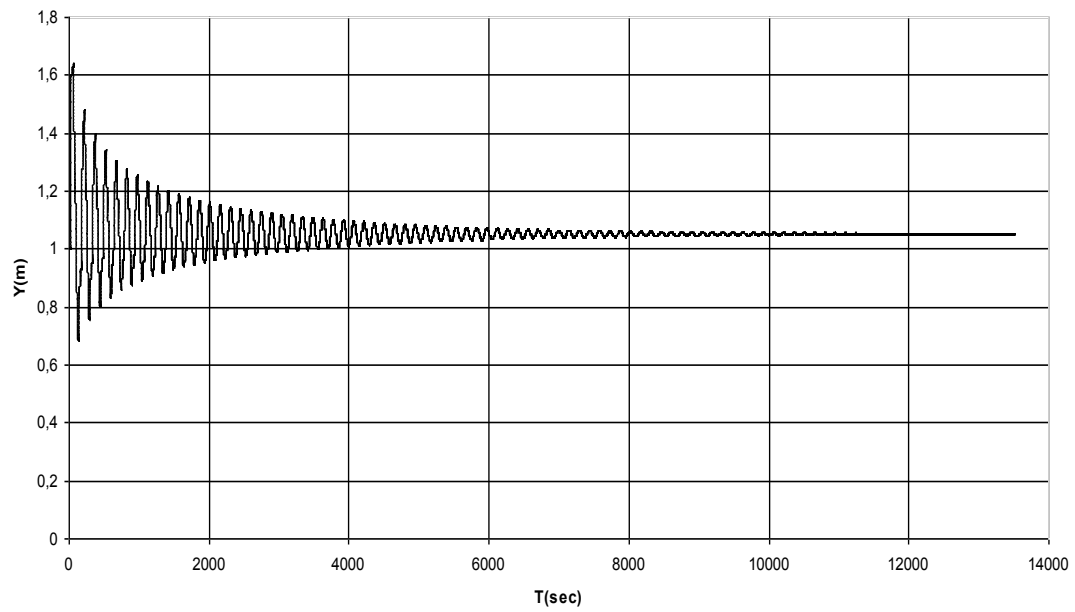
ΧΡΟΝΙΚΗ ΚΑΤΑΝΟΜΗ ΤΑΧΥΤΗΤΑΣ ΑΝΑΝΤΗ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ



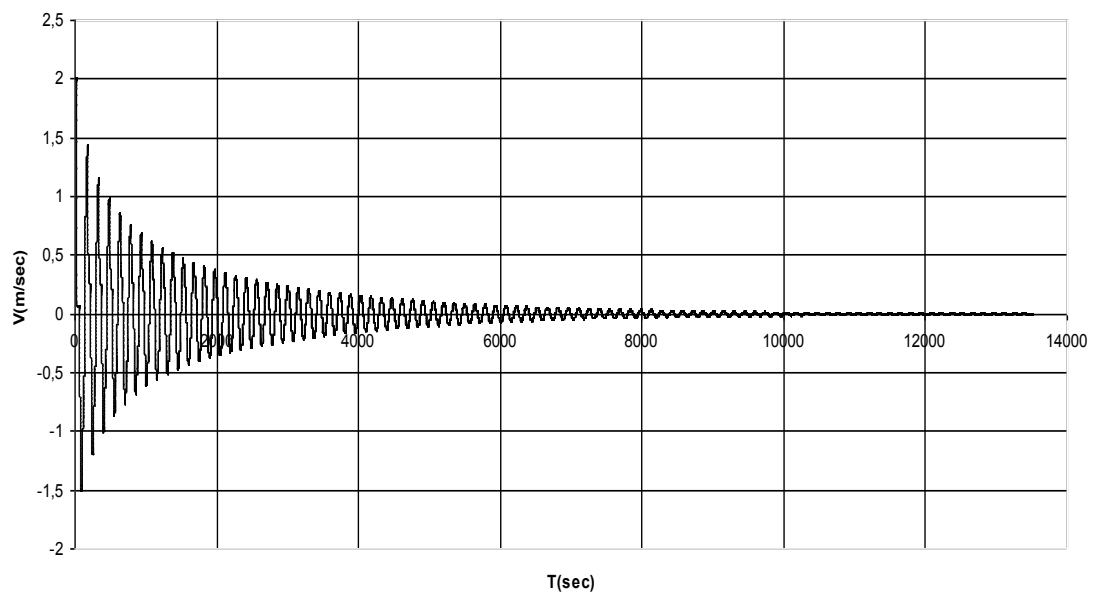
ΧΡΟΝΙΚΗ ΚΑΤΑΝΟΜΗ ΒΑΘΟΥΣ ΚΑΤΑΝΤΗ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ

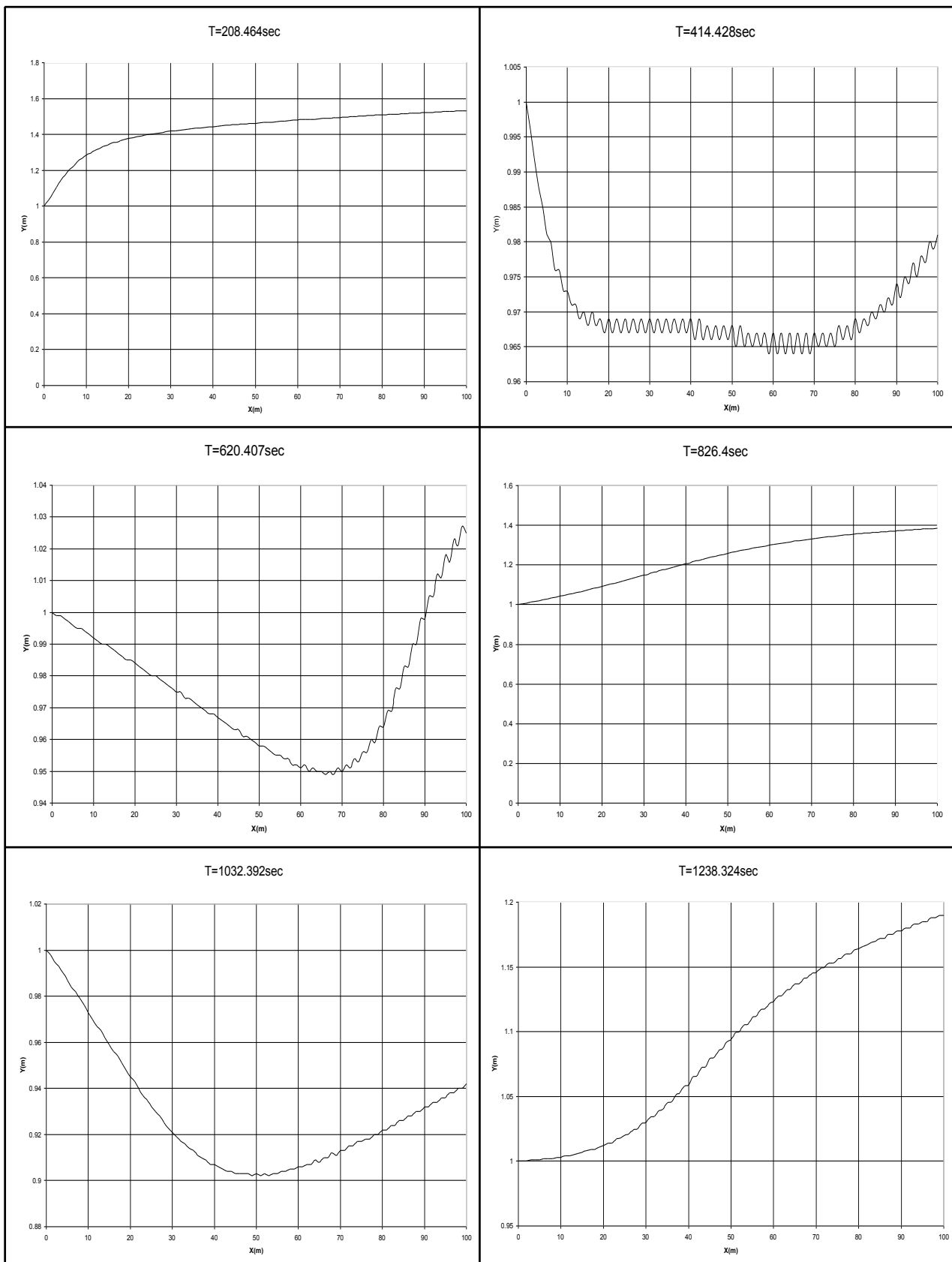


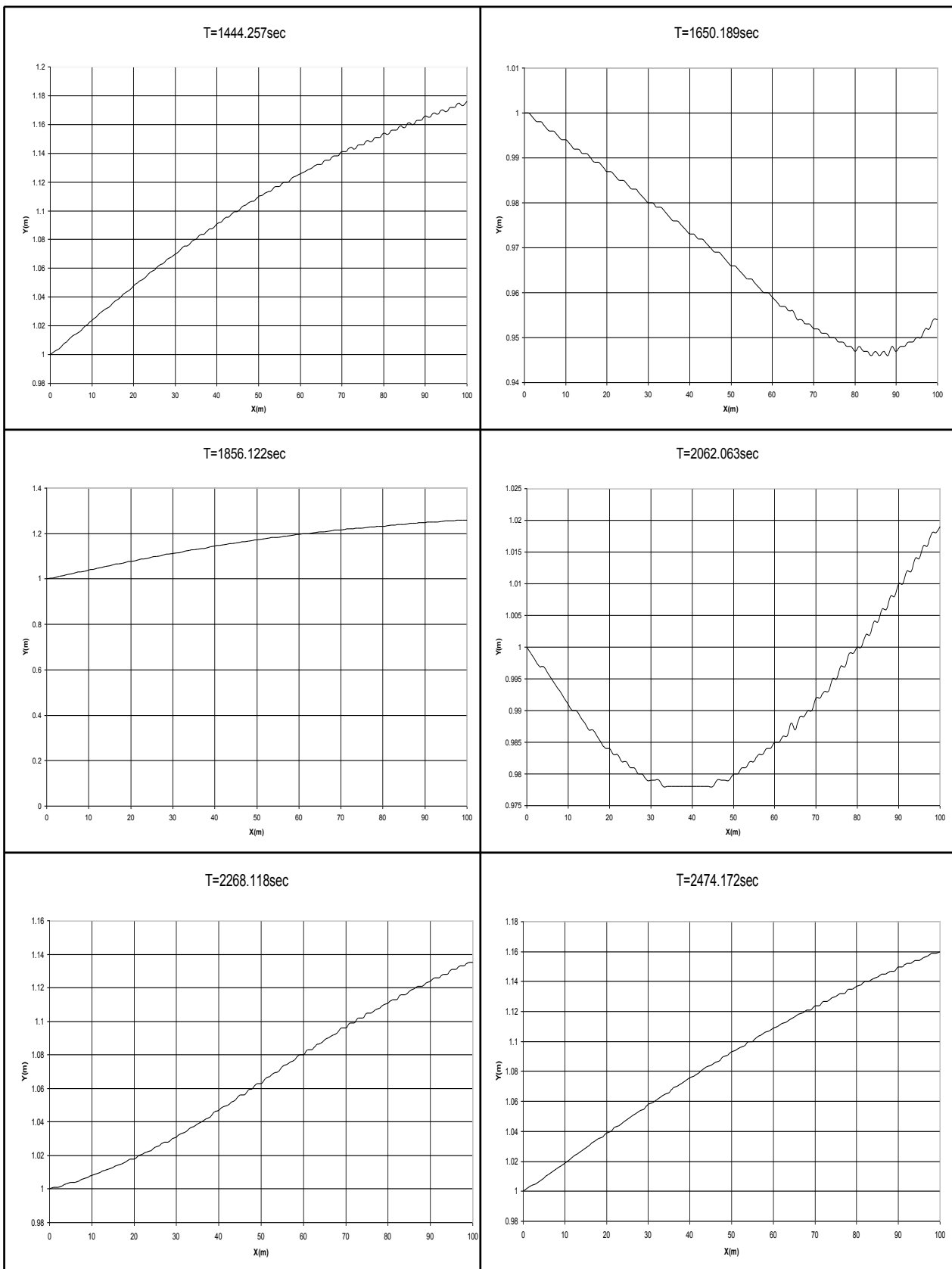
ΧΡΟΝΙΚΗ ΚΑΤΑΝΟΜΗ ΒΑΘΟΥΣ ΣΤΟ ΜΕΣΟ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ

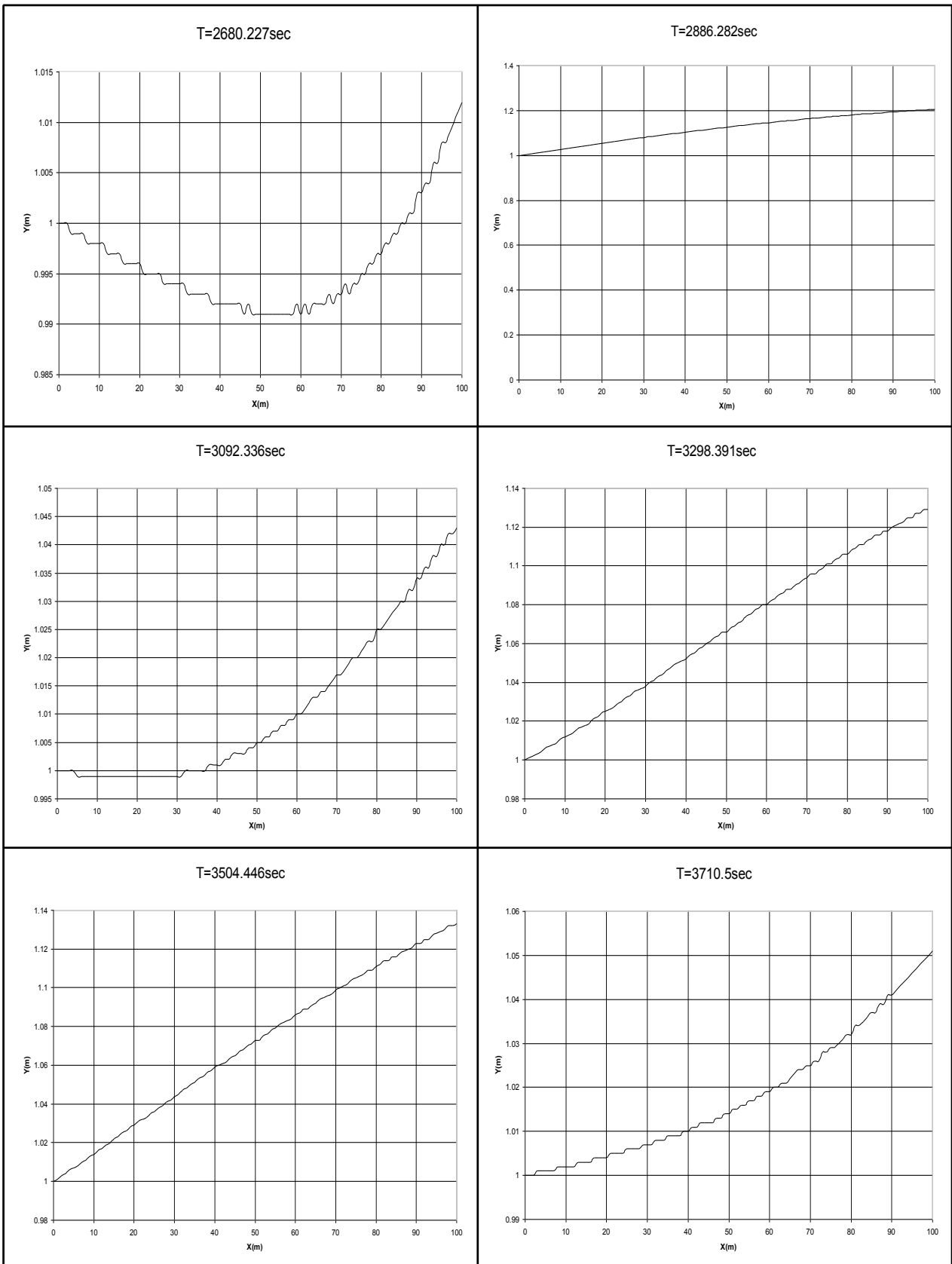


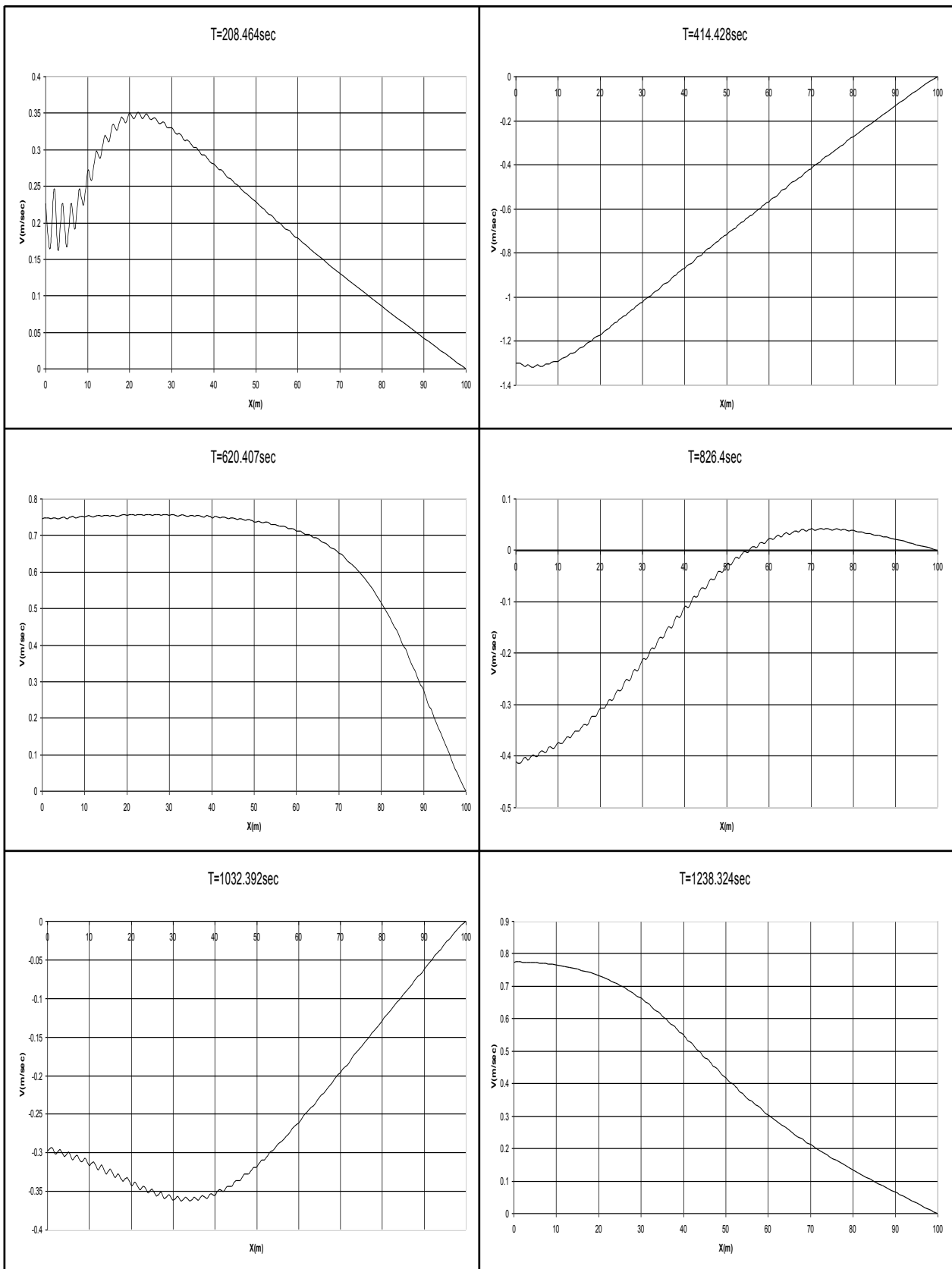
ΧΡΟΝΙΚΗ ΚΑΤΑΝΟΜΗ ΤΑΧΥΤΗΤΑΣ ΣΤΟ ΜΕΣΟ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ

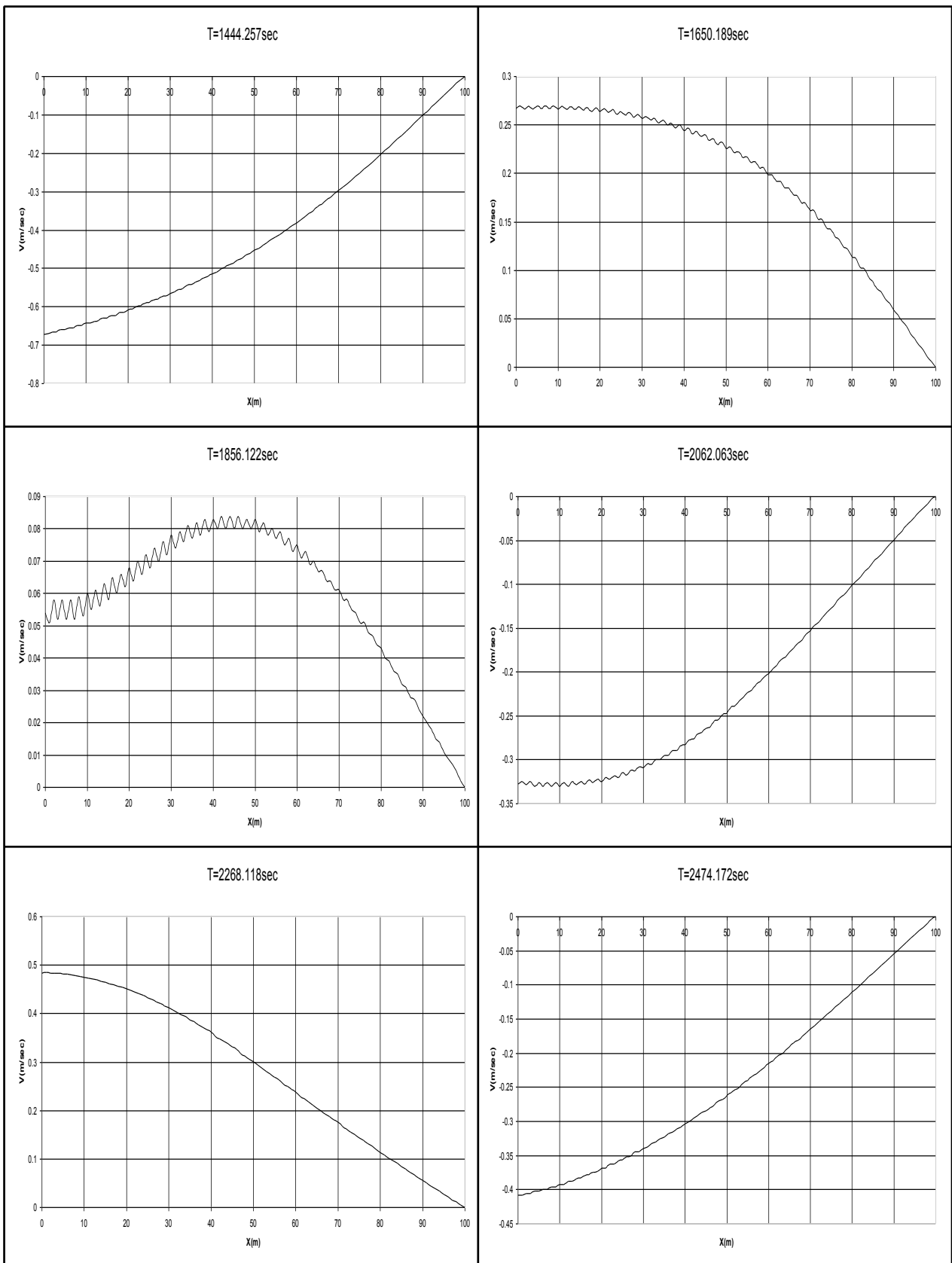


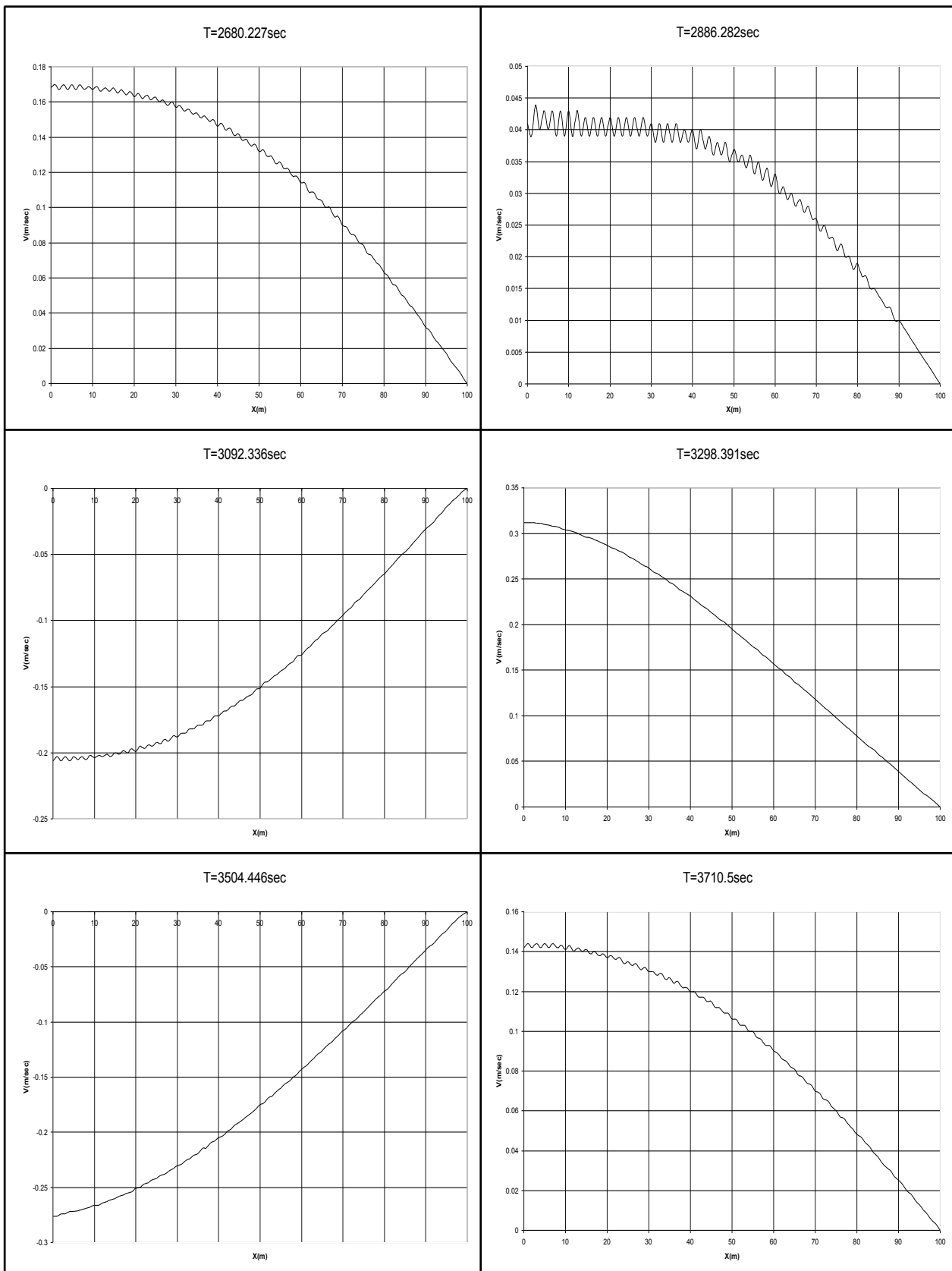












ΔΕΞΑΜΕΝΗ ΣΤΑΘΕΡΗΣ ΣΤΑΘΜΗΣ – ΑΝΟΙΚΤΟΣ ΑΓΩΓΟΣ – ΘΥΡΟΦΡΑΓΜΑ

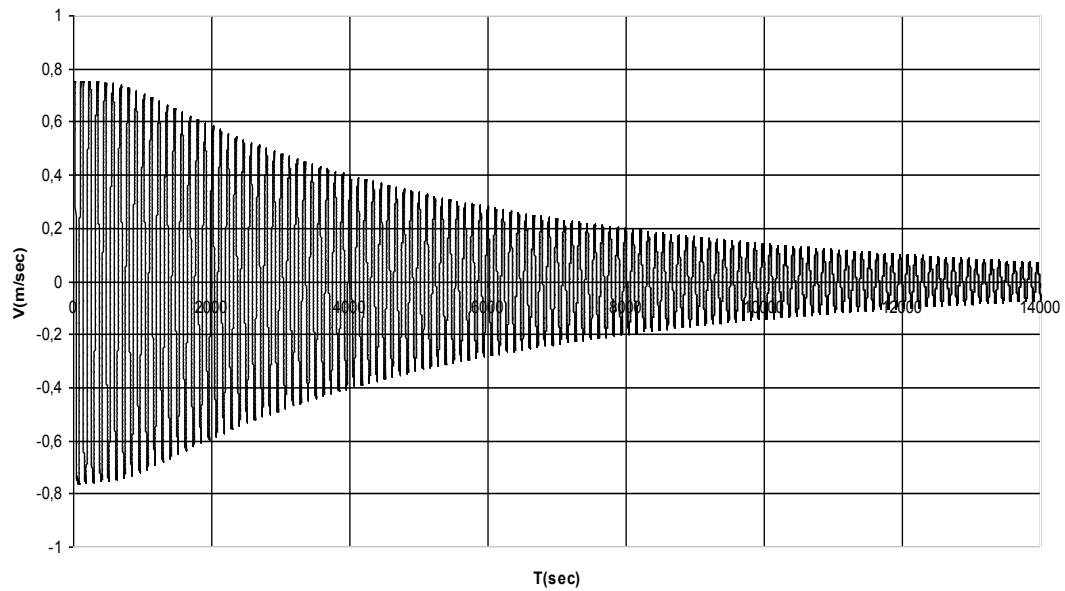
ΣΤΑΘΕΡΟ ΒΑΘΟΣ ΡΟΗΣ ΚΑΤΑ ΜΗΚΟΣ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ
ΧΡΗΣΙΜΟΠΟΙΕΙΤΑΙ ΩΣ ΑΡΧΙΚΗ ΣΥΝΘΗΚΗ

ΜΕΤΑΒΑΤΙΚΕΣ ΣΥΝΘΗΚΕΣ ΡΟΗΣ ΠΑΡΑΓΟΝΤΑΙ ΑΠΟ ΑΠΟΤΟΜΟ
ΚΛΕΙΣΙΜΟ ΤΟΥ ΚΑΤΑΝΤΗ ΘΥΡΟΦΡΑΓΜΑΤΟΣ

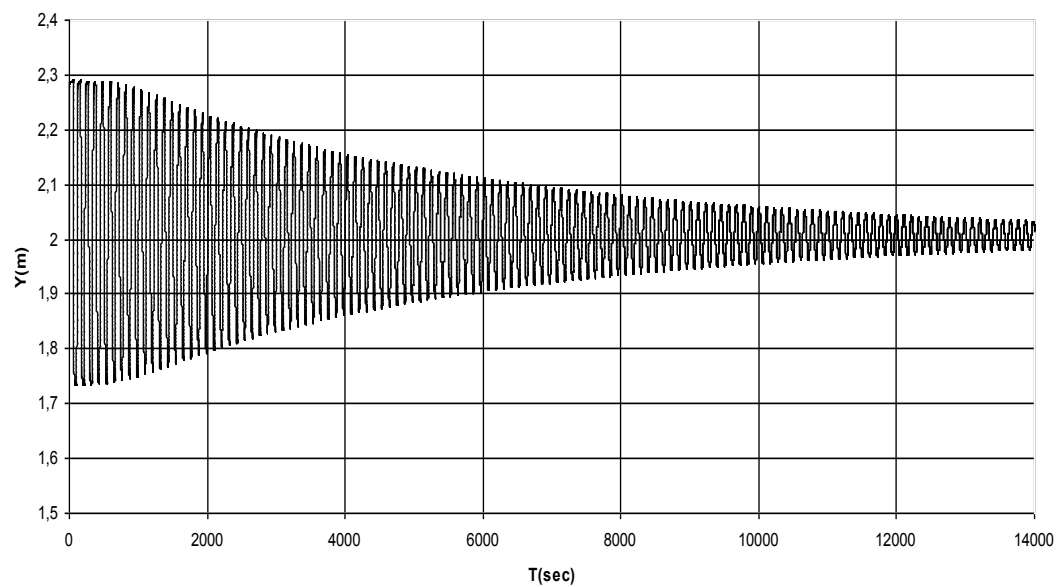
ΔΕΔΟΜΕΝΑ ΠΟΥ ΧΡΗΣΙΜΟΠΟΙΟΥΝΤΑΙ ΑΠΟ ΤΟ ΠΡΟΓΡΑΜΜΑ

ΑΡΧΙΚΗ ΠΑΡΟΧΗ $Q_0 (m^3 / sec)$	= 12
ΑΡΧΙΚΟ ΒΑΘΟΣ $y_d (m)$	= 2
ΣΥΝΤΕΛΕΣΤΗΣ MANNING n	= 0.013
ΠΛΑΤΟΣ ΠΥΘΜΕΝΑ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ $B_o (m)$	= 4
ΠΛΕΥΡΙΚΗ ΚΛΙΣΗ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ s s ΟΡΙΖΟΝΤΙΑ : 1 ΚΑΤΑΚΟΡΥΦΗ	= 2
ΜΗΚΟΣ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ $L(m)$	= 100
ΠΛΗΘΟΣ ΤΜΗΜΑΤΩΝ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ N	= 100
ΧΡΟΝΙΚΗ ΔΙΑΡΚΕΙΑ ΕΞΕΛΙΞΗΣ $T_{MAX} (sec)$	= 14000
ΕΠΙΤΑΧΥΝΣΗ ΤΗΣ ΒΑΡΥΤΗΤΑΣ $g(m/sec^2)$	= 9.81

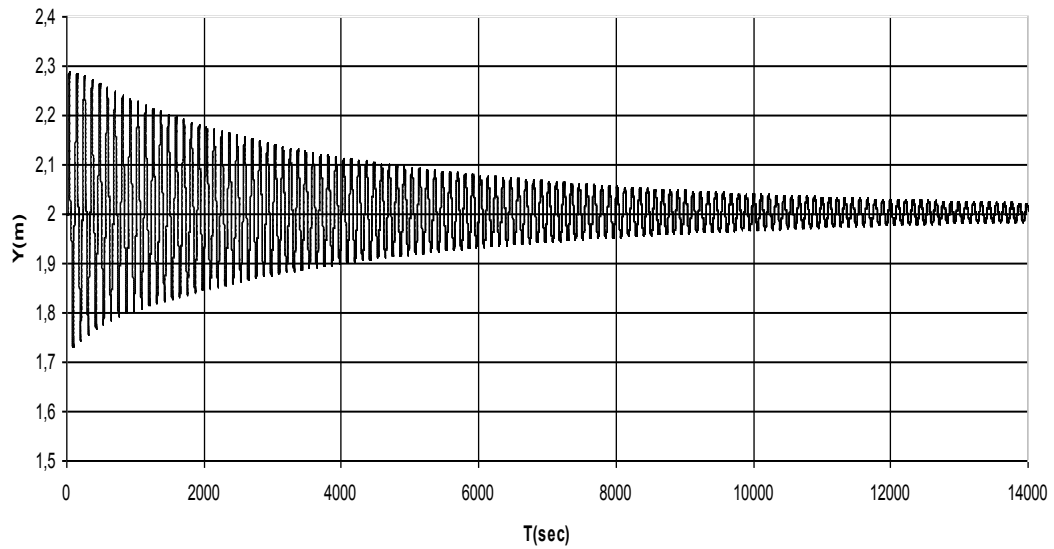
ΧΡΟΝΙΚΗ ΚΑΤΑΝΟΜΗ ΤΑΧΥΤΗΤΑΣ ΑΝΑΝΤΗ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ



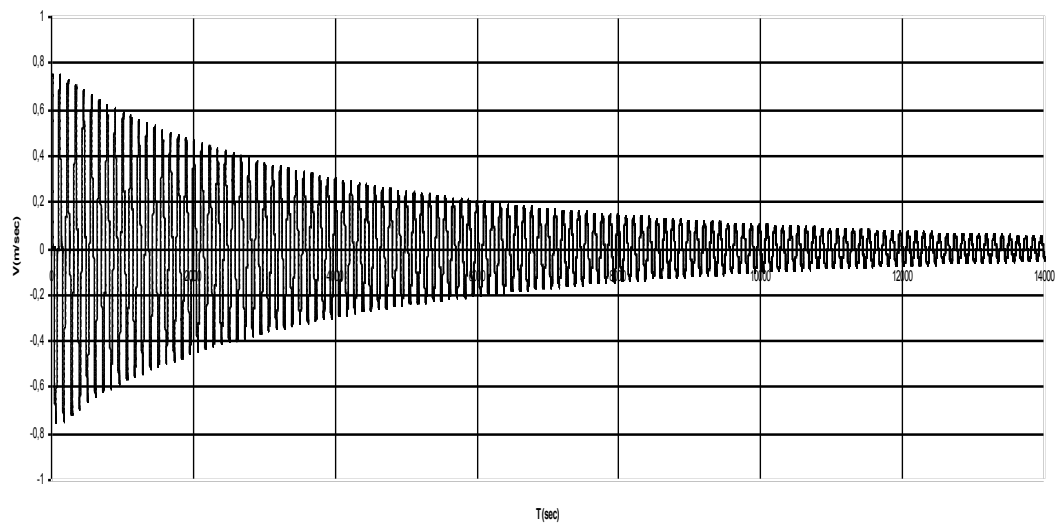
ΧΡΟΝΙΚΗ ΚΑΤΑΝΟΜΗ ΒΑΘΟΥΣ ΚΑΤΑΝΤΗ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ

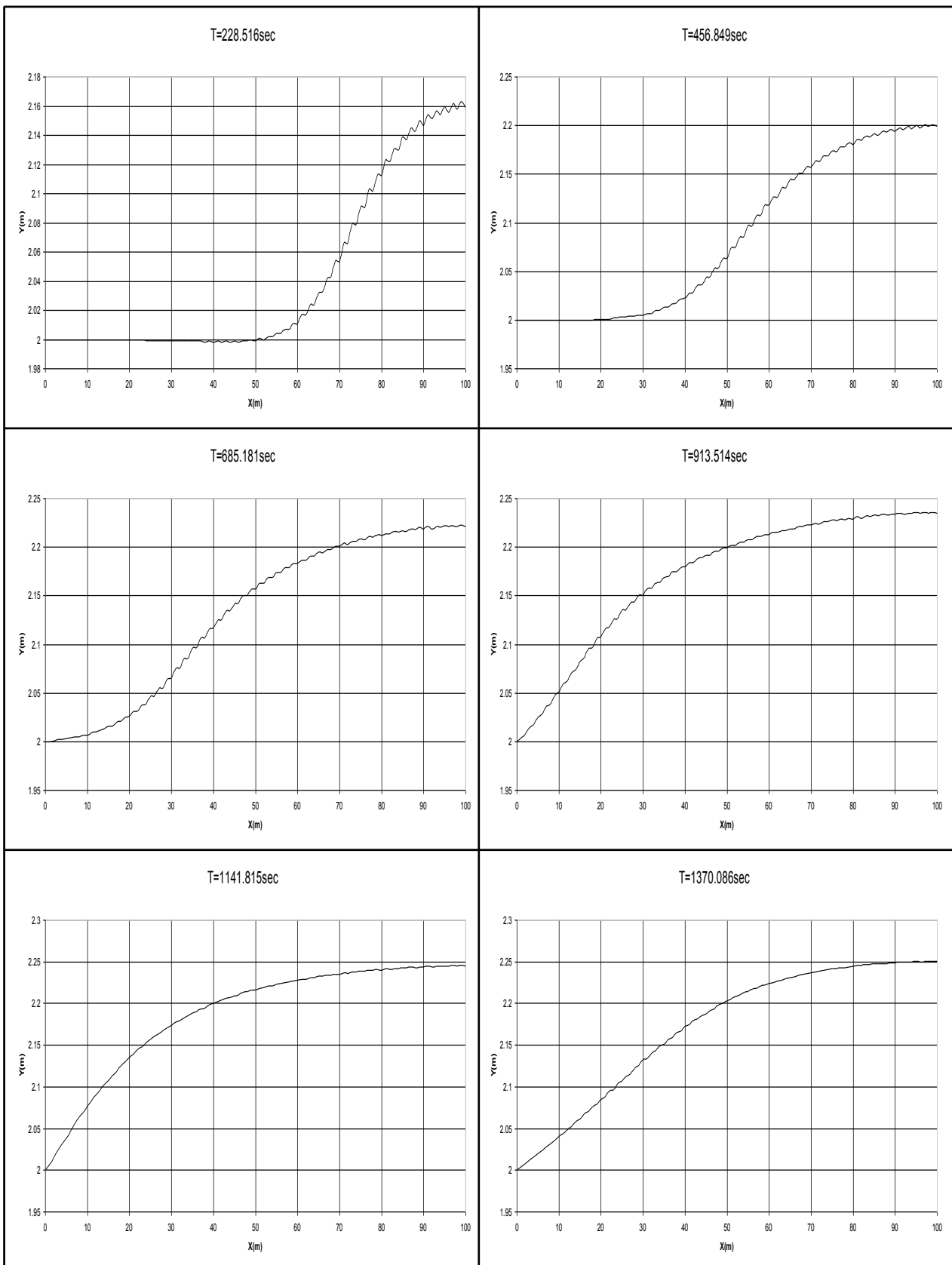


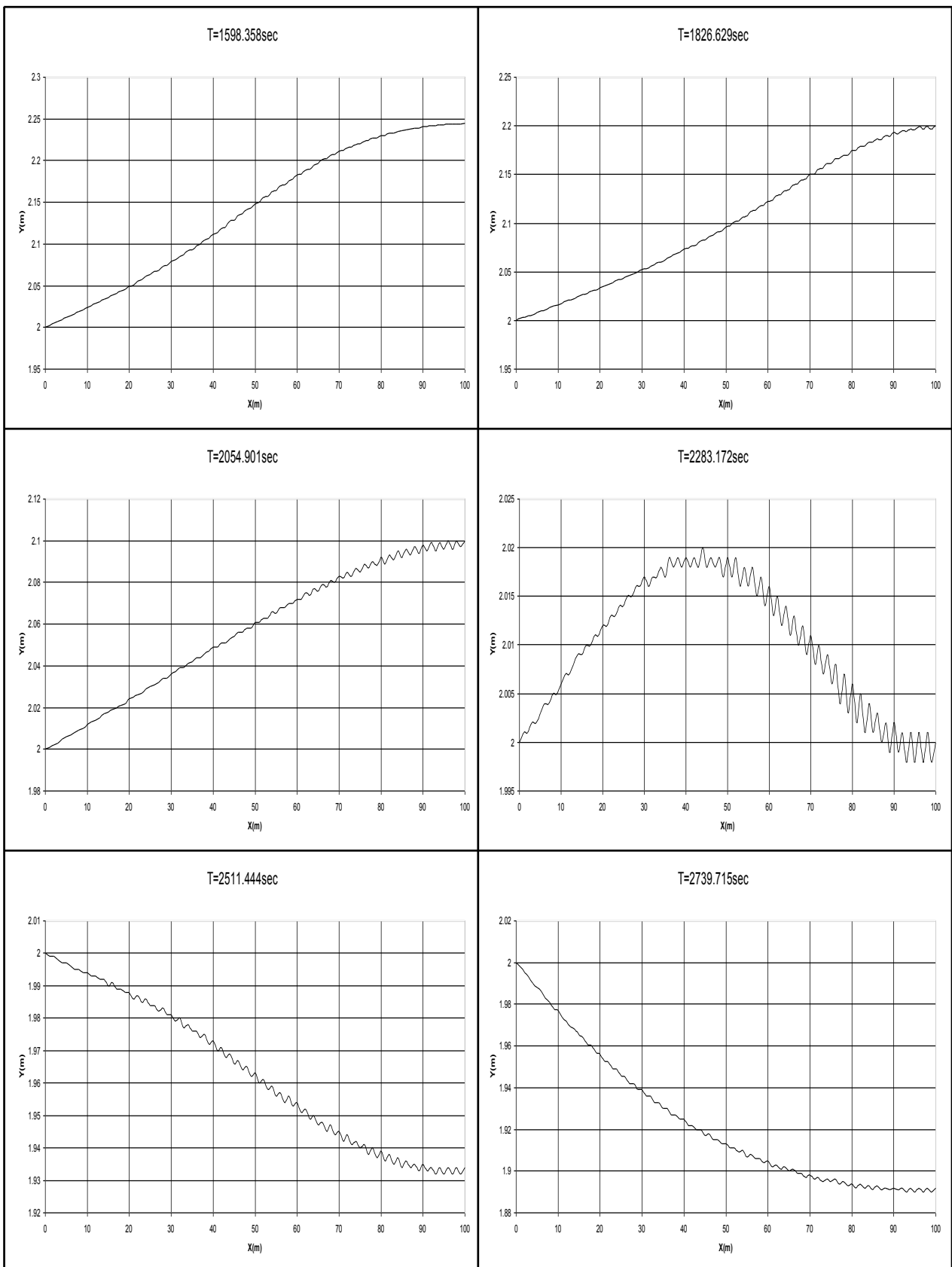
ΧΡΟΝΙΚΗ ΚΑΤΑΝΟΜΗ ΒΑΘΟΥΣ ΣΤΟ ΜΕΣΟ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ

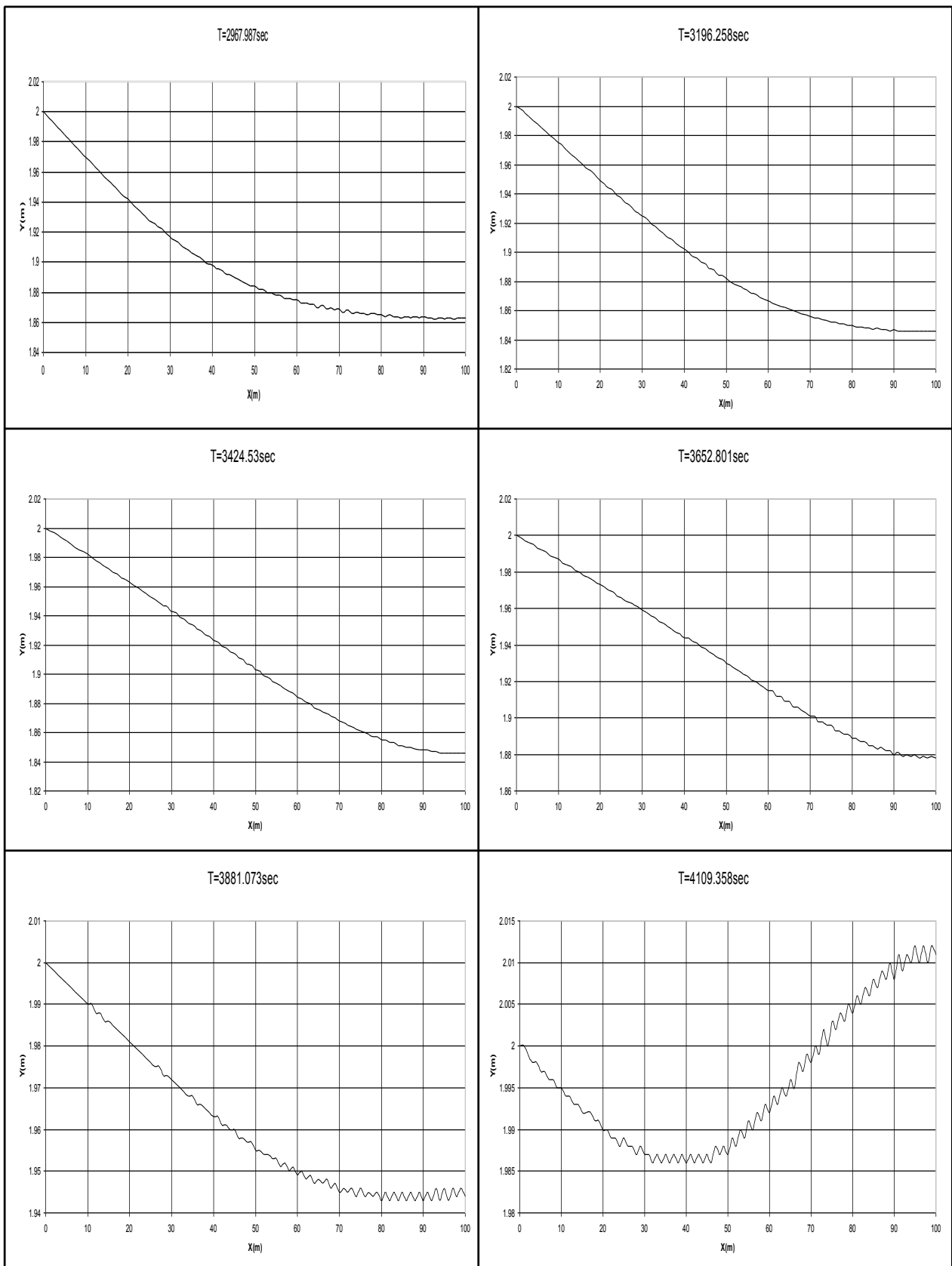


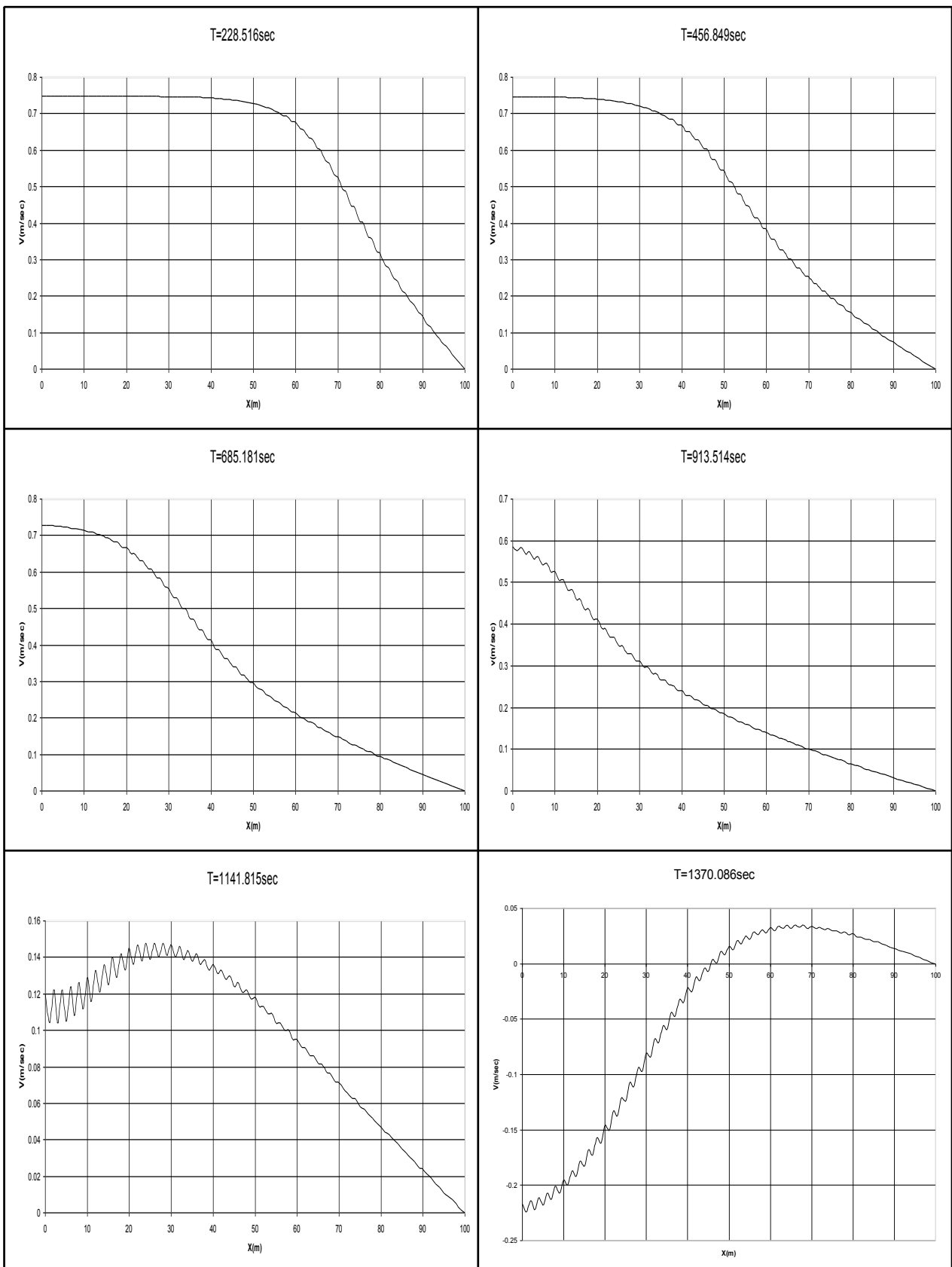
ΧΡΟΝΙΚΗ ΚΑΤΑΝΟΜΗ ΤΑΧΥΤΗΤΑΣ ΣΤΟ ΜΕΣΟ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ

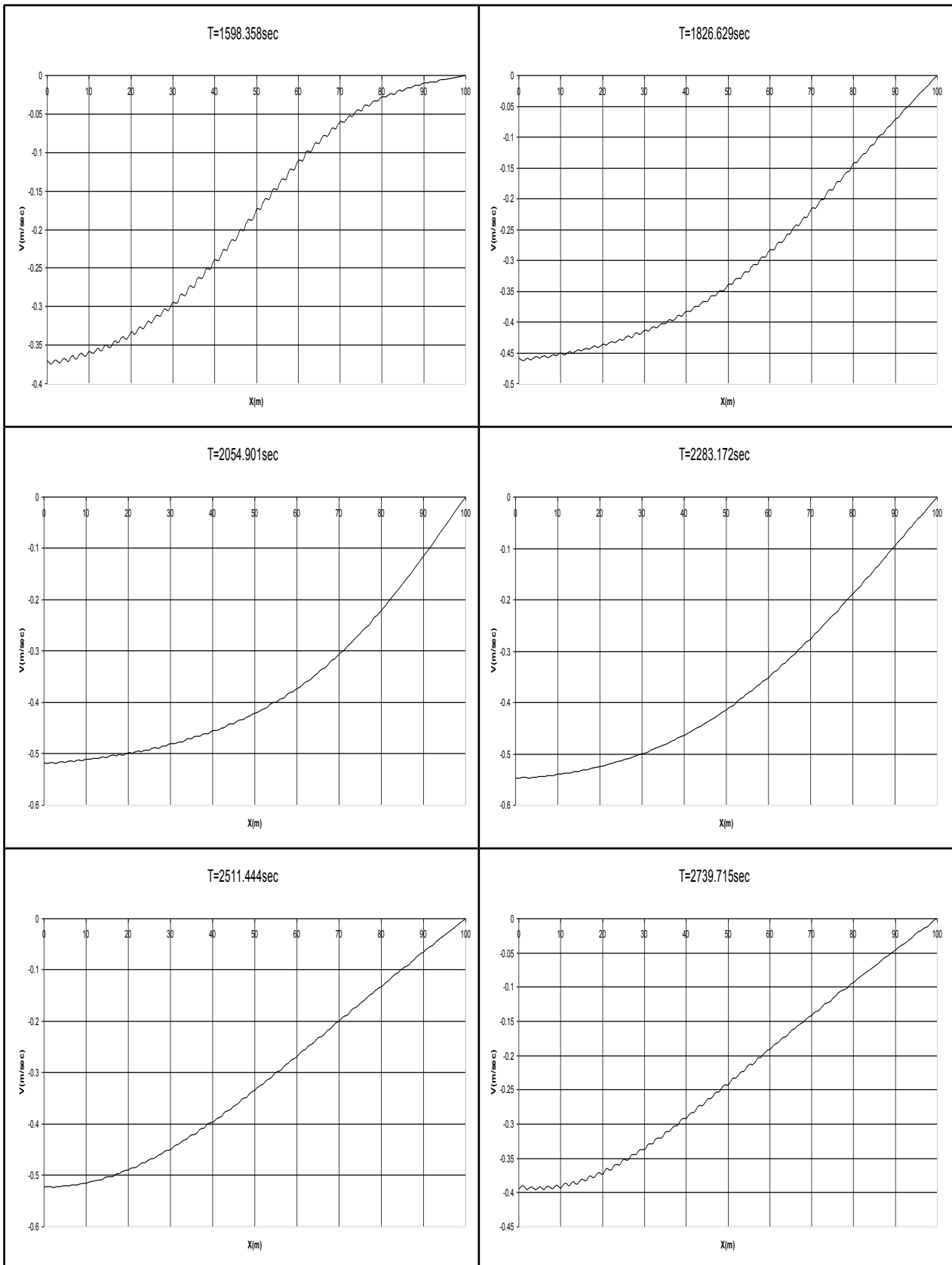


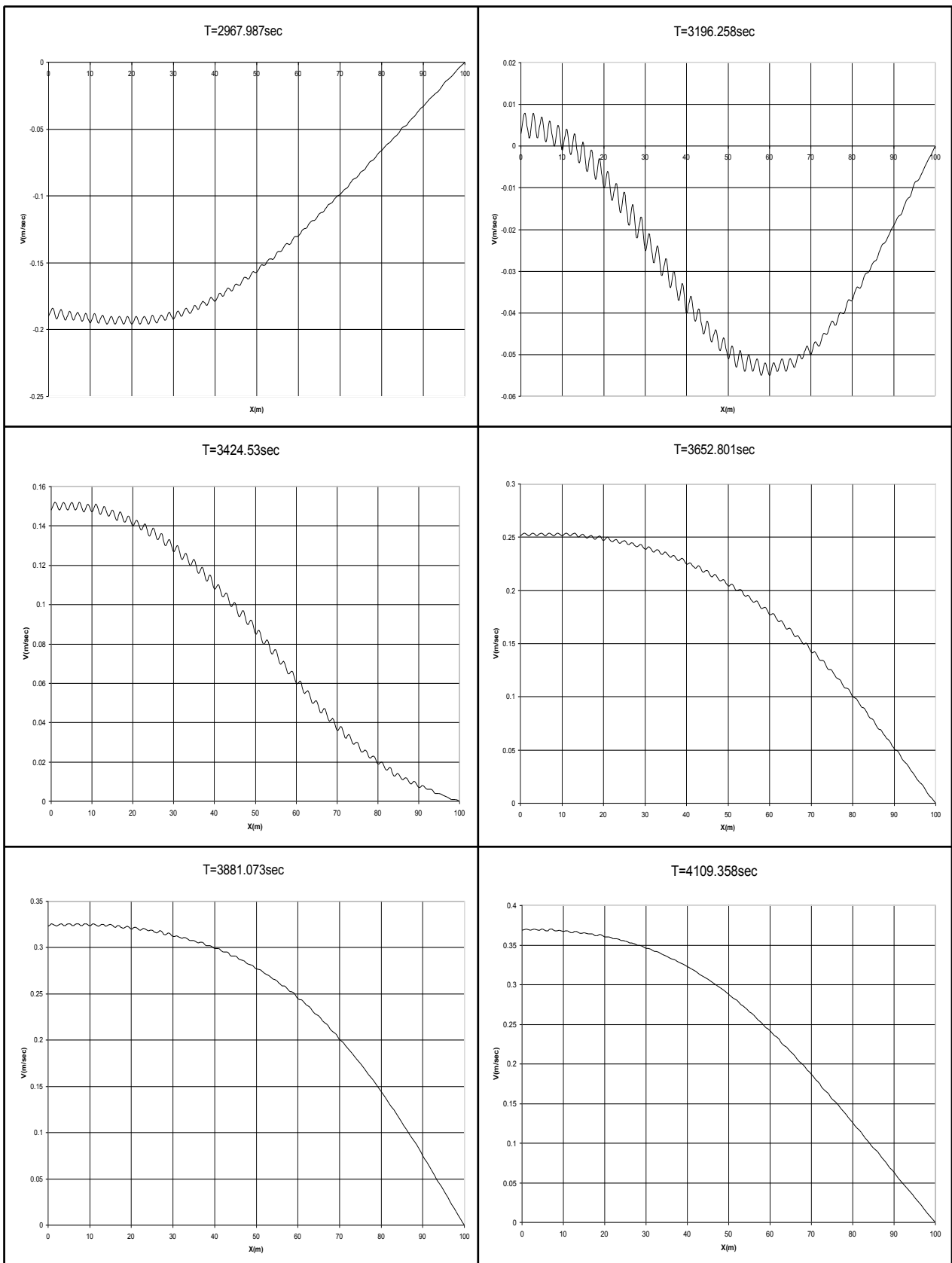












ΔΕΞΑΜΕΝΗ ΣΤΑΘΕΡΗΣ ΣΤΑΘΜΗΣ – ΑΝΟΙΚΤΟΣ ΑΓΩΓΟΣ – ΘΥΡΟΦΡΑΓΜΑ

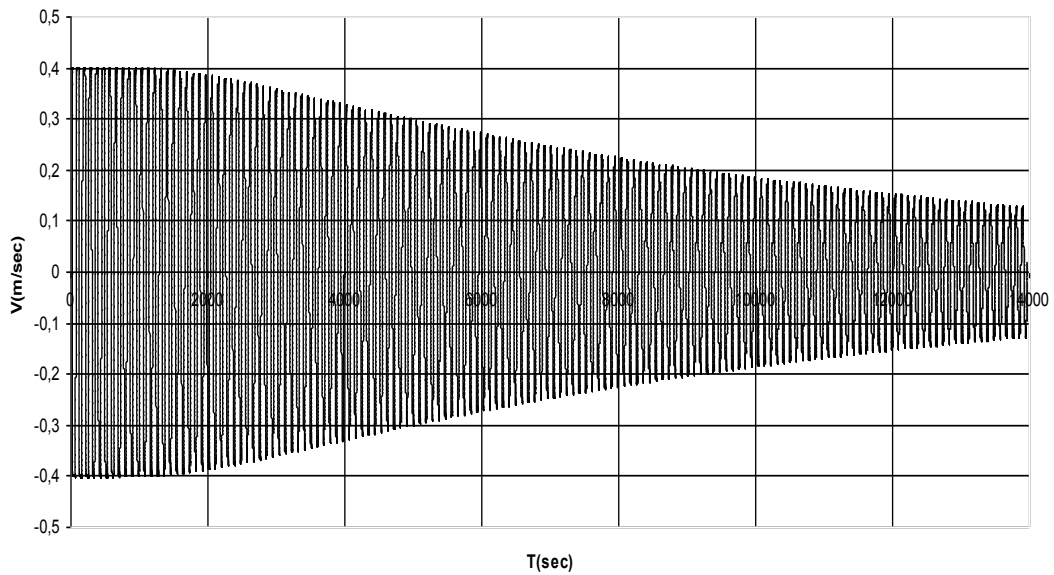
ΣΤΑΘΕΡΟ ΒΑΘΟΣ ΡΟΗΣ ΚΑΤΑ ΜΗΚΟΣ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ
ΧΡΗΣΙΜΟΠΟΙΕΙΤΑΙ ΩΣ ΑΡΧΙΚΗ ΣΥΝΘΗΚΗ

ΜΕΤΑΒΑΤΙΚΕΣ ΣΥΝΘΗΚΕΣ ΡΟΗΣ ΠΑΡΑΓΟΝΤΑΙ ΑΠΟ ΑΠΟΤΟΜΟ
ΚΛΕΙΣΙΜΟ ΤΟΥ ΚΑΤΑΝΤΗ ΘΥΡΟΦΡΑΓΜΑΤΟΣ

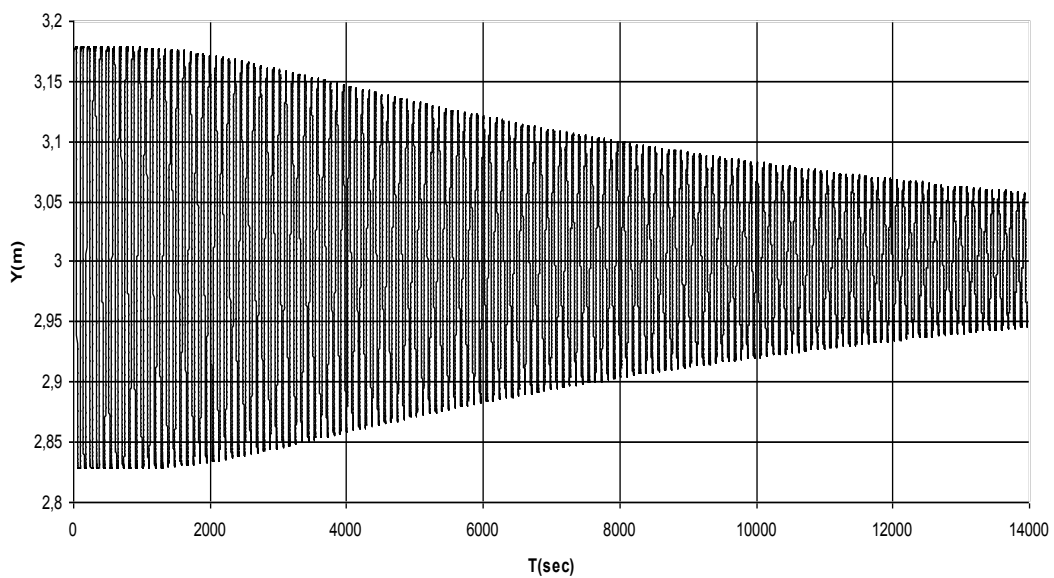
ΔΕΔΟΜΕΝΑ ΠΟΥ ΧΡΗΣΙΜΟΠΟΙΟΥΝΤΑΙ ΑΠΟ ΤΟ ΠΡΟΓΡΑΜΜΑ

ΑΡΧΙΚΗ ΠΑΡΟΧΗ $Q_0 (m^3 / sec)$	= 12
ΑΡΧΙΚΟ ΒΑΘΟΣ $y_d (m)$	= 3
ΣΥΝΤΕΛΕΣΤΗΣ MANNING n	= 0.013
ΠΛΑΤΟΣ ΠΥΘΜΕΝΑ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ $B_o (m)$	= 4
ΠΛΕΥΡΙΚΗ ΚΛΙΣΗ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ s s ΟΡΙΖΟΝΤΙΑ : 1 ΚΑΤΑΚΟΡΥΦΗ	= 2
ΜΗΚΟΣ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ $L(m)$	= 100
ΠΛΗΘΟΣ ΤΜΗΜΑΤΩΝ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ N	= 100
ΧΡΟΝΙΚΗ ΔΙΑΡΚΕΙΑ ΕΞΕΛΙΞΗΣ $T_{MAX} (sec)$	= 14000
ΕΠΙΤΑΧΥΝΣΗ ΤΗΣ ΒΑΡΥΤΗΤΑΣ $g(m/sec^2)$	= 9.81

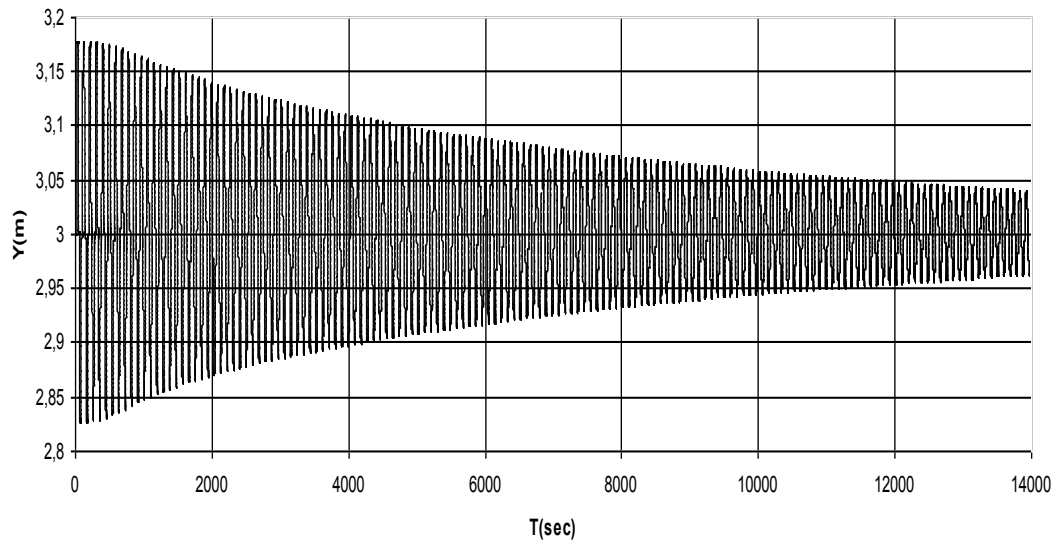
ΧΡΟΝΙΚΗ ΚΑΤΑΝΟΜΗ ΤΑΧΥΤΗΤΑΣ ΑΝΑΝΤΗ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ



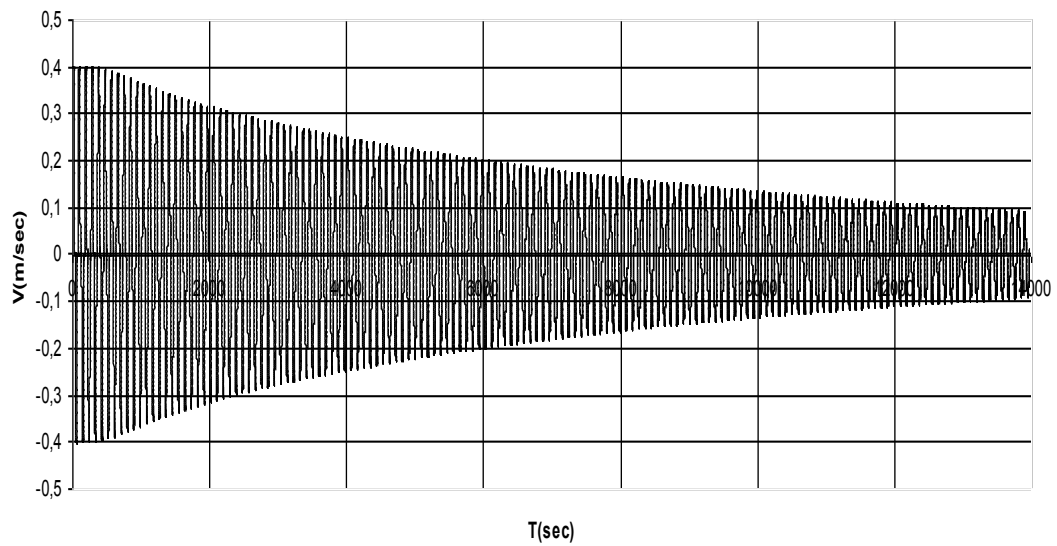
ΧΡΟΝΙΚΗ ΚΑΤΑΝΟΜΗ ΒΑΘΟΥΣ ΚΑΤΑΝΤΗ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ

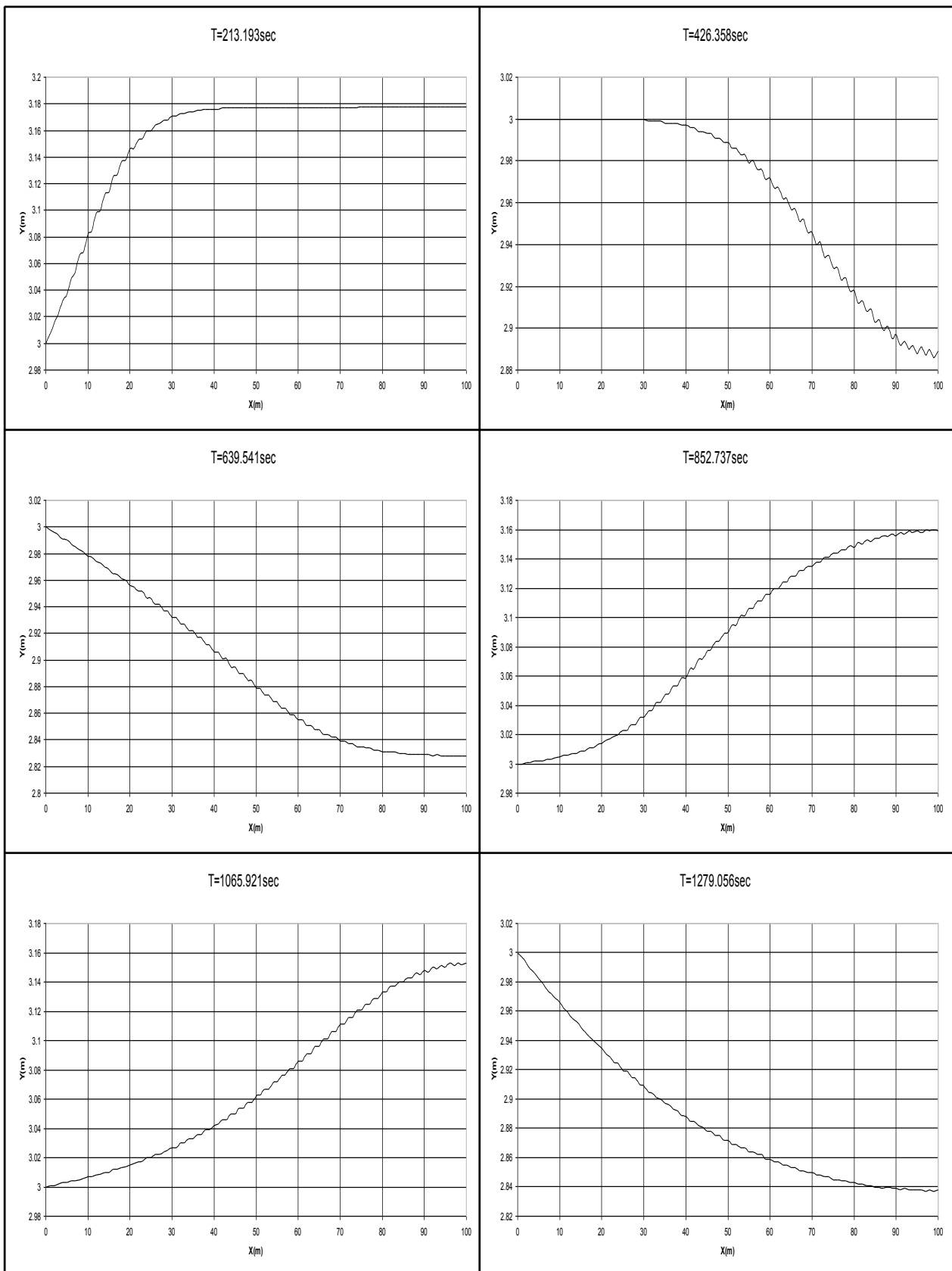


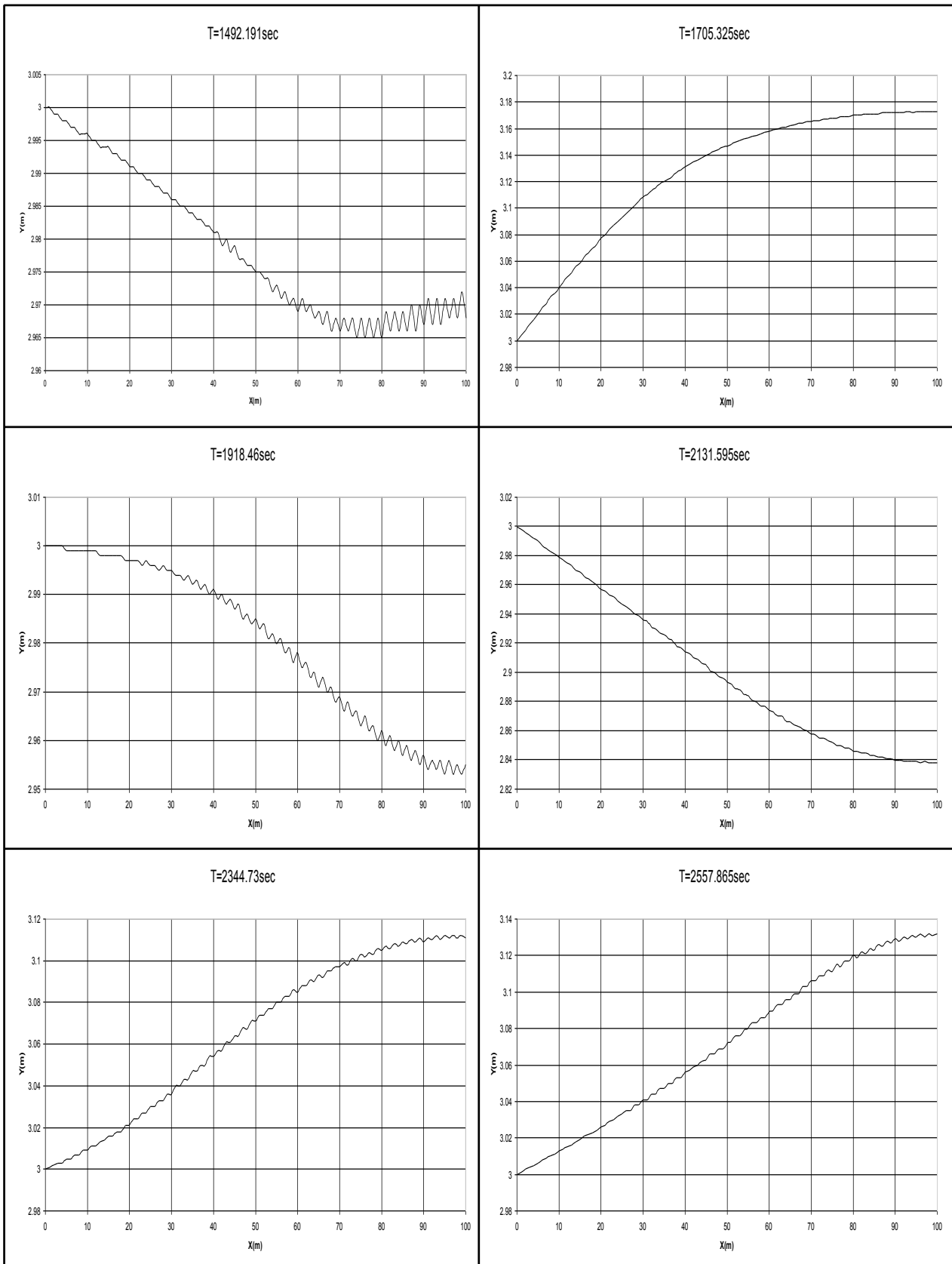
ΧΡΟΝΙΚΗ ΚΑΤΑΝΟΜΗ ΒΑΘΟΥΣ ΣΤΟ ΜΕΣΟ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ

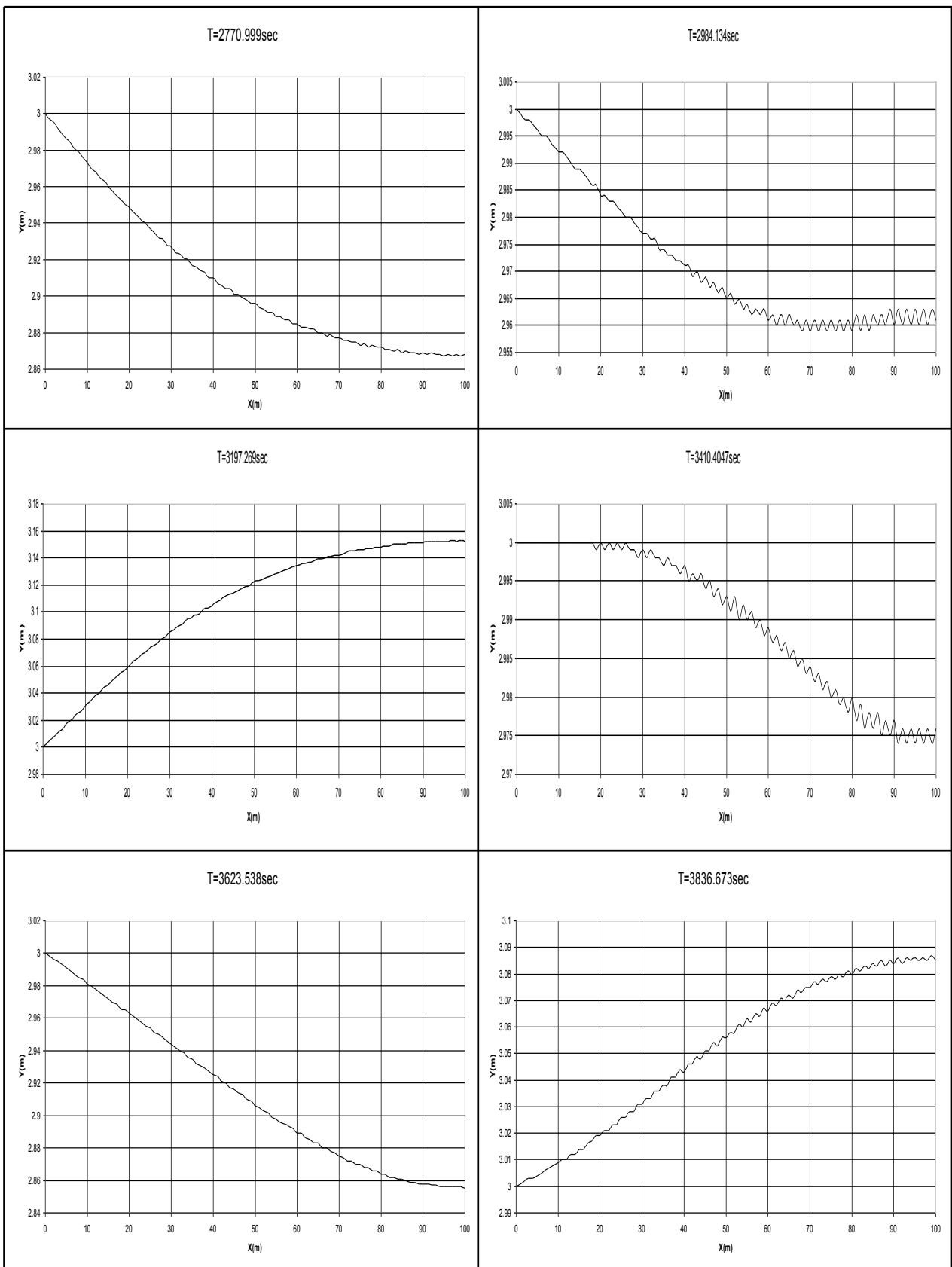


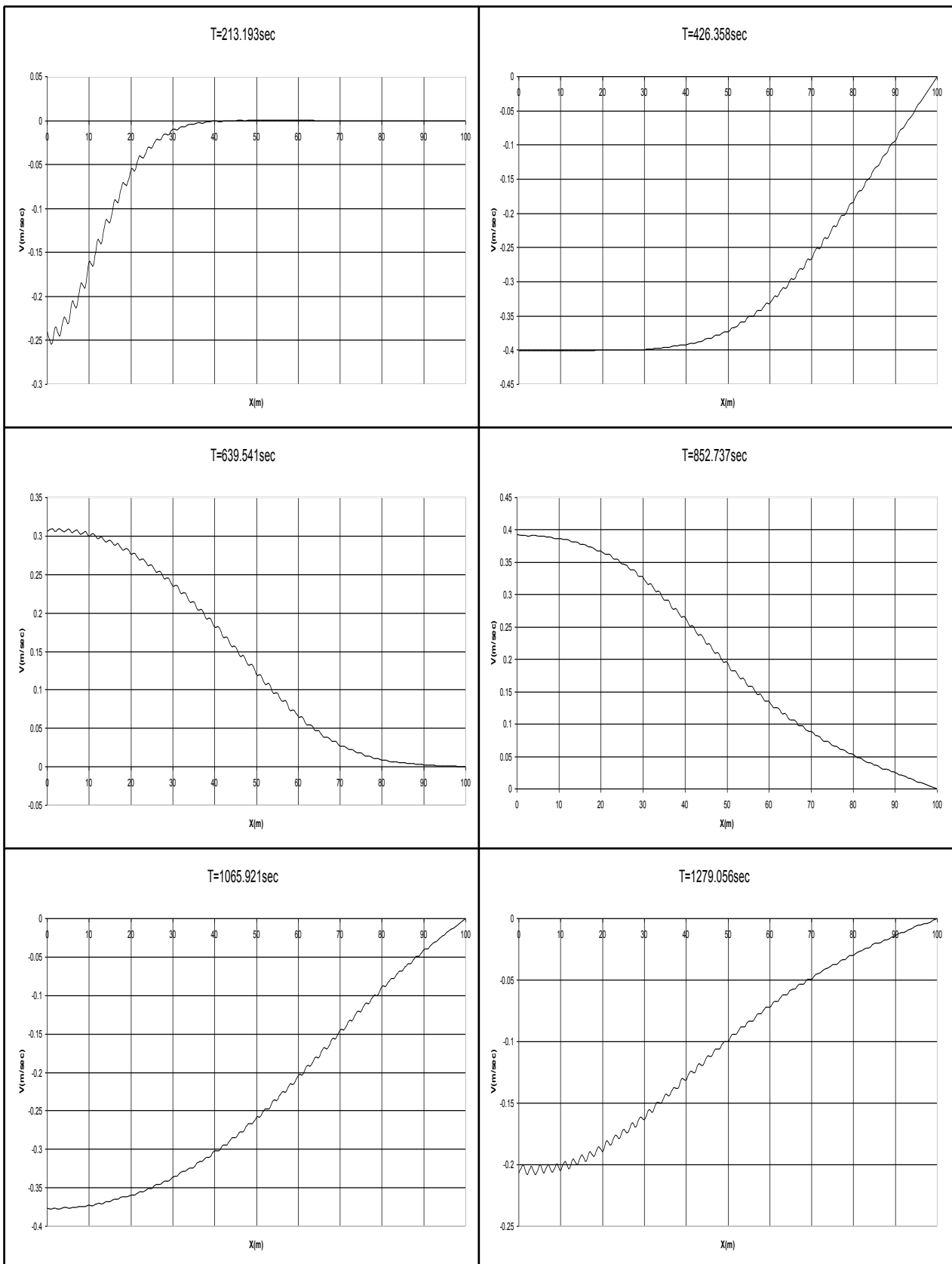
ΧΡΟΝΙΚΗ ΚΑΤΑΝΟΜΗ ΤΑΧΥΤΗΤΑΣ ΣΤΟ ΜΕΣΟ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ

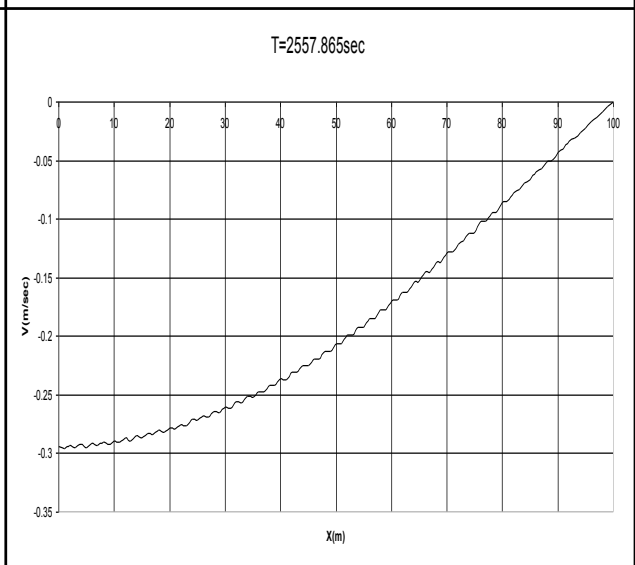
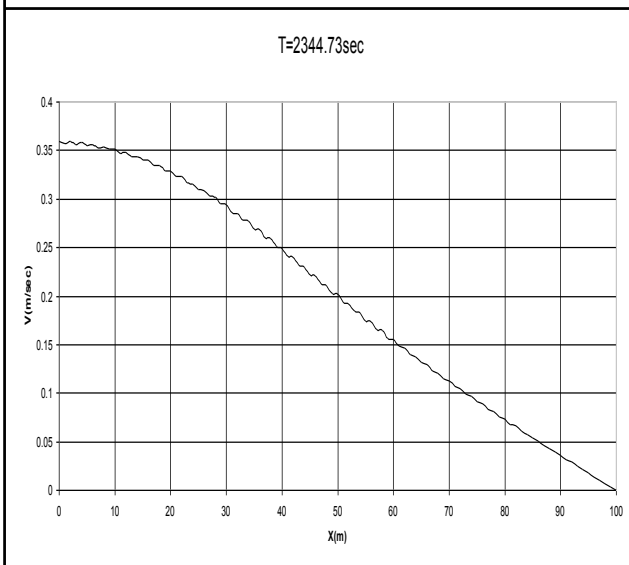
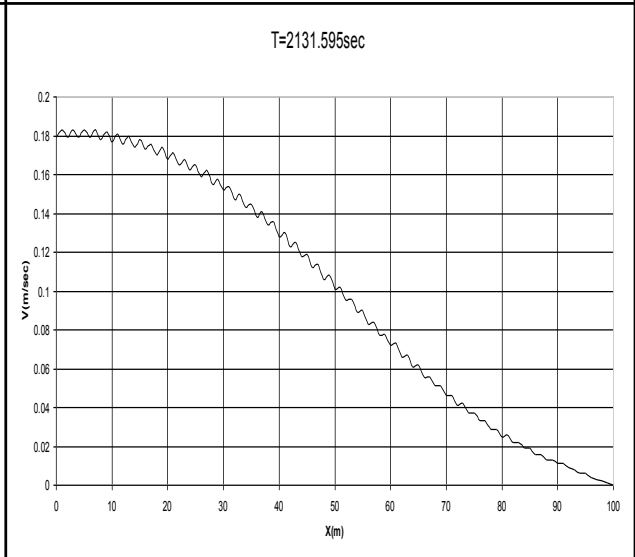
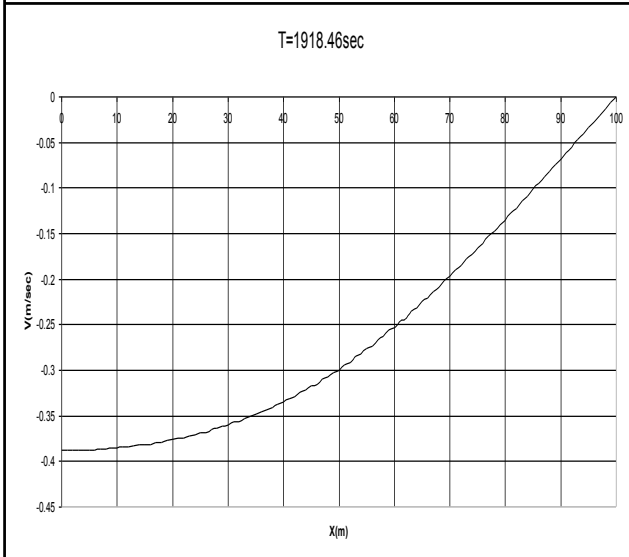
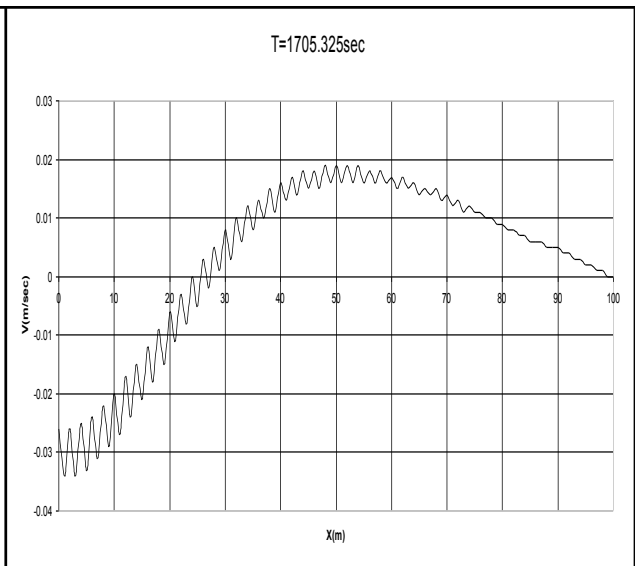
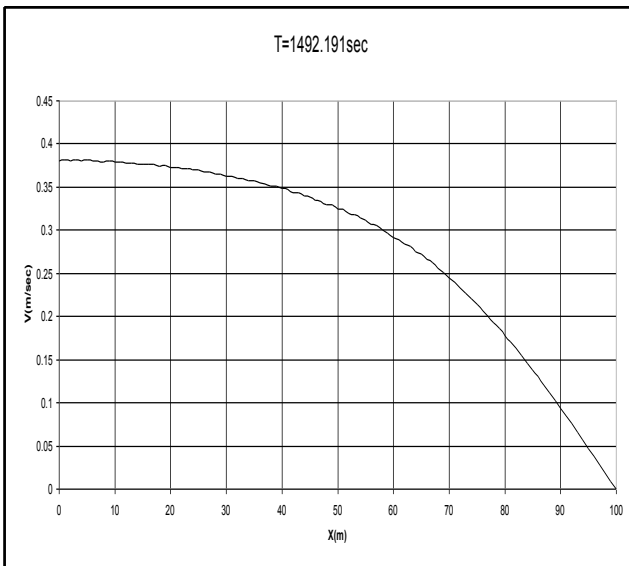


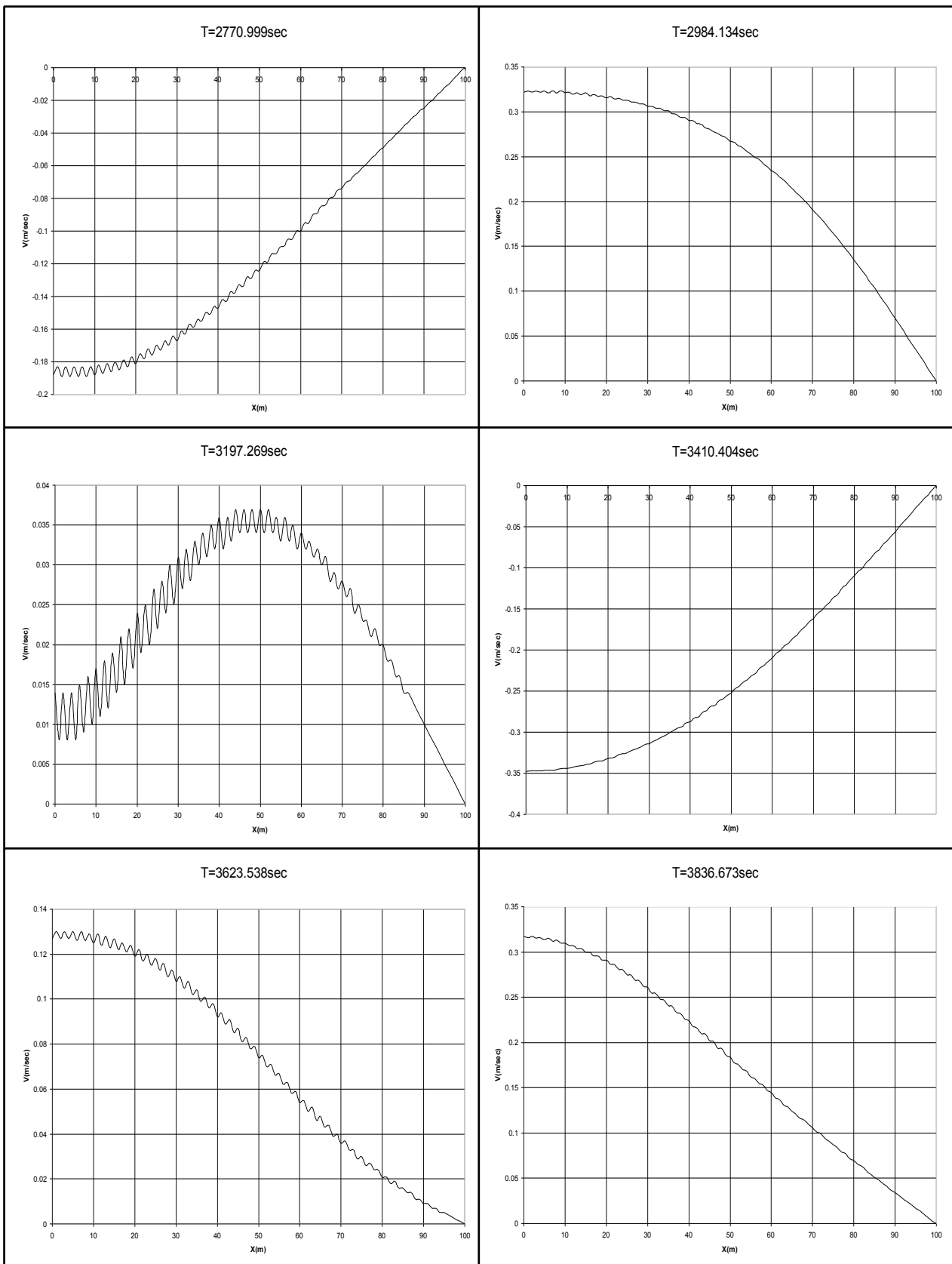












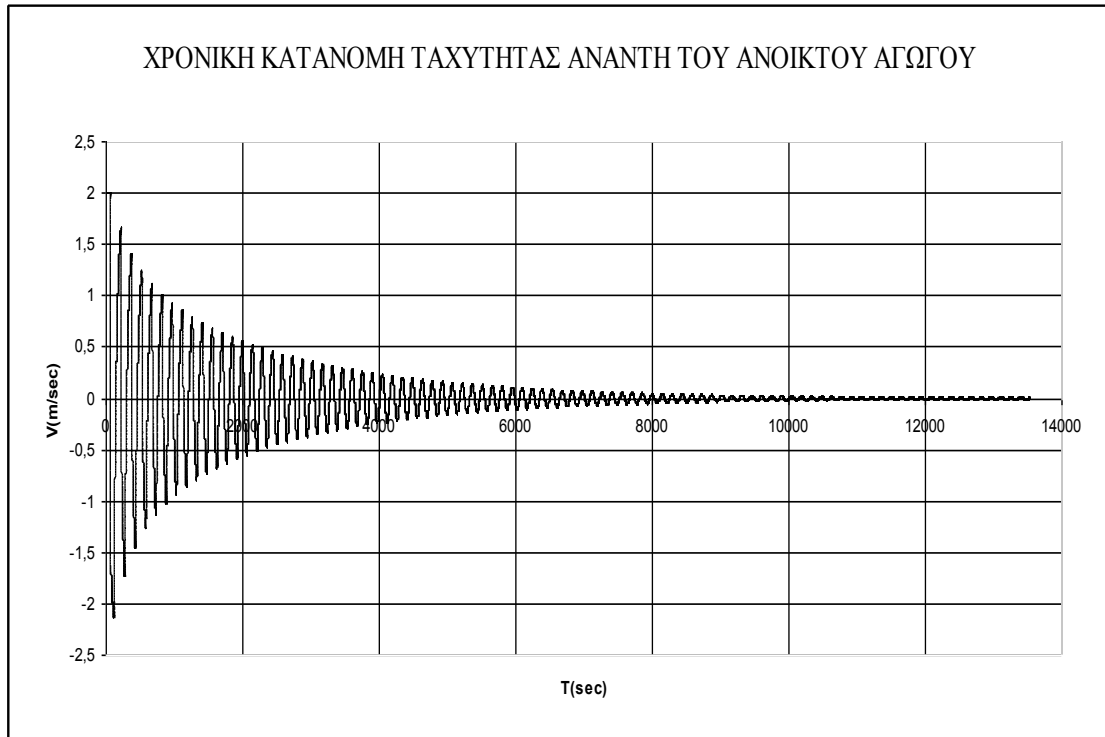
ΔΕΞΑΜΕΝΗ ΣΤΑΘΕΡΗΣ ΣΤΑΘΜΗΣ – ΑΝΟΙΚΤΟΣ ΑΓΩΓΟΣ – ΘΥΡΟΦΡΑΓΜΑ

ΣΤΑΘΕΡΟ ΒΑΘΟΣ ΡΟΗΣ ΚΑΤΑ ΜΗΚΟΣ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ
ΧΡΗΣΙΜΟΠΟΙΕΙΤΑΙ ΩΣ ΑΡΧΙΚΗ ΣΥΝΘΗΚΗ

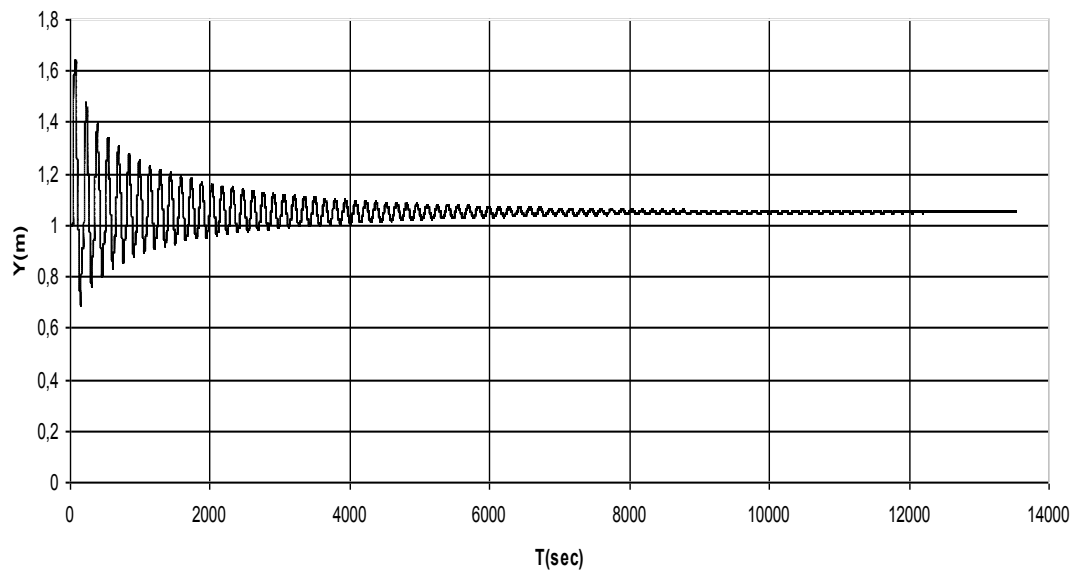
ΜΕΤΑΒΑΤΙΚΕΣ ΣΥΝΘΗΚΕΣ ΡΟΗΣ ΠΑΡΑΓΟΝΤΑΙ ΑΠΟ ΓΡΗΓΟΡΟ ΚΛΕΙΣΙΜΟ
ΤΟΥ ΚΑΤΑΝΤΗ ΘΥΡΟΦΡΑΓΜΑΤΟΣ

ΔΕΔΟΜΕΝΑ ΠΟΥ ΧΡΗΣΙΜΟΠΟΙΟΥΝΤΑΙ ΑΠΟ ΤΟ ΠΡΟΓΡΑΜΜΑ

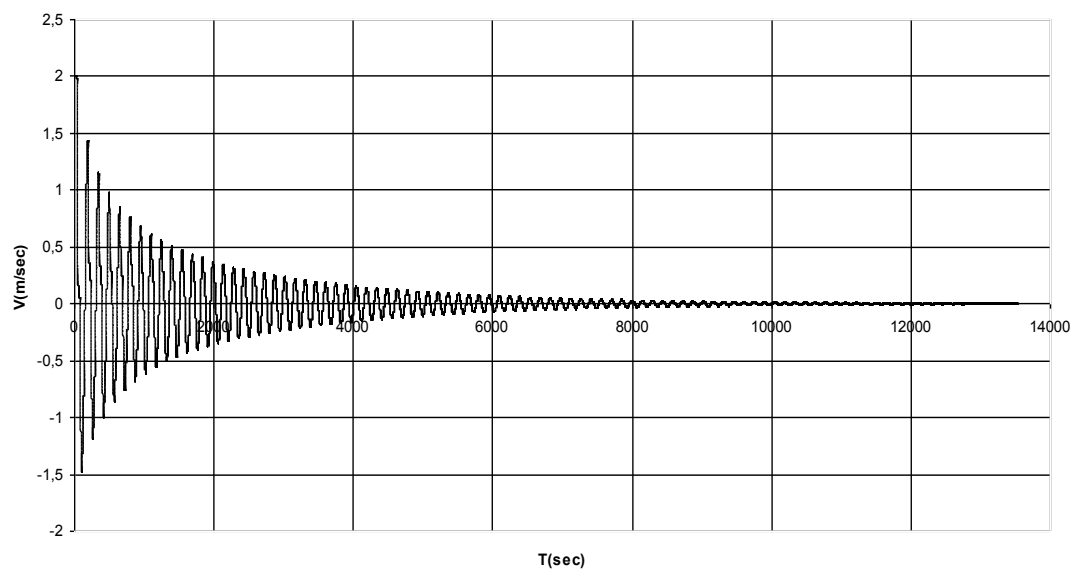
ΑΡΧΙΚΗ ΠΑΡΟΧΗ $Q_0 (m^3 / sec)$	= 12
ΑΡΧΙΚΟ ΒΑΘΟΣ $y_d (m)$	= 1
ΣΥΝΤΕΛΕΣΤΗΣ MANNING n	= 0.013
ΠΛΑΤΟΣ ΠΥΘΜΕΝΑ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ $B_o (m)$	= 4
ΠΛΕΥΡΙΚΗ ΚΛΙΣΗ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ s s ΟΡΙΖΟΝΤΙΑ : 1 ΚΑΤΑΚΟΡΥΦΗ	= 2
ΜΗΚΟΣ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ $L(m)$	= 100
ΠΛΗΘΟΣ ΤΜΗΜΑΤΩΝ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ N	= 100
ΔΙΑΡΚΕΙΑ ΠΛΗΡΟΥΣ ΚΛΕΙΣΙΜΑΤΟΣ ΤΟΥ ΘΥΡΟΦΡΑΓΜΑΤΟΣ $t_s (sec)$	= 63
ΧΡΟΝΙΚΗ ΔΙΑΡΚΕΙΑ ΕΞΕΛΙΞΗΣ $T_{MAX} (sec)$	= 14000
ΕΠΙΤΑΧΥΝΣΗ ΤΗΣ ΒΑΡΥΤΗΤΑΣ $g(m/sec^2)$	= 9.81



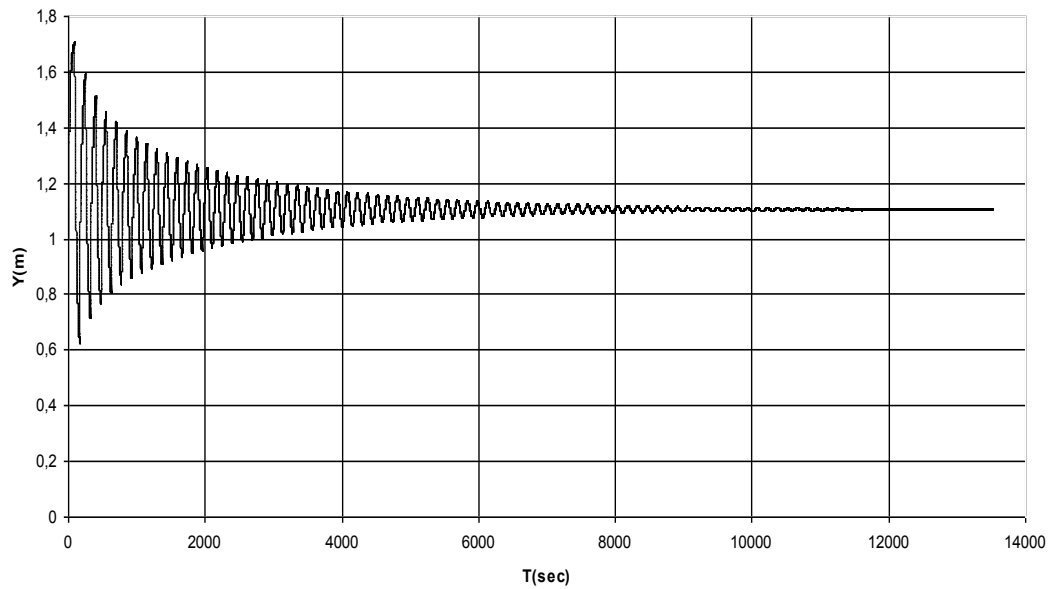
ΧΡΟΝΙΚΗ ΚΑΤΑΝΟΜΗ ΒΑΘΟΥΣ ΣΤΟ ΜΕΣΟ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ



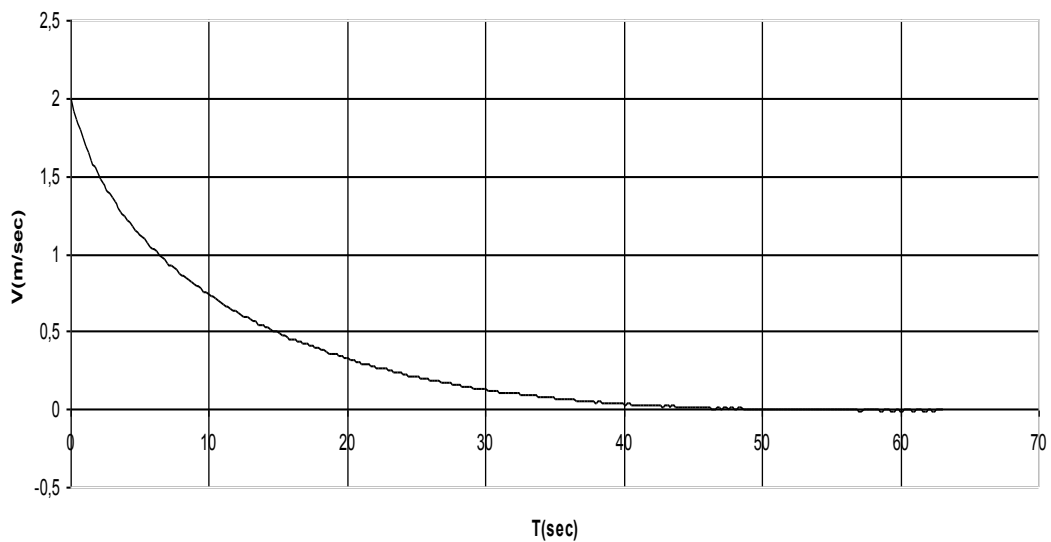
ΧΡΟΝΙΚΗ ΚΑΤΑΝΟΜΗ ΤΑΧΥΤΗΤΑΣ ΣΤΟ ΜΕΣΟ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ

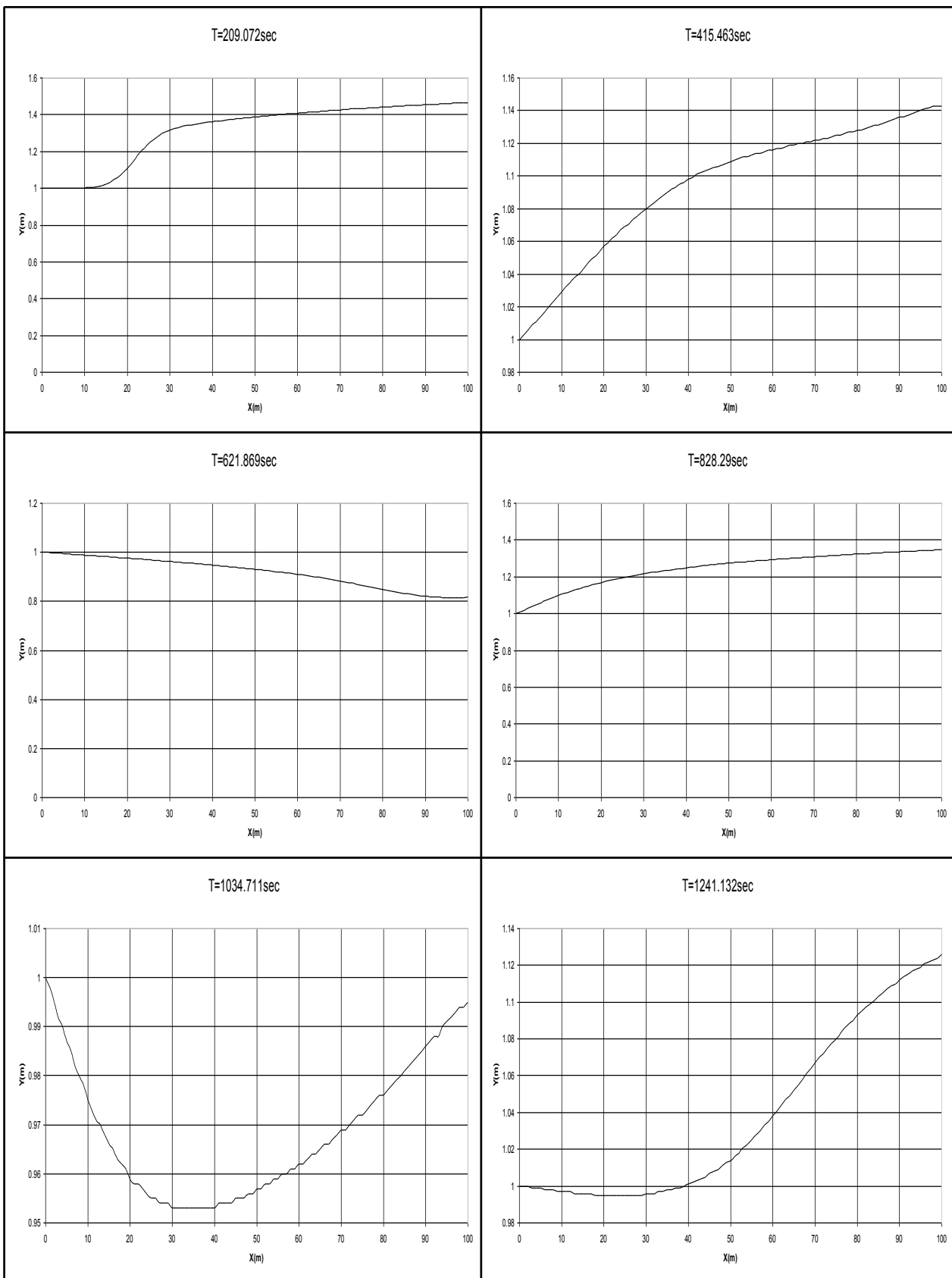


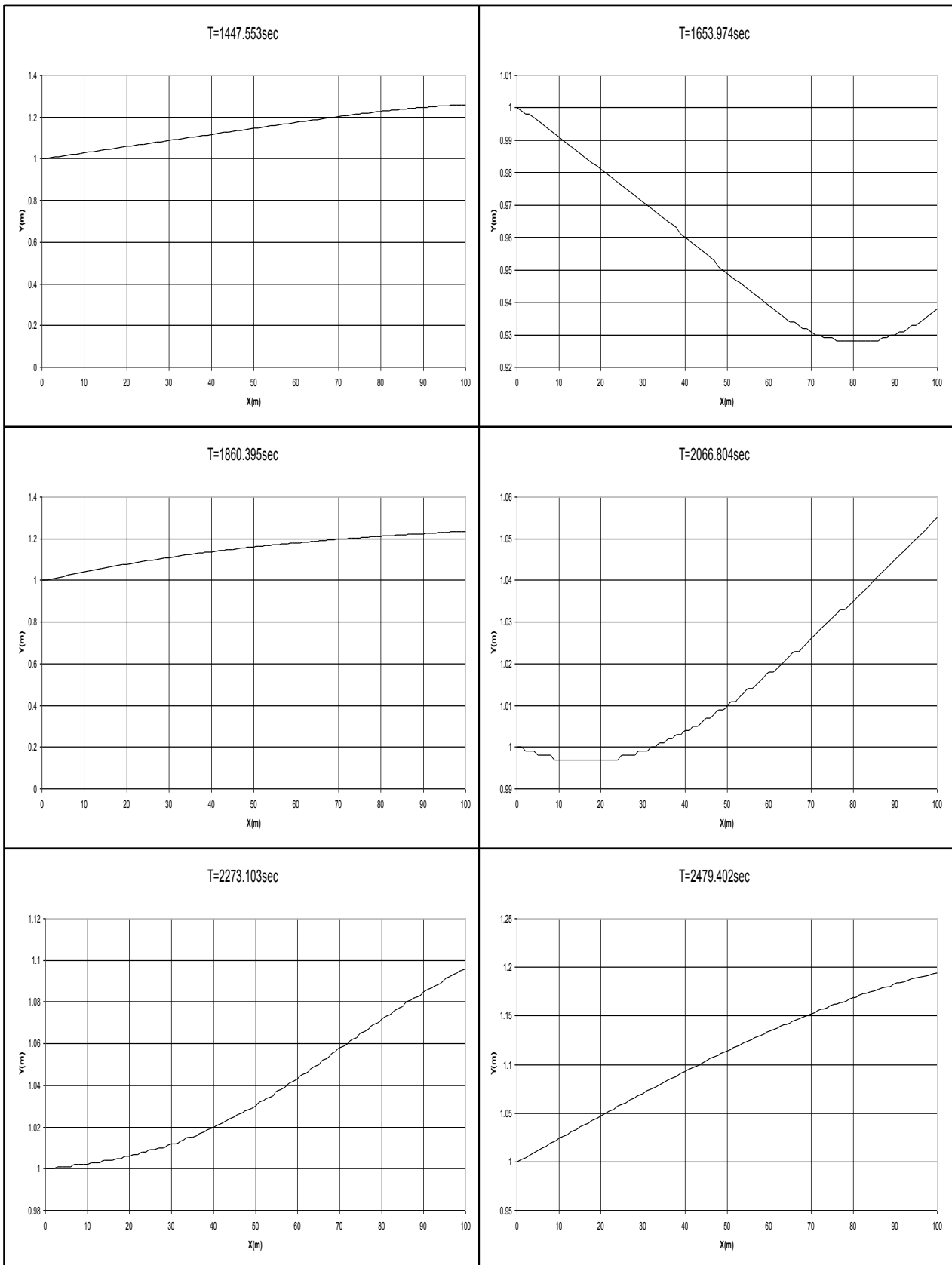
ΧΡΟΝΙΚΗ ΚΑΤΑΝΟΜΗ ΒΑΘΟΥΣ ΚΑΤΑΝΤΗ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ

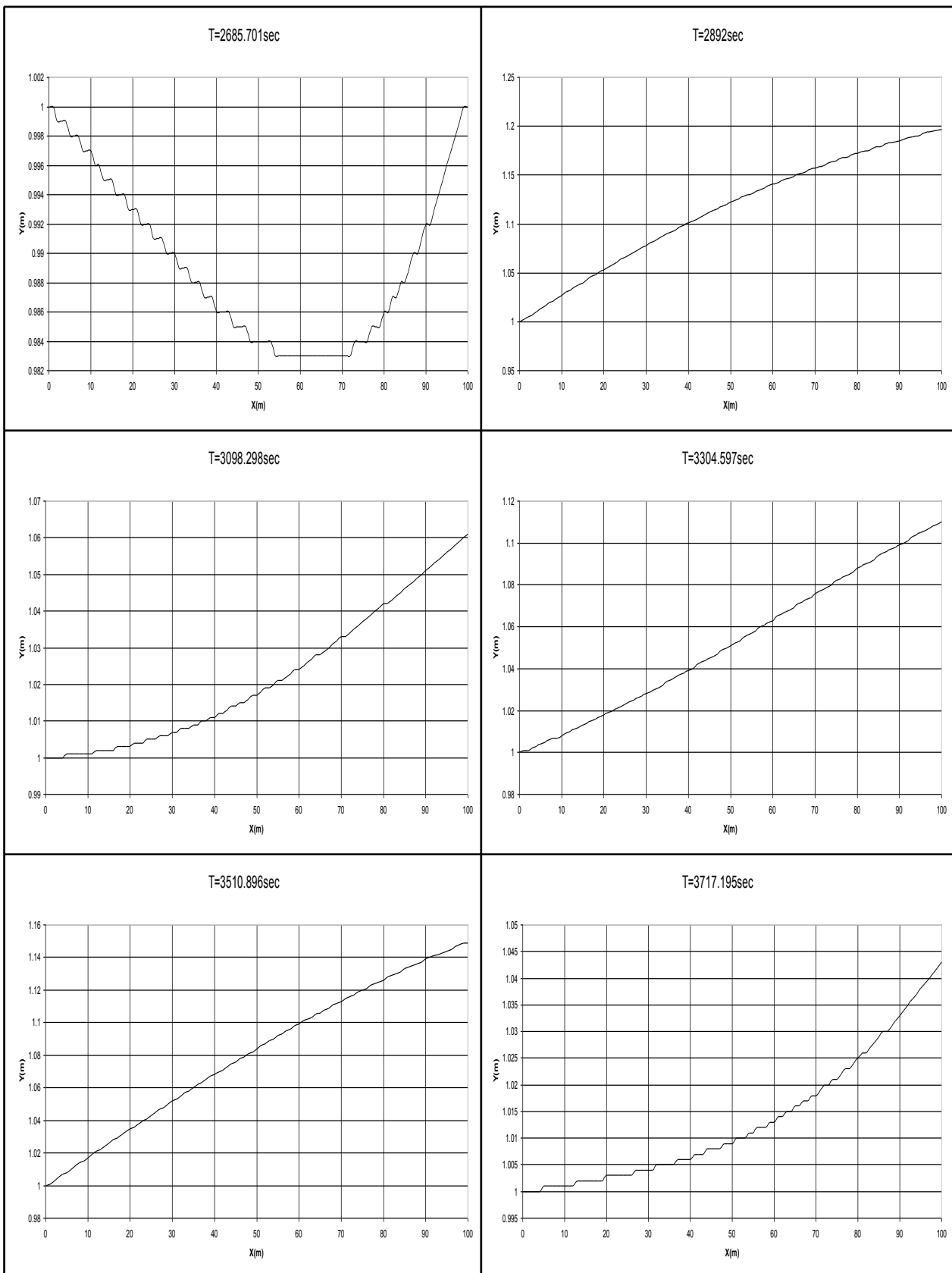


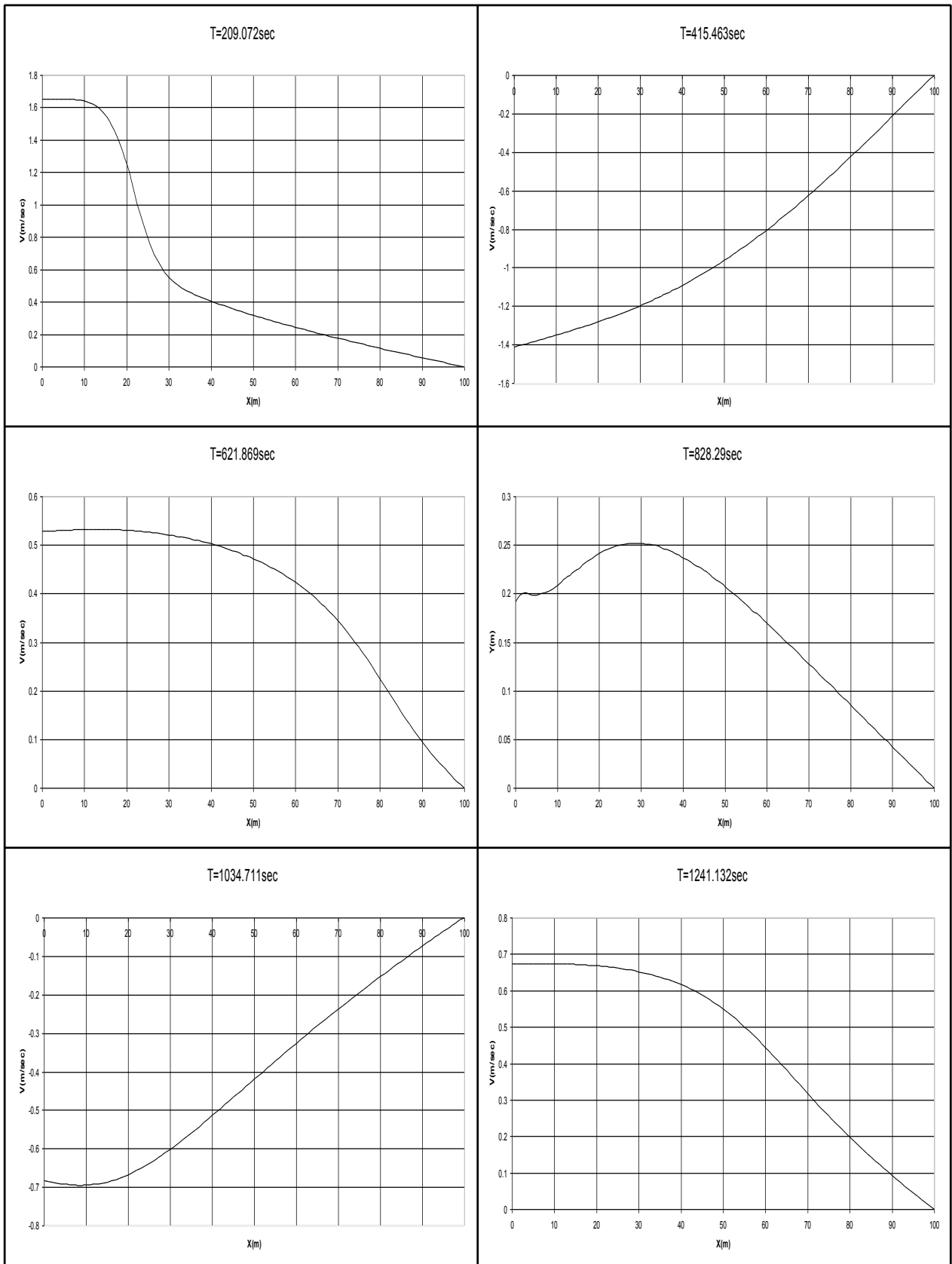
ΧΡΟΝΙΚΗ ΚΑΤΑΝΟΜΗ ΤΑΧΥΤΗΤΑΣ ΚΑΤΑΝΤΗ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ

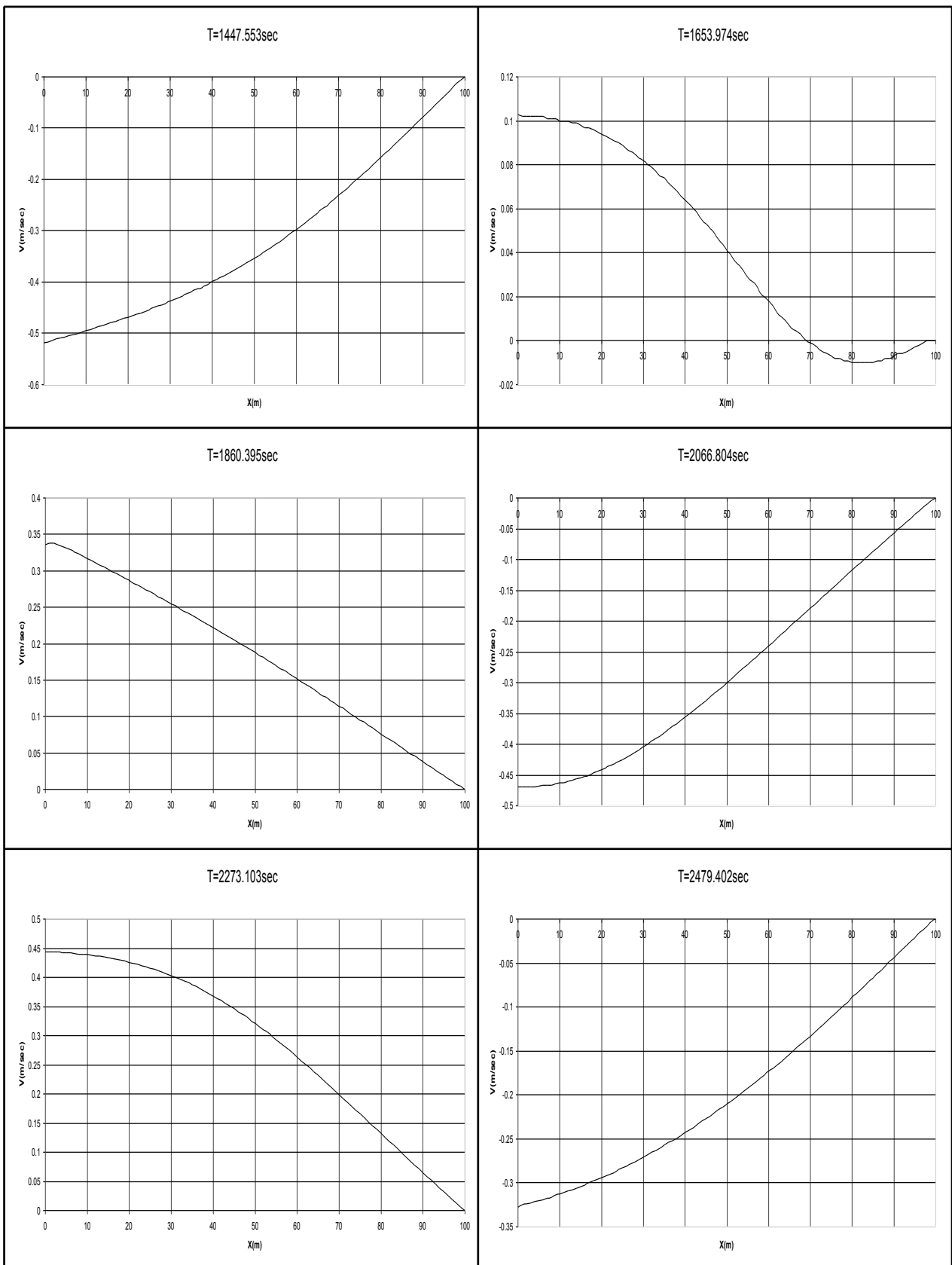


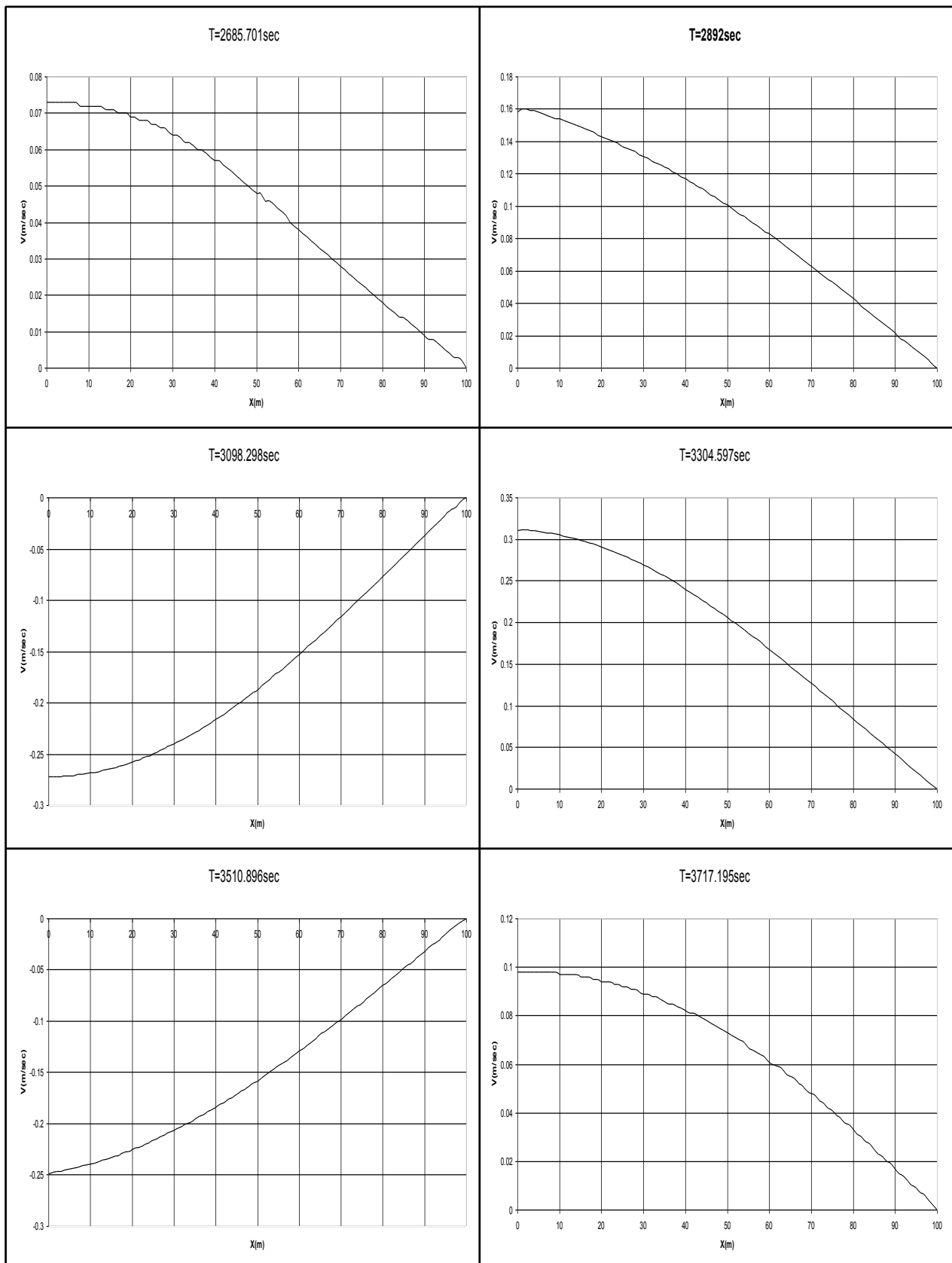












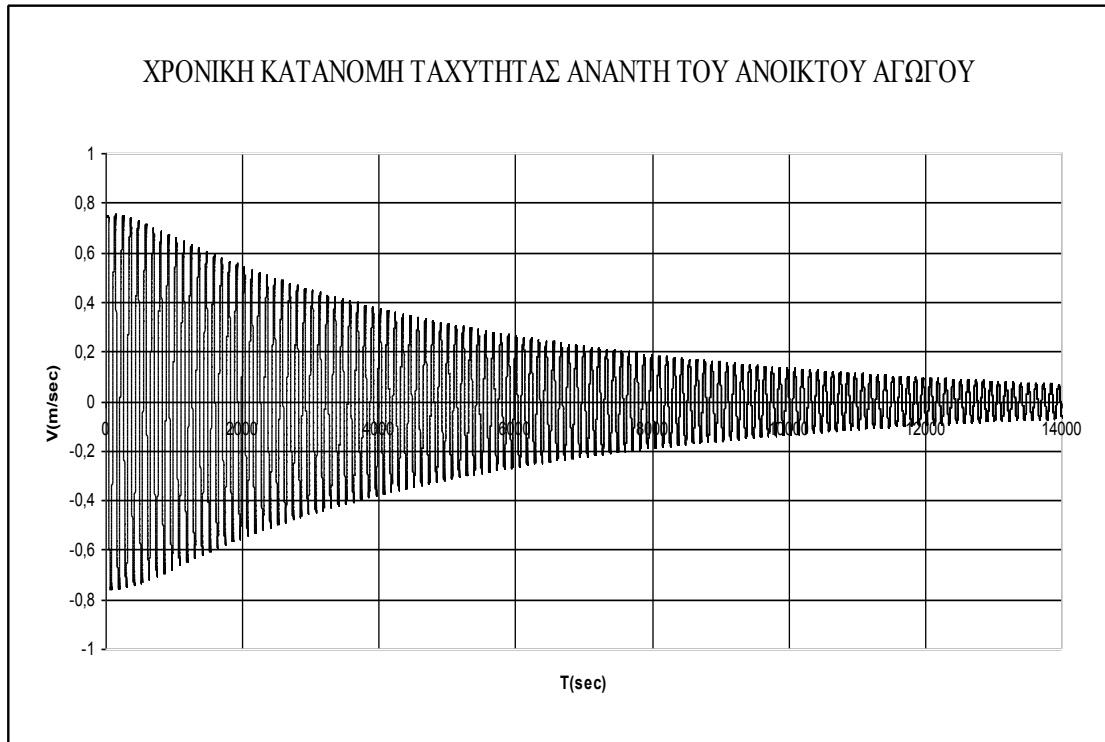
ΔΕΞΑΜΕΝΗ ΣΤΑΘΕΡΗΣ ΣΤΑΘΜΗΣ – ΑΝΟΙΚΤΟΣ ΑΓΩΓΟΣ – ΘΥΡΟΦΡΑΓΜΑ

ΣΤΑΘΕΡΟ ΒΑΘΟΣ ΡΟΗΣ ΚΑΤΑ ΜΗΚΟΣ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ
ΧΡΗΣΙΜΟΠΟΙΕΙΤΑΙ ΩΣ ΑΡΧΙΚΗ ΣΥΝΘΗΚΗ

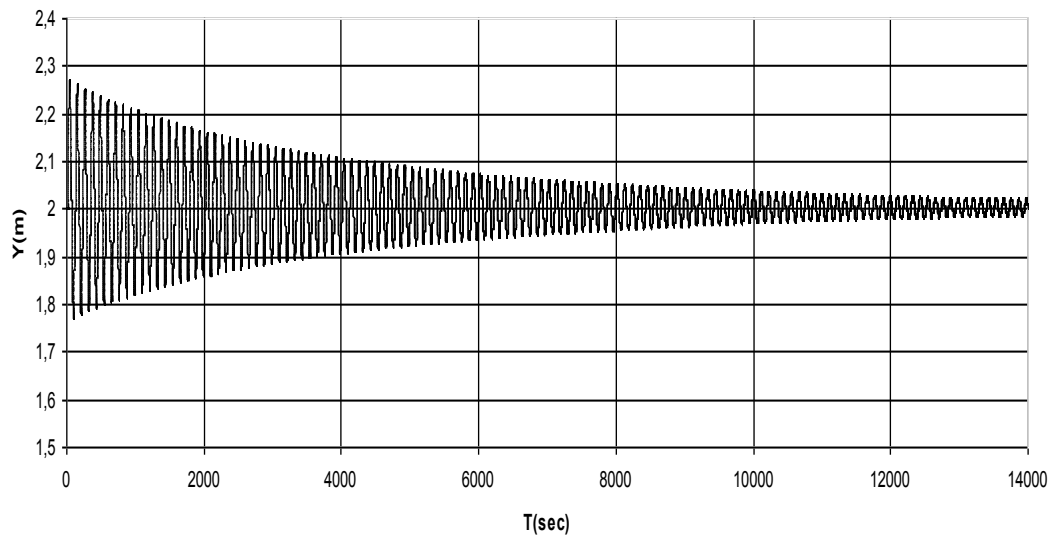
ΜΕΤΑΒΑΤΙΚΕΣ ΣΥΝΘΗΚΕΣ ΡΟΗΣ ΠΑΡΑΓΟΝΤΑΙ ΑΠΟ ΓΡΗΓΟΡΟ ΚΛΕΙΣΙΜΟ
ΤΟΥ ΚΑΤΑΝΤΗ ΘΥΡΟΦΡΑΓΜΑΤΟΣ

ΔΕΔΟΜΕΝΑ ΠΟΥ ΧΡΗΣΙΜΟΠΟΙΟΥΝΤΑΙ ΑΠΟ ΤΟ ΠΡΟΓΡΑΜΜΑ

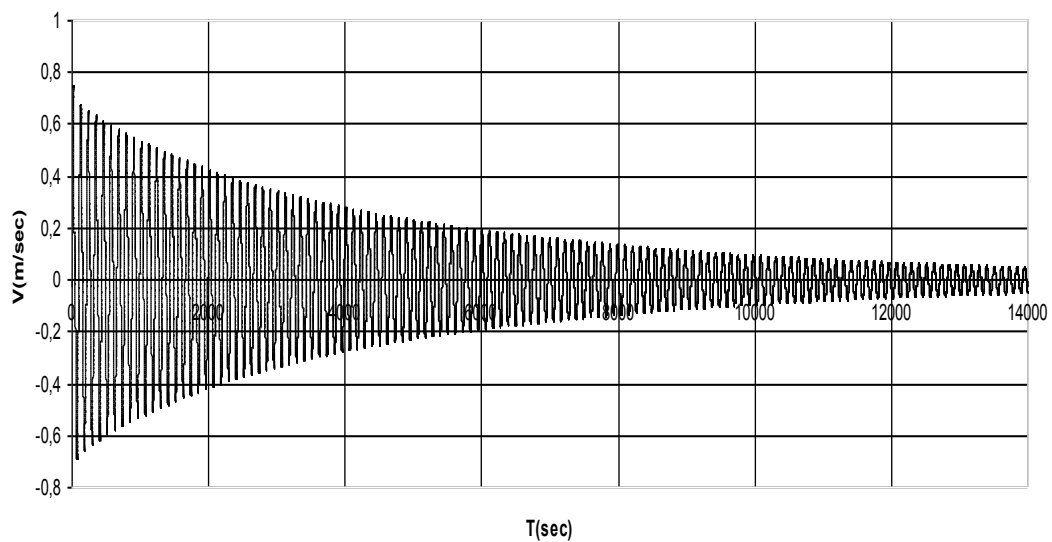
ΑΡΧΙΚΗ ΠΑΡΟΧΗ $Q_0 (m^3 / sec)$	= 12
ΑΡΧΙΚΟ ΒΑΘΟΣ $y_d (m)$	= 2
ΣΥΝΤΕΛΕΣΤΗΣ MANNING n	= 0.013
ΠΛΑΤΟΣ ΠΥΘΜΕΝΑ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ $B_o (m)$	= 4
ΠΛΕΥΡΙΚΗ ΚΛΙΣΗ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ s s ΟΡΙΖΟΝΤΙΑ : 1 ΚΑΤΑΚΟΡΥΦΗ	= 2
ΜΗΚΟΣ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ $L(m)$	= 100
ΠΛΗΘΟΣ ΤΜΗΜΑΤΩΝ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ N	= 100
ΔΙΑΡΚΕΙΑ ΠΛΗΡΟΥΣ ΚΛΕΙΣΙΜΑΤΟΣ ΤΟΥ ΘΥΡΟΦΡΑΓΜΑΤΟΣ $t_s (sec)$	= 47
ΧΡΟΝΙΚΗ ΔΙΑΡΚΕΙΑ ΕΞΕΛΙΞΗΣ $T_{MAX} (sec)$	= 14000
ΕΠΙΤΑΧΥΝΣΗ ΤΗΣ ΒΑΡΥΤΗΤΑΣ $g(m/sec^2)$	= 9.81



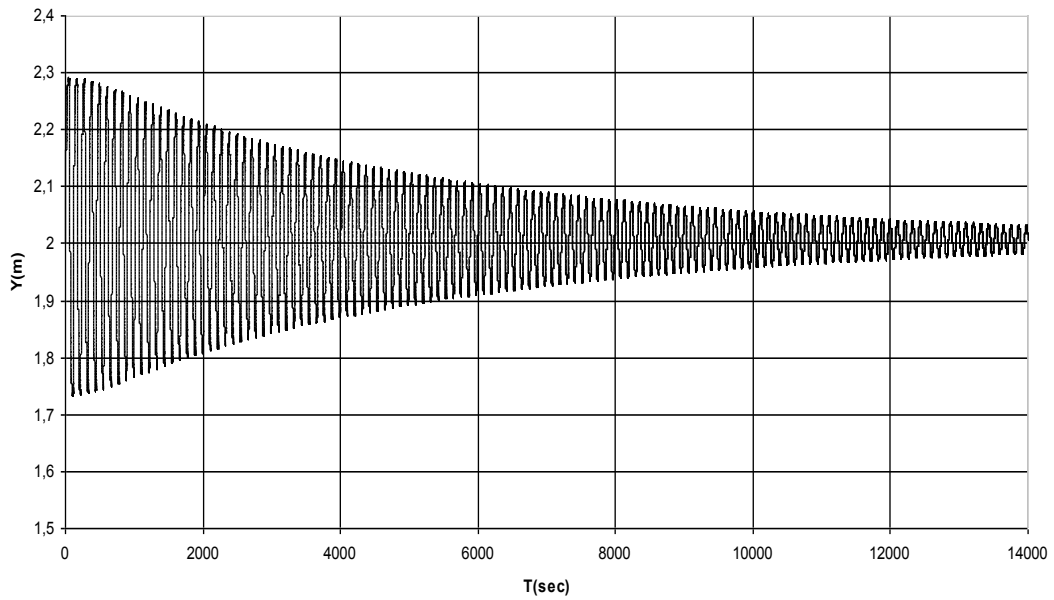
ΧΡΟΝΙΚΗ ΚΑΤΑΝΟΜΗ ΒΑΘΟΥΣ ΣΤΟ ΜΕΣΟ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ



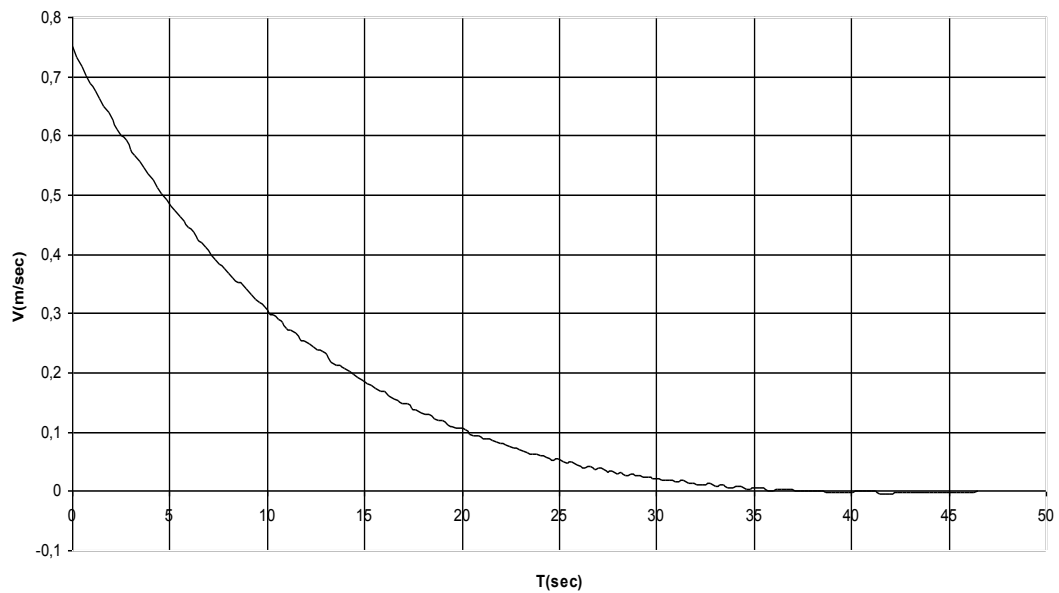
ΧΡΟΝΙΚΗ ΚΑΤΑΝΟΜΗ ΤΑΧΥΤΗΤΑΣ ΣΤΟ ΜΕΣΟ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ

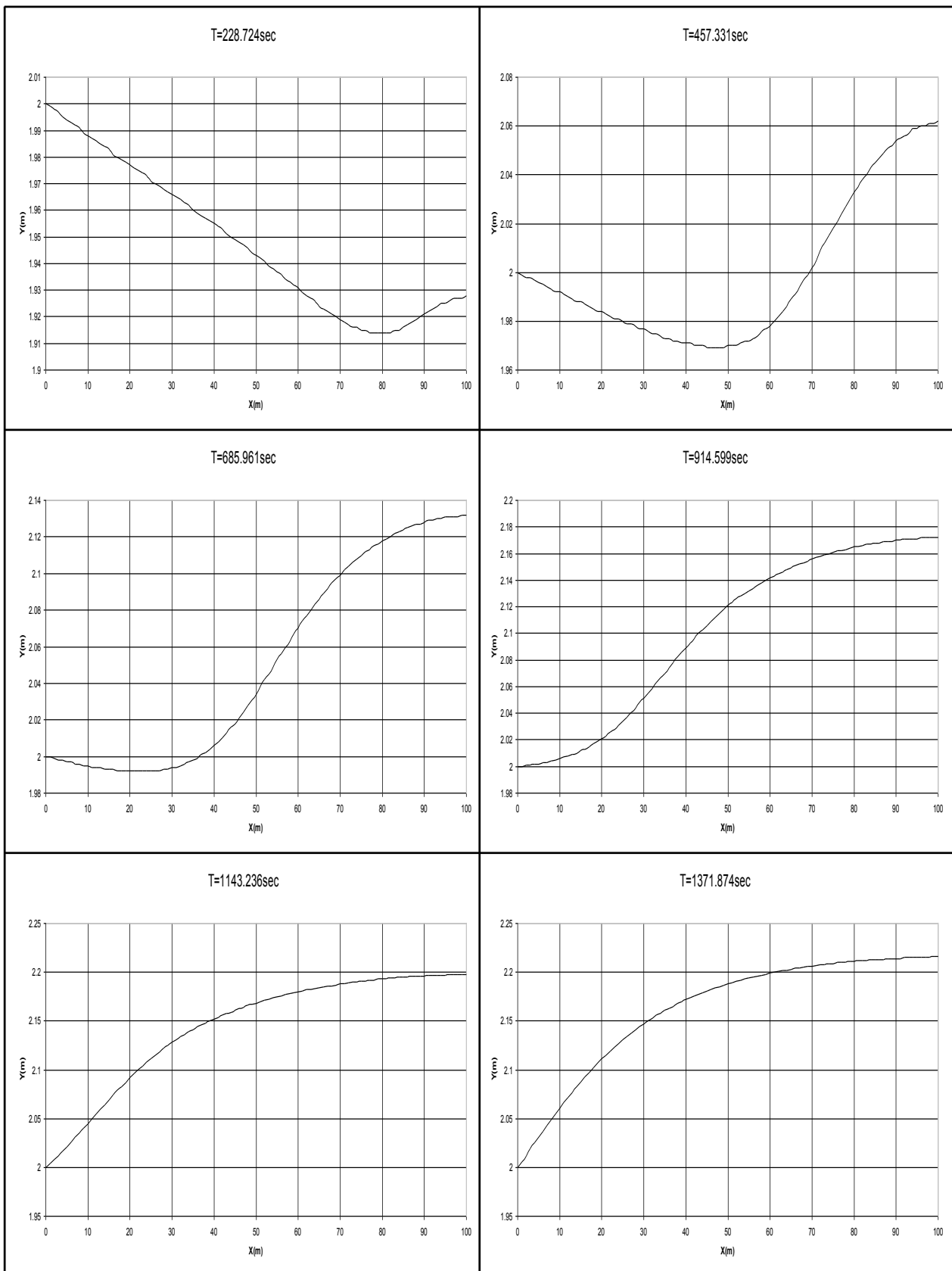


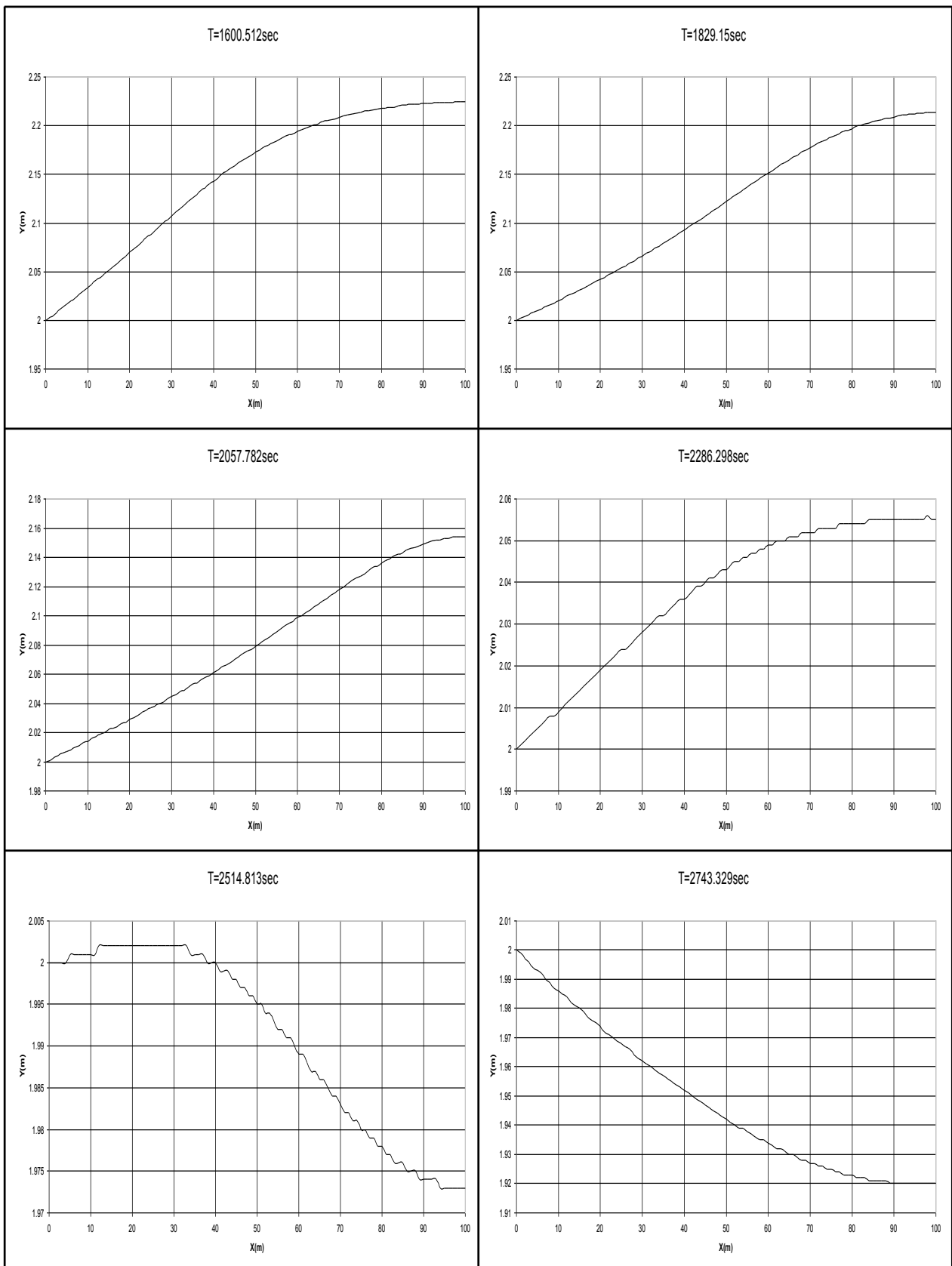
ΧΡΟΝΙΚΗ ΚΑΤΑΝΟΜΗ ΒΑΘΟΥΣ ΚΑΤΑΝΤΗ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ

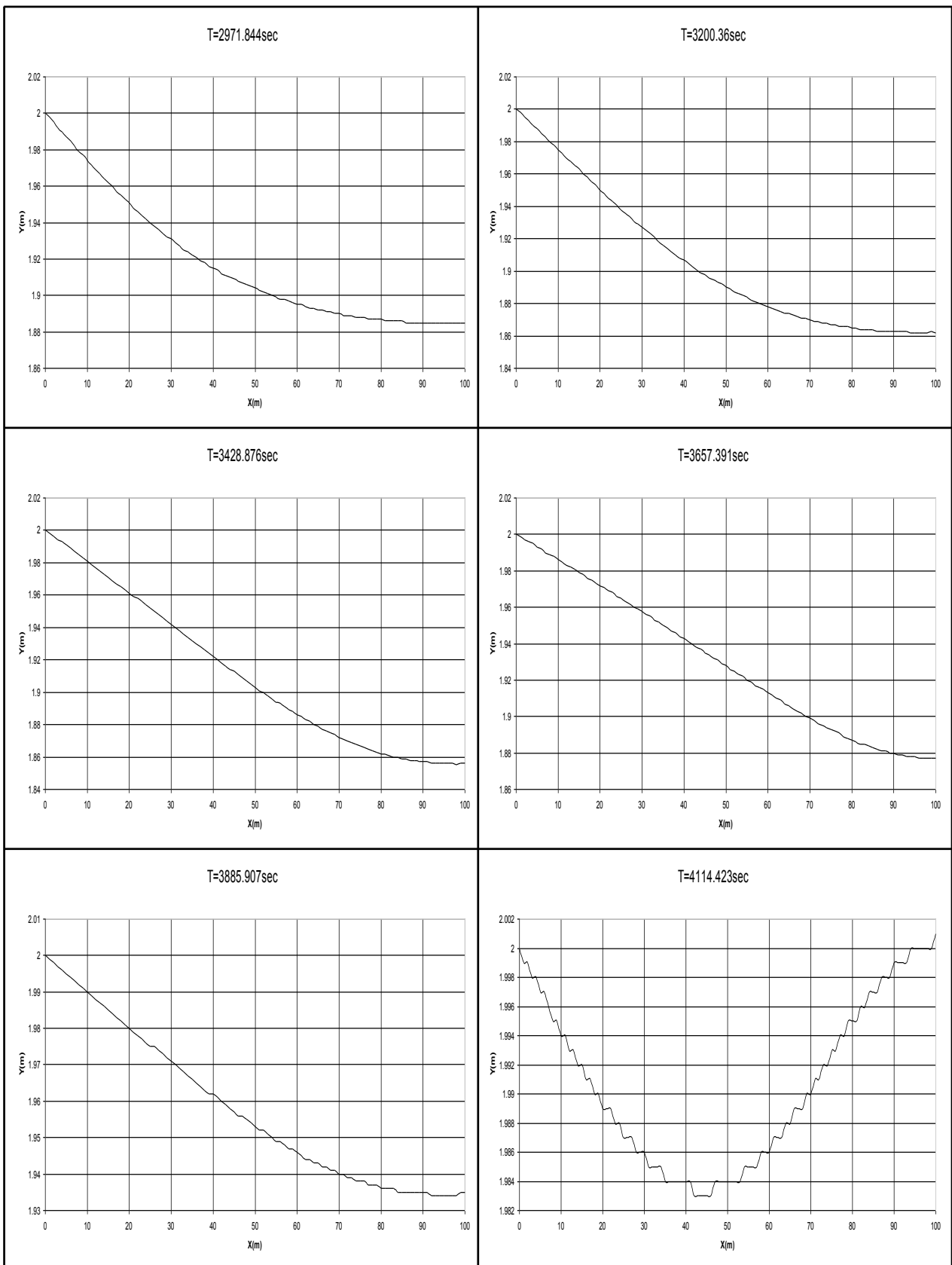


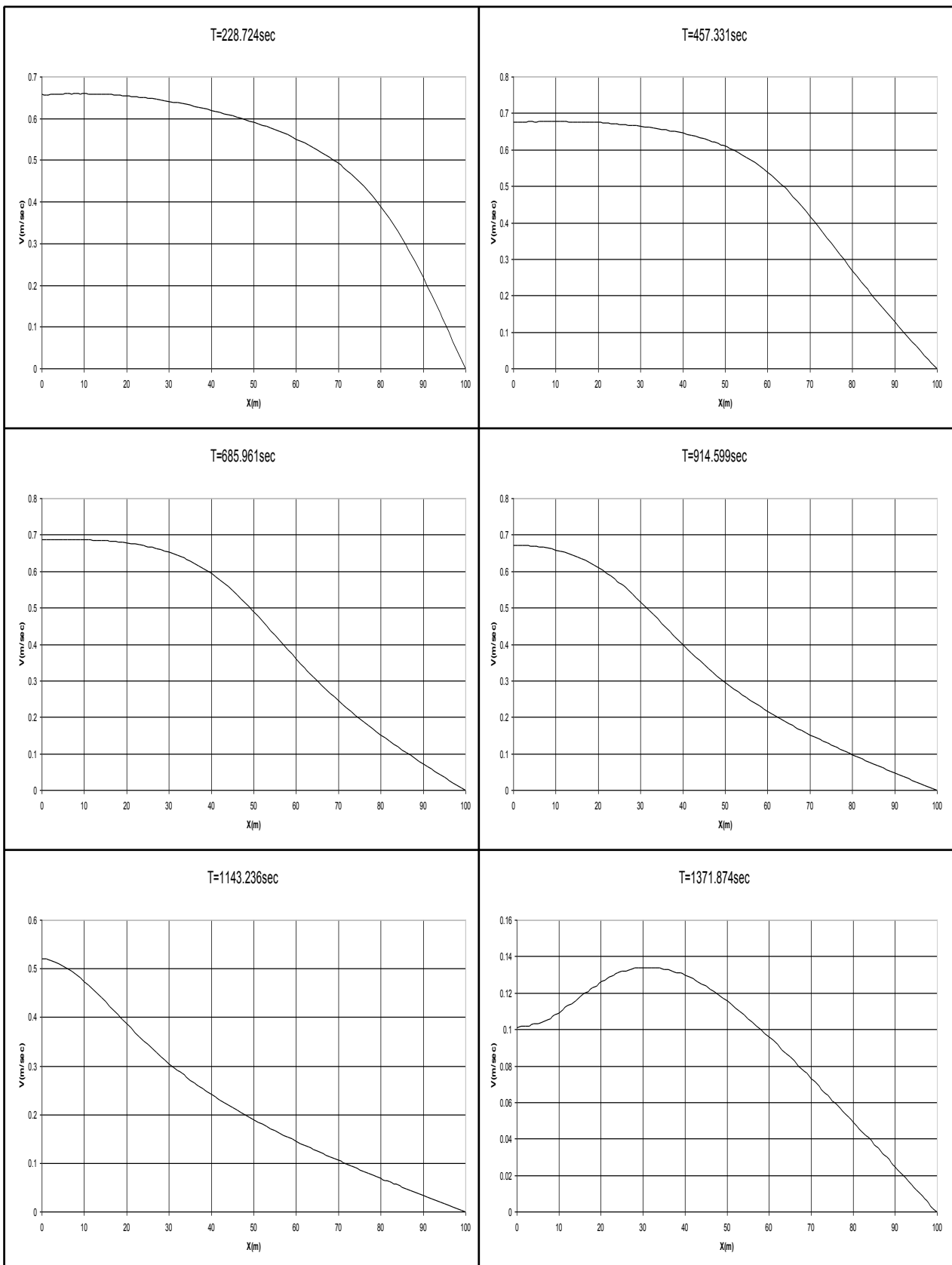
ΧΡΟΝΙΚΗ ΚΑΤΑΝΟΜΗ ΤΑΧΥΤΗΤΑΣ ΚΑΤΑΝΤΗ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ

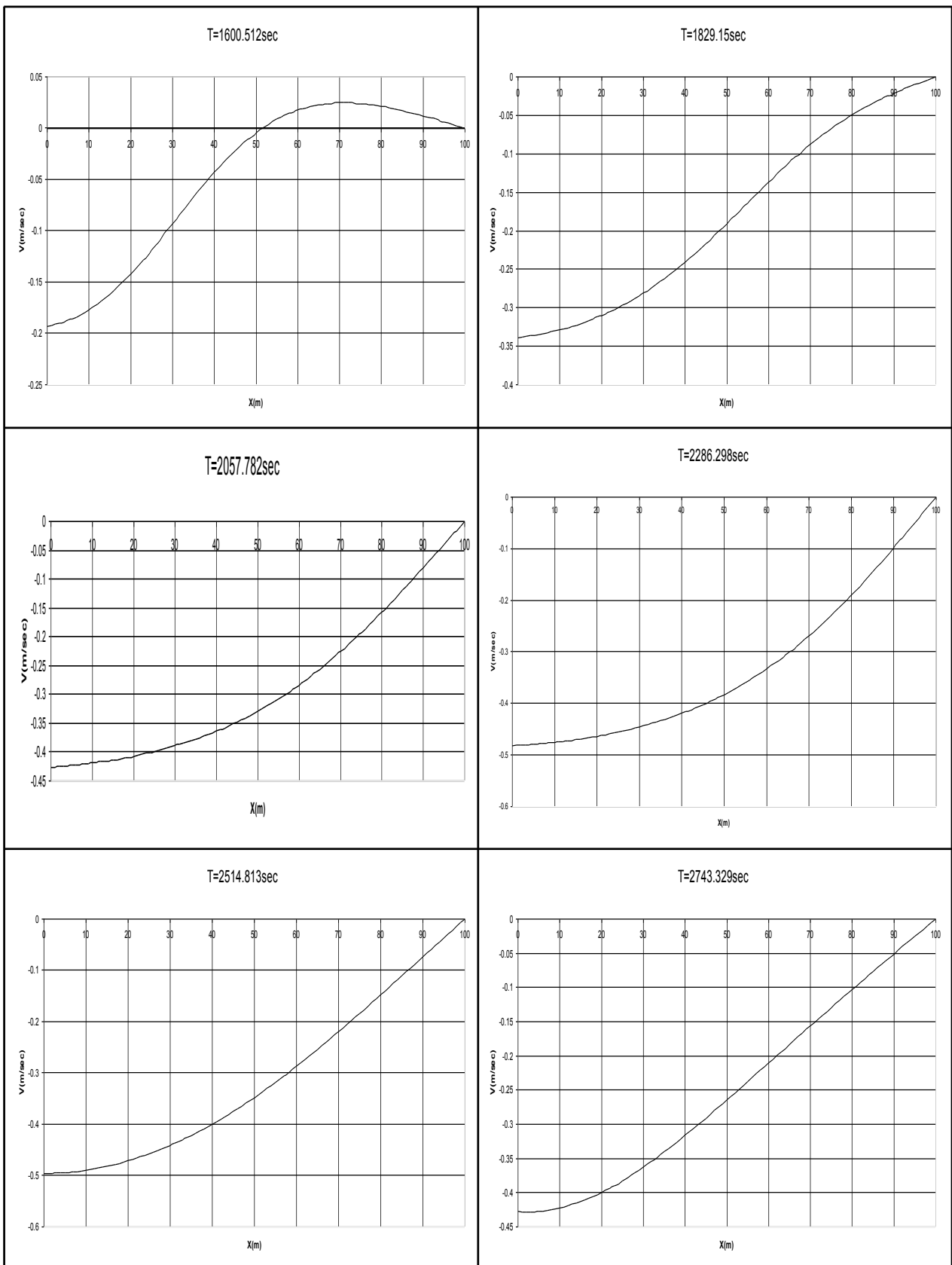


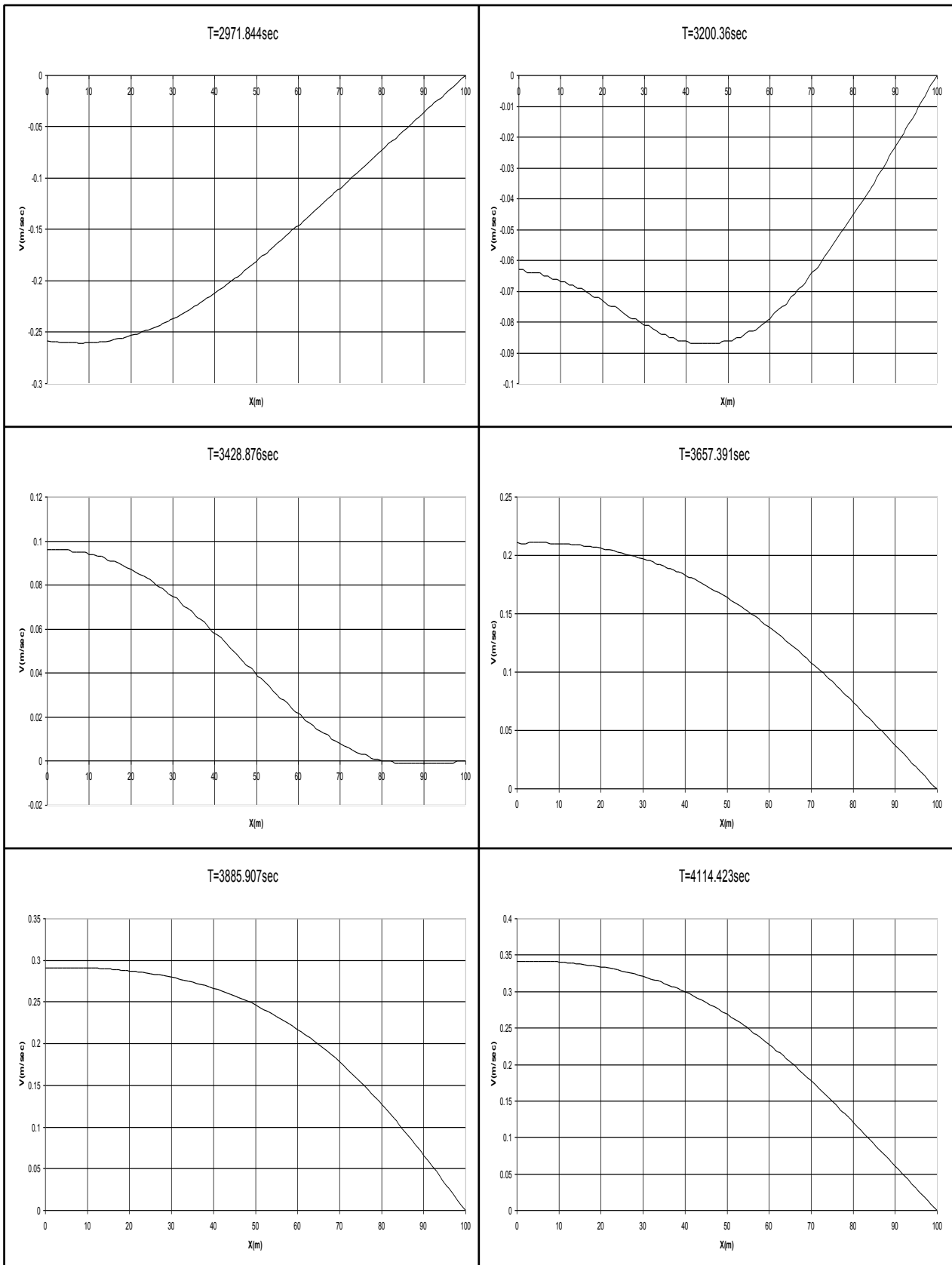












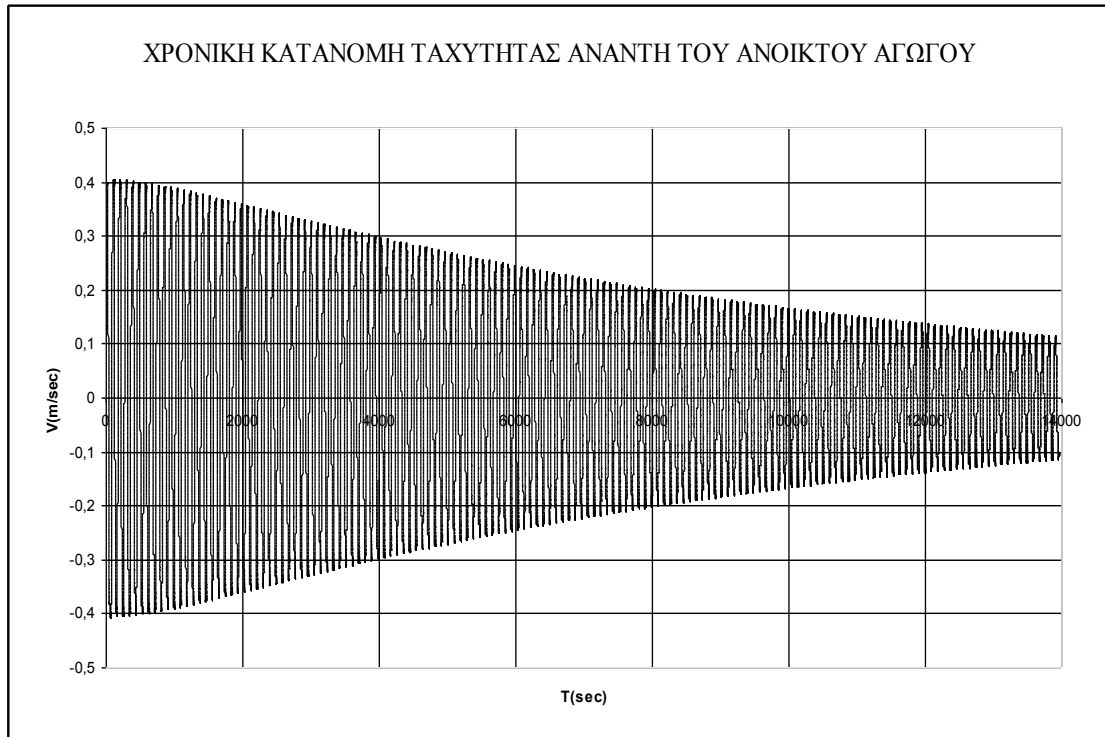
ΔΕΞΑΜΕΝΗ ΣΤΑΘΕΡΗΣ ΣΤΑΘΜΗΣ – ΑΝΟΙΚΤΟΣ ΑΓΩΓΟΣ – ΘΥΡΟΦΡΑΓΜΑ

ΣΤΑΘΕΡΟ ΒΑΘΟΣ ΡΟΗΣ ΚΑΤΑ ΜΗΚΟΣ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ
ΧΡΗΣΙΜΟΠΟΙΕΙΤΑΙ ΩΣ ΑΡΧΙΚΗ ΣΥΝΘΗΚΗ

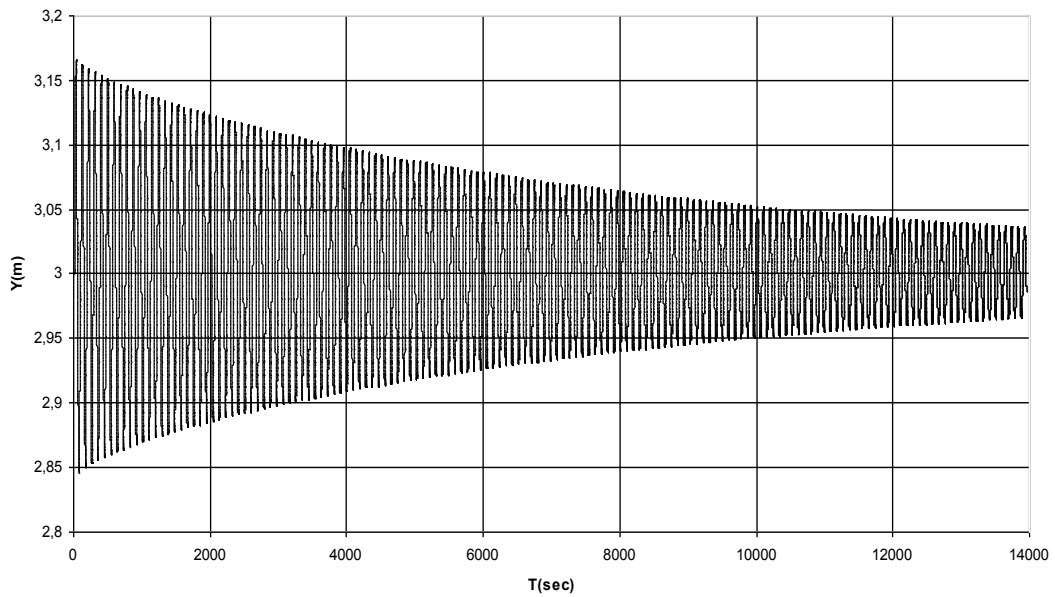
ΜΕΤΑΒΑΤΙΚΕΣ ΣΥΝΘΗΚΕΣ ΡΟΗΣ ΠΑΡΑΓΟΝΤΑΙ ΑΠΟ ΓΡΗΓΟΡΟ ΚΛΕΙΣΙΜΟ
ΤΟΥ ΚΑΤΑΝΤΗ ΘΥΡΟΦΡΑΓΜΑΤΟΣ

ΔΕΔΟΜΕΝΑ ΠΟΥ ΧΡΗΣΙΜΟΠΟΙΟΥΝΤΑΙ ΑΠΟ ΤΟ ΠΡΟΓΡΑΜΜΑ

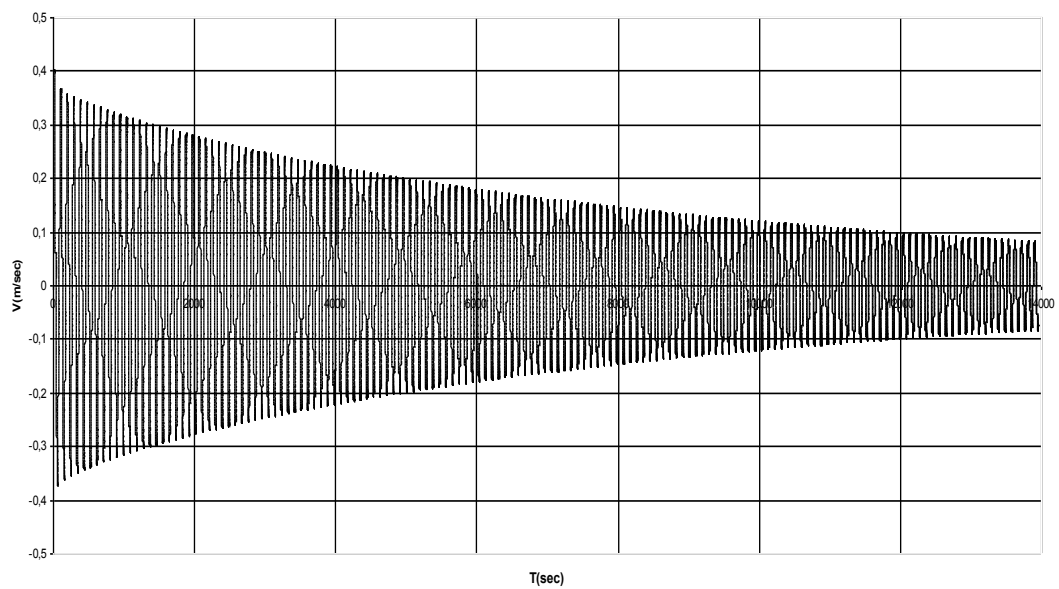
ΑΡΧΙΚΗ ΠΑΡΟΧΗ $Q_0 (m^3 / sec)$	= 12
ΑΡΧΙΚΟ ΒΑΘΟΣ $y_d (m)$	= 3
ΣΥΝΤΕΛΕΣΤΗΣ MANNING n	= 0.013
ΠΛΑΤΟΣ ΠΥΘΜΕΝΑ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ $B_o (m)$	= 4
ΠΛΕΥΡΙΚΗ ΚΛΙΣΗ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ s s ΟΡΙΖΟΝΤΙΑ : 1 ΚΑΤΑΚΟΡΥΦΗ	= 2
ΜΗΚΟΣ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ $L(m)$	= 100
ΠΛΗΘΟΣ ΤΜΗΜΑΤΩΝ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ N	= 100
ΔΙΑΡΚΕΙΑ ΠΛΗΡΟΥΣ ΚΛΕΙΣΙΜΑΤΟΣ ΤΟΥ ΘΥΡΟΦΡΑΓΜΑΤΟΣ $t_s (sec)$	= 40
ΧΡΟΝΙΚΗ ΔΙΑΡΚΕΙΑ ΕΞΕΛΙΞΗΣ $T_{MAX} (sec)$	= 14000
ΕΠΙΤΑΧΥΝΣΗ ΤΗΣ ΒΑΡΥΤΗΤΑΣ $g(m/sec^2)$	= 9.81



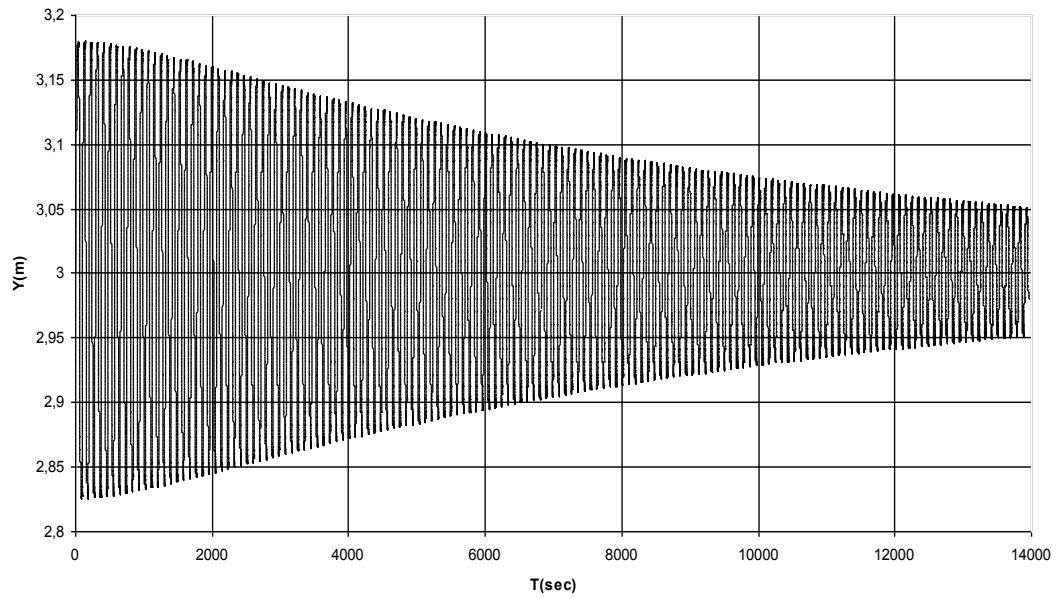
ΧΡΟΝΙΚΗ ΚΑΤΑΝΟΜΗ ΒΑΘΟΥΣ ΣΤΟ ΜΕΣΟ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ



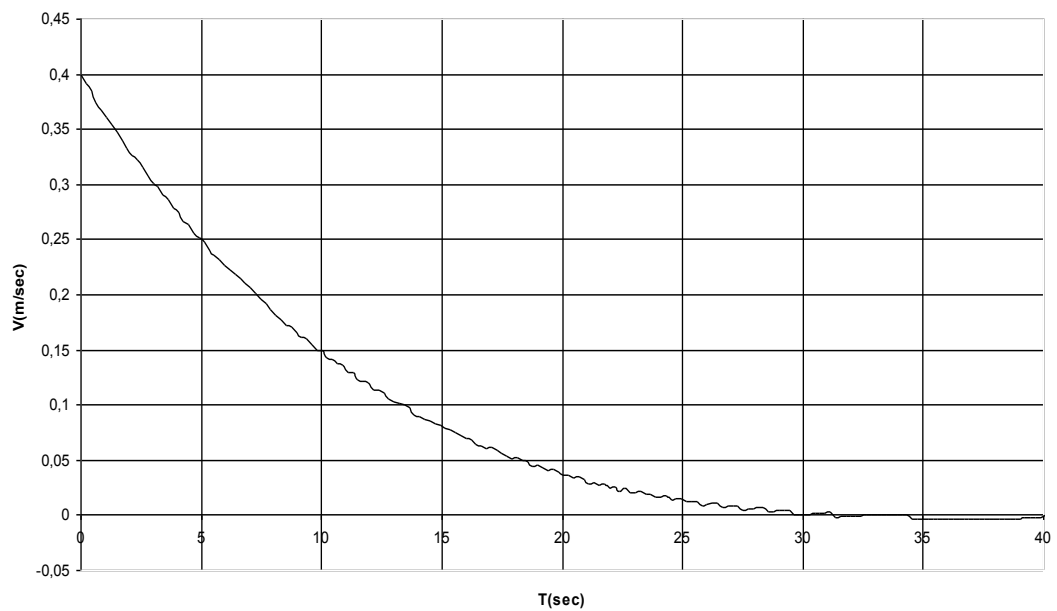
ΧΡΟΝΙΚΗ ΚΑΤΑΝΟΜΗ ΤΑΧΥΤΗΤΑΣ ΣΤΟ ΜΕΣΟ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ

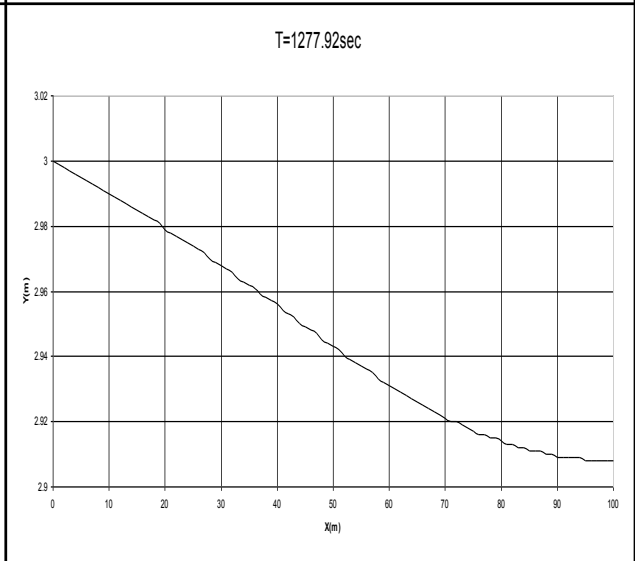
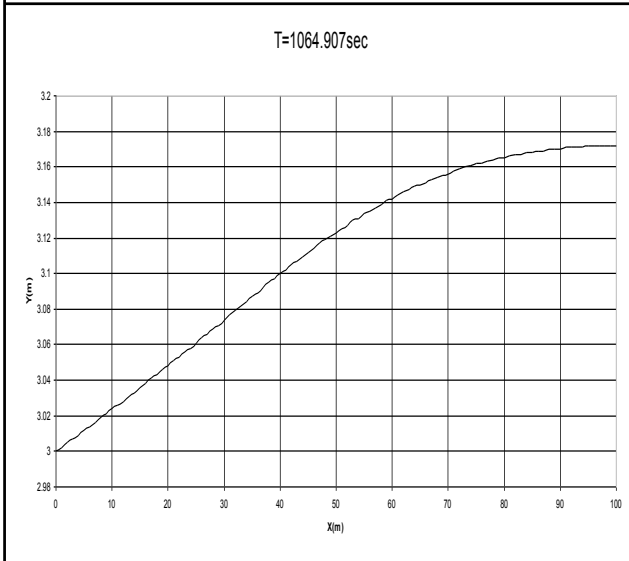
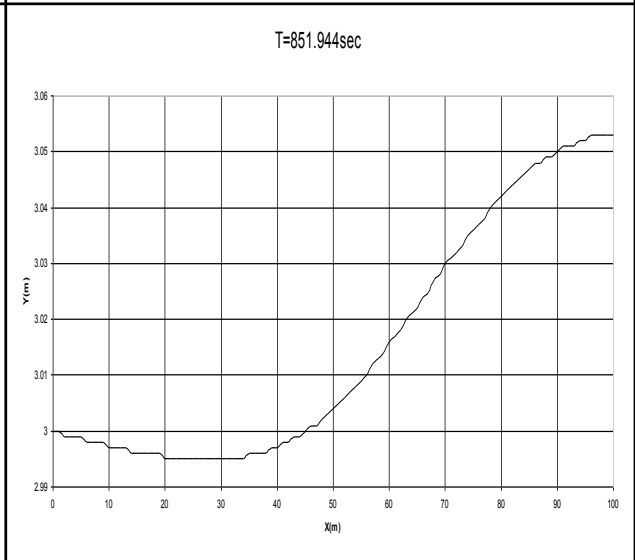
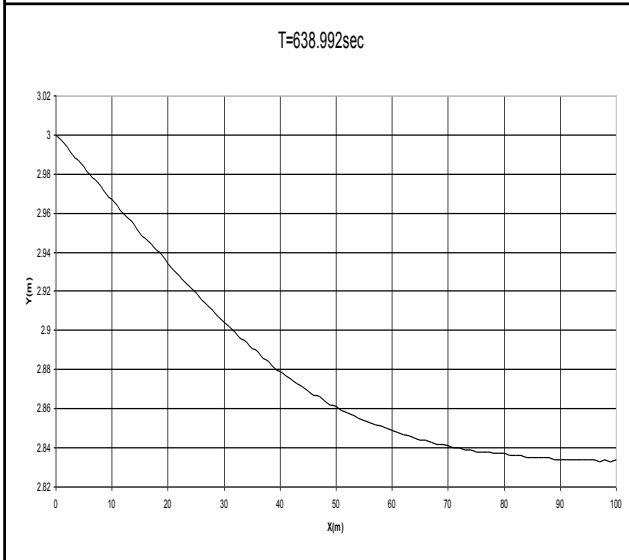
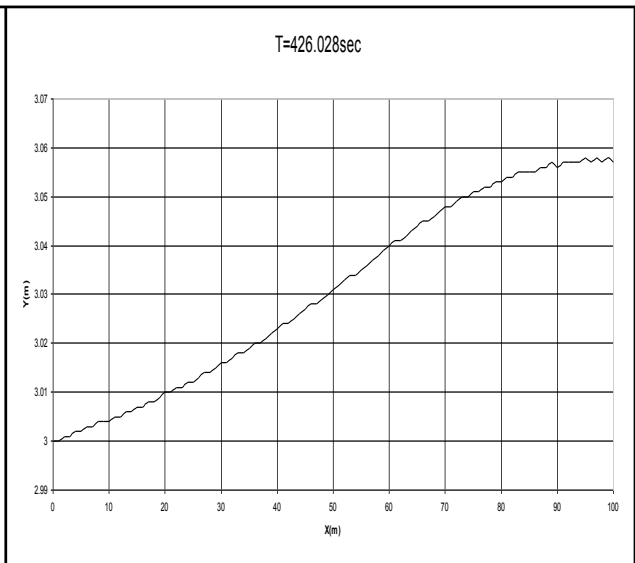
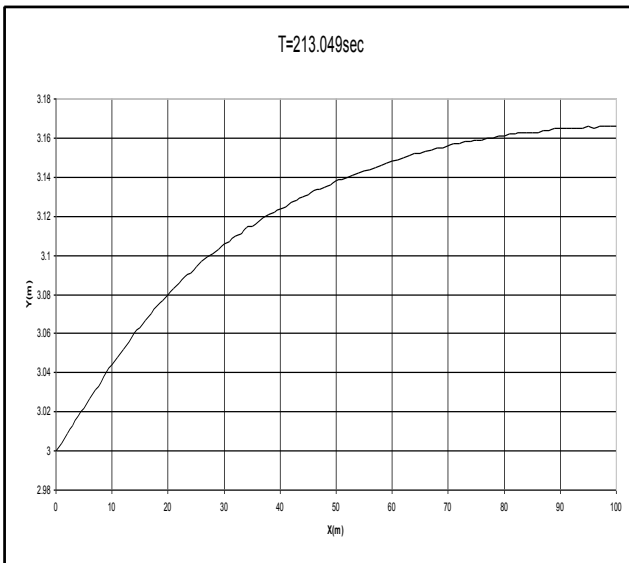


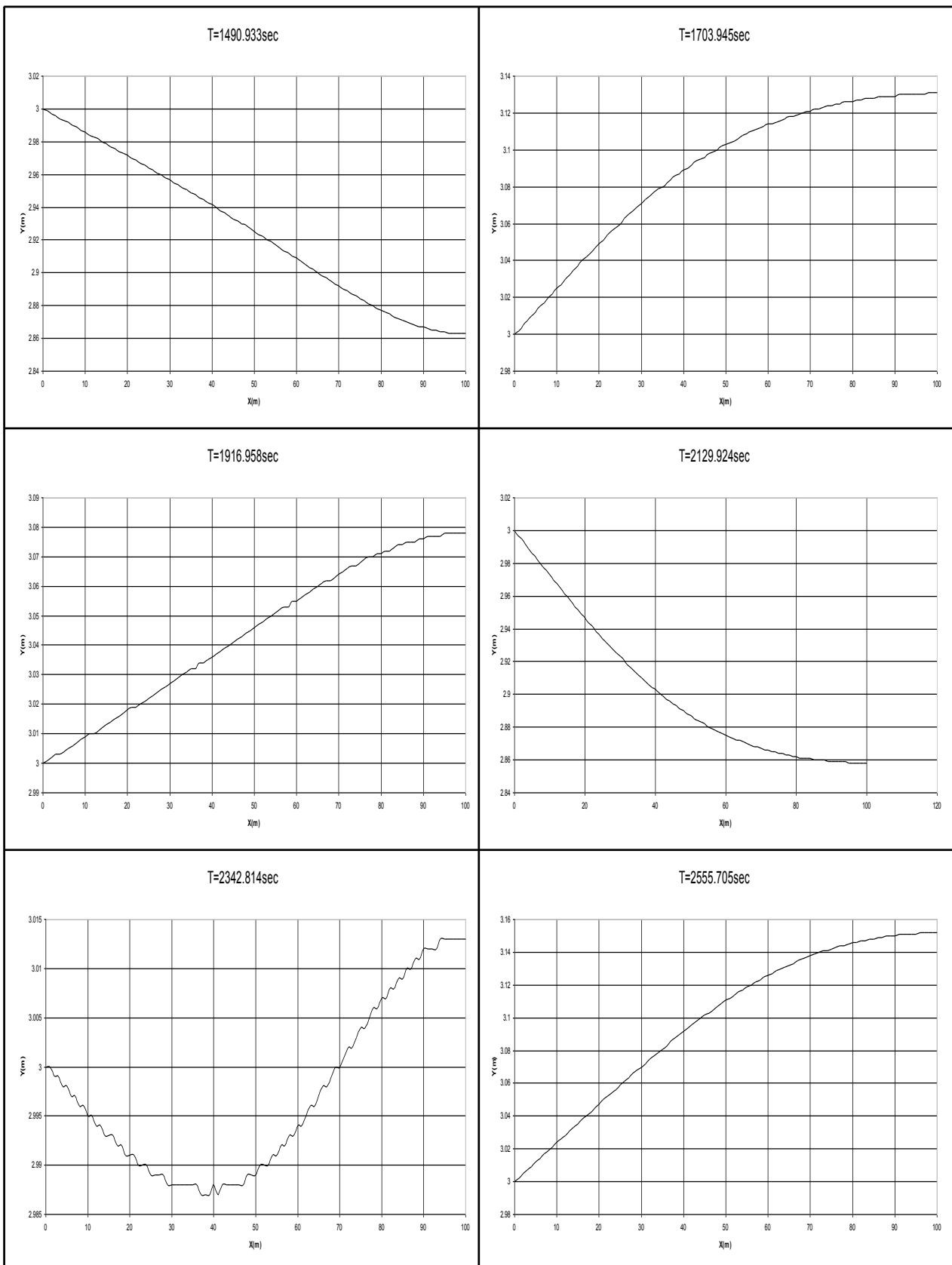
ΧΡΟΝΙΚΗ ΚΑΤΑΝΟΜΗ ΒΑΘΟΥΣ ΚΑΤΑΝΤΗ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ

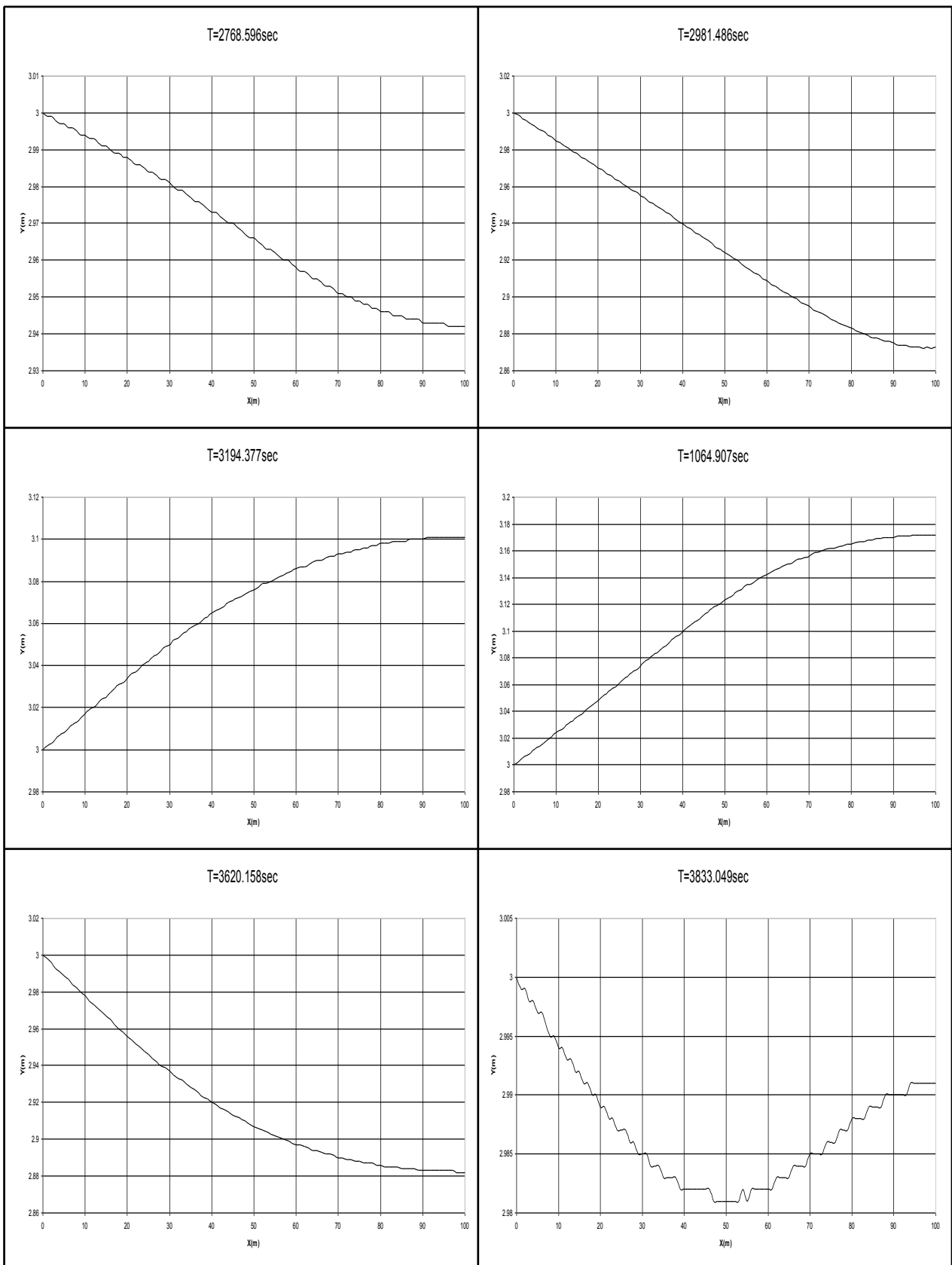


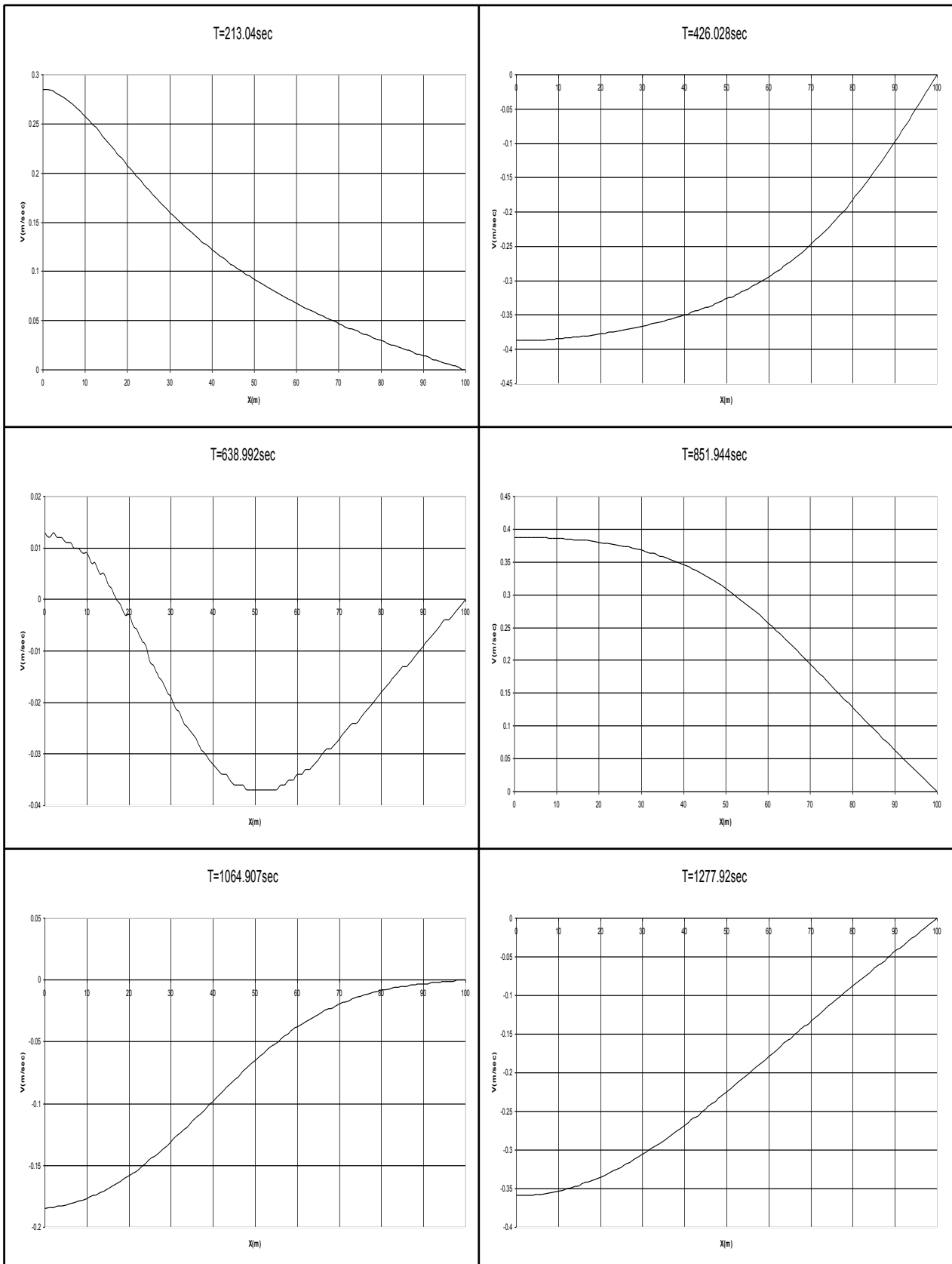
ΧΡΟΝΙΚΗ ΚΑΤΑΝΟΜΗ ΤΑΧΥΤΗΤΑΣ ΚΑΤΑΝΤΗ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ

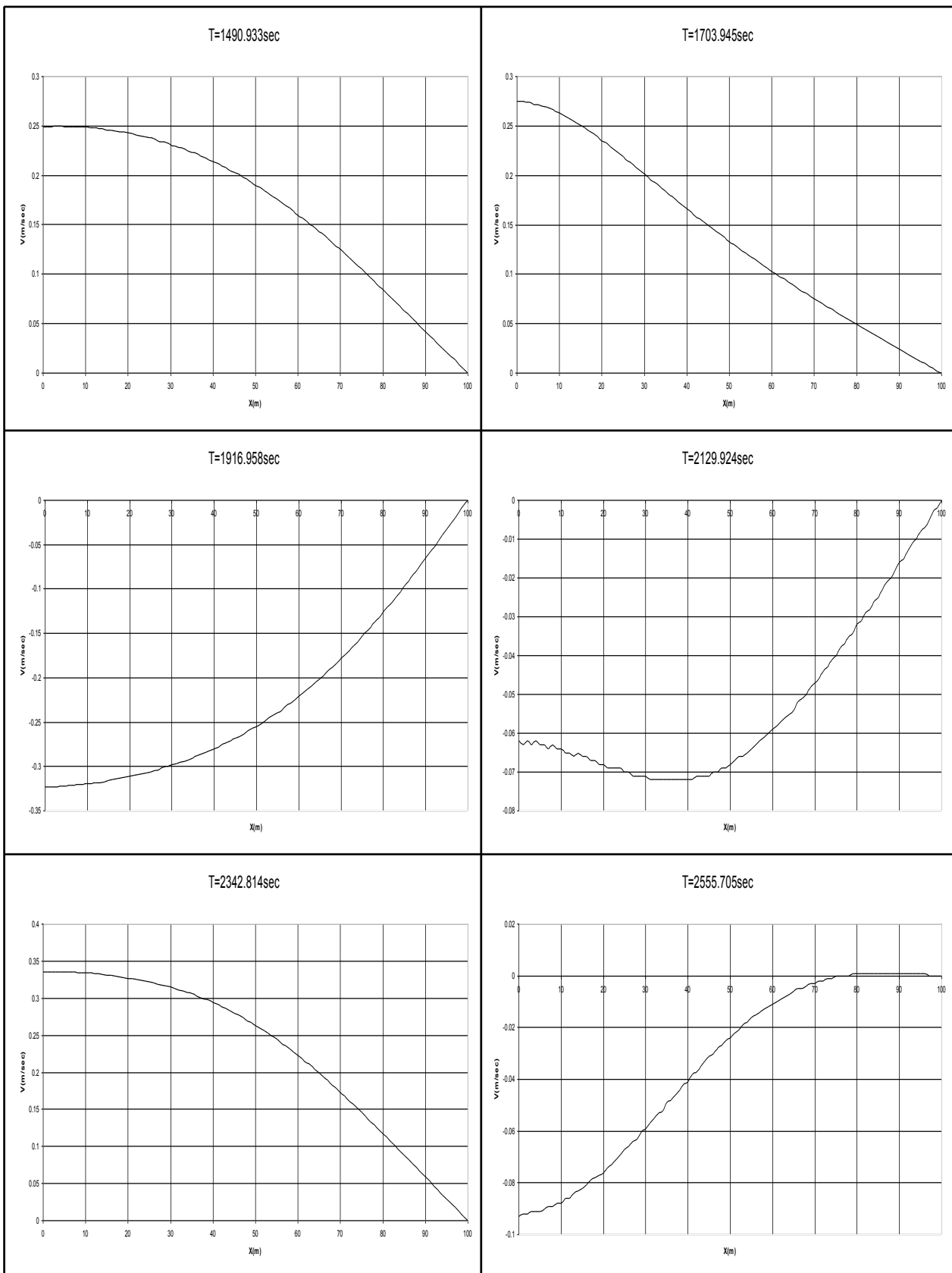


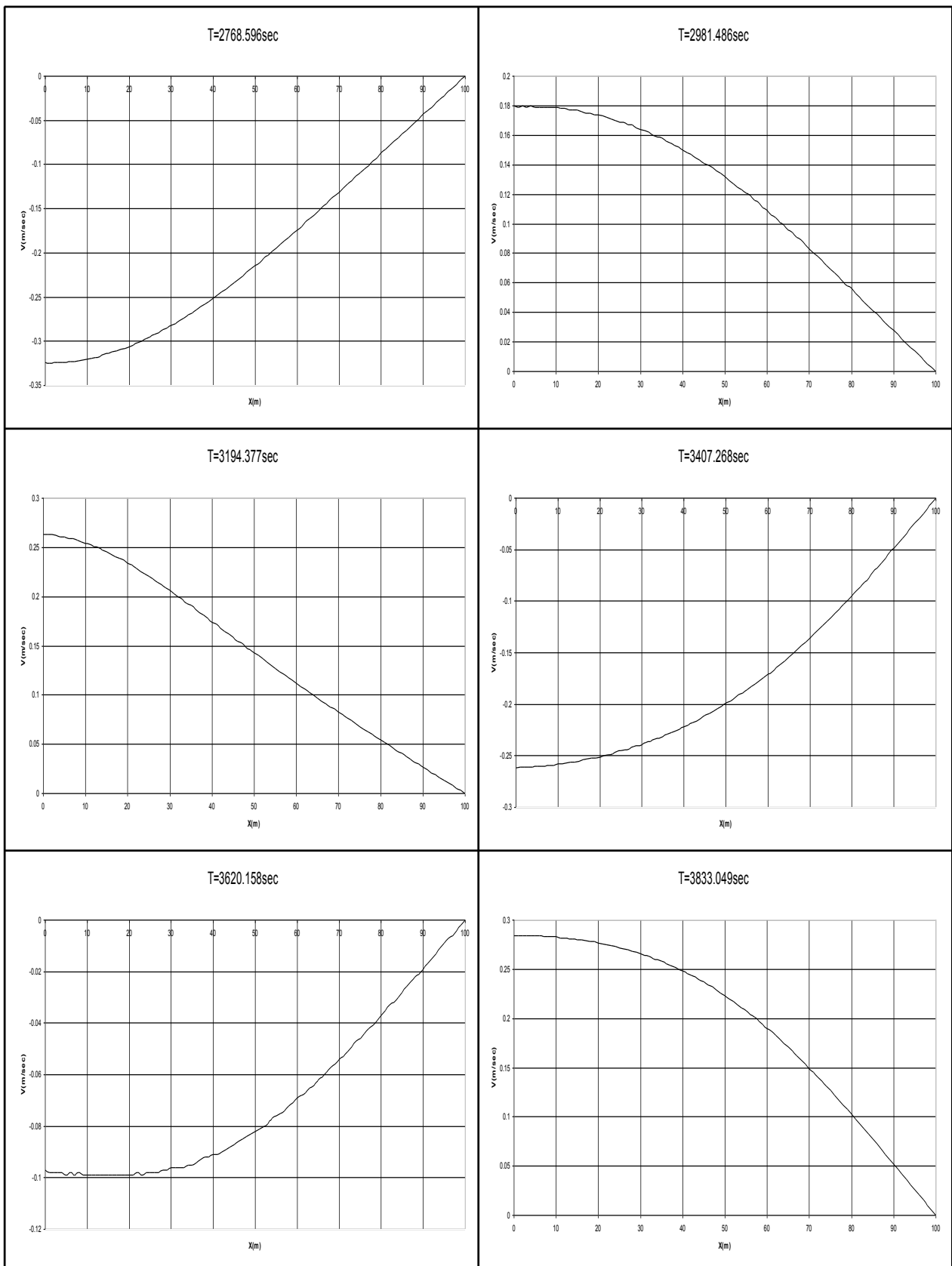












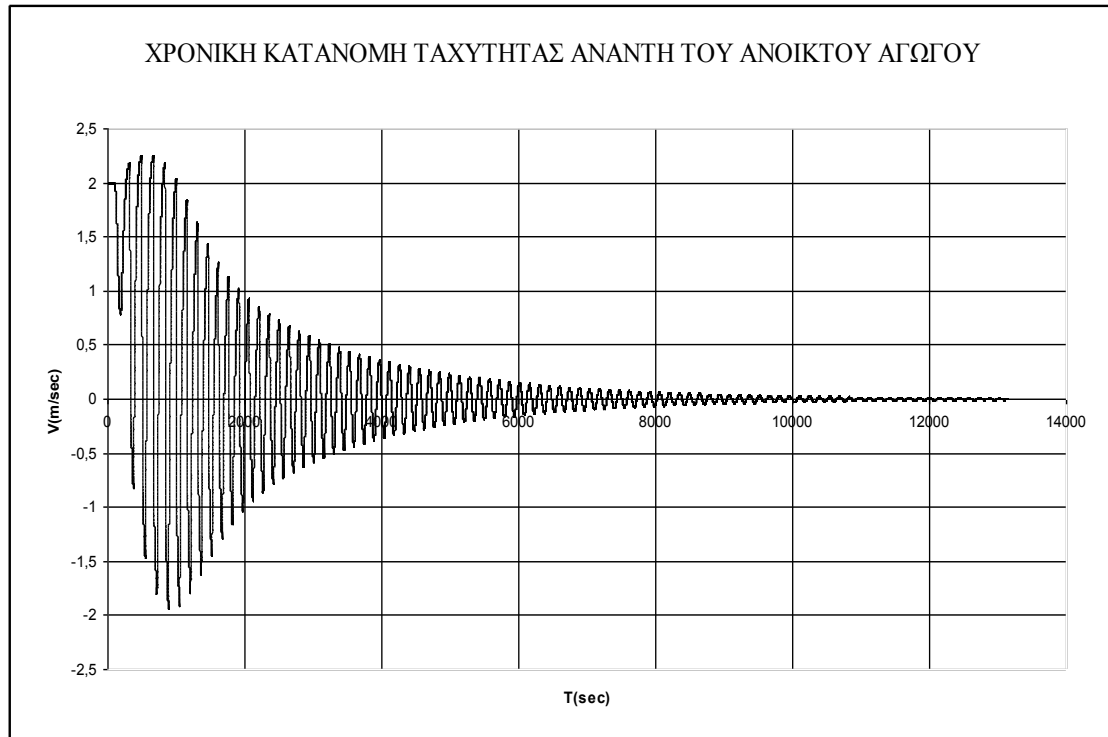
ΔΕΞΑΜΕΝΗ ΣΤΑΘΕΡΗΣ ΣΤΑΘΜΗΣ – ΑΝΟΙΚΤΟΣ ΑΓΩΓΟΣ – ΘΥΡΟΦΡΑΓΜΑ

ΣΤΑΘΕΡΟ ΒΑΘΟΣ ΡΟΗΣ ΚΑΤΑ ΜΗΚΟΣ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ
ΧΡΗΣΙΜΟΠΟΙΕΙΤΑΙ ΩΣ ΑΡΧΙΚΗ ΣΥΝΘΗΚΗ

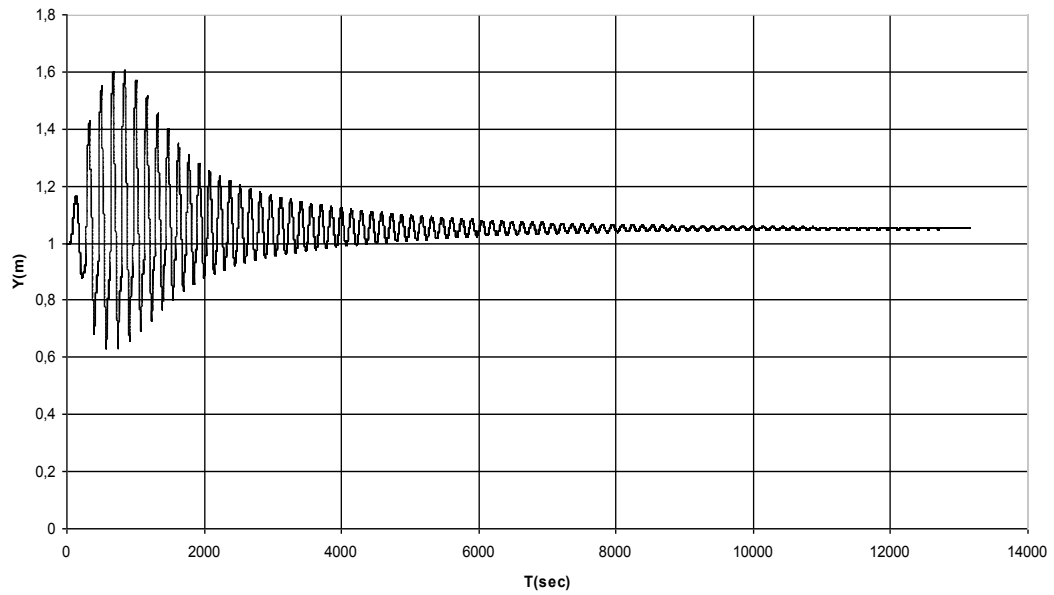
ΜΕΤΑΒΑΤΙΚΕΣ ΣΥΝΘΗΚΕΣ ΡΟΗΣ ΠΑΡΑΓΟΝΤΑΙ ΑΠΟ ΑΡΓΟ ΚΛΕΙΣΙΜΟ
ΤΟΥ ΚΑΤΑΝΤΗ ΘΥΡΟΦΡΑΓΜΑΤΟΣ

ΔΕΔΟΜΕΝΑ ΠΟΥ ΧΡΗΣΙΜΟΠΟΙΟΥΝΤΑΙ ΑΠΟ ΤΟ ΠΡΟΓΡΑΜΜΑ

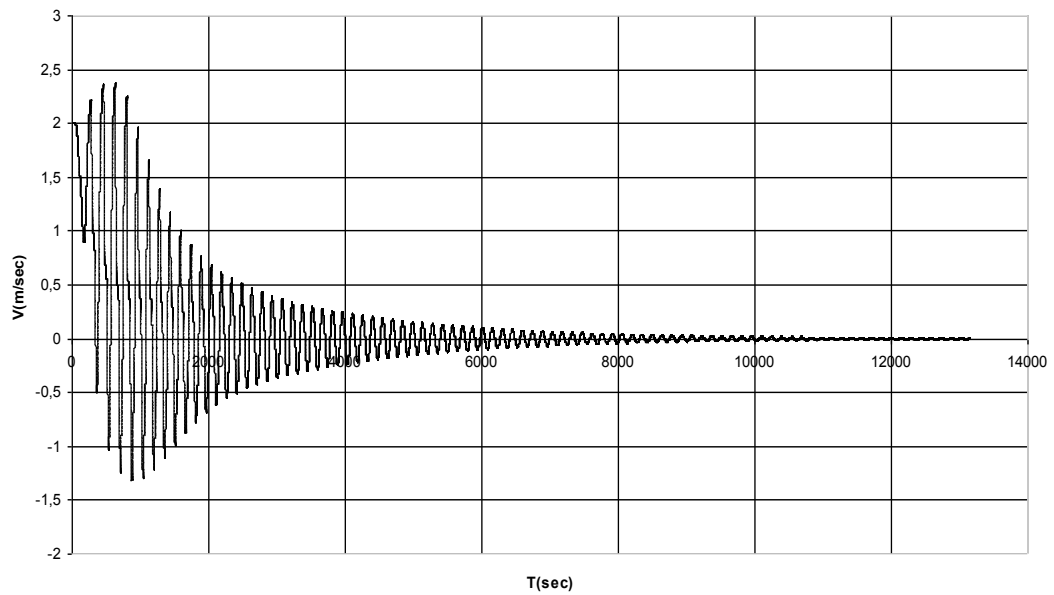
ΑΡΧΙΚΗ ΠΑΡΟΧΗ $Q_0 (m^3 / sec)$	= 12
ΑΡΧΙΚΟ ΒΑΘΟΣ $y_d (m)$	= 1
ΣΥΝΤΕΛΕΣΤΗΣ MANNING n	= 0.013
ΠΛΑΤΟΣ ΠΥΘΜΕΝΑ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ $B_o (m)$	= 4
ΠΛΕΥΡΙΚΗ ΚΛΙΣΗ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ s s ΟΡΙΖΟΝΤΙΑ : 1 ΚΑΤΑΚΟΡΥΦΗ	= 2
ΜΗΚΟΣ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ $L(m)$	= 100
ΠΛΗΘΟΣ ΤΜΗΜΑΤΩΝ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ N	= 100
ΔΙΑΡΚΕΙΑ ΠΛΗΡΟΥΣ ΚΛΕΙΣΙΜΑΤΟΣ ΤΟΥ ΘΥΡΟΦΡΑΓΜΑΤΟΣ $t_s (sec)$	= 2000
ΧΡΟΝΙΚΗ ΔΙΑΡΚΕΙΑ ΕΞΕΛΙΞΗΣ $T_{MAX} (sec)$	= 14000
ΕΠΙΤΑΧΥΝΣΗ ΤΗΣ ΒΑΡΥΤΗΤΑΣ $g (m/sec^2)$	= 9.81



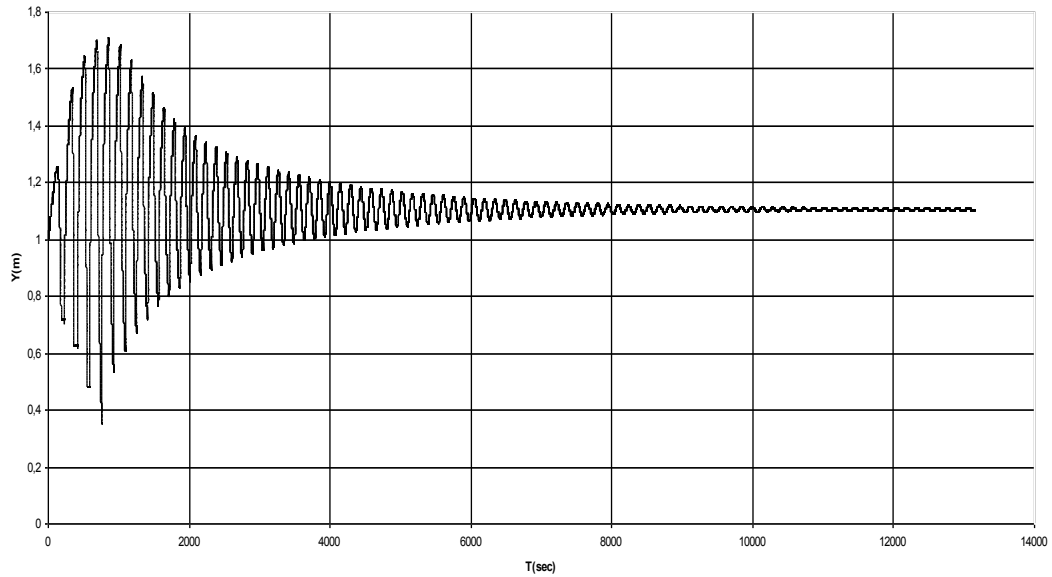
ΧΡΟΝΙΚΗ ΚΑΤΑΝΟΜΗ ΒΑΘΟΥΣ ΣΤΟ ΜΕΣΟ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ



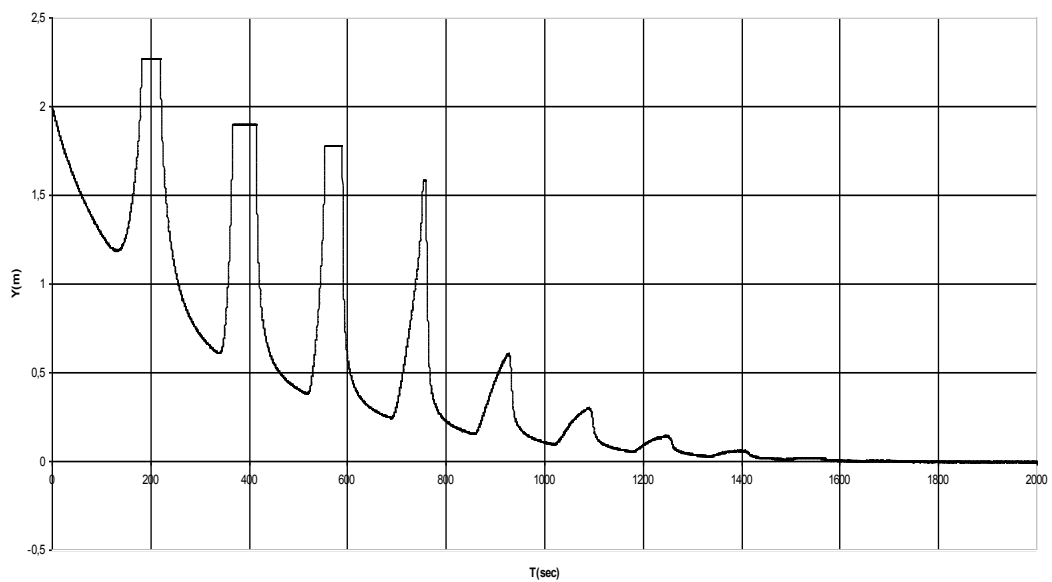
ΧΡΟΝΙΚΗ ΚΑΤΑΝΟΜΗ ΤΑΧΥΤΗΤΑΣ ΣΤΟ ΜΕΣΟ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ

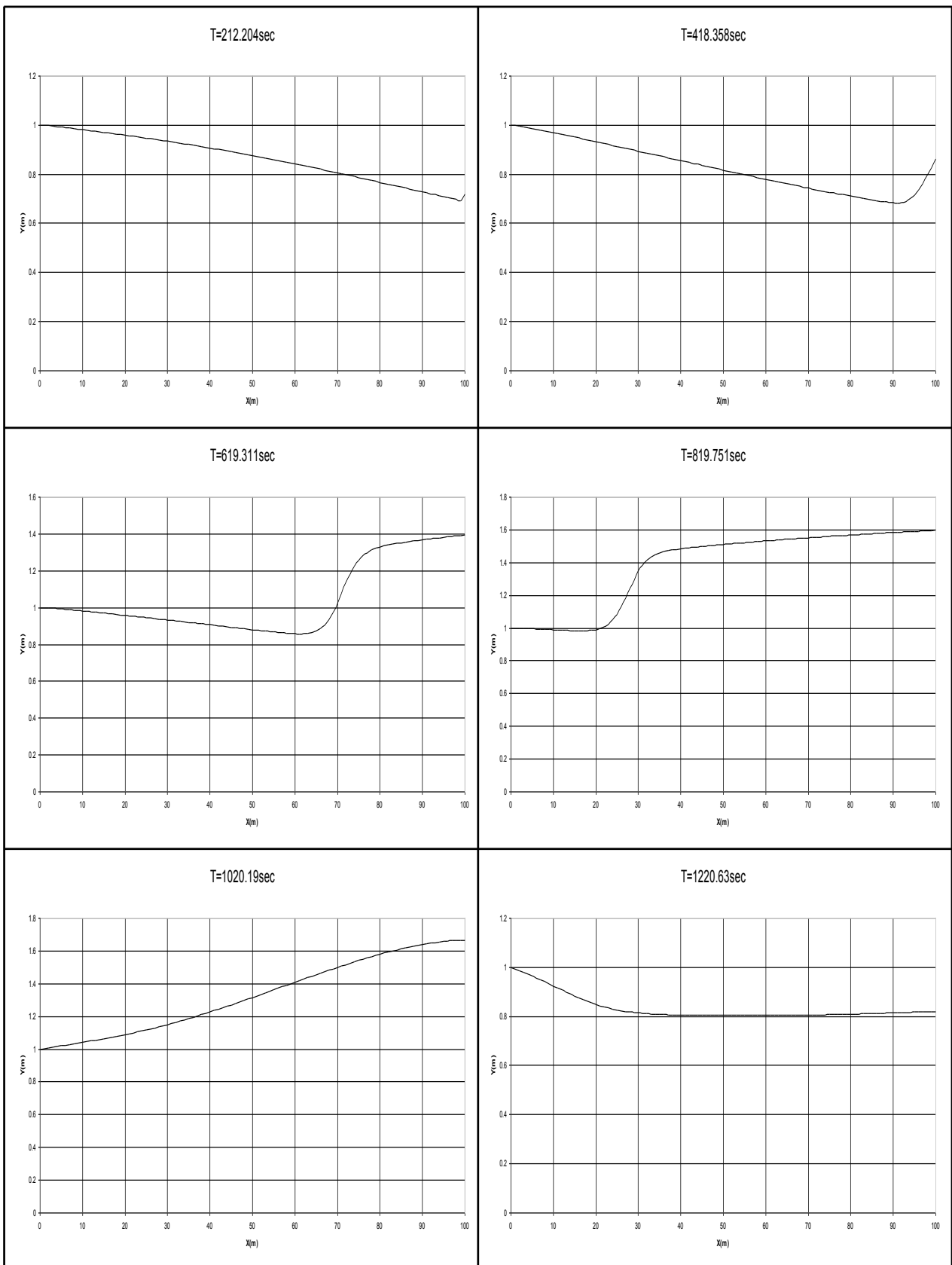


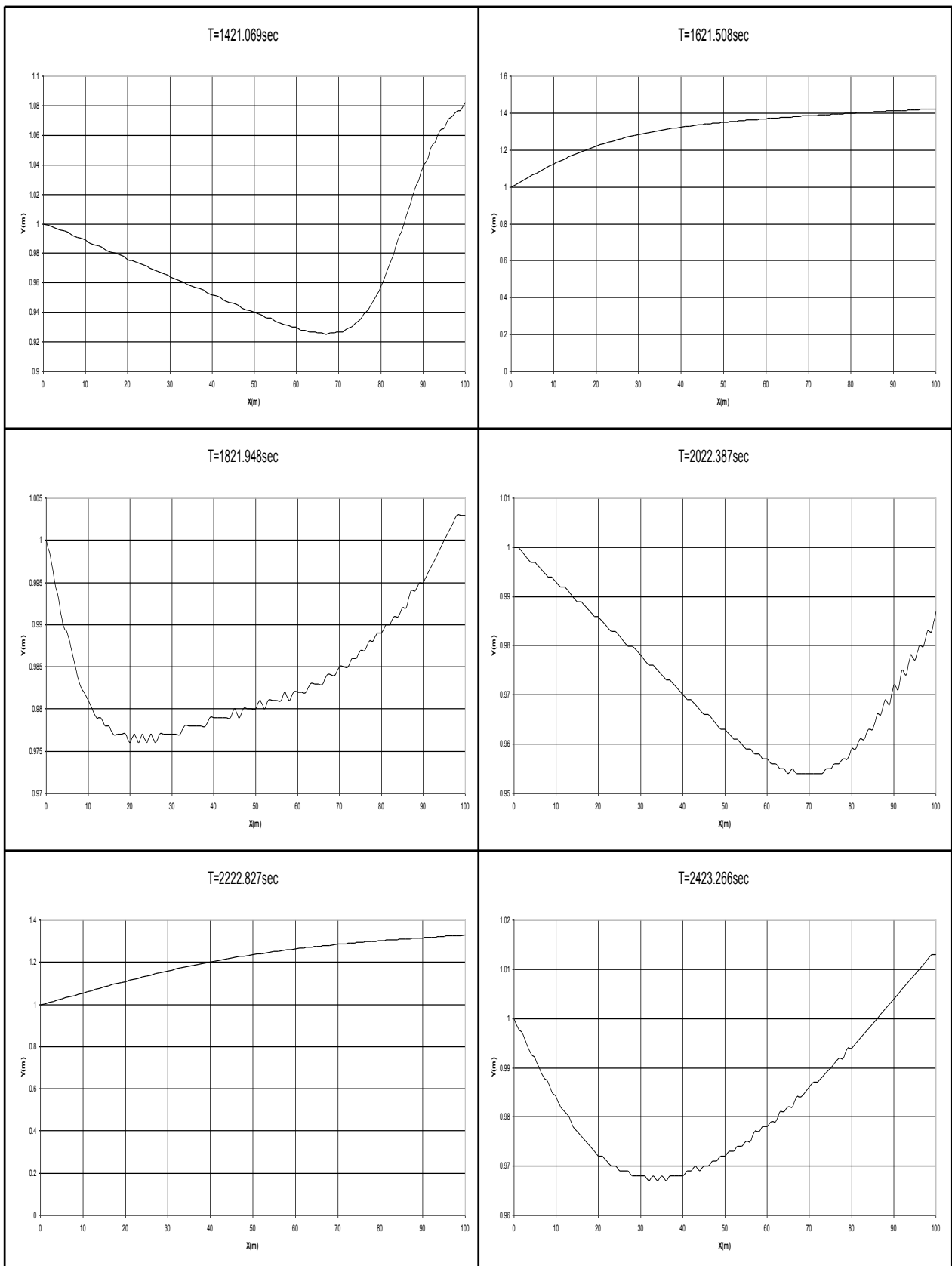
ΧΡΟΝΙΚΗ ΚΑΤΑΝΟΜΗ ΒΑΘΟΥΣ ΚΑΤΑΝΤΗ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ

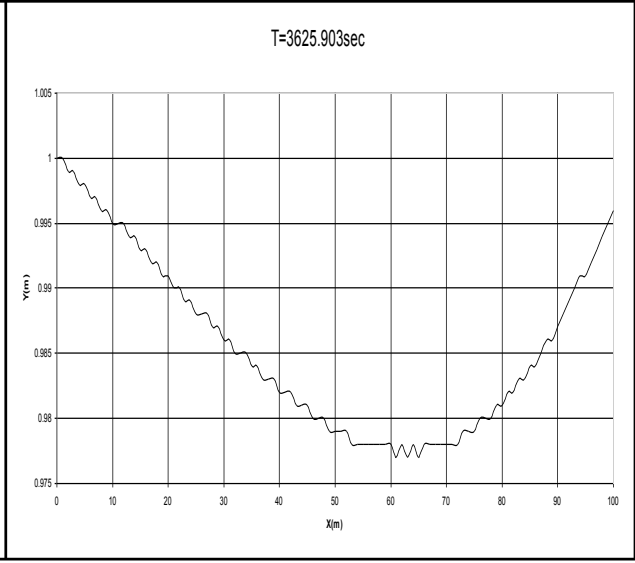
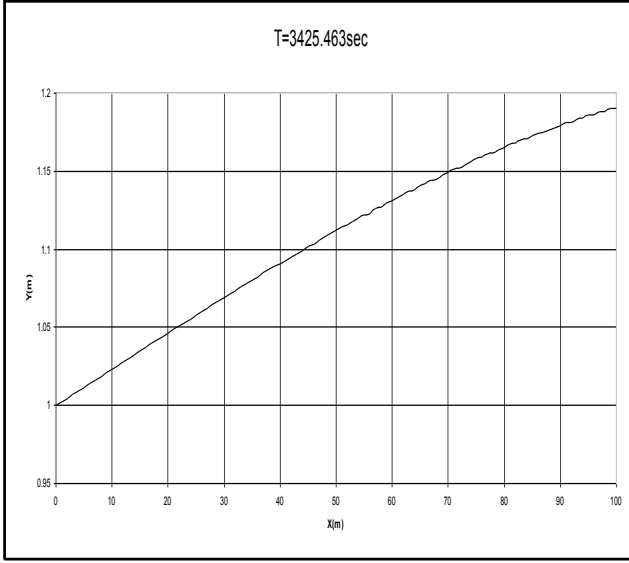
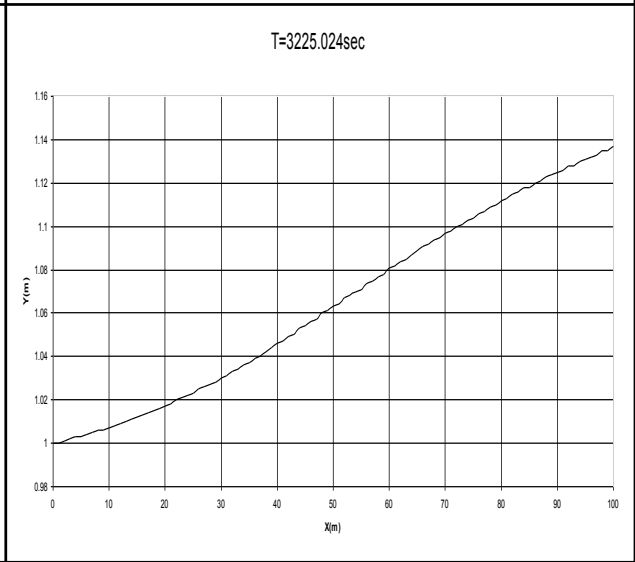
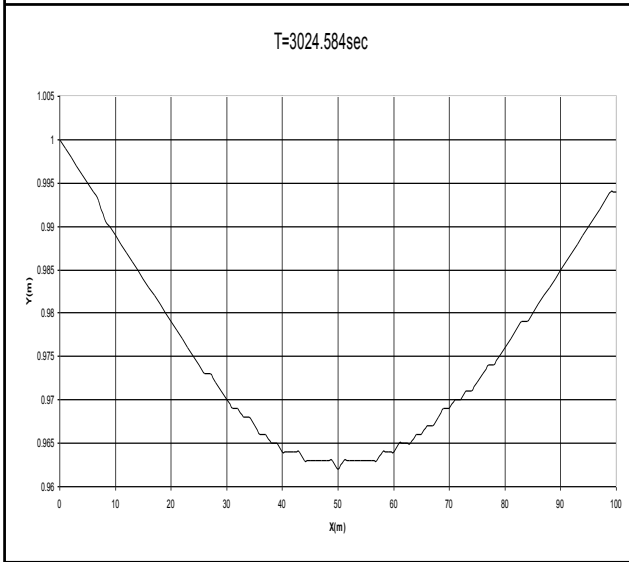
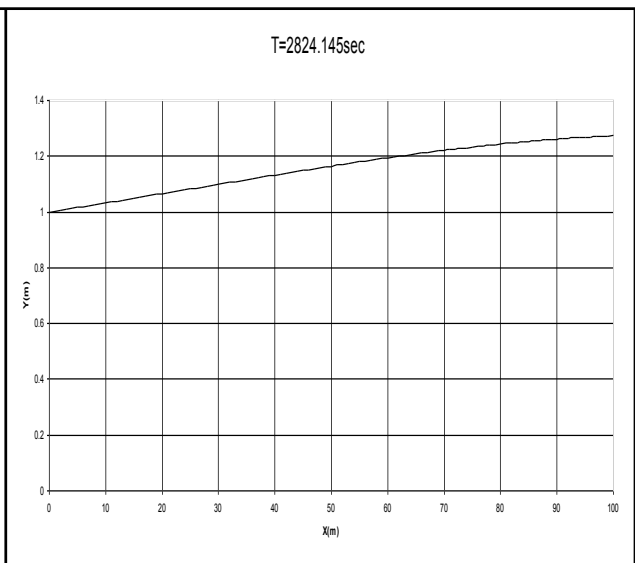
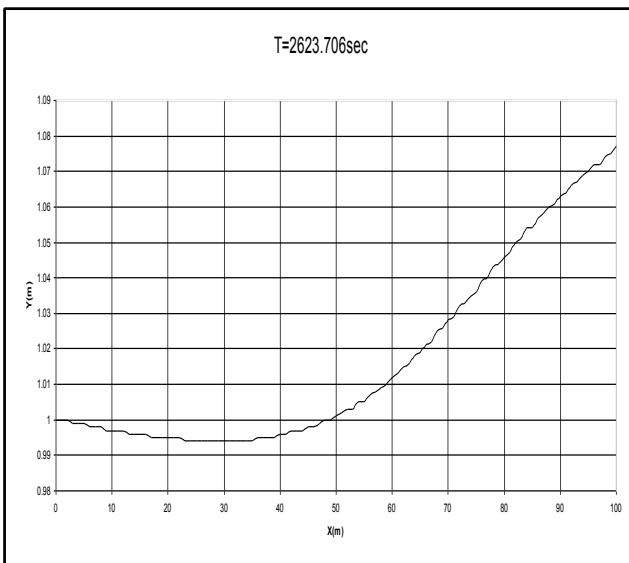


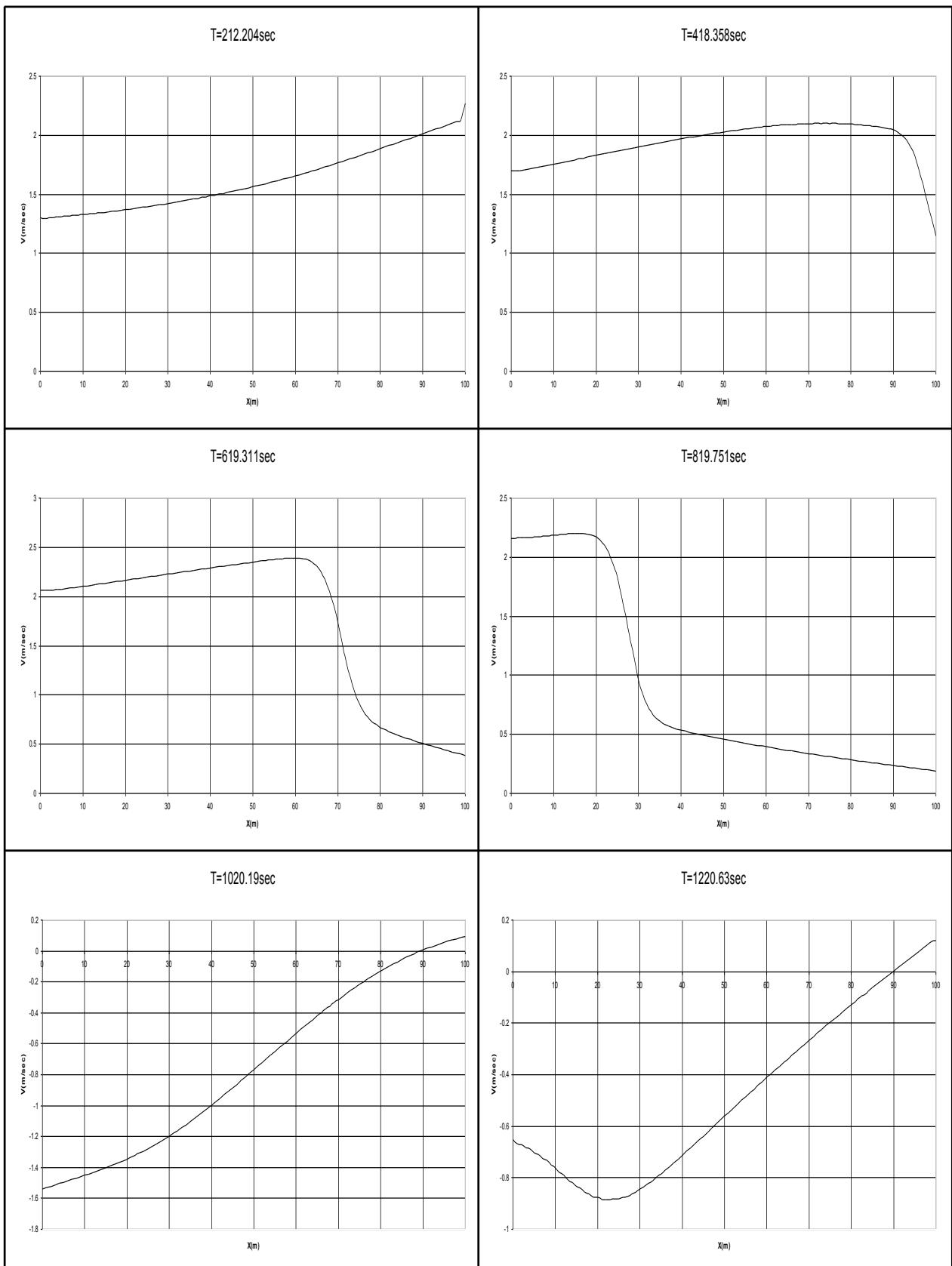
ΧΡΟΝΙΚΗ ΚΑΤΑΝΟΜΗ ΤΑΧΥΤΗΤΑΣ ΚΑΤΑΝΤΗ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ

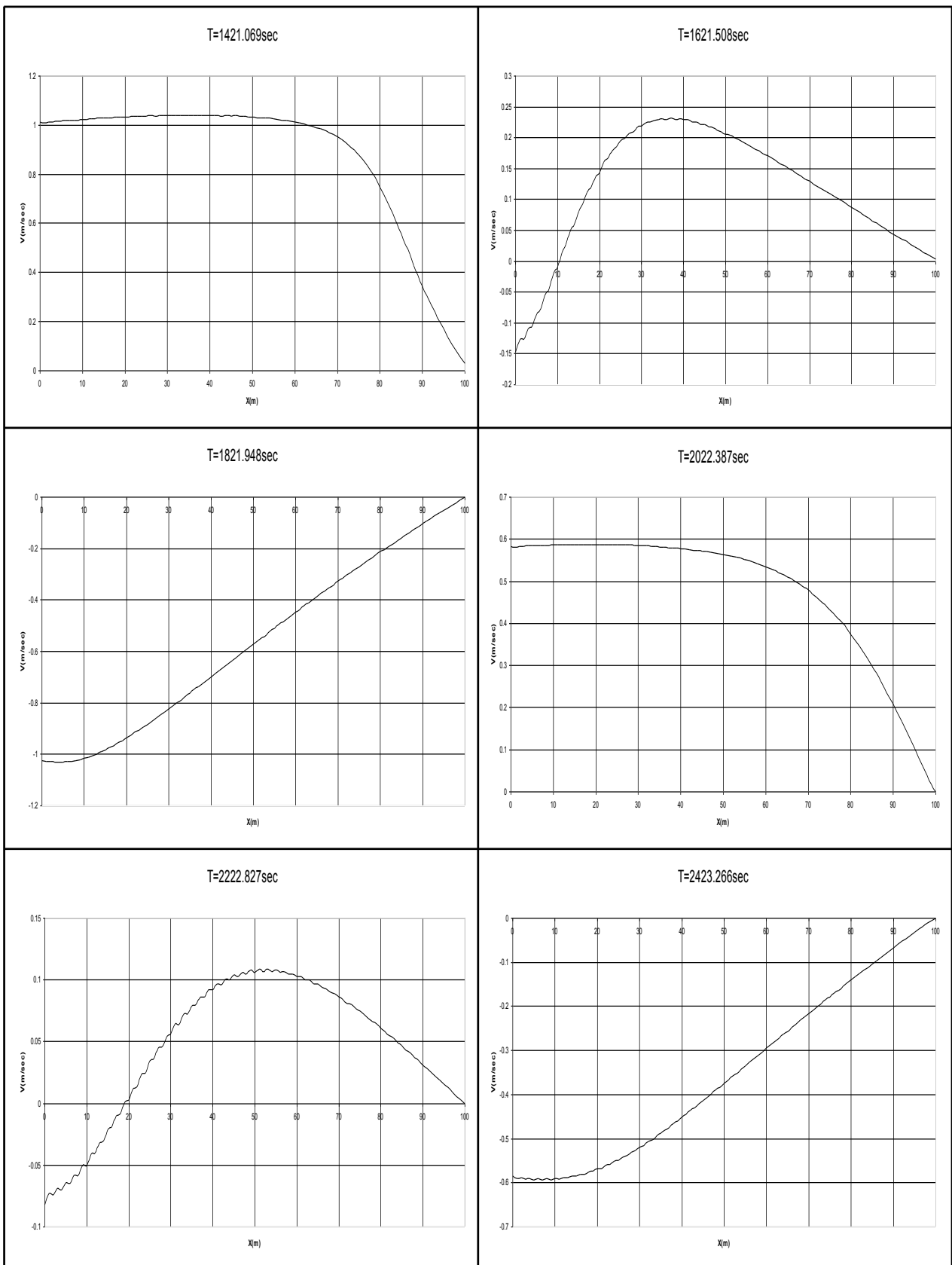


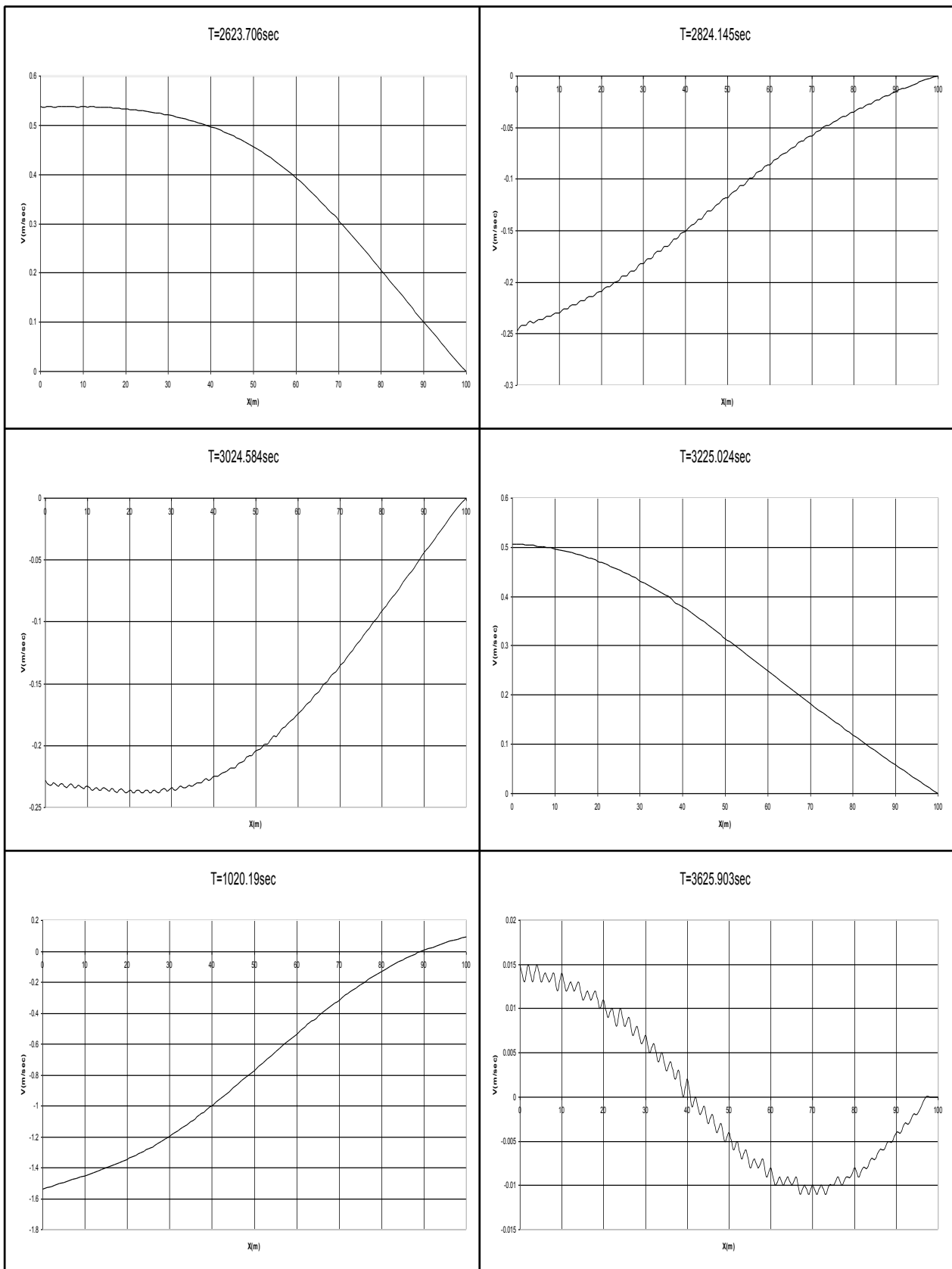












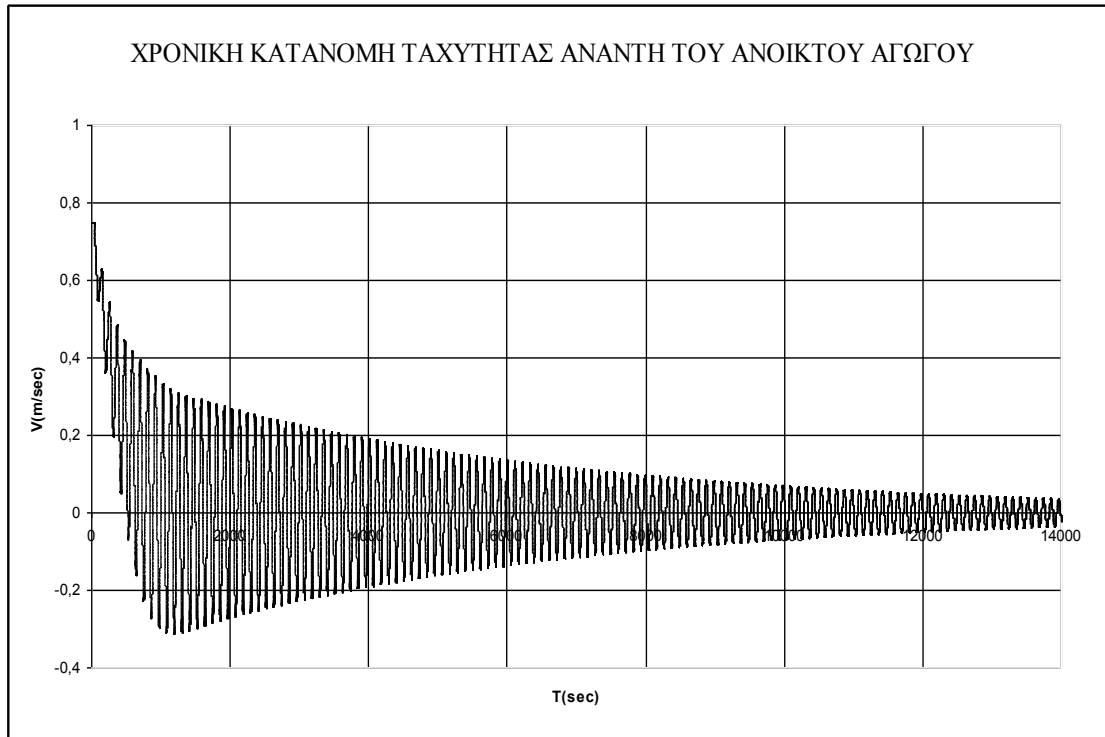
ΔΕΞΑΜΕΝΗ ΣΤΑΘΕΡΗΣ ΣΤΑΘΜΗΣ – ΑΝΟΙΚΤΟΣ ΑΓΩΓΟΣ – ΘΥΡΟΦΡΑΓΜΑ

ΣΤΑΘΕΡΟ ΒΑΘΟΣ ΡΟΗΣ ΚΑΤΑ ΜΗΚΟΣ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ
ΧΡΗΣΙΜΟΠΟΙΕΙΤΑΙ ΩΣ ΑΡΧΙΚΗ ΣΥΝΘΗΚΗ

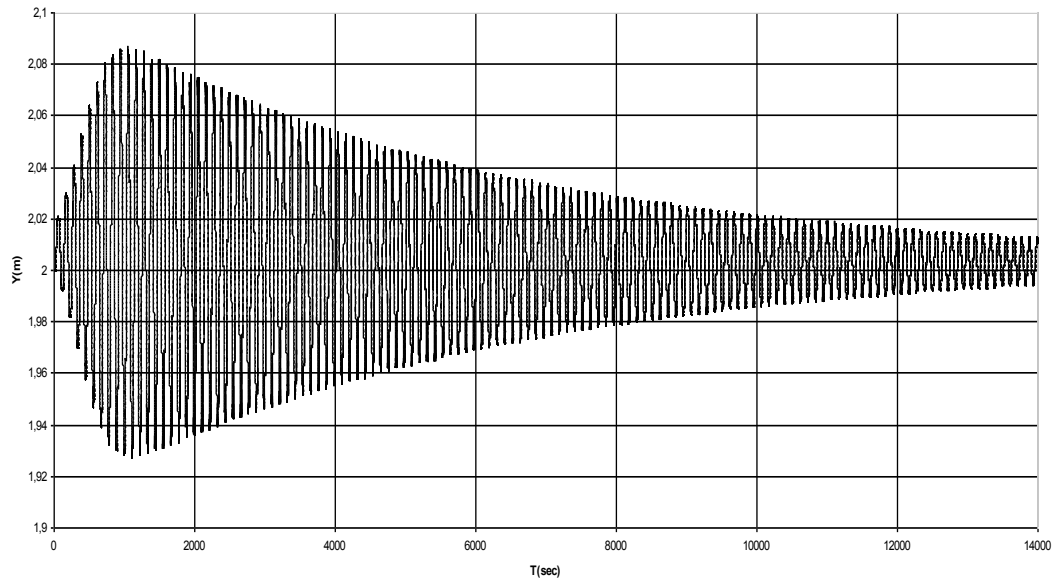
ΜΕΤΑΒΑΤΙΚΕΣ ΣΥΝΘΗΚΕΣ ΡΟΗΣ ΠΑΡΑΓΟΝΤΑΙ ΑΠΟ ΑΡΓΟ ΚΛΕΙΣΙΜΟ
ΤΟΥ ΚΑΤΑΝΤΗ ΘΥΡΟΦΡΑΓΜΑΤΟΣ

ΔΕΔΟΜΕΝΑ ΠΟΥ ΧΡΗΣΙΜΟΠΟΙΟΥΝΤΑΙ ΑΠΟ ΤΟ ΠΡΟΓΡΑΜΜΑ

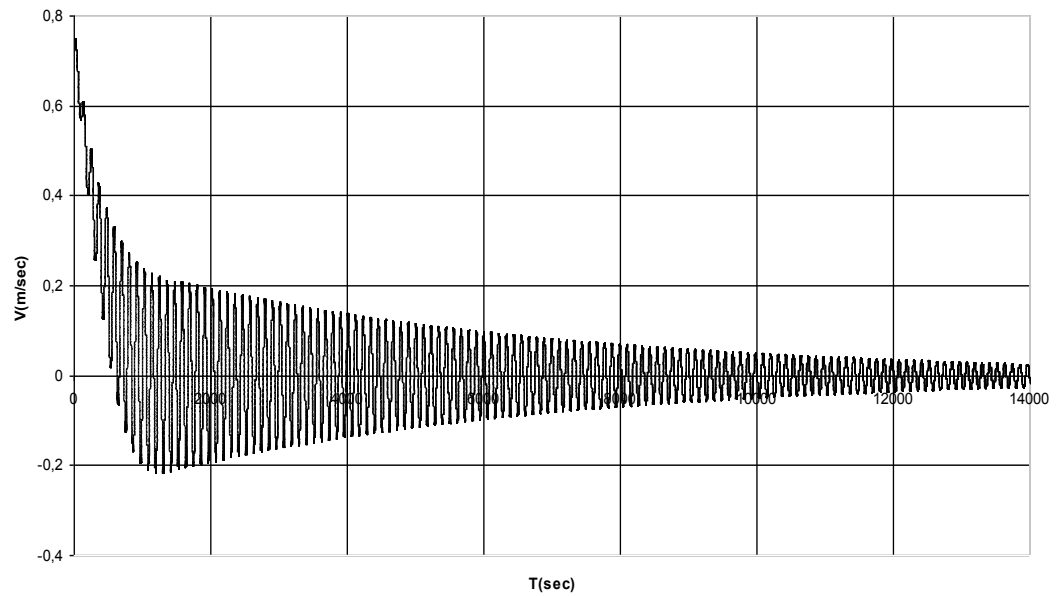
ΑΡΧΙΚΗ ΠΑΡΟΧΗ $Q_0 (m^3 / sec)$	= 12
ΑΡΧΙΚΟ ΒΑΘΟΣ $y_d (m)$	= 2
ΣΥΝΤΕΛΕΣΤΗΣ MANNING n	= 0.013
ΠΛΑΤΟΣ ΠΥΘΜΕΝΑ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ $B_o (m)$	= 4
ΠΛΕΥΡΙΚΗ ΚΛΙΣΗ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ s s ΟΡΙΖΟΝΤΙΑ : 1 ΚΑΤΑΚΟΡΥΦΗ	= 2
ΜΗΚΟΣ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ $L(m)$	= 100
ΠΛΗΘΟΣ ΤΜΗΜΑΤΩΝ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ N	= 100
ΔΙΑΡΚΕΙΑ ΠΛΗΡΟΥΣ ΚΛΕΙΣΙΜΑΤΟΣ ΤΟΥ ΘΥΡΟΦΡΑΓΜΑΤΟΣ $t_s (sec)$	= 1500
ΧΡΟΝΙΚΗ ΔΙΑΡΚΕΙΑ ΕΞΕΛΙΞΗΣ $T_{MAX} (sec)$	= 14000
ΕΠΙΤΑΧΥΝΣΗ ΤΗΣ ΒΑΡΥΤΗΤΑΣ $g(m/sec^2)$	= 9.81



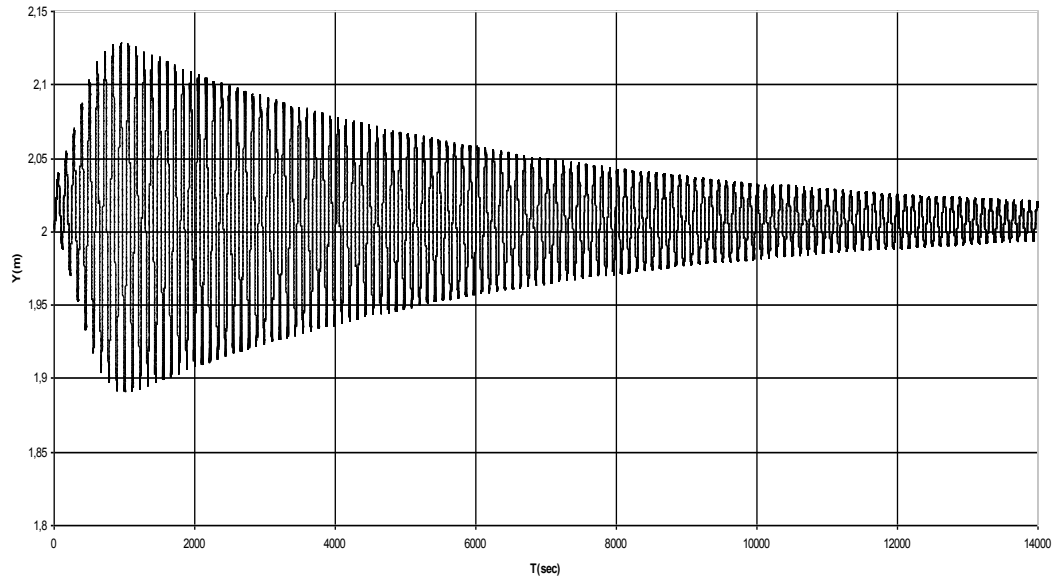
ΧΡΟΝΙΚΗ ΚΑΤΑΝΟΜΗ ΒΑΘΟΥΣ ΣΤΟ ΜΕΣΟ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ



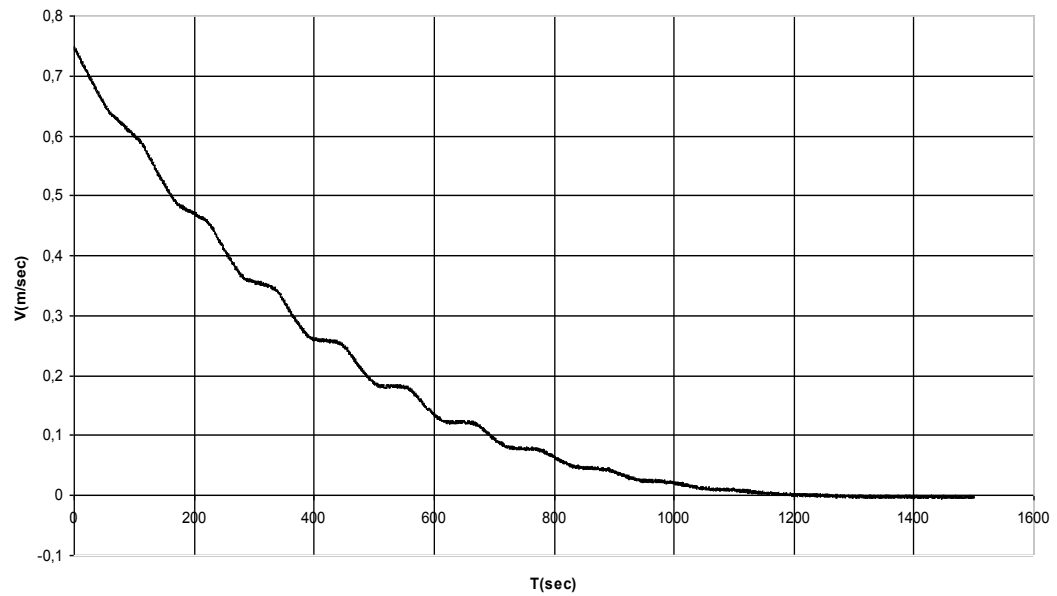
ΧΡΟΝΙΚΗ ΚΑΤΑΝΟΜΗ ΤΑΧΥΤΗΤΑΣ ΣΤΟ ΜΕΣΟ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ

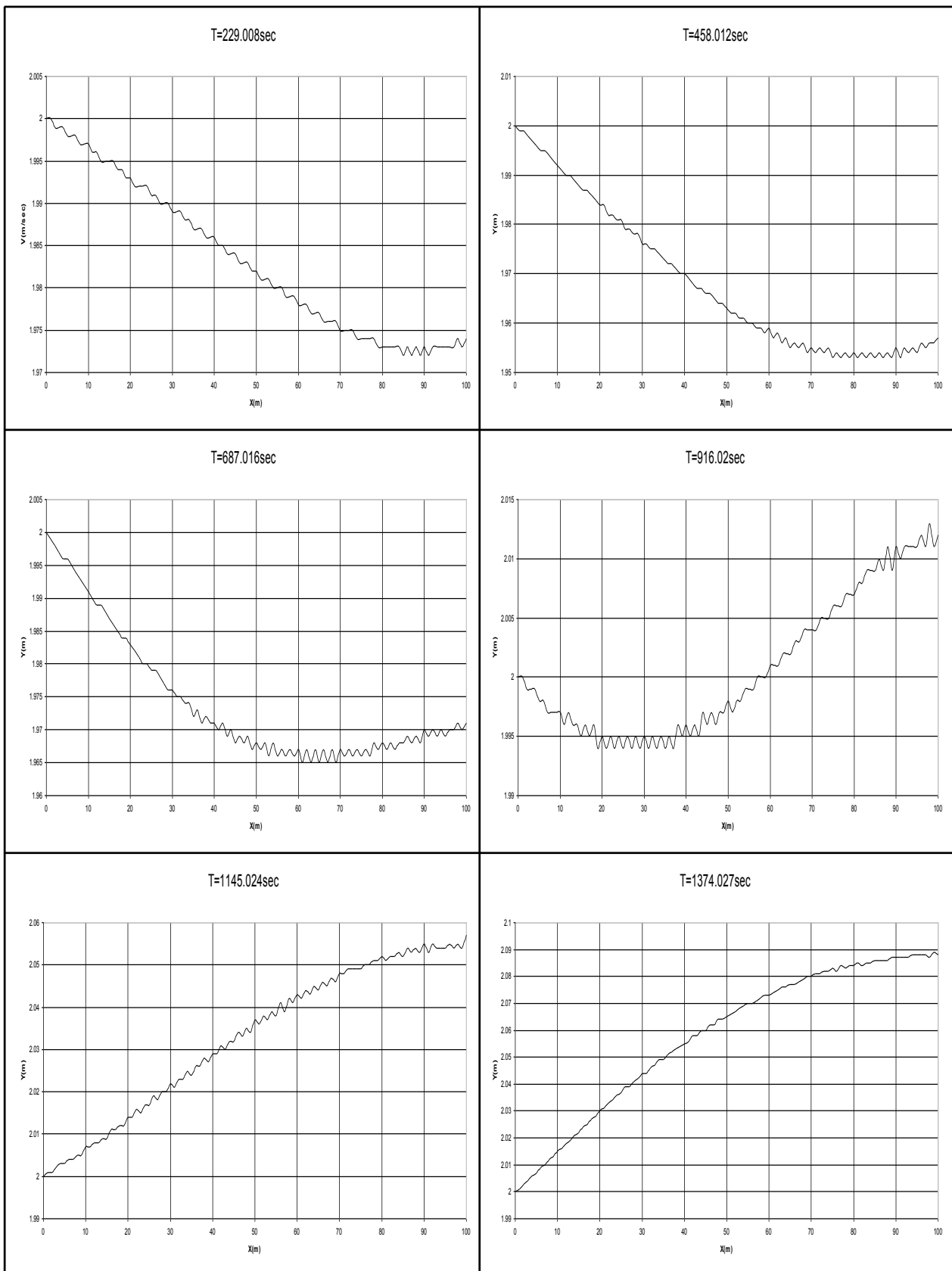


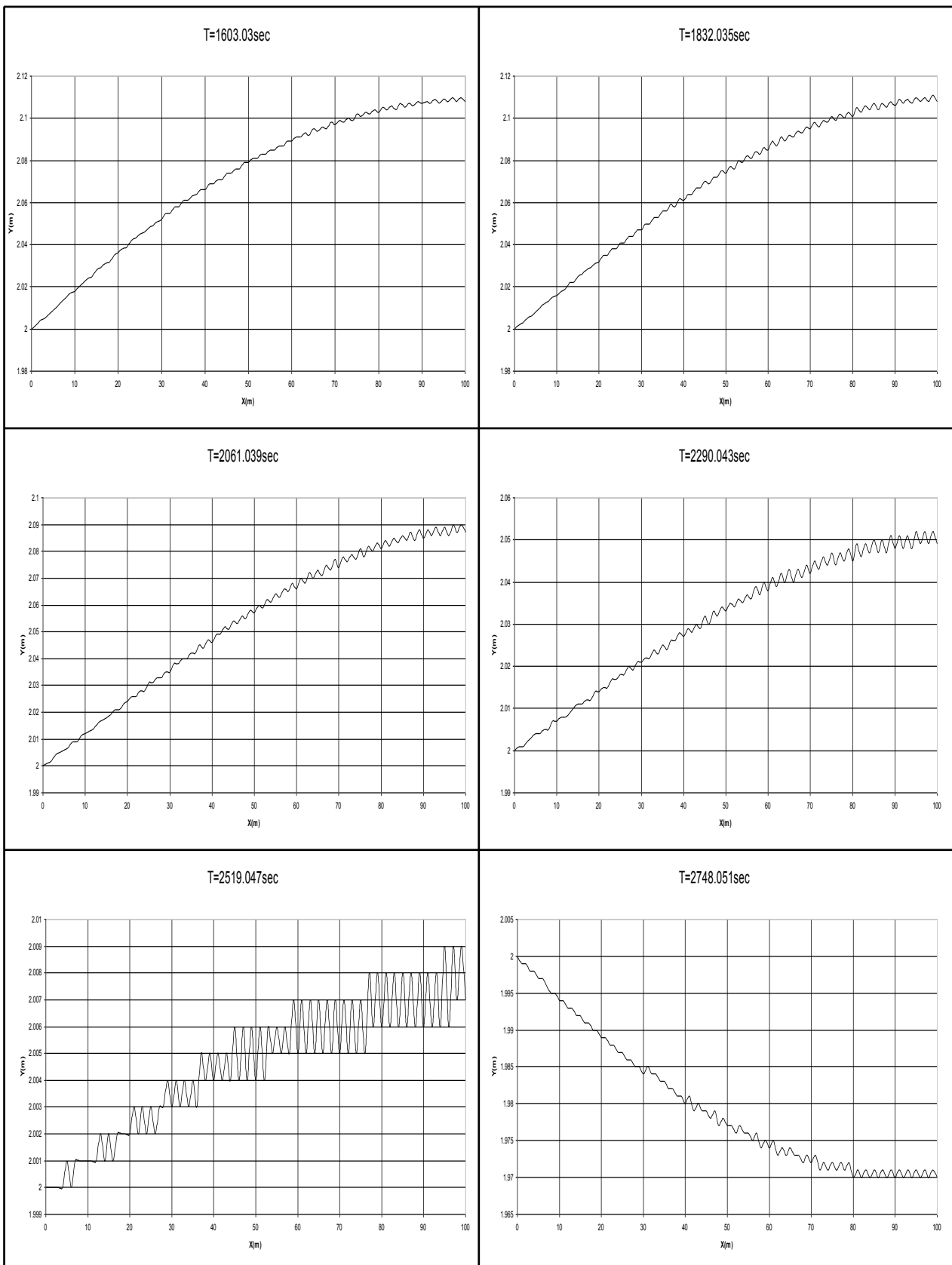
ΧΡΟΝΙΚΗ ΚΑΤΑΝΟΜΗ ΒΑΘΟΥΣ ΚΑΤΑΝΤΗ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ

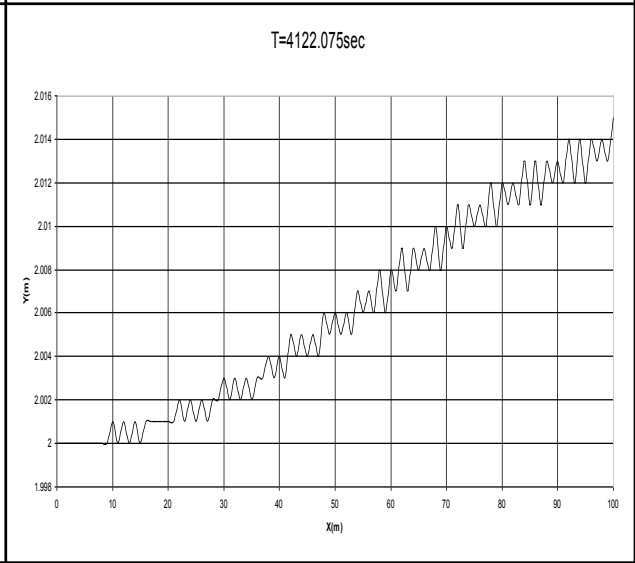
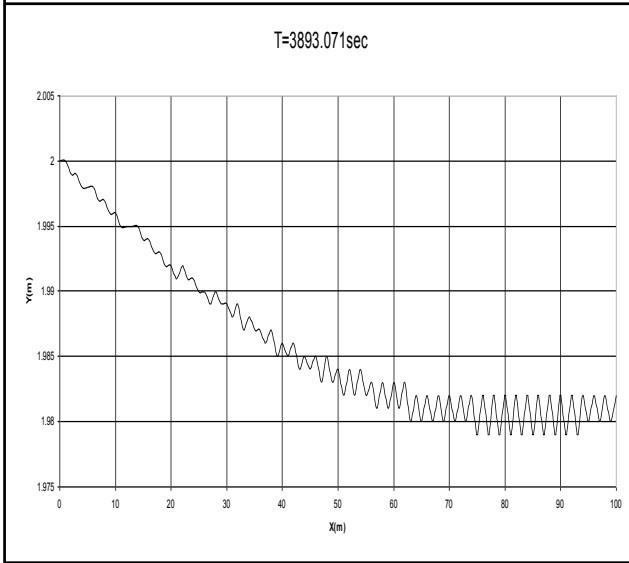
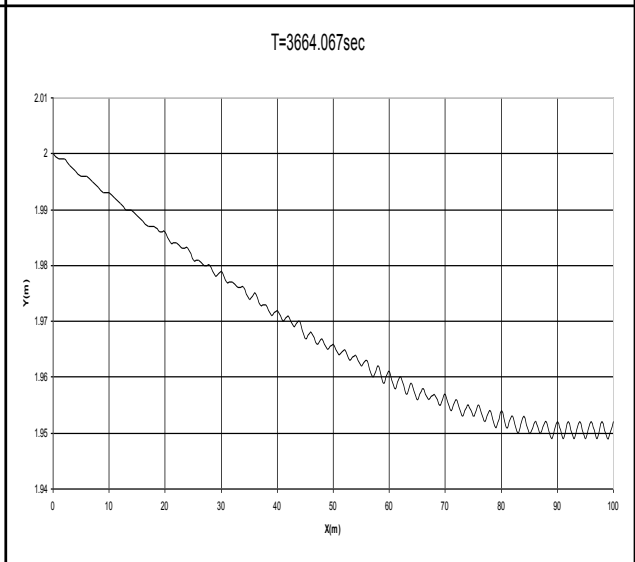
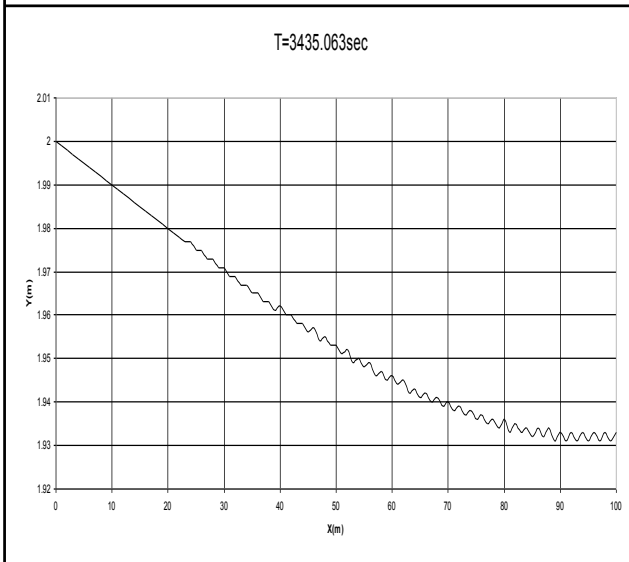
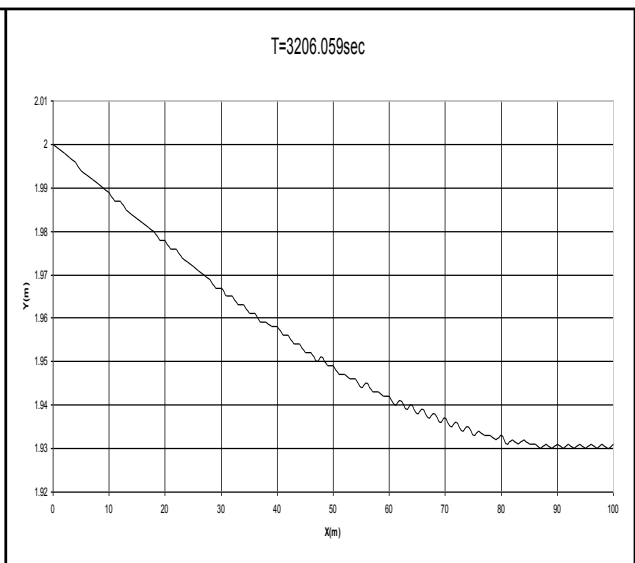
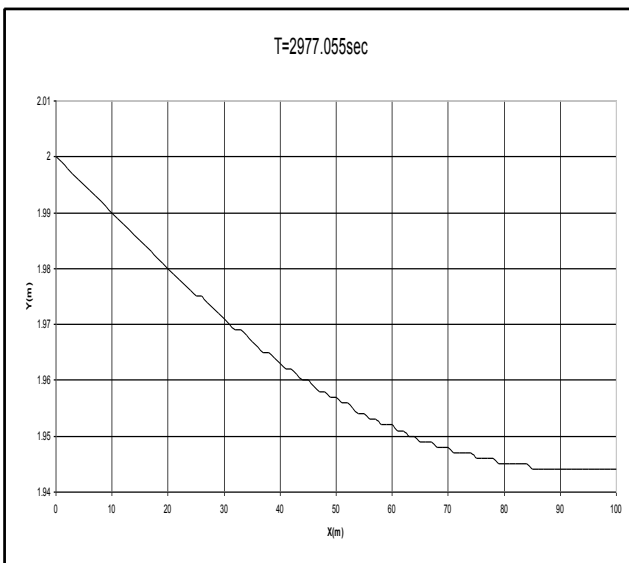


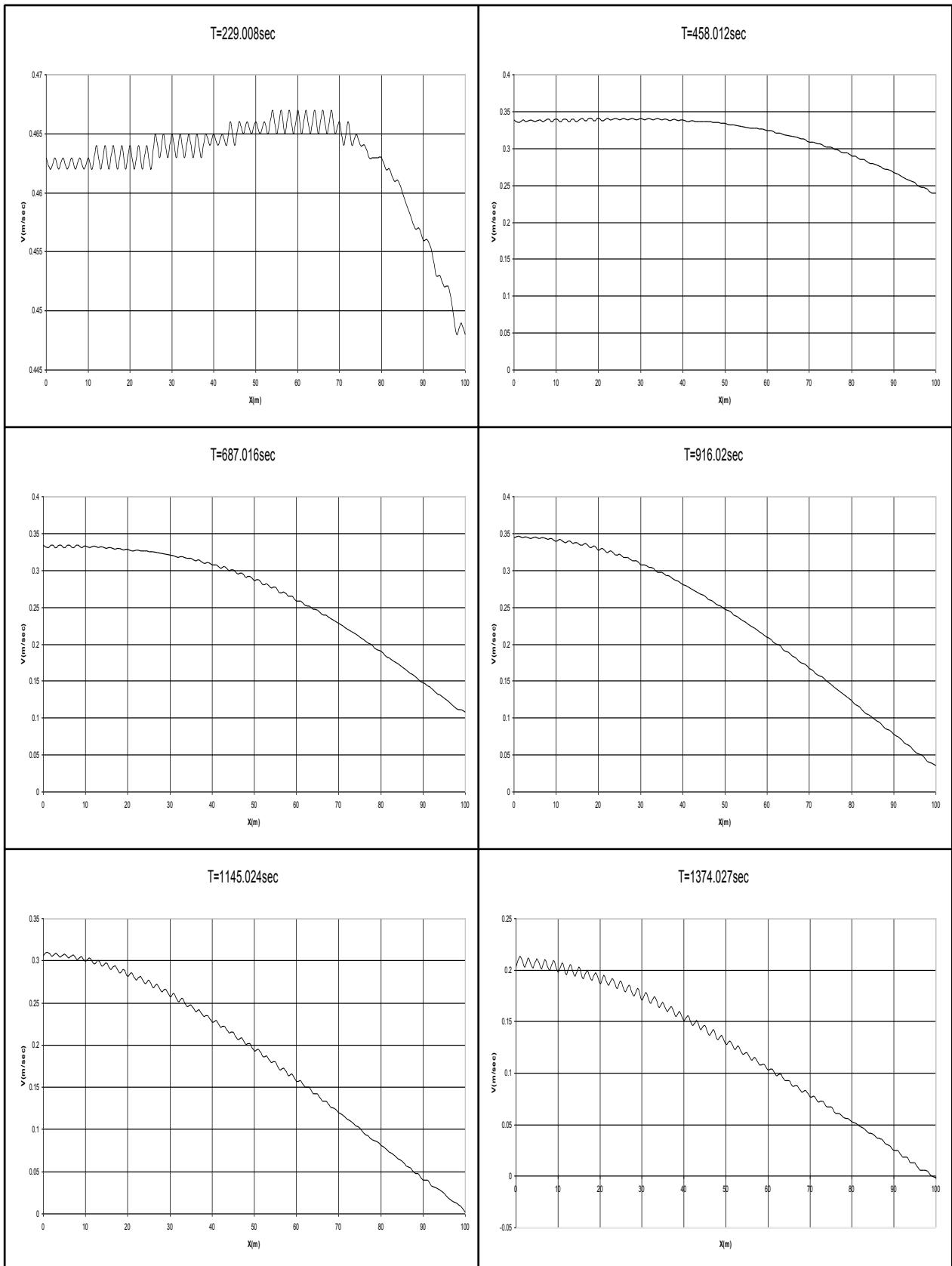
ΧΡΟΝΙΚΗ ΚΑΤΑΝΟΜΗ ΤΑΧΥΤΗΤΑΣ ΚΑΤΑΝΤΗ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ

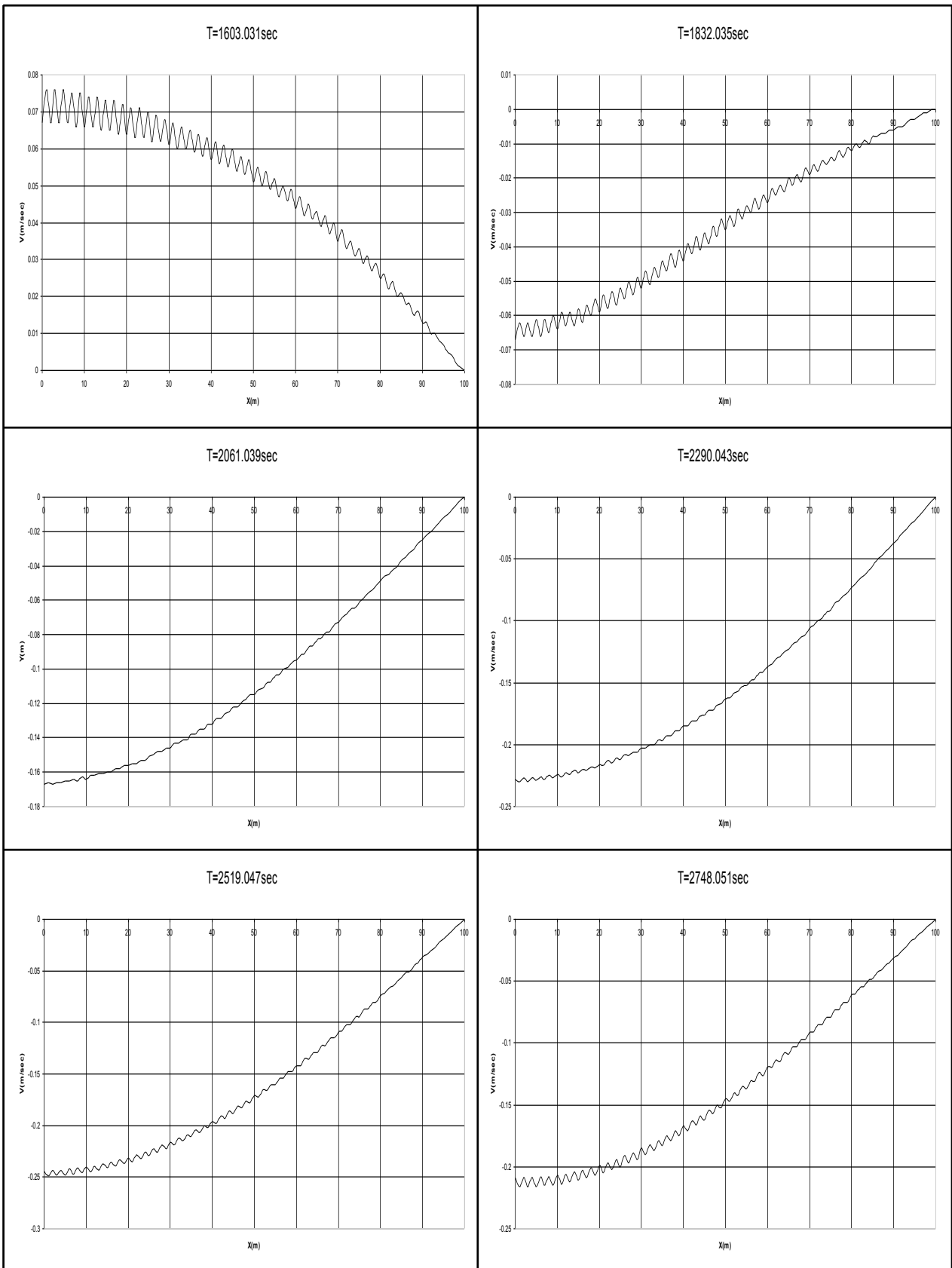


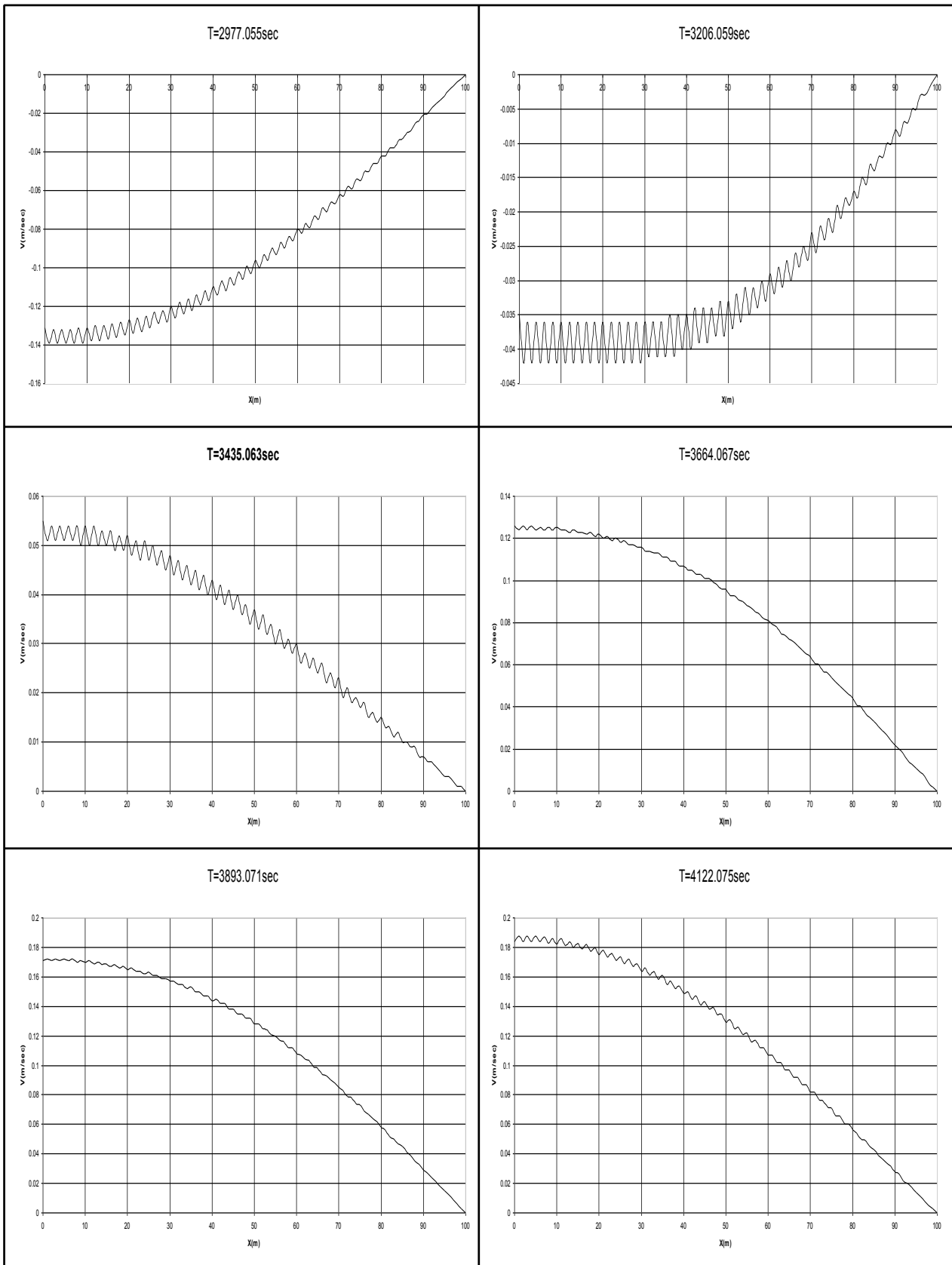












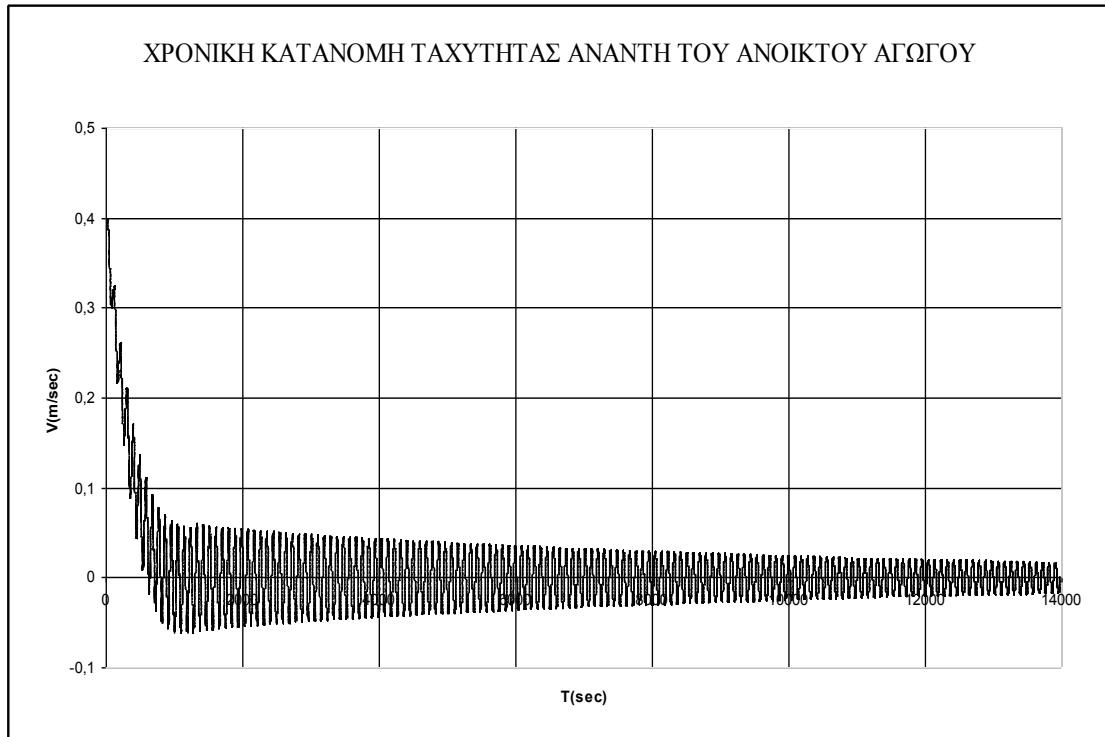
ΔΕΞΑΜΕΝΗ ΣΤΑΘΕΡΗΣ ΣΤΑΘΜΗΣ – ΑΝΟΙΚΤΟΣ ΑΓΩΓΟΣ – ΘΥΡΟΦΡΑΓΜΑ

ΣΤΑΘΕΡΟ ΒΑΘΟΣ ΡΟΗΣ ΚΑΤΑ ΜΗΚΟΣ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ
ΧΡΗΣΙΜΟΠΟΙΕΙΤΑΙ ΩΣ ΑΡΧΙΚΗ ΣΥΝΘΗΚΗ

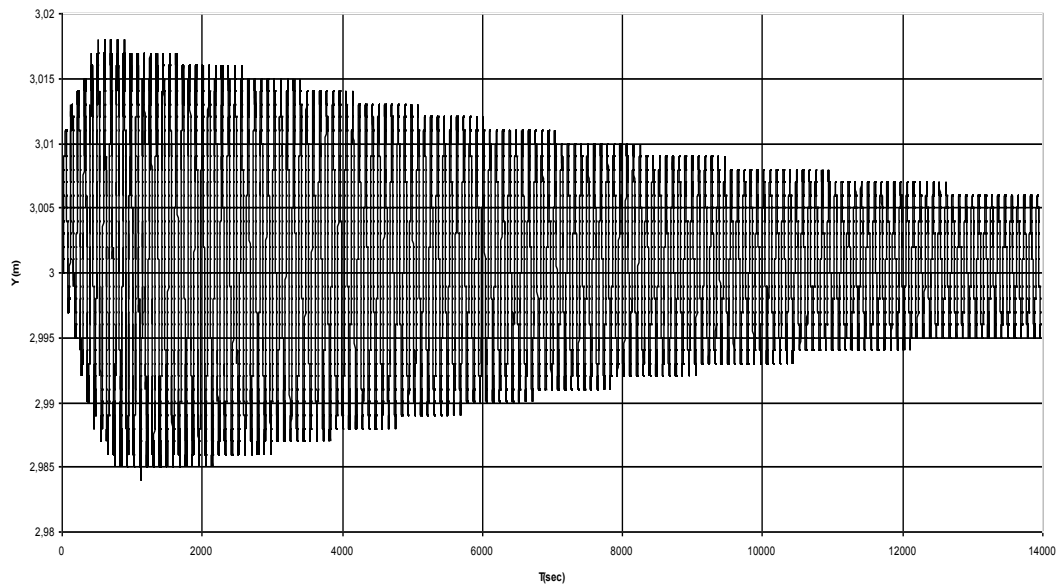
ΜΕΤΑΒΑΤΙΚΕΣ ΣΥΝΘΗΚΕΣ ΡΟΗΣ ΠΑΡΑΓΟΝΤΑΙ ΑΠΟ ΑΡΓΟ ΚΛΕΙΣΙΜΟ
ΤΟΥ ΚΑΤΑΝΤΗ ΘΥΡΟΦΡΑΓΜΑΤΟΣ

ΔΕΔΟΜΕΝΑ ΠΟΥ ΧΡΗΣΙΜΟΠΟΙΟΥΝΤΑΙ ΑΠΟ ΤΟ ΠΡΟΓΡΑΜΜΑ

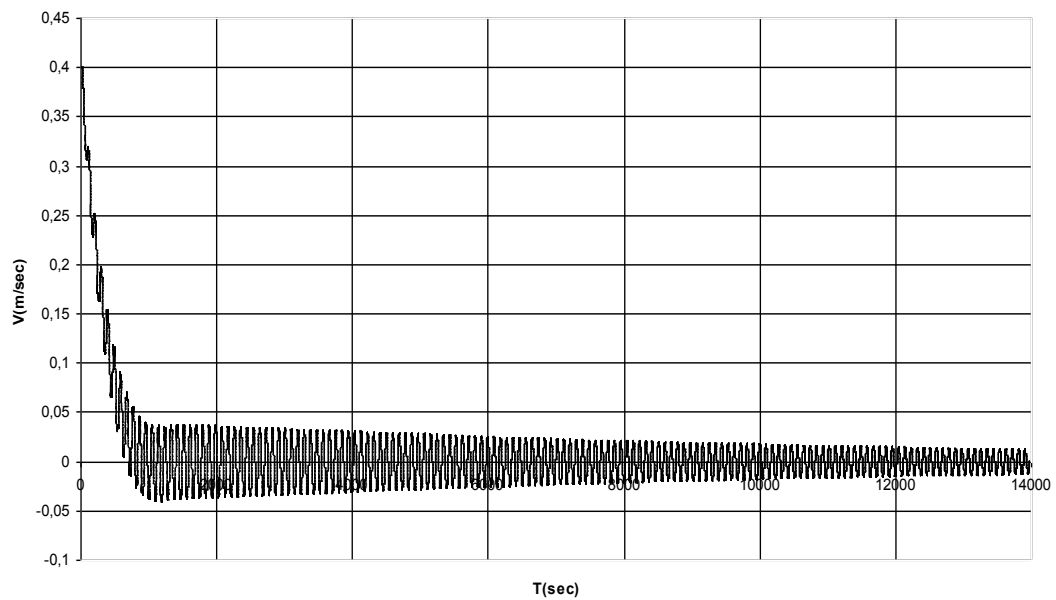
ΑΡΧΙΚΗ ΠΑΡΟΧΗ $Q_0 (m^3 / sec)$	= 12
ΑΡΧΙΚΟ ΒΑΘΟΣ $y_d (m)$	= 3
ΣΥΝΤΕΛΕΣΤΗΣ MANNING n	= 0.013
ΠΛΑΤΟΣ ΠΥΘΜΕΝΑ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ $B_o (m)$	= 4
ΠΛΕΥΡΙΚΗ ΚΛΙΣΗ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ s s ΟΡΙΖΟΝΤΙΑ : 1 ΚΑΤΑΚΟΡΥΦΗ	= 2
ΜΗΚΟΣ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ $L(m)$	= 100
ΠΛΗΘΟΣ ΤΜΗΜΑΤΩΝ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ N	= 100
ΔΙΑΡΚΕΙΑ ΠΛΗΡΟΥΣ ΚΛΕΙΣΙΜΑΤΟΣ ΤΟΥ ΘΥΡΟΦΡΑΓΜΑΤΟΣ $t_s (sec)$	= 1265
ΧΡΟΝΙΚΗ ΔΙΑΡΚΕΙΑ ΕΞΕΛΙΞΗΣ $T_{MAX} (sec)$	= 14000
ΕΠΙΤΑΧΥΝΣΗ ΤΗΣ ΒΑΡΥΤΗΤΑΣ $g(m/sec^2)$	= 9.81



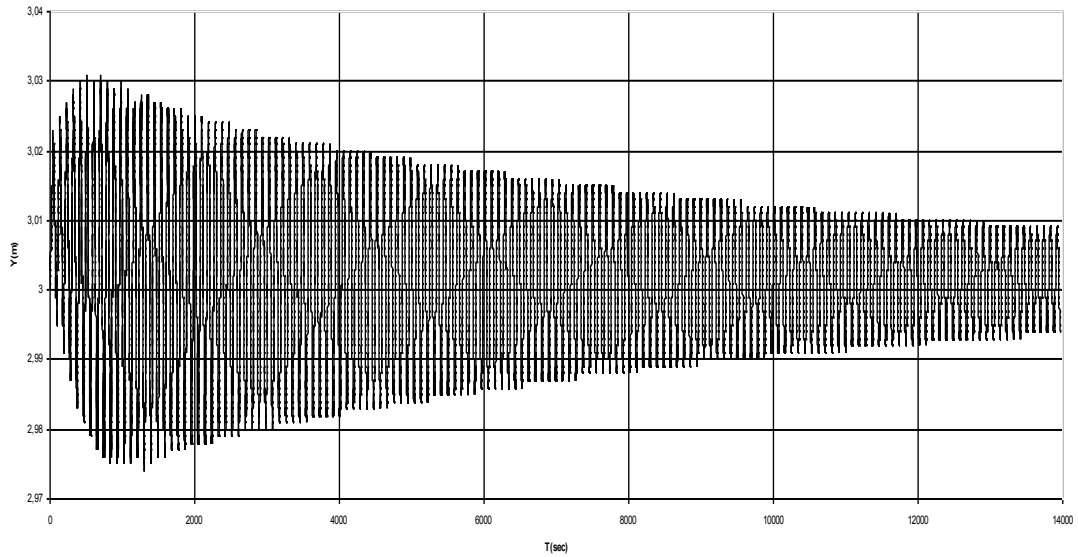
ΧΡΟΝΙΚΗ ΚΑΤΑΝΟΜΗ ΒΑΘΟΥΣ ΣΤΟ ΜΕΣΟ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ



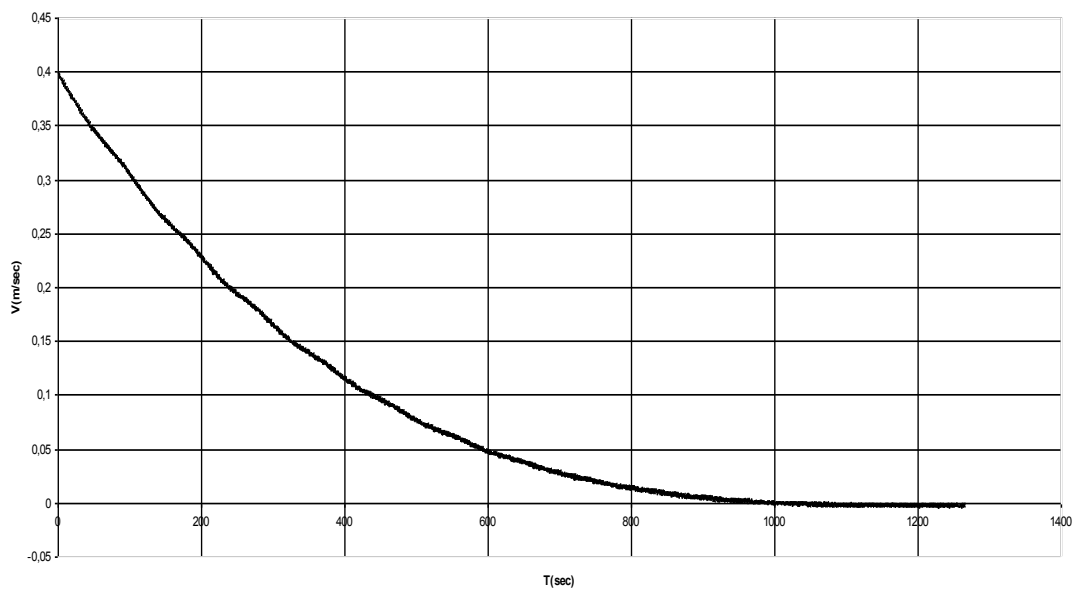
ΧΡΟΝΙΚΗ ΚΑΤΑΝΟΜΗ ΤΑΧΥΤΗΤΑΣ ΣΤΟ ΜΕΣΟ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ

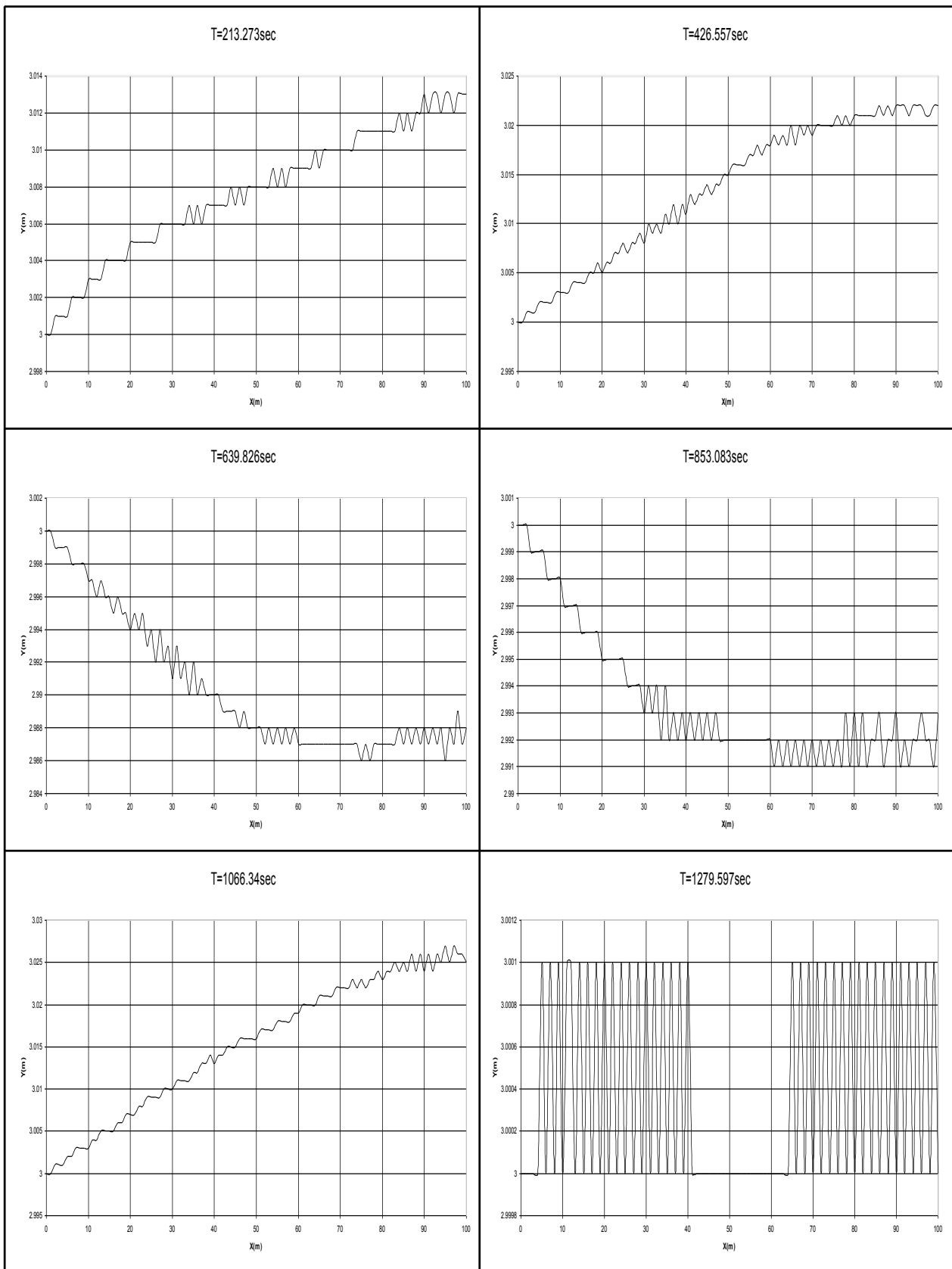


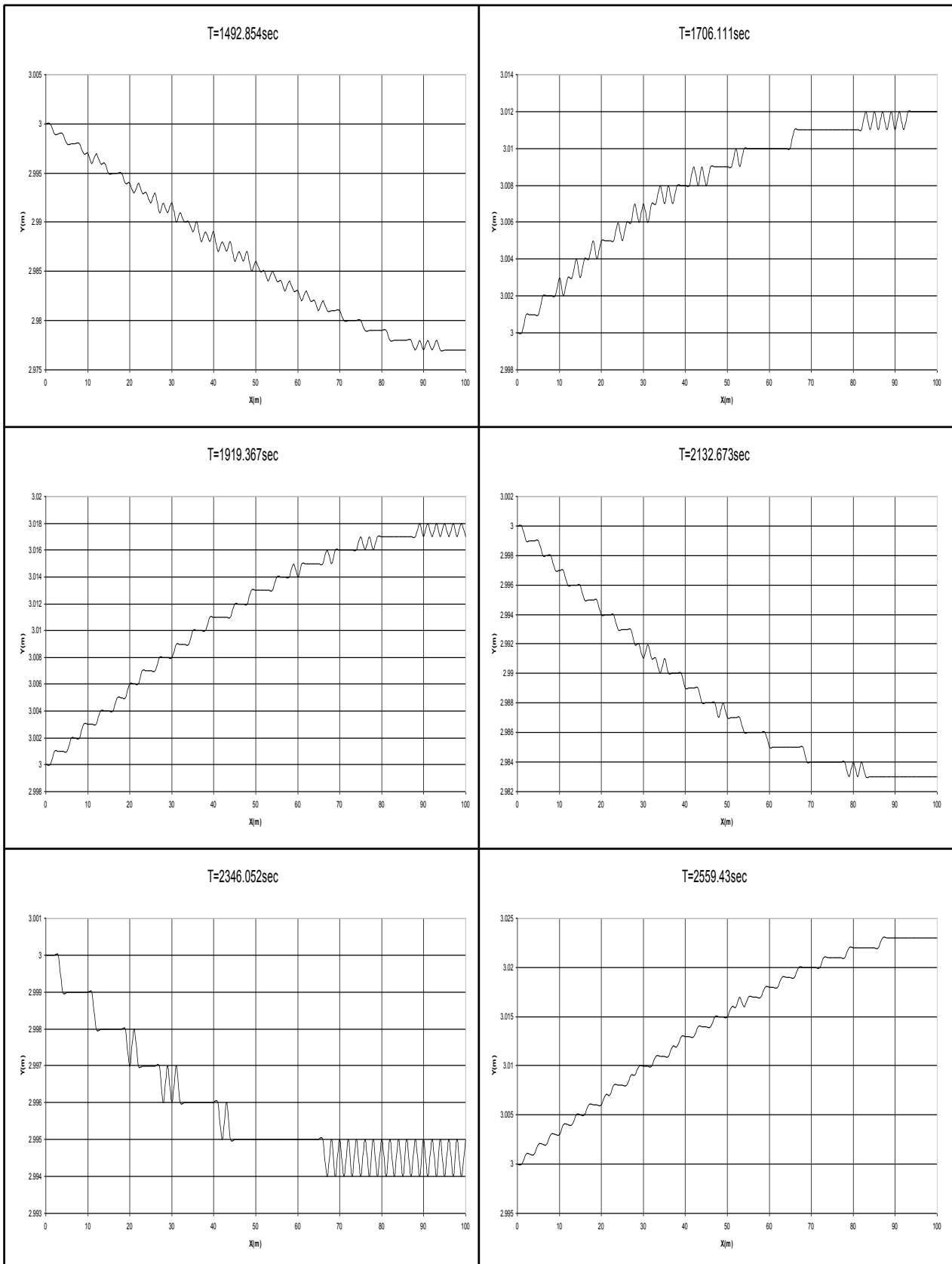
ΧΡΟΝΙΚΗ ΚΑΤΑΝΟΜΗ ΒΑΘΟΥΣ ΚΑΤΑΝΤΗ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ

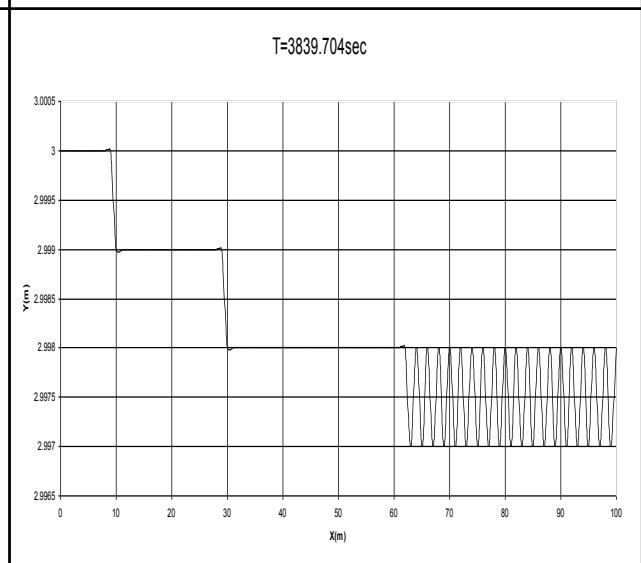
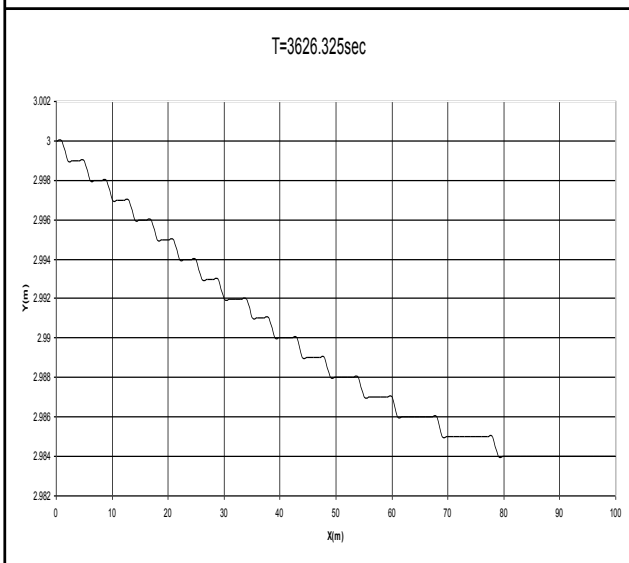
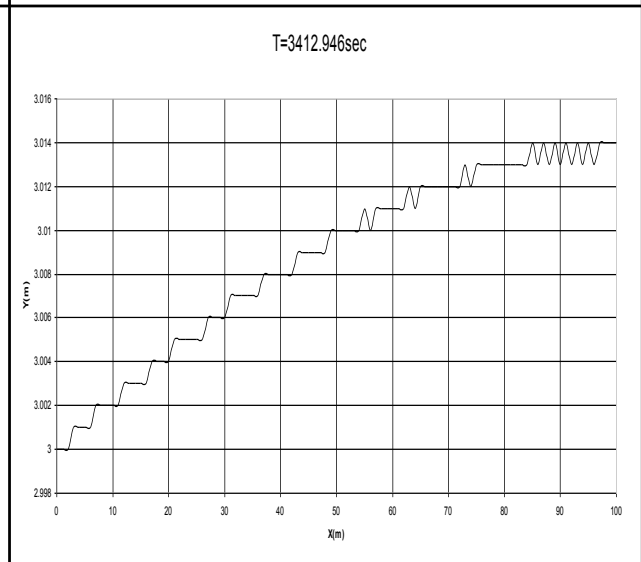
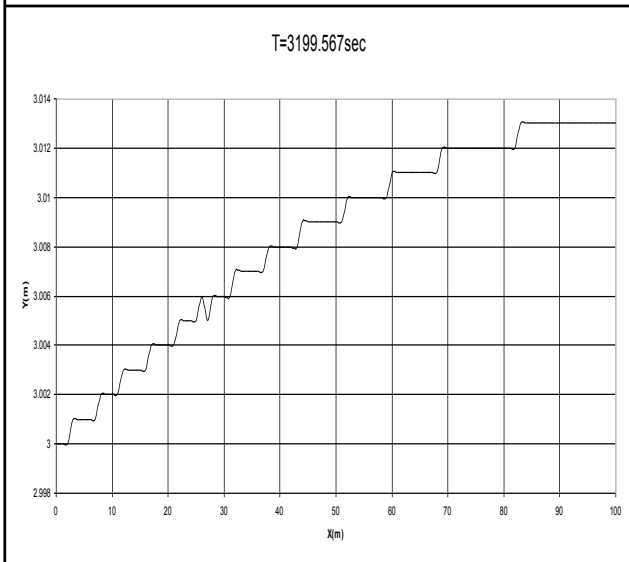
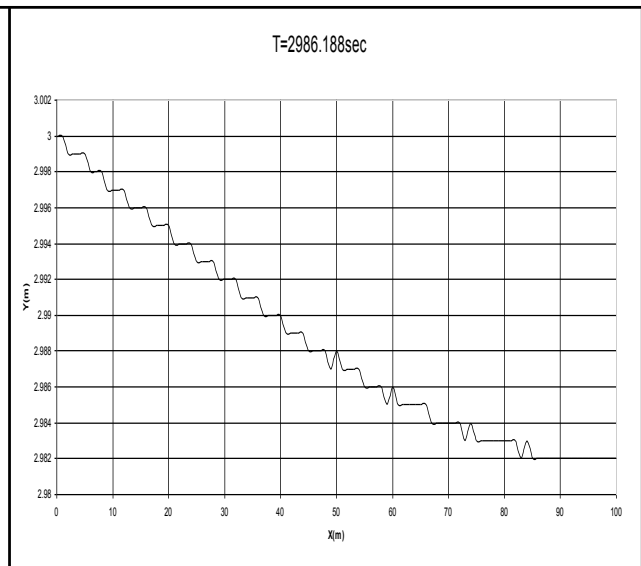
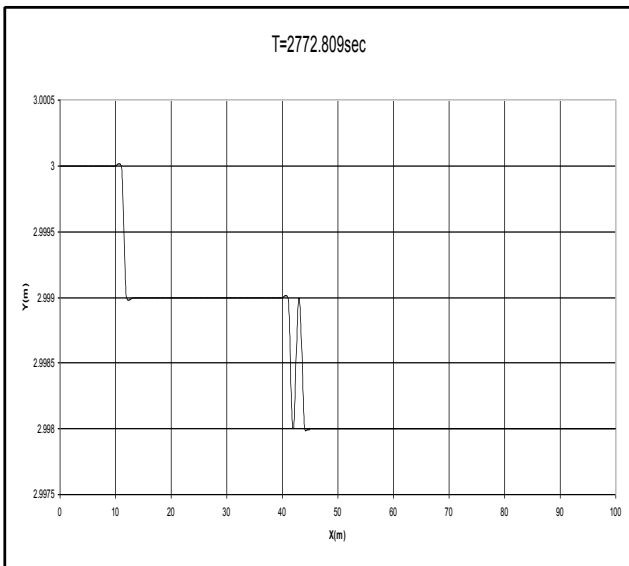


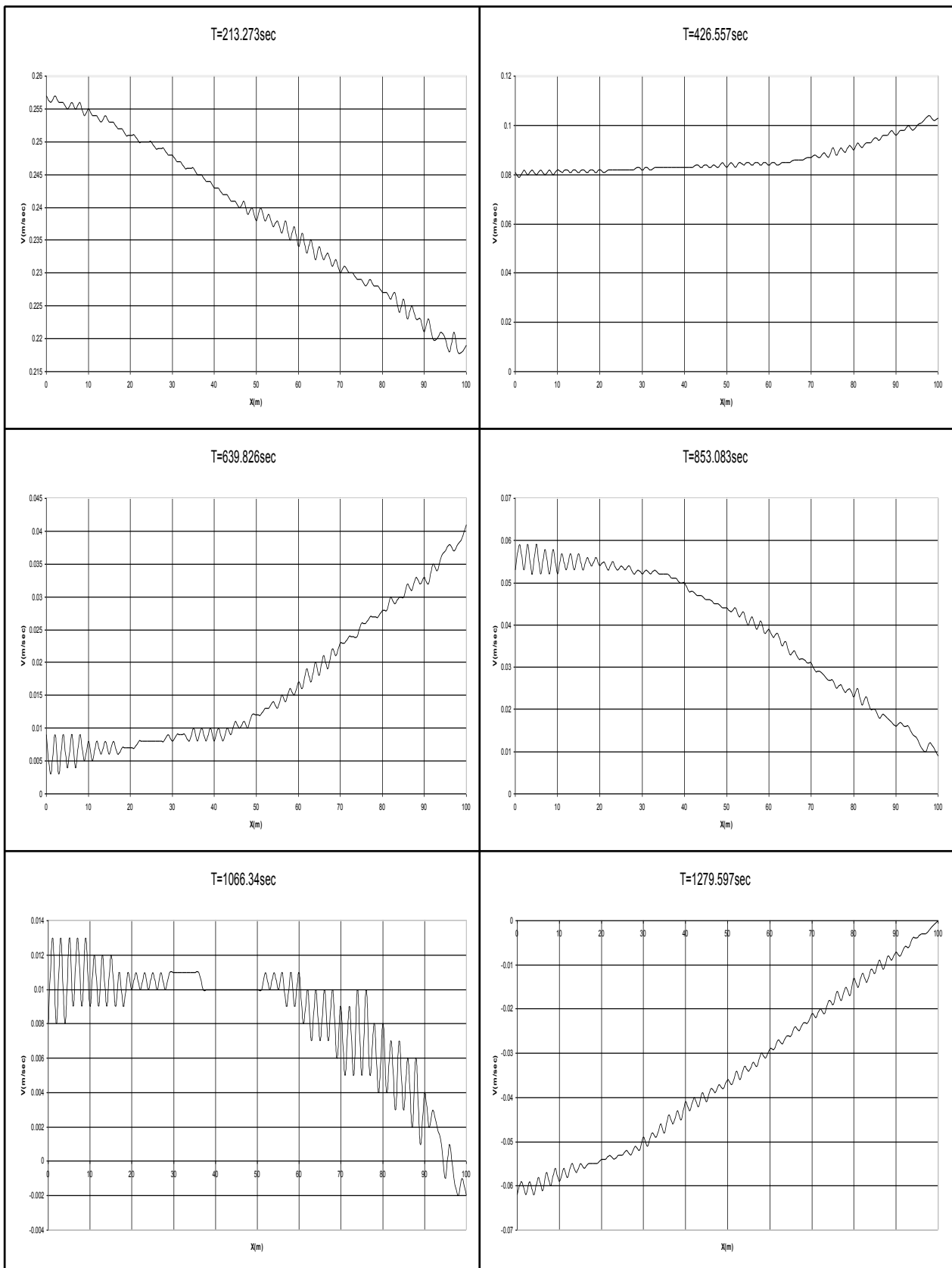
ΧΡΟΝΙΚΗ ΚΑΤΑΝΟΜΗ ΤΑΧΥΤΗΤΑΣ ΚΑΤΑΝΤΗ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ

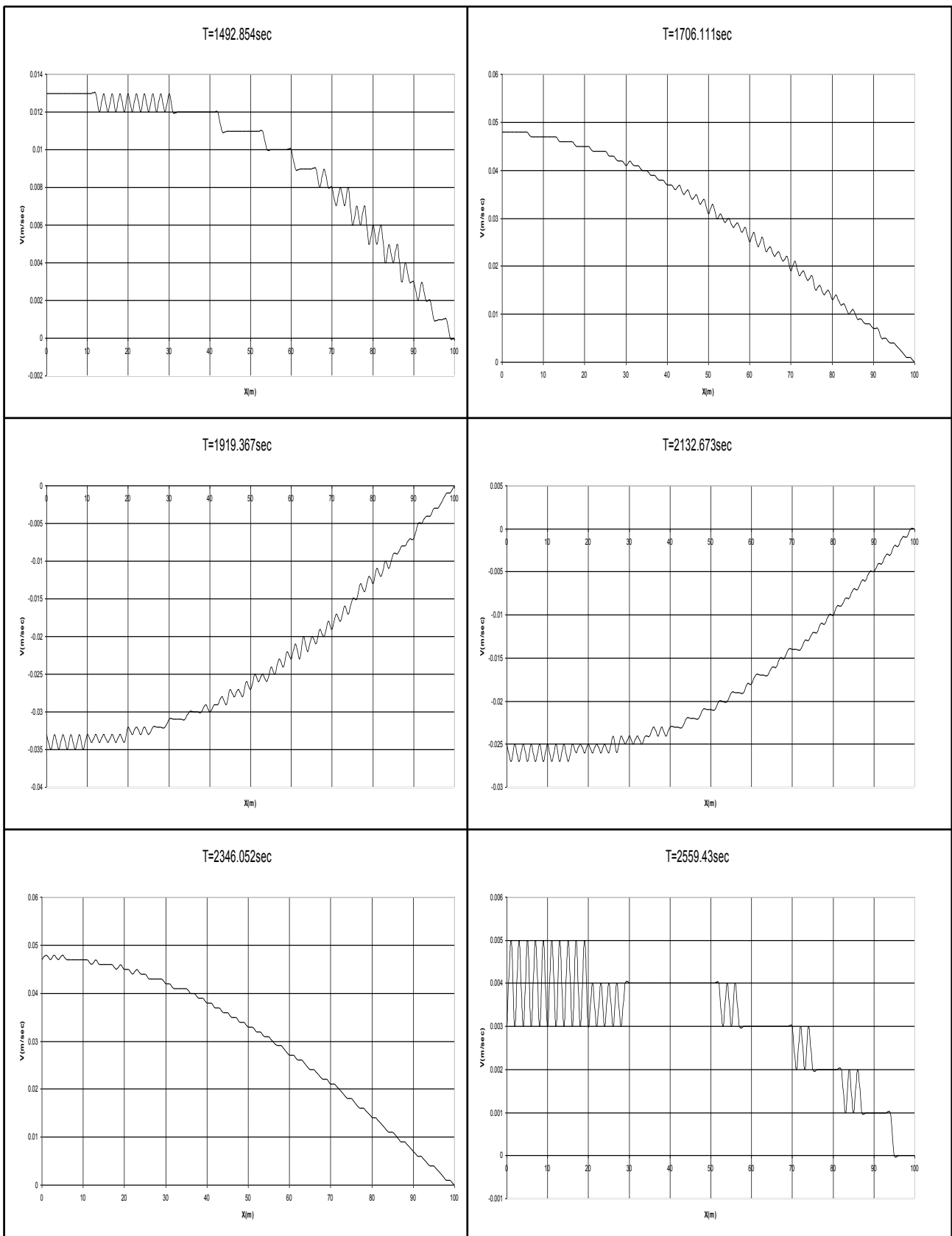


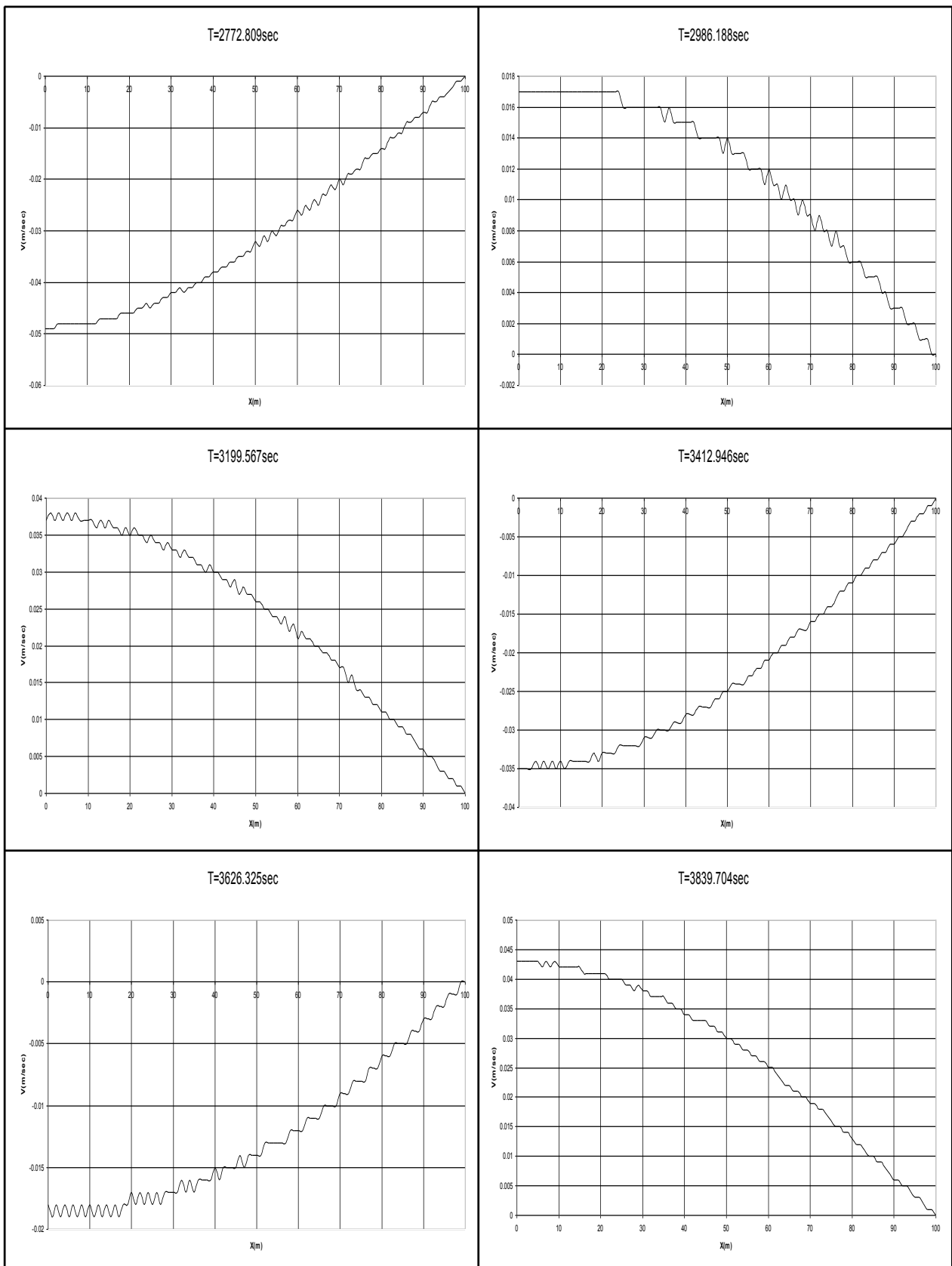






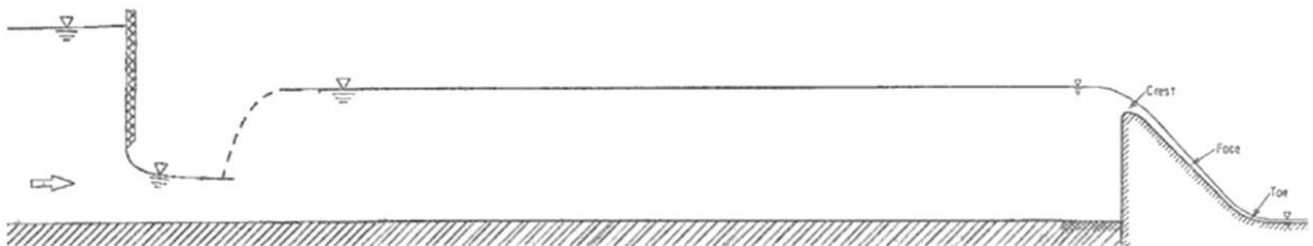




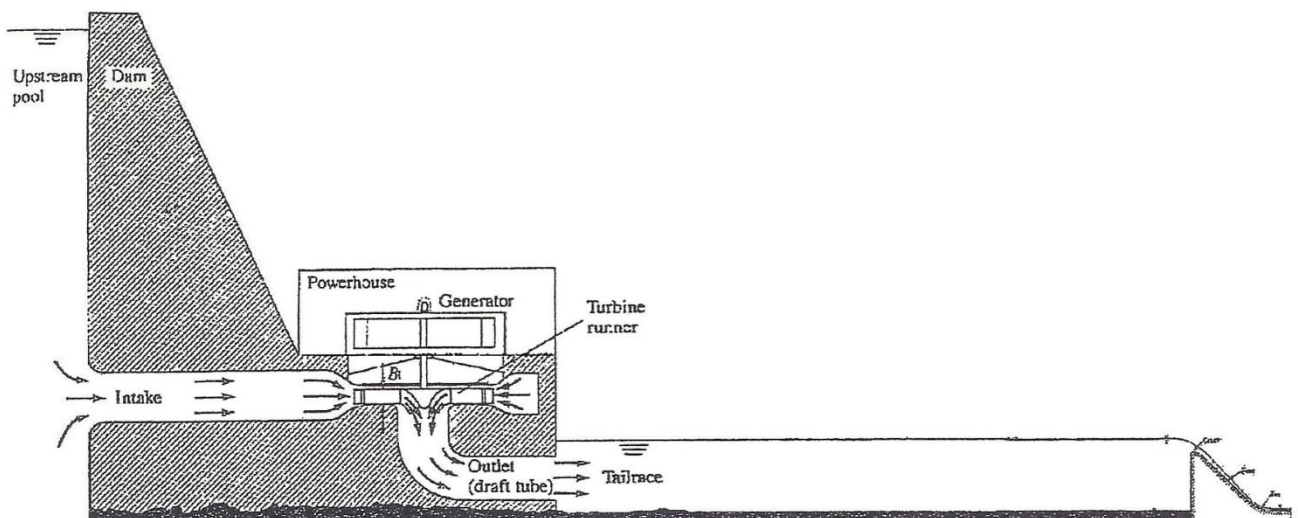


4.4 ΜΕΤΑΒΑΤΙΚΟ ΦΑΙΝΟΜΕΝΟ ΣΕ ΑΝΟΙΚΤΟ ΑΓΩΓΟ ΜΕ ΑΝΑΝΤΗ ΕΠΙΠΕΔΟ ΘΥΡΟΦΡΑΓΜΑ ΚΑΙ ΚΑΤΑΝΤΗ ΕΚΧΕΙΛΙΣΤΗ ΕΛΕΥΘΕΡΗΣ ΥΠΕΡΧΕΙΛΙΣΗΣ (2^Η ΠΕΡΙΠΤΩΣΗ)

Σε ανοικτό αγωγό τραπεζοειδούς διατομής, με πλάτος πυθμένα $B_o = 4m$ και μήκος $L = 100m$ (από το θυρόφραγμα μέχρι τον τελευταίο κόμβο), ανάντη του οποίου υπάρχει επίπεδο θυρόφραγμα οξείας αιχμής ή ρυθμιστικά πτερύγια στροβίλου που ακολουθούν τον ίδιο νόμο κλεισίματος με αυτό του θυροφράγματος και κατάντη του οποίου υπάρχει ορθογώνιος εκχειλιστής ελεύθερης υπερχειλίσης πλάτους $B_o = 4m$ και ύψους $W = 1m$, διαρρέεται αρχικά από νερό που σχηματίζει μόνιμη ομοιόμορφη υποκρίσιμη ροή. Για δεδομένο βάθος ροής, δεδομένη πλευρική κλίση ($s = 0,1,2,3$) και δεδομένη παροχή ($Q_o = 12m^3/sec$) ρυθμίζουμε την κλίση του ανοικτού αγωγού ως προς την οριζόντιο με βάση τον τύπο Manning (2.48), ώστε η αρχική ροή στον ανοικτό αγωγό να είναι ομοιόμορφη ($S_f = S_o$). Η ρύθμιση της κλίσεως γίνεται για υπολογιστικούς λόγους, αφού η υψομετρική διαφορά από το ένα άκρο του ανοικτού αγωγού στο άλλο είναι ελάχιστη συγκριτικά με τα υπόλοιπα γεωμετρικά χαρακτηριστικά του ανοικτού αγωγού και το βάθος ροής. Έτσι, ο ανοικτός αγωγός σε κάθε περίπτωση θεωρείται σχεδόν οριζόντιος. Ο ανοικτός αγωγός είναι από σκυρόδεμα με συντελεστή Manning $n = 0.013$. Μία άποψη της διάταξης: θυρόφραγμα - ανοικτός αγωγός - εκχειλιστής, φαίνεται στο Σχήμα 4.2, ενώ μία άποψη της διάταξης: στρόβιλος - ανοικτός αγωγός - εκχειλιστής, φαίνεται στο Σχήμα 4.3.



Σχήμα 4.1: Διάταξη: θυρόφραγμα – ανοικτός αγωγός – εκχειλιστής.



Σχήμα 4.2: Διάταξη: στρόβιλος – ανοικτός αγωγός – εκχειλιστής.

Στη συνέχεια, θα θεωρήσουμε ότι ανάντη του ανοικτού αγωγού έχουμε θυρόφραγμα αντί στρόβιλο.

Για τη συγκεκριμένη διάταξη ισχύουν οι παραδοχές της ενότητας 3.3. Το θυρόφραγμα, ο ανοικτός αγωγός και ο εκχειλιστής θεωρούνται πλήρως ανελαστικά, κάτι που βρίσκεται πολύ κοντά στην πραγματικότητα. Ακόμη, το θυρόφραγμα είναι αρχικά πλήρως ανοικτό, χωρίς να αποτελεί μέρος του εμπόδιο στη ροή και οι απώλειες κατά το κλείσιμο θεωρούνται αμελητέες. Το θυρόφραγμα θεωρούμε ότι είτε κλείνει στιγμιαία, είτε ακολουθεί νόμο κλεισίματος σύμφωνα με τη σχέση (3.63):

$$Q = Q_0 \left(1 - \frac{t}{t_s}\right)^m,$$

όπου $m = 3.2$, Q_0 : η αρχική παροχή, t_s : ο χρόνος κλεισίματος, συγκρινόμενος με τον χαρακτηριστικό χρόνο t_c του ανοικτού αγωγού με βάση τις αρχικές συνθήκες της ροής, ο οποίος είναι ίσος με $t_c = \frac{2 \cdot L}{c}$, L : το μήκος του ανοικτού αγωγού, c : η

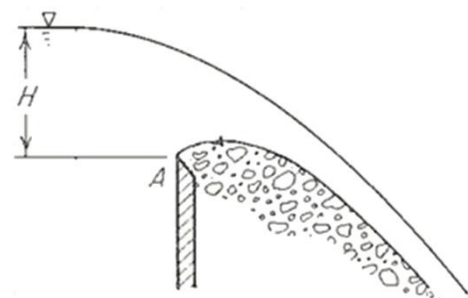
αρχική ταχύτητα μετάδοσης κύματος ($c = \sqrt{\frac{g \cdot A}{B}}$, g : η επιτάχυνση της βαρύτητας,

A : η υγρή εγκάρσια διατομή του ανοικτού αγωγού, B : το πλάτος ελεύθερης επιφάνειας). Σημειώνουμε ότι τα κύματα που δημιουργούνται κατά το κλείσιμο του θυροφράγματος ανήκουν στην κατηγορία των κυμάτων αβαθούς ύδατος. Στην ίδια κατηγορία ανήκουν και τα κύματα μετά το πλήρες κλείσιμο του θυροφράγματος. Ακόμη, παραθέτουμε τους χρόνους κλεισίματος που προκύπτουν ως σταθερό ποσοστό του αρχικού χαρακτηριστικού χρόνου (με προσέγγιση πρώτου ακεραίου) του εκάστοτε ανοικτού αγωγού, είτε για γρήγορο, είτε για αργό κλείσιμο.

Πίνακας 4.2: Χρόνοι γρήγορου και αργού κλεισίματος (2^η περίπτωση).

s	$y_d (m)$	$B (m)$	$A (m^2)$	$c (m/sec)$	$t_c (sec)$	(γρήγορο) $t_s (sec)$	(αργό) $t_s (sec)$
0	2.27	4	9.07	4.72	42.4	30	120
1	2.43	8.86	15.64	4.16	48.1	34	136
2	2.43	13.73	21.55	3.92	51	36	154
3	2.43	18.59	27.47	3.81	52.5	37	175

Για τον ορθογώνιο εκχειλιστή θεωρούμε ότι η παροχή ή η ειδική παροχή στο σημείο A (Σχήμα 4.4) δίνεται από τις ίδιες εξισώσεις με αυτές του ορθογώνιου υπερχειλιστή λεπτής στέψης. Ακόμη, όταν αναφερόμαστε στο ύψος του εκχειλιστή στην παρούσα εργασία εννοούμε την κατακόρυφη απόσταση από τον πυθμένα του ανάντη ανοικτού αγωγού μέχρι το σημείο A , δηλαδή $W = H_A = 1m$.



Σχήμα 4.4: Στέψη εκχειλιστή.

Έτσι, οι εξισώσεις που χρησιμοποιούμε είναι:

$$(3.65): q = \frac{2}{3} C_d \sqrt{2g} H^{3/2}$$

(3.67): $C_d = 0.611 + 0.08H/W$, η οποία ισχύει για $H/W < 5$

Οι εξισώσεις αυτές εφαρμόζονται στο συγκεκριμένο πρόβλημα όταν ανάντη του εκχειλιστή υπάρχει ανοικτός αγωγός ορθογώνιας εγκάρσιας διατομής ($s = 0$).

(3.75): $Q = \frac{2}{3}\sqrt{2g} \times 0.615(L - 0.1H)H^{1.5}$, η οποία ισχύει για $L/H \geq 2$ (εδώ

$L = B_o = 4m$)

Η εξίσωση αυτή εφαρμόζεται στο συγκεκριμένο πρόβλημα όταν ανάντη του εκχειλιστή υπάρχει αγωγός τραπεζοειδούς εγκάρσιας διατομής ($s = 1, 2, 3$).

Ο τελευταίος κόμβος βρίσκεται στο σημείο που το βάθος της ομοιόμορφης ροής δεν έχει μειωθεί λόγω της ύπαρξης του εκχειλιστή. Στο σημείο αυτό η παροχή του νερού είναι ίση με την παροχή του νερού που διέρχεται πάνω από τον εκχειλιστή και δίνεται από τις εξισώσεις (3.65), (3.67), (3.75). Όταν η στάθμη στον τελευταίο κόμβο – μετά το πλήρες κλείσιμο του θυροφράγματος – πέσει κάτω από το ύψος W , τότε λόγω του ότι ο κόμβος αυτός βρίσκεται κοντά στο τοίχωμα του εκχειλιστή, χωρίς μεγάλο σφάλμα θεωρούμε ότι η ταχύτητα του νερού σε αυτό το σημείο μηδενίζεται ($V(t) = 0$).

Για κάθε υποπερίπτωση (απότομο, γρήγορο, αργό κλείσιμο) κατασκευάζουμε τα διαγράμματα «Βάθους – Χρόνου» και «Ταχύτητας – Χρόνου» σε τρία σημεία των ανοικτών αγωγών. Τα σημεία αυτά είναι οι κόμβοι στα άκρα και στο μέσο του ανοικτού αγωγού. Επίσης, κατασκευάζουμε τα διαγράμματα «Βάθους – Οριζόντιας Απόστασης (από το ανάντη άκρο)», «Ταχύτητας – Οριζόντιας Απόστασης», που ουσιαστικά αποτελούν στιγμιότυπα του βάθους και της ταχύτητας κατά μήκος του εκάστοτε ανοικτού αγωγού.

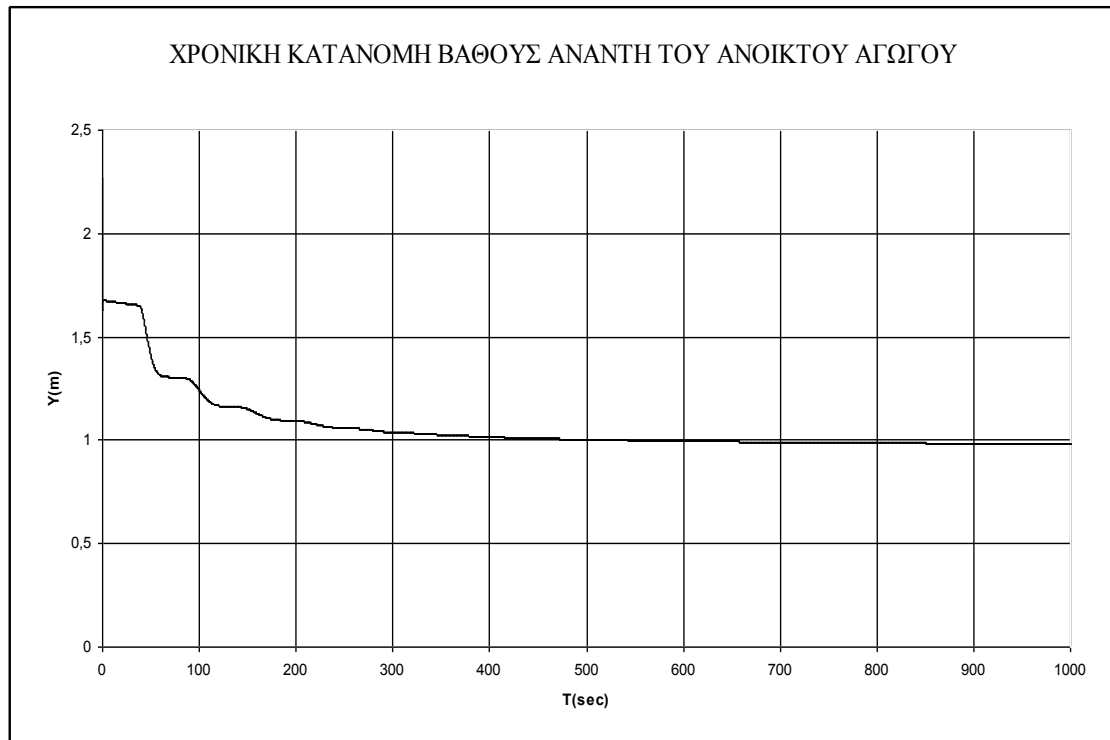
ΘΥΡΟΦΡΑΓΜΑ – ΑΝΟΙΚΤΟΣ ΑΓΩΓΟΣ – ΕΚΧΕΙΛΙΣΤΗΣ

ΣΤΑΘΕΡΟ ΒΑΘΟΣ ΡΟΗΣ ΚΑΤΑ ΜΗΚΟΣ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ
ΧΡΗΣΙΜΟΠΟΙΕΙΤΑΙ ΩΣ ΑΡΧΙΚΗ ΣΥΝΘΗΚΗ

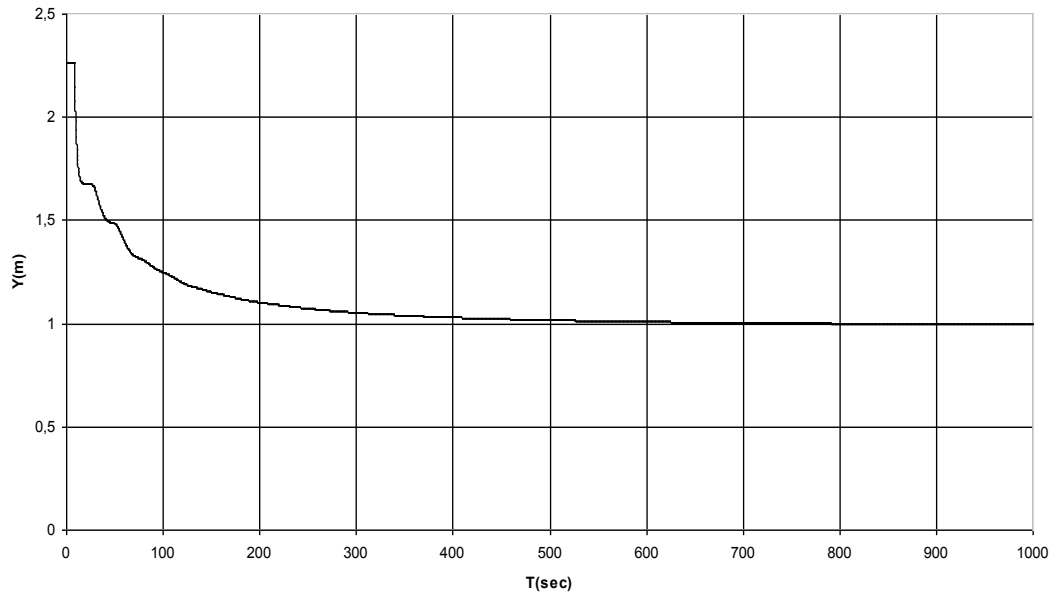
ΜΕΤΑΒΑΤΙΚΕΣ ΣΥΝΘΗΚΕΣ ΡΟΗΣ ΠΑΡΑΓΟΝΤΑΙ ΑΠΟ ΑΠΟΤΟΜΟ
ΚΛΕΙΣΙΜΟ ΤΟΥ ΑΝΑΝΤΗ ΘΥΡΟΦΡΑΓΜΑΤΟΣ

ΔΕΔΟΜΕΝΑ ΠΟΥ ΧΡΗΣΙΜΟΠΟΙΟΥΝΤΑΙ ΑΠΟ ΤΟ ΠΡΟΓΡΑΜΜΑ

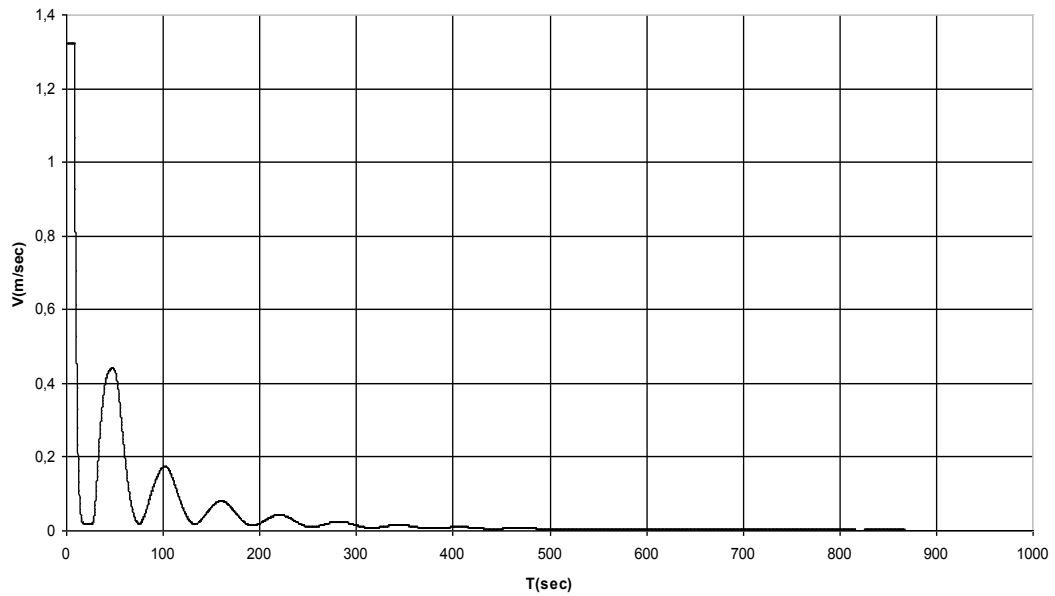
ΑΡΧΙΚΗ ΠΑΡΟΧΗ $Q_0 (m^3 / sec)$	= 12
ΑΡΧΙΚΟ ΒΑΘΟΣ $y_d (m)$	= 2.267
ΣΥΝΤΕΛΕΣΤΗΣ MANNING n	= 0.013
ΠΛΑΤΟΣ ΠΥΘΜΕΝΑ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ $B_o (m)$	= 4
ΠΛΕΥΡΙΚΗ ΚΛΙΣΗ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ s s ΟΡΙΖΟΝΤΙΑ : 1 ΚΑΤΑΚΟΡΥΦΗ	= 0
ΜΗΚΟΣ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ $L(m)$	= 100
ΠΛΗΘΟΣ ΤΜΗΜΑΤΩΝ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ N	= 100
ΧΡΟΝΙΚΗ ΔΙΑΡΚΕΙΑ ΕΞΕΛΙΞΗΣ $T_{MAX} (sec)$	= 1000
ΕΠΙΤΑΧΥΝΣΗ ΤΗΣ ΒΑΡΥΤΗΤΑΣ $g(m/sec^2)$	= 9.81



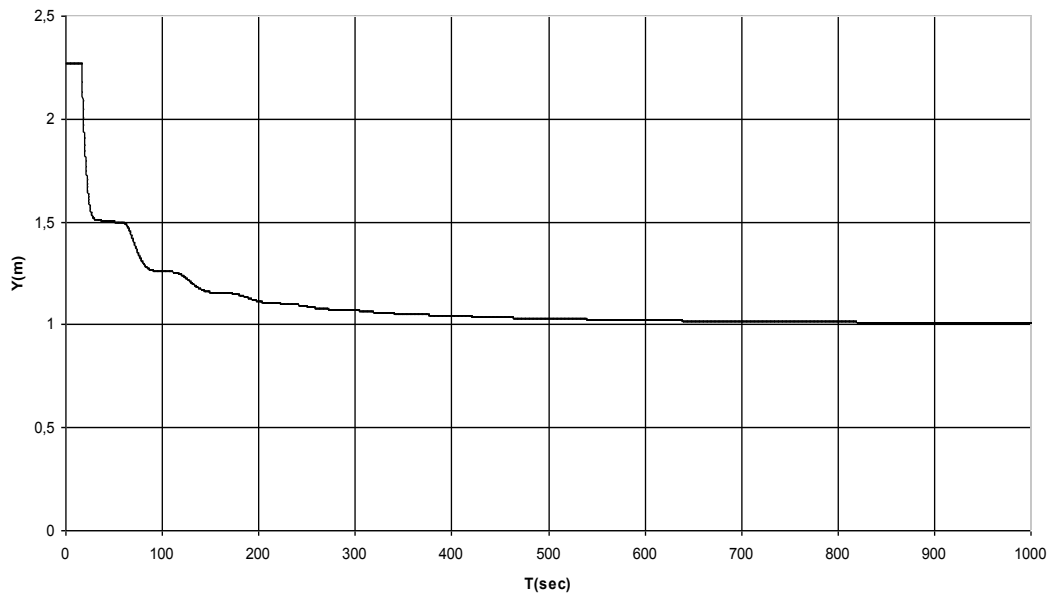
ΧΡΟΝΙΚΗ ΚΑΤΑΝΟΜΗ ΒΑΘΟΥΣ ΣΤΟ ΜΕΣΟ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ



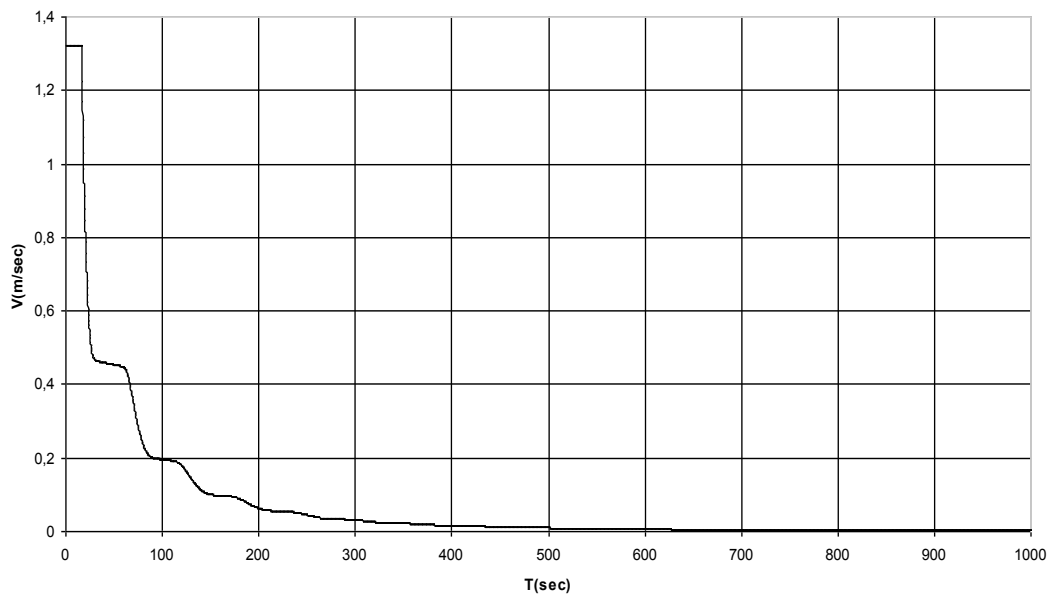
ΧΡΟΝΙΚΗ ΚΑΤΑΝΟΜΗ ΤΑΧΥΤΗΤΑΣ ΣΤΟ ΜΕΣΟ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ

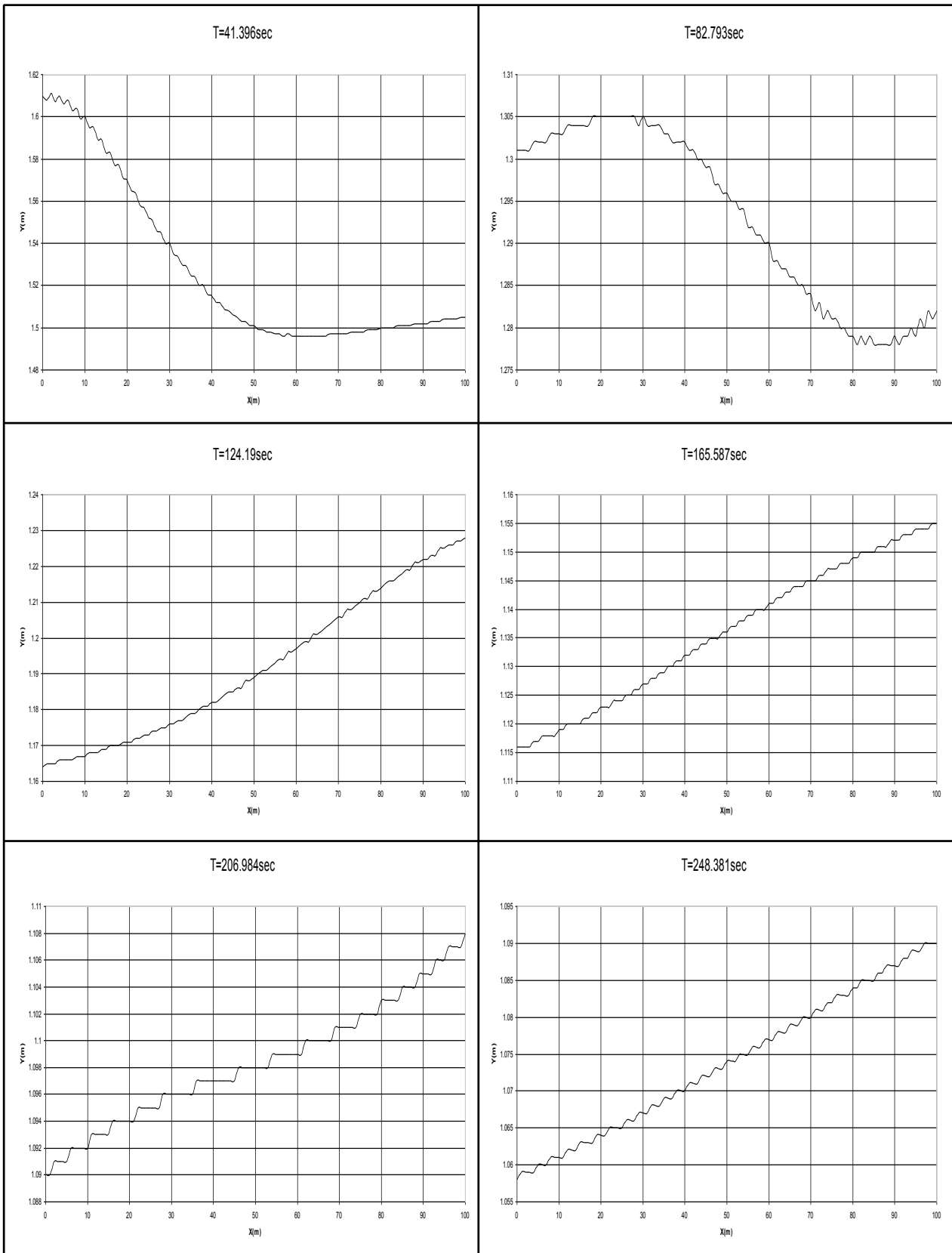


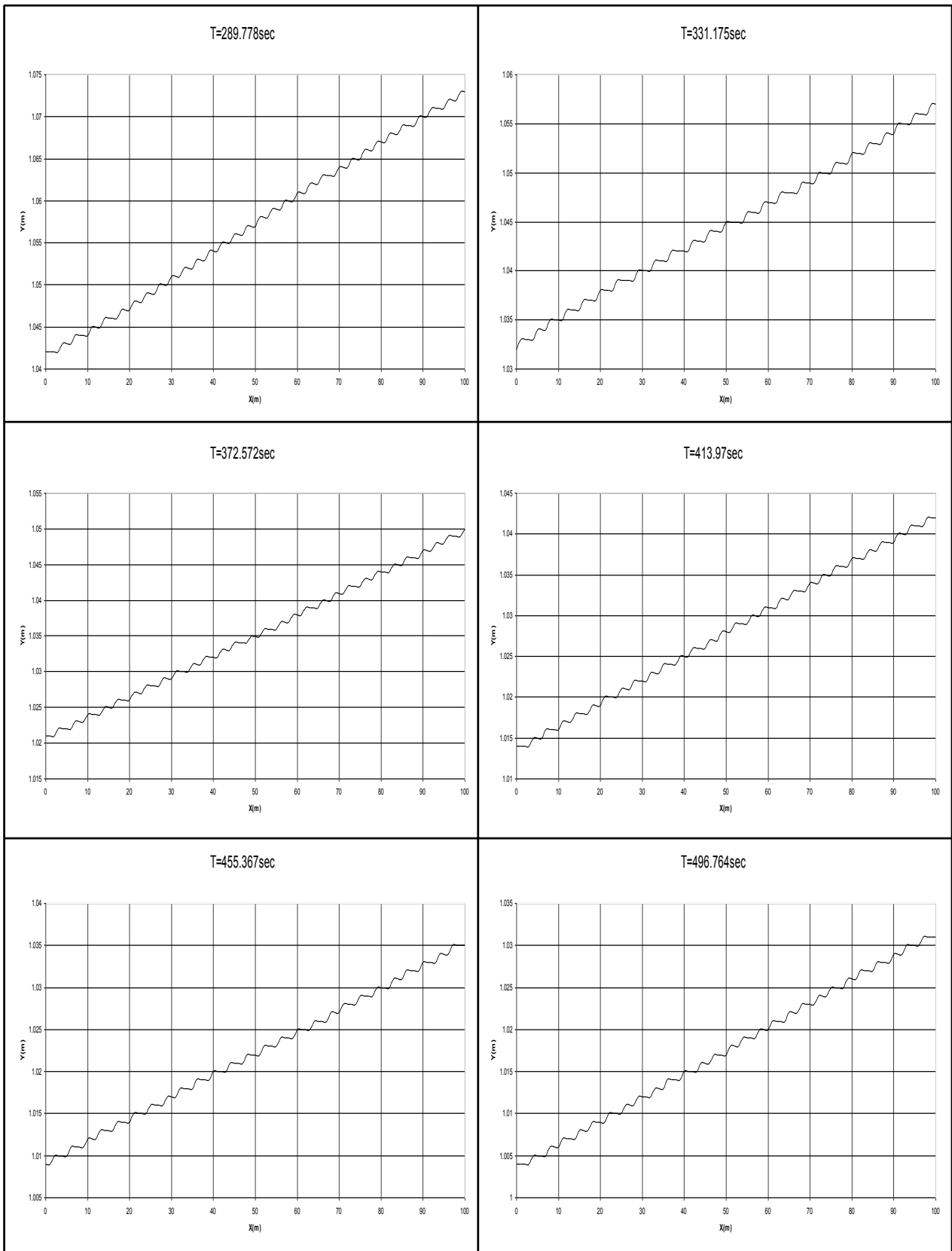
ΧΡΟΝΙΚΗ ΚΑΤΑΝΟΜΗ ΒΑΘΟΥΣ ΚΑΤΑΝΤΗ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ

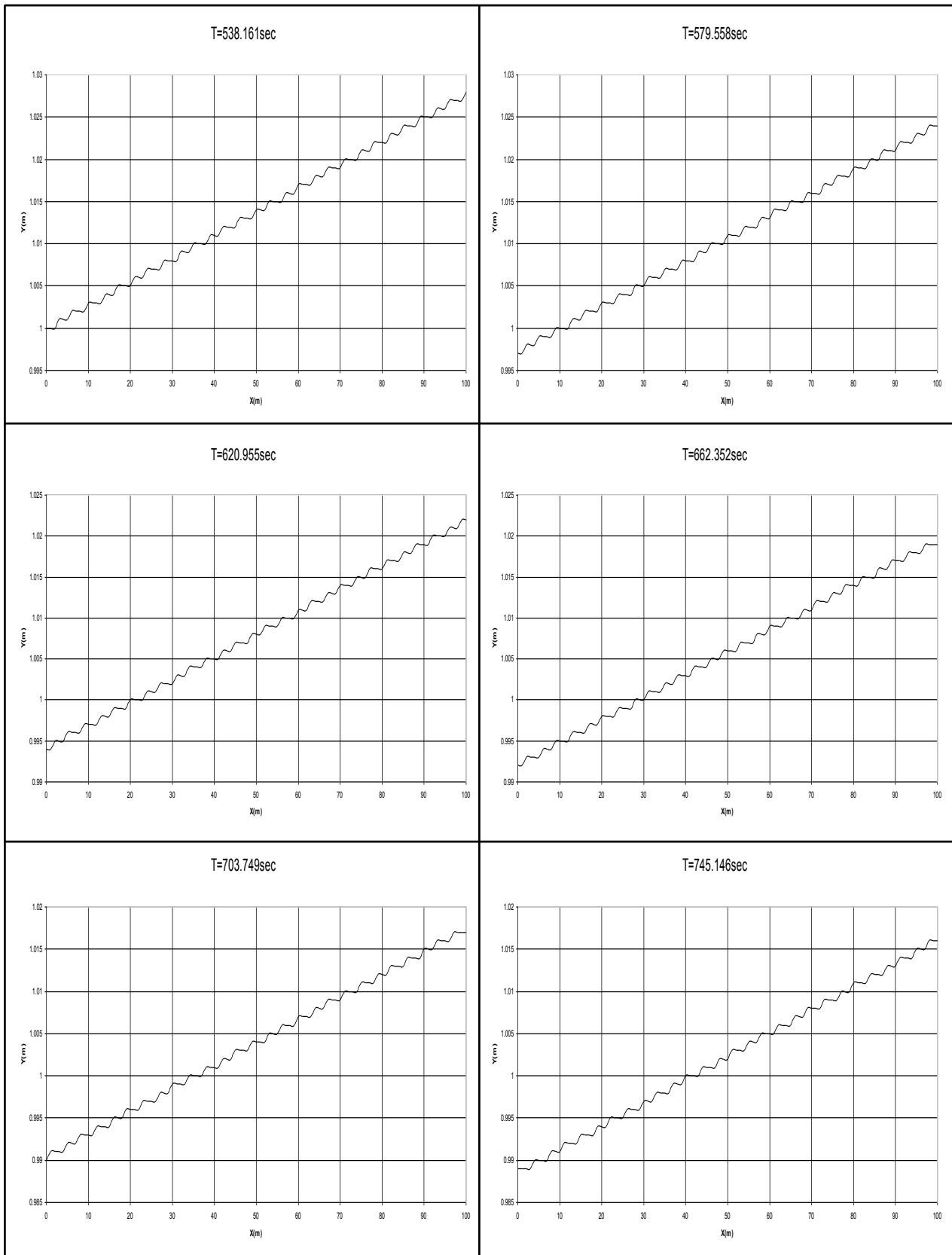


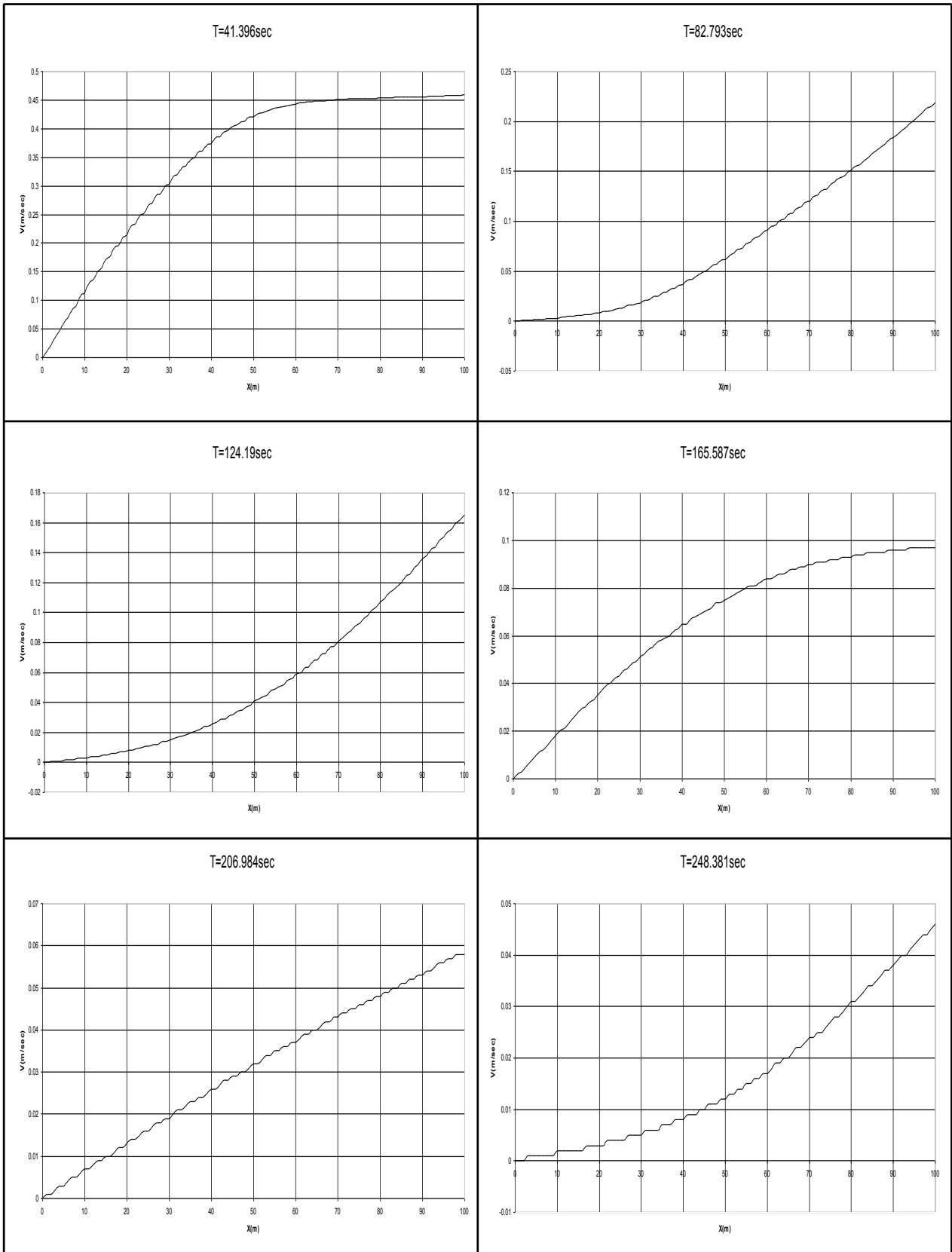
ΧΡΟΝΙΚΗ ΚΑΤΑΝΟΜΗ ΤΑΧΥΤΗΤΑΣ ΚΑΤΑΝΤΗ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ

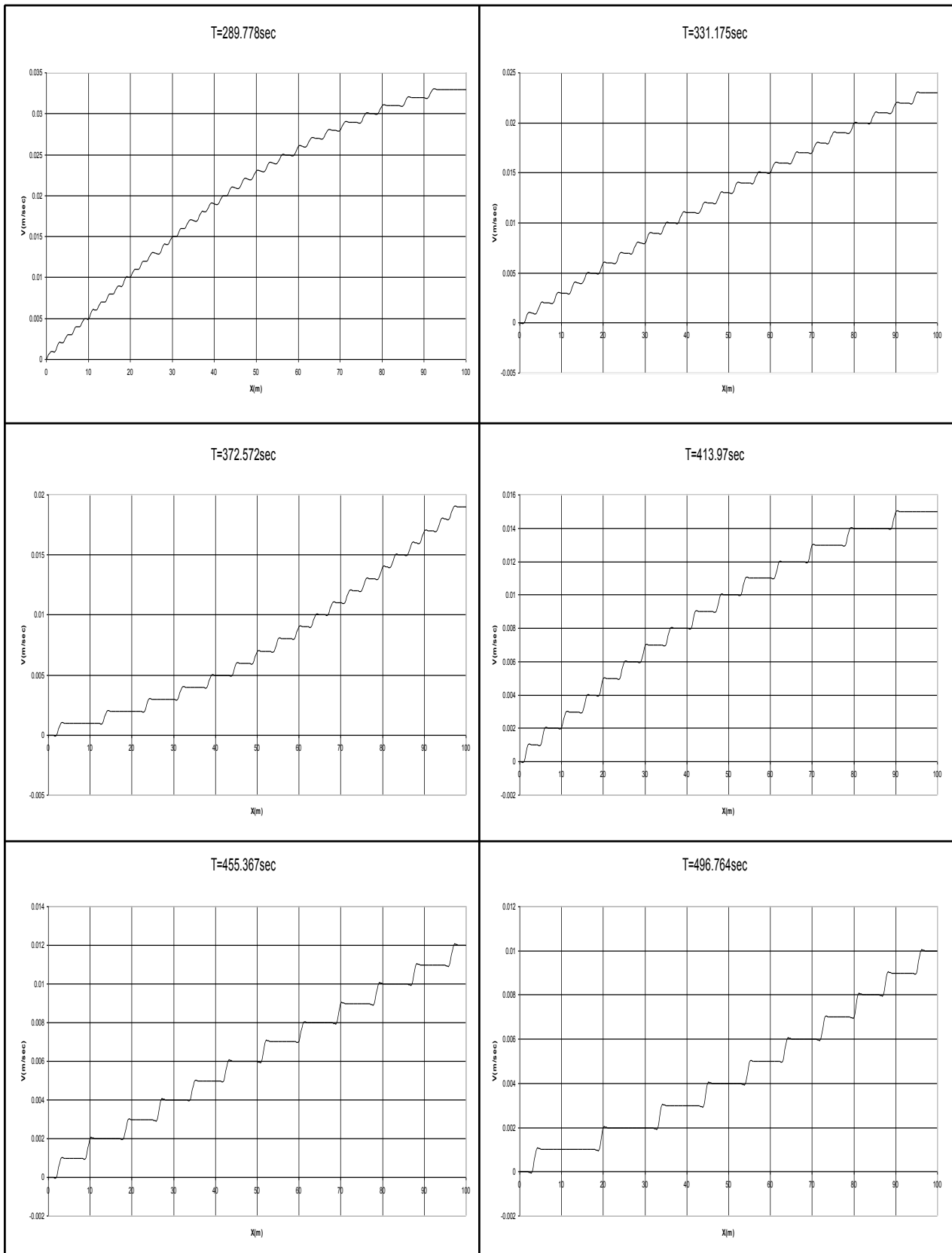


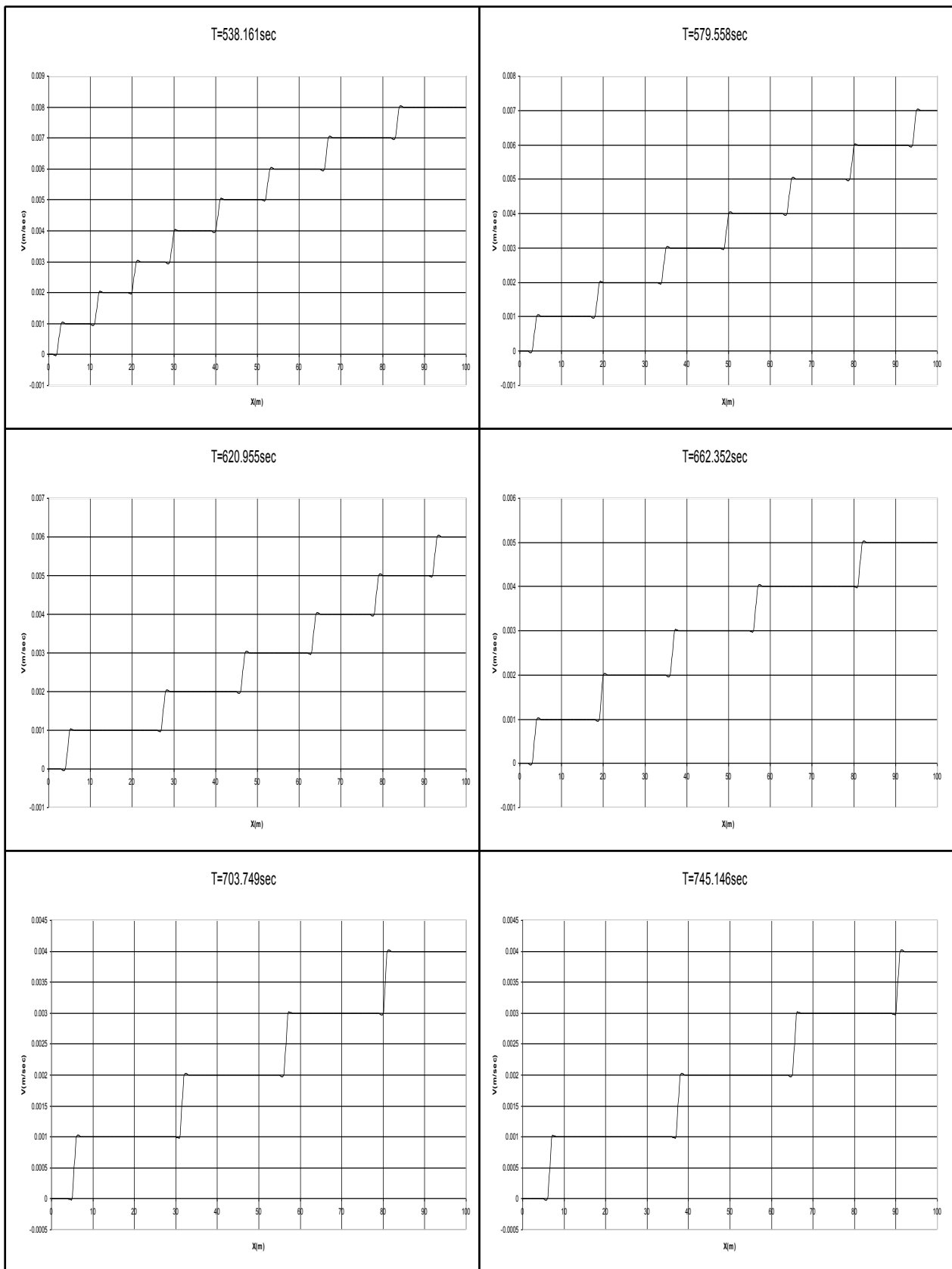












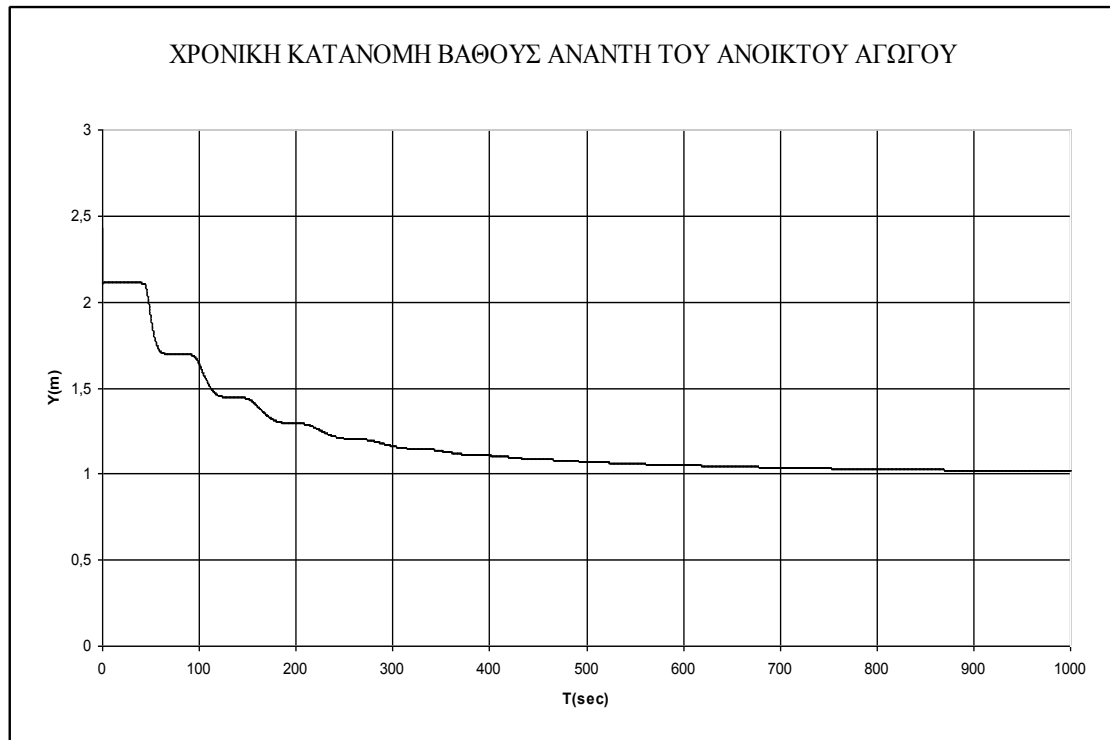
ΘΥΡΟΦΡΑΓΜΑ – ΑΝΟΙΚΤΟΣ ΑΓΩΓΟΣ – ΕΚΧΕΙΛΙΣΤΗΣ

ΣΤΑΘΕΡΟ ΒΑΘΟΣ ΡΟΗΣ ΚΑΤΑ ΜΗΚΟΣ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ
ΧΡΗΣΙΜΟΠΟΙΕΙΤΑΙ ΩΣ ΑΡΧΙΚΗ ΣΥΝΘΗΚΗ

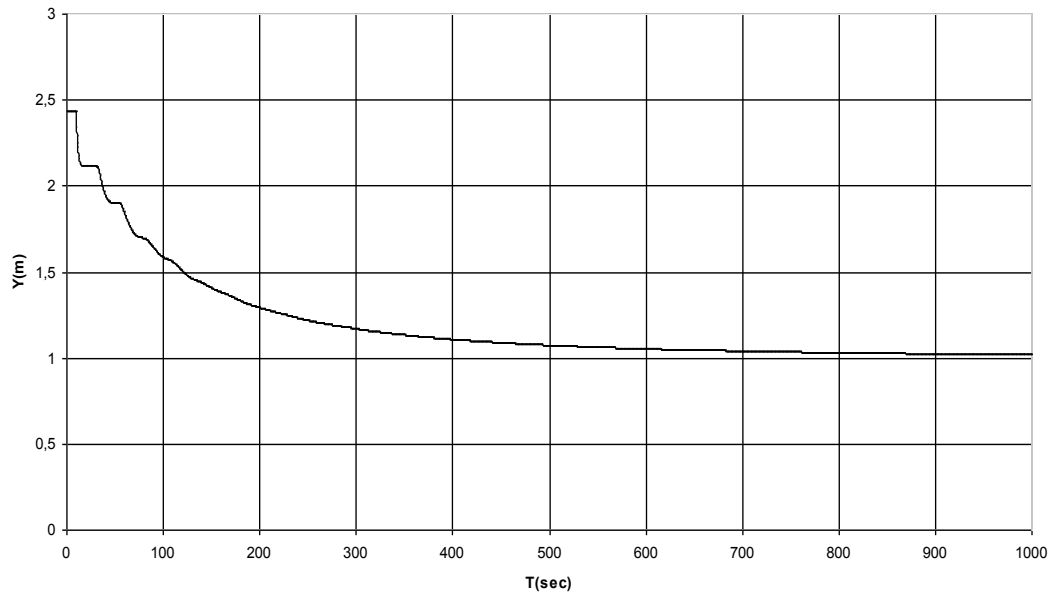
ΜΕΤΑΒΑΤΙΚΕΣ ΣΥΝΘΗΚΕΣ ΡΟΗΣ ΠΑΡΑΓΟΝΤΑΙ ΑΠΟ ΑΠΟΤΟΜΟ
ΚΛΕΙΣΙΜΟ ΤΟΥ ΑΝΑΝΤΗ ΘΥΡΟΦΡΑΓΜΑΤΟΣ

ΔΕΔΟΜΕΝΑ ΠΟΥ ΧΡΗΣΙΜΟΠΟΙΟΥΝΤΑΙ ΑΠΟ ΤΟ ΠΡΟΓΡΑΜΜΑ

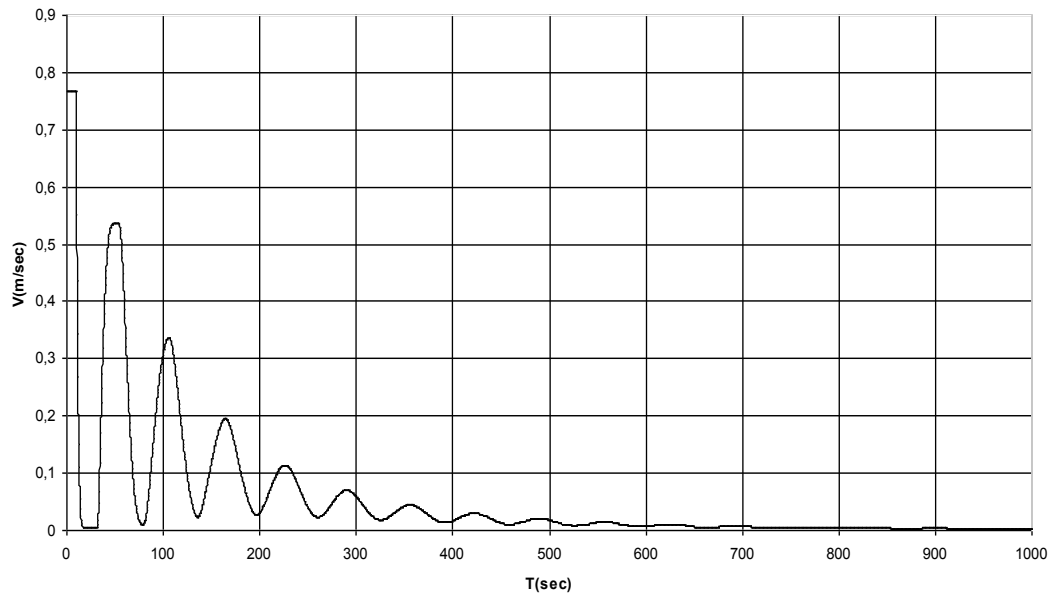
ΑΡΧΙΚΗ ΠΑΡΟΧΗ $Q_0 (m^3 / sec)$	= 12
ΑΡΧΙΚΟ ΒΑΘΟΣ $y_d (m)$	= 2.432
ΣΥΝΤΕΛΕΣΤΗΣ MANNING n	= 0.013
ΠΛΑΤΟΣ ΠΥΘΜΕΝΑ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ $B_o (m)$	= 4
ΠΛΕΥΡΙΚΗ ΚΛΙΣΗ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ s s ΟΡΙΖΟΝΤΙΑ : 1 ΚΑΤΑΚΟΡΥΦΗ	= 1
ΜΗΚΟΣ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ $L(m)$	= 100
ΠΛΗΘΟΣ ΤΜΗΜΑΤΩΝ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ N	= 100
ΧΡΟΝΙΚΗ ΔΙΑΡΚΕΙΑ ΕΞΕΛΙΞΗΣ $T_{MAX} (sec)$	= 1000
ΕΠΙΤΑΧΥΝΣΗ ΤΗΣ ΒΑΡΥΤΗΤΑΣ $g(m/sec^2)$	= 9.81



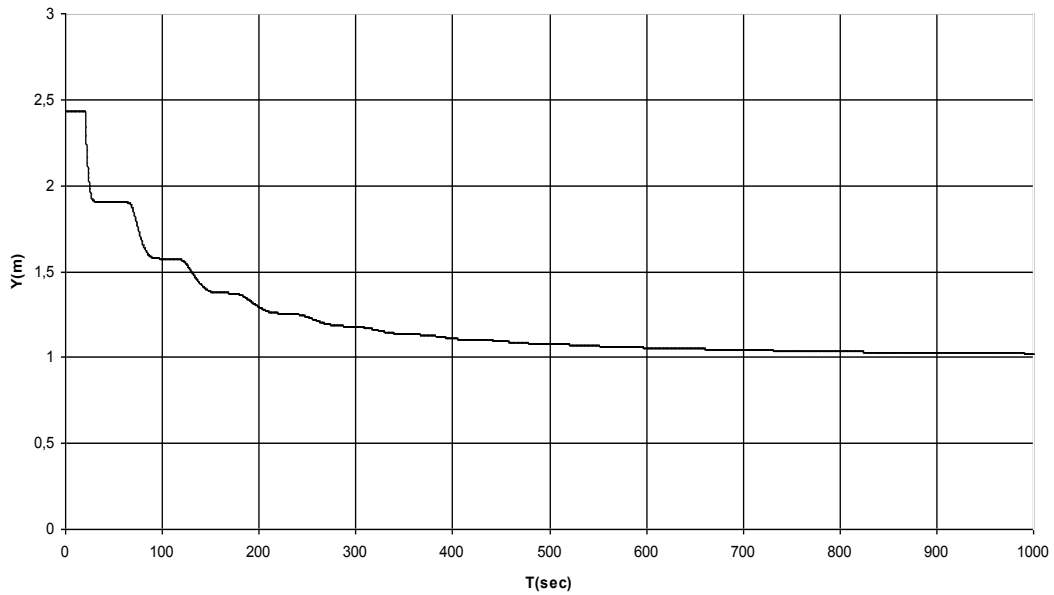
ΧΡΟΝΙΚΗ ΚΑΤΑΝΟΜΗ ΒΑΘΟΥΣ ΣΤΟ ΜΕΣΟ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ



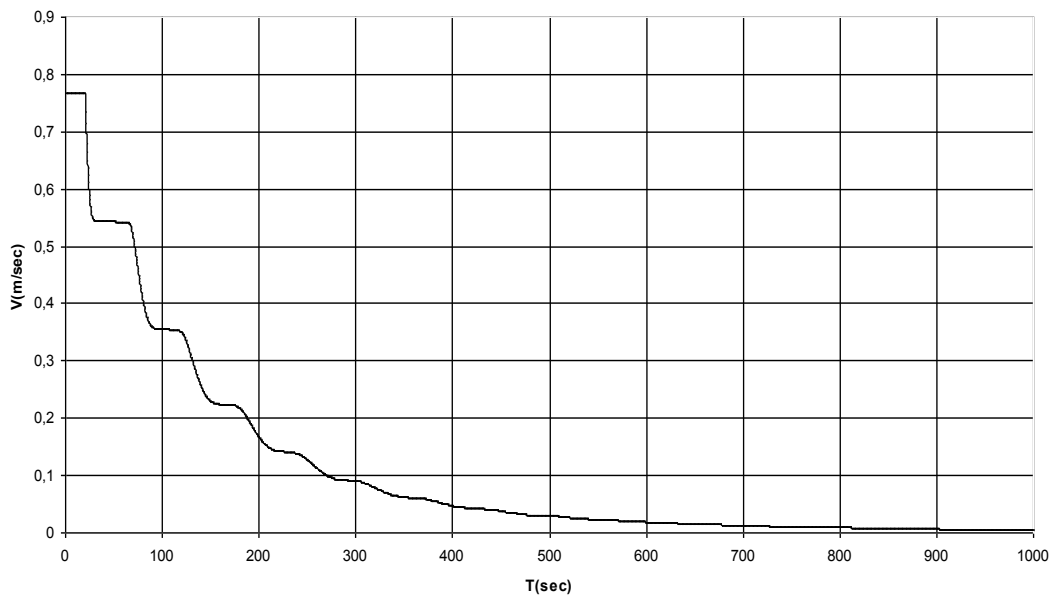
ΧΡΟΝΙΚΗ ΚΑΤΑΝΟΜΗ ΤΑΧΥΤΗΤΑΣ ΣΤΟ ΜΕΣΟ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ

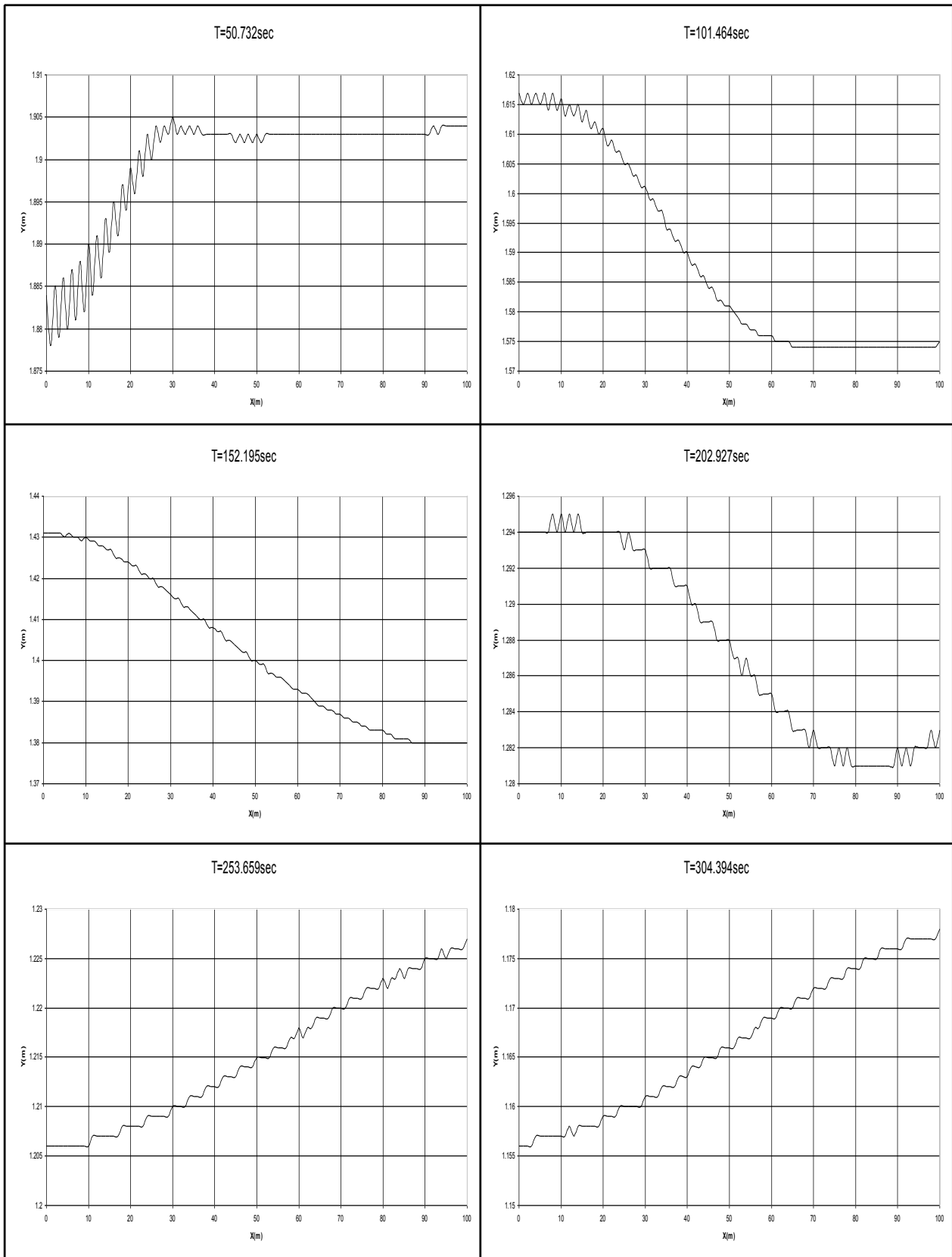


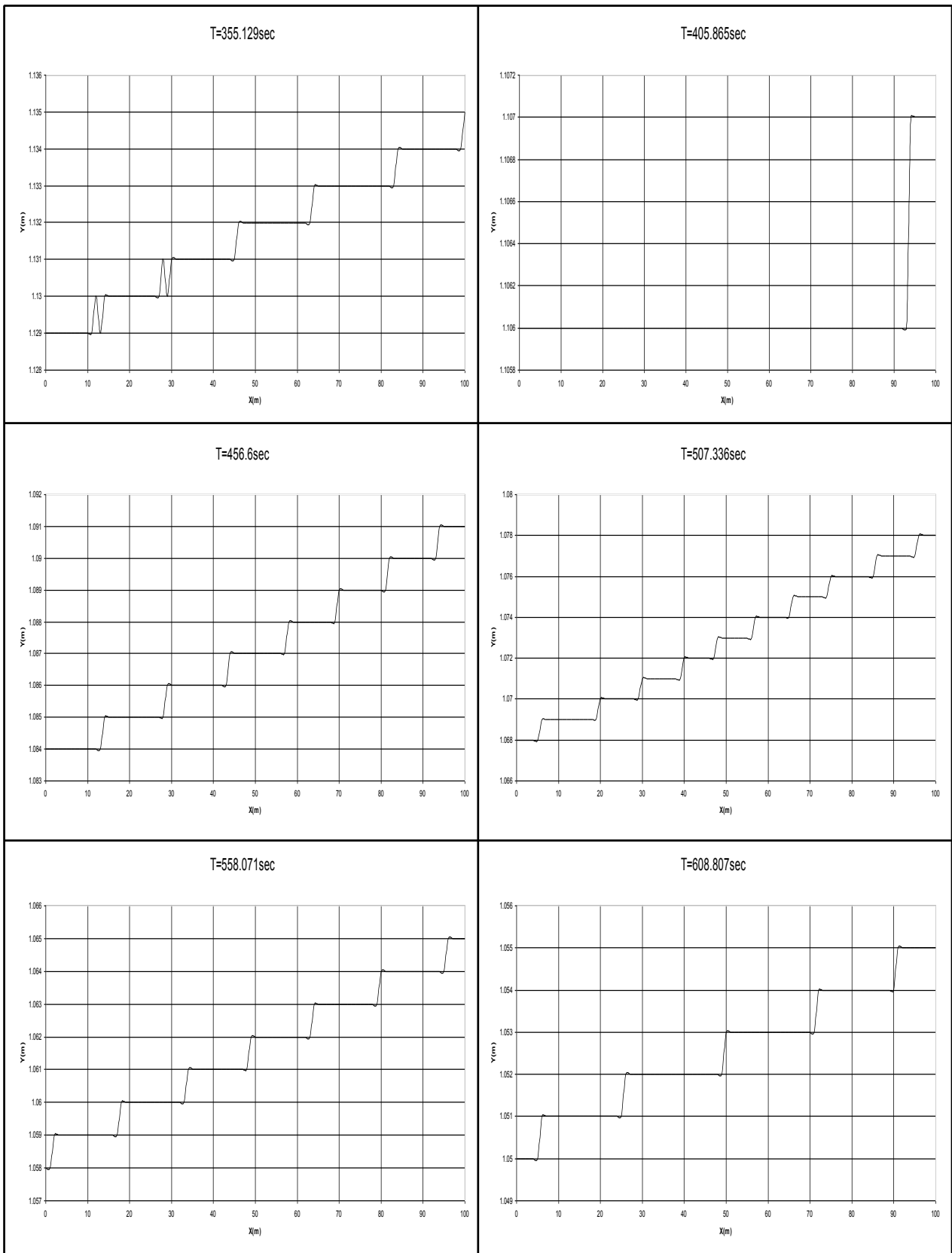
ΧΡΟΝΙΚΗ ΚΑΤΑΝΟΜΗ ΒΑΘΟΥΣ ΚΑΤΑΝΤΗ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ

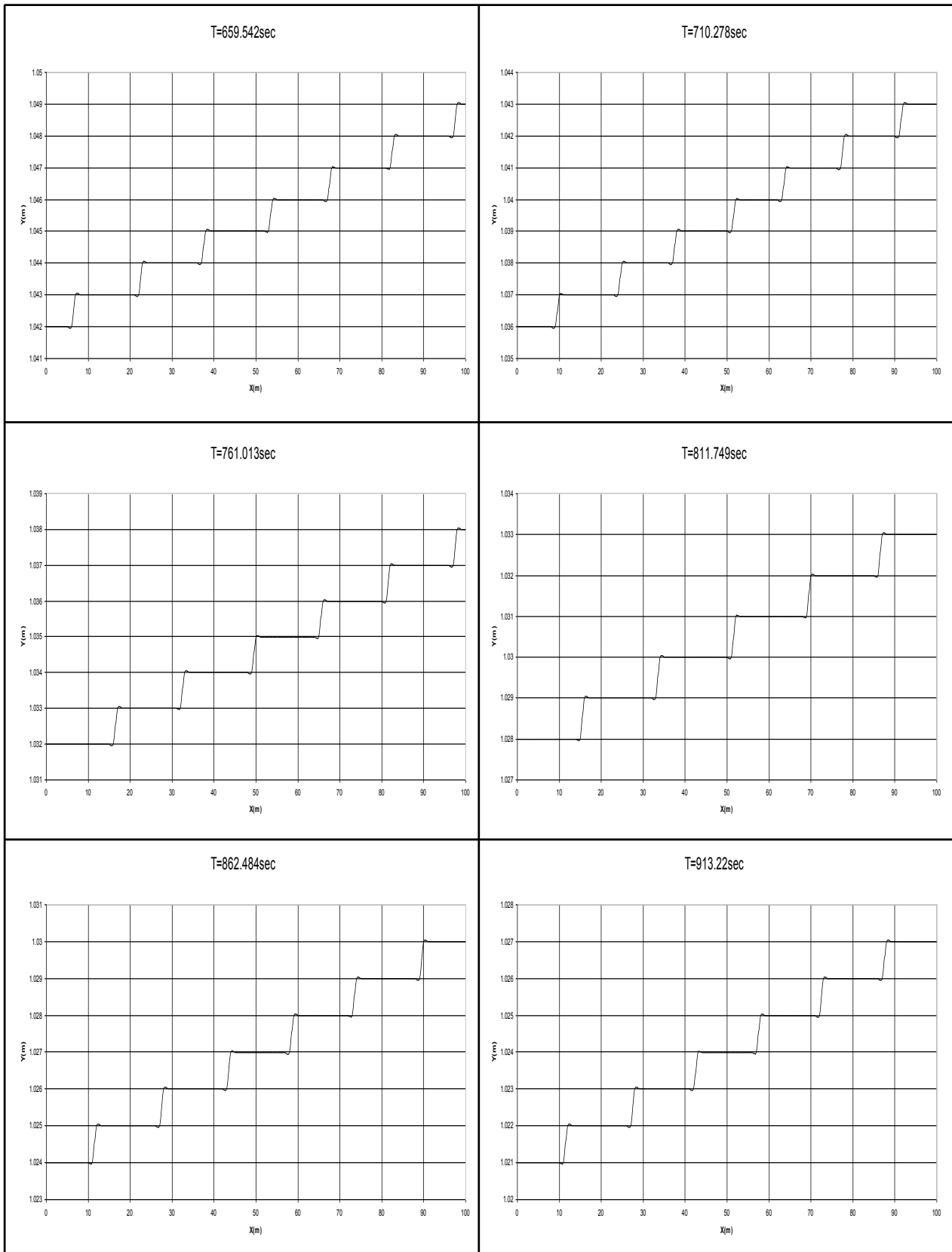


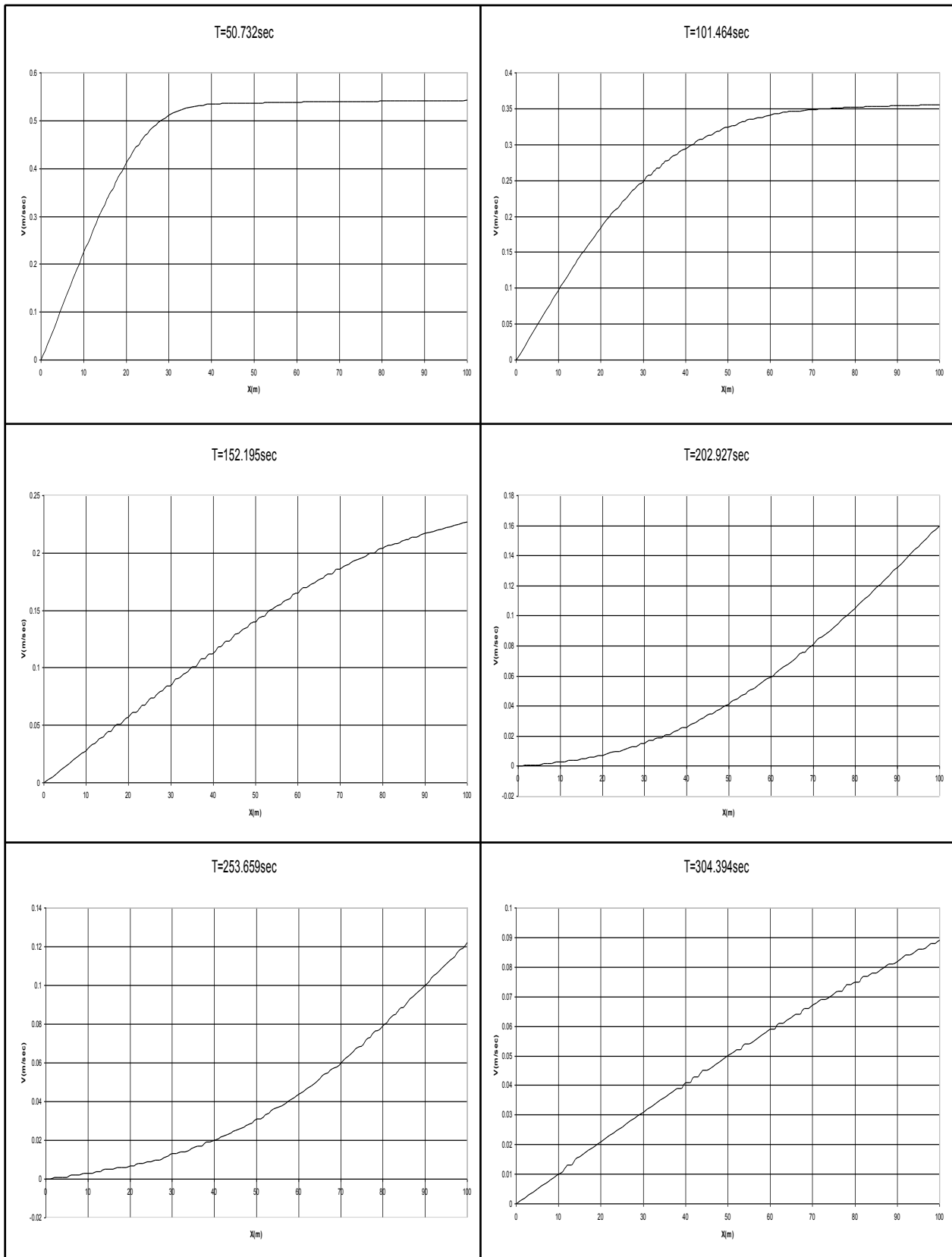
ΧΡΟΝΙΚΗ ΚΑΤΑΝΟΜΗ ΤΑΧΥΤΗΤΑΣ ΚΑΤΑΝΤΗ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ

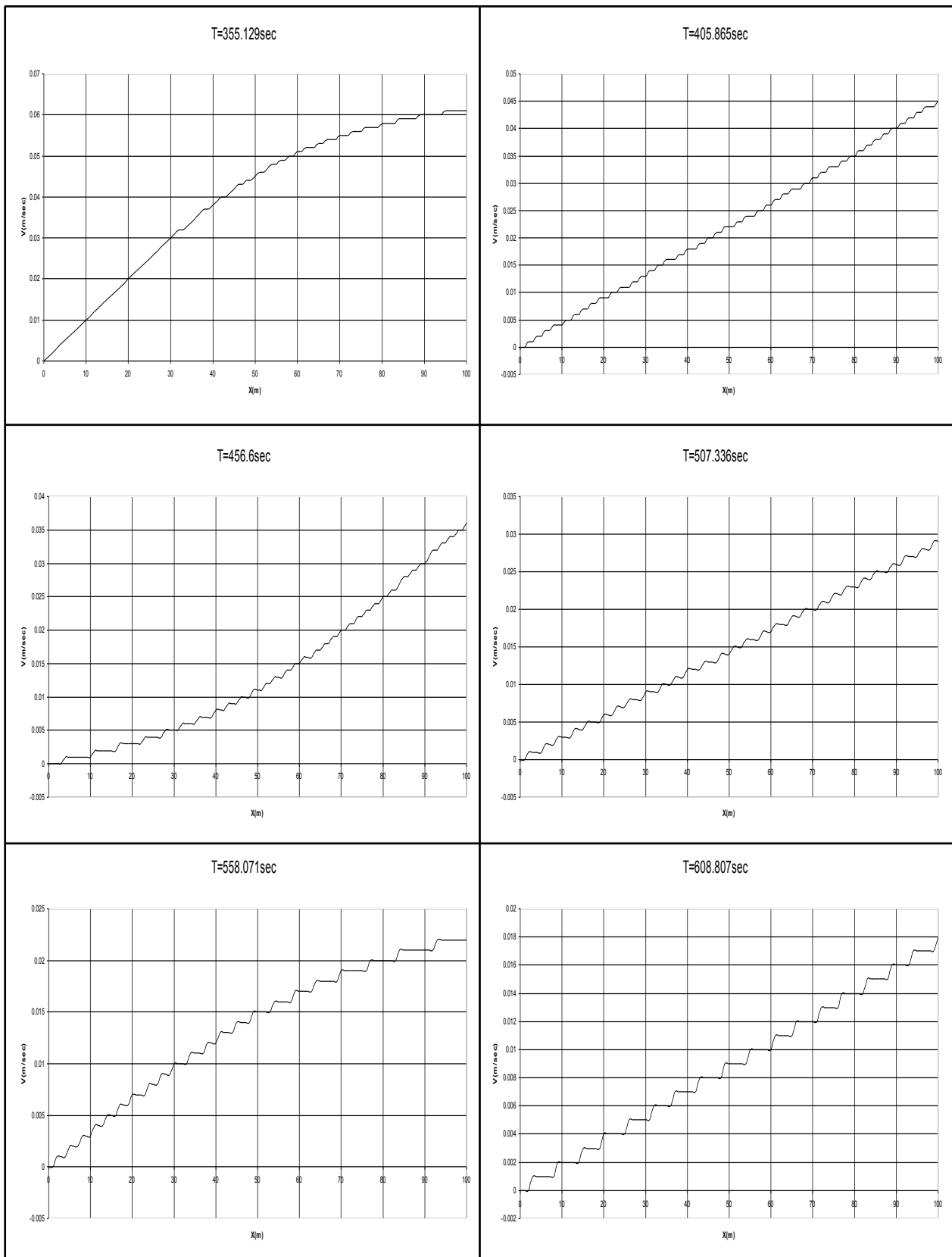


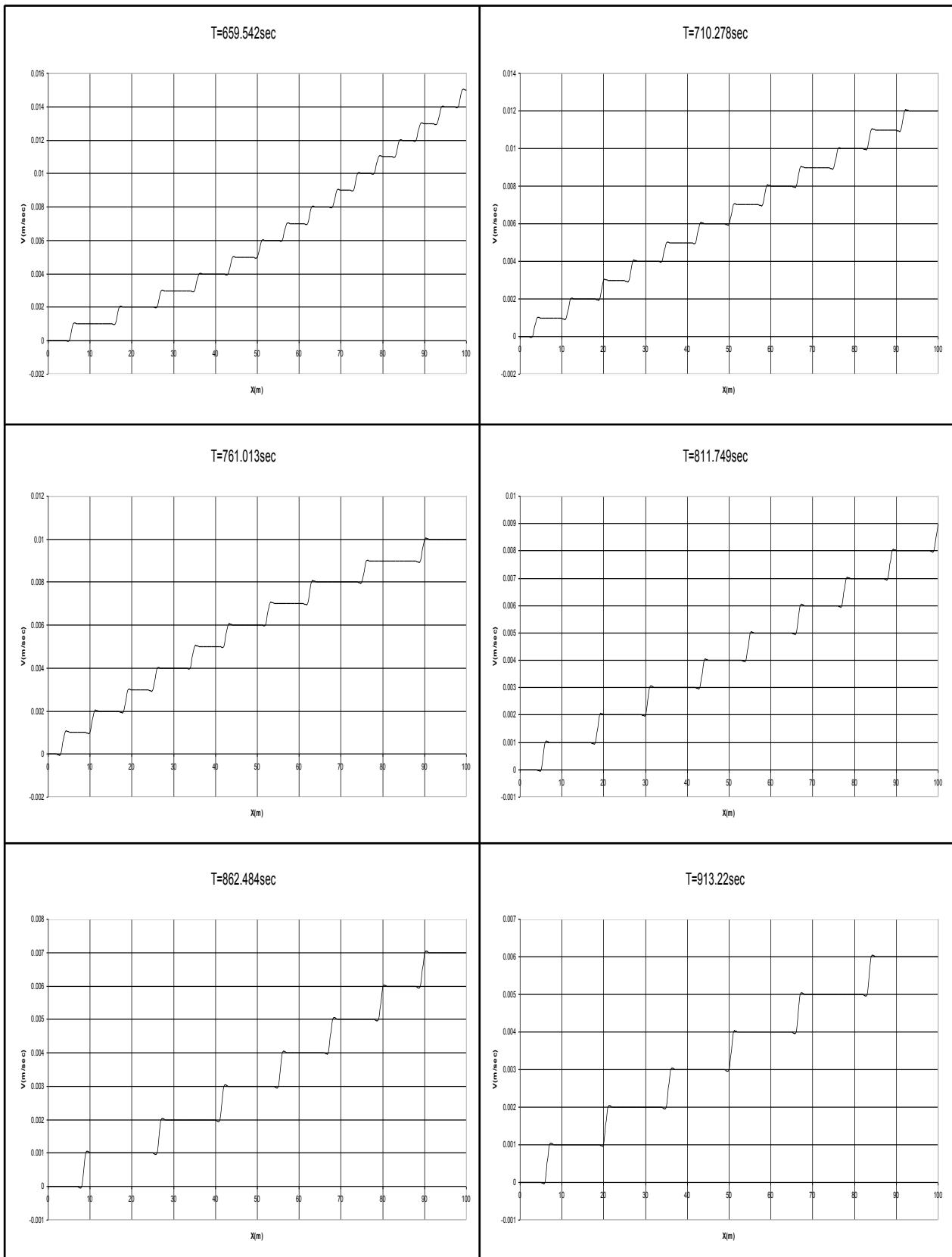












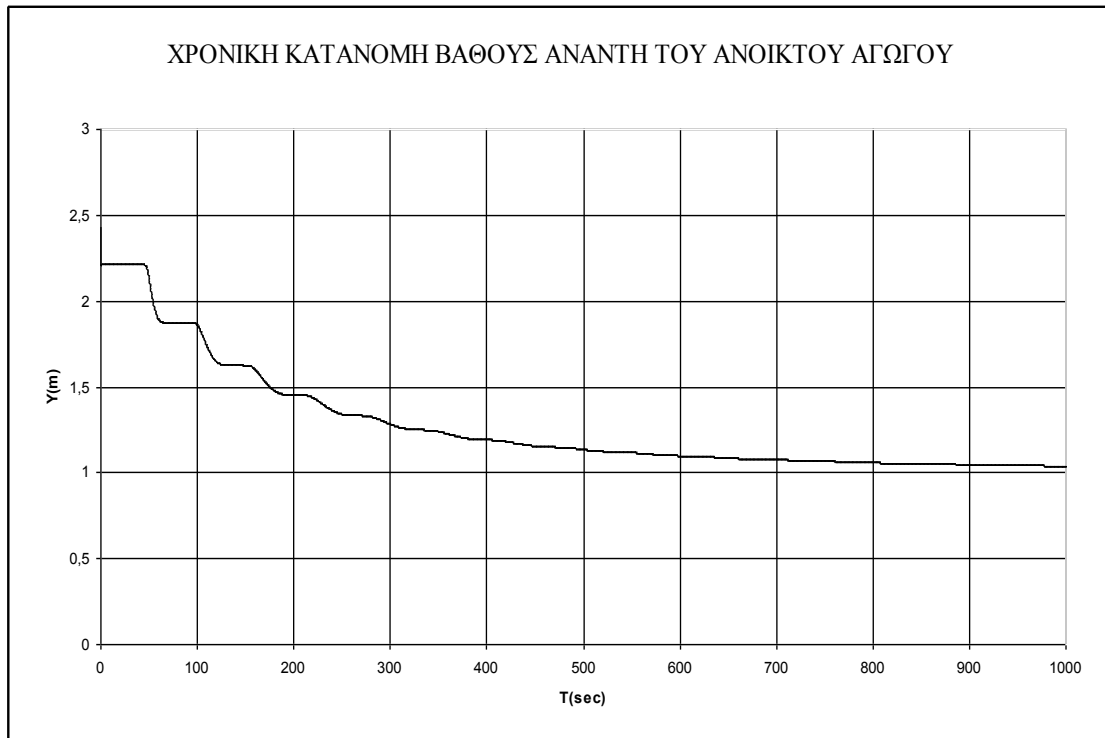
ΘΥΡΟΦΡΑΓΜΑ – ΑΝΟΙΚΤΟΣ ΑΓΩΓΟΣ – ΕΚΧΕΙΛΙΣΤΗΣ

ΣΤΑΘΕΡΟ ΒΑΘΟΣ ΡΟΗΣ ΚΑΤΑ ΜΗΚΟΣ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ
ΧΡΗΣΙΜΟΠΟΙΕΙΤΑΙ ΩΣ ΑΡΧΙΚΗ ΣΥΝΘΗΚΗ

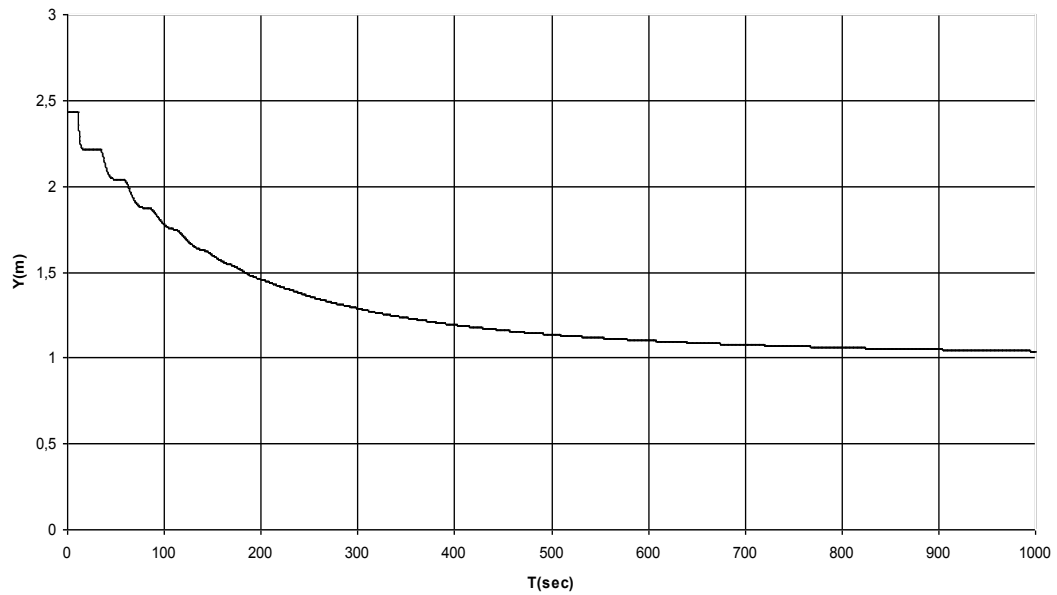
ΜΕΤΑΒΑΤΙΚΕΣ ΣΥΝΘΗΚΕΣ ΡΟΗΣ ΠΑΡΑΓΟΝΤΑΙ ΑΠΟ ΑΠΟΤΟΜΟ
ΚΛΕΙΣΙΜΟ ΤΟΥ ΑΝΑΝΤΗ ΘΥΡΟΦΡΑΓΜΑΤΟΣ

ΔΕΔΟΜΕΝΑ ΠΟΥ ΧΡΗΣΙΜΟΠΟΙΟΥΝΤΑΙ ΑΠΟ ΤΟ ΠΡΟΓΡΑΜΜΑ

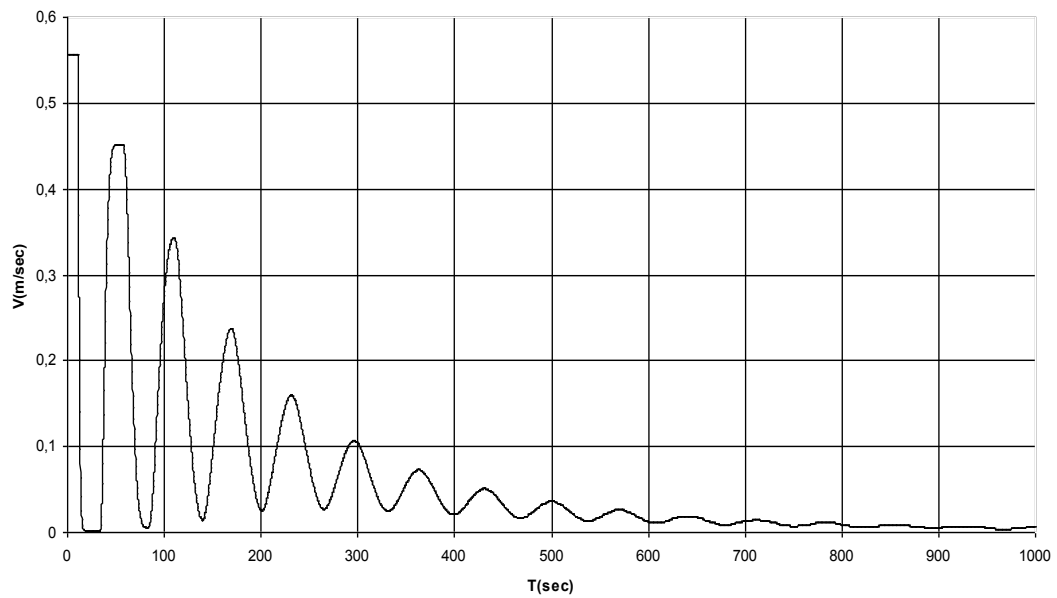
ΑΡΧΙΚΗ ΠΑΡΟΧΗ $Q_0 (m^3 / sec)$	= 12
ΑΡΧΙΚΟ ΒΑΘΟΣ $y_d (m)$	= 2.432
ΣΥΝΤΕΛΕΣΤΗΣ MANNING n	= 0.013
ΠΛΑΤΟΣ ΠΥΘΜΕΝΑ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ $B_o (m)$	= 4
ΠΛΕΥΡΙΚΗ ΚΛΙΣΗ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ s s ΟΡΙΖΟΝΤΙΑ : 1 ΚΑΤΑΚΟΡΥΦΗ	= 2
ΜΗΚΟΣ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ $L(m)$	= 100
ΠΛΗΘΟΣ ΤΜΗΜΑΤΩΝ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ N	= 100
ΧΡΟΝΙΚΗ ΔΙΑΡΚΕΙΑ ΕΞΕΛΙΞΗΣ $T_{MAX} (sec)$	= 1000
ΕΠΙΤΑΧΥΝΣΗ ΤΗΣ ΒΑΡΥΤΗΤΑΣ $g(m/sec^2)$	= 9.81



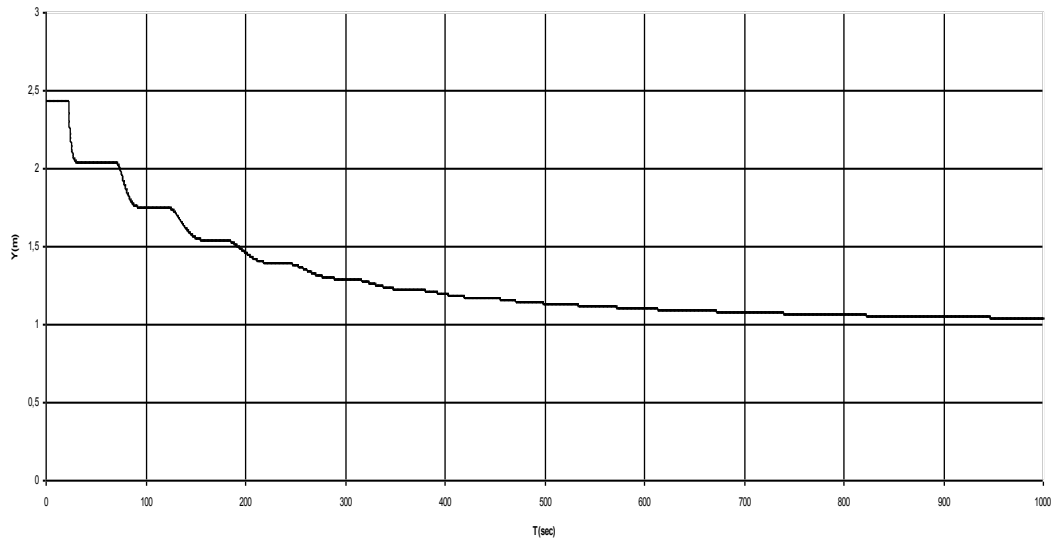
ΧΡΟΝΙΚΗ ΚΑΤΑΝΟΜΗ ΒΑΘΟΥΣ ΣΤΟ ΜΕΣΟ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ



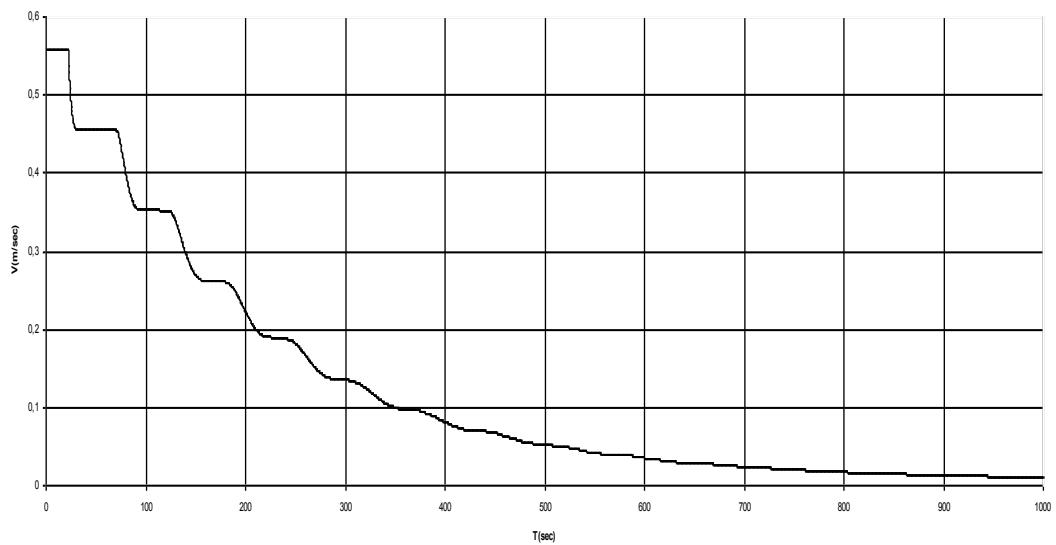
ΧΡΟΝΙΚΗ ΚΑΤΑΝΟΜΗ ΤΑΧΥΤΗΤΑΣ ΣΤΟ ΜΕΣΟ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ

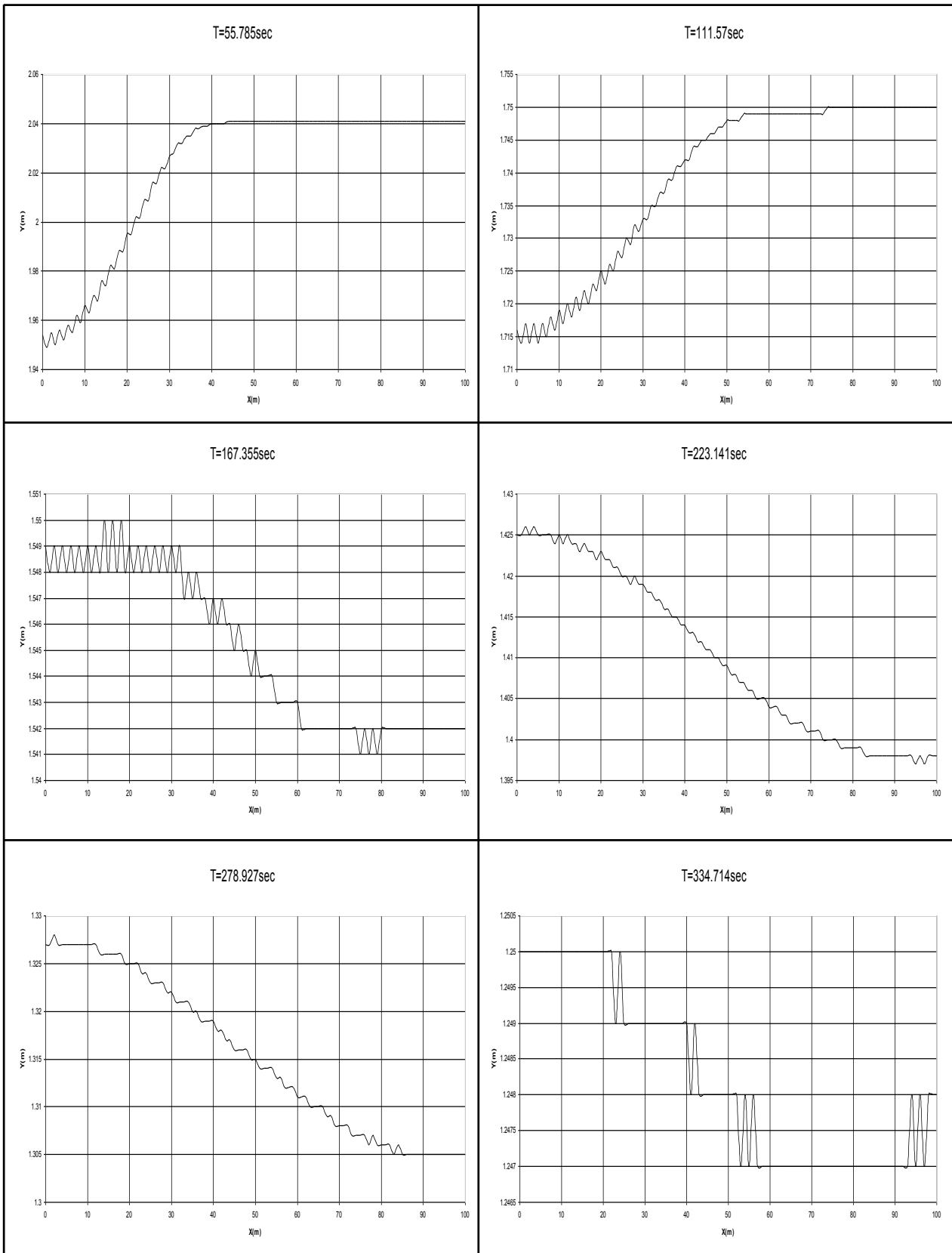


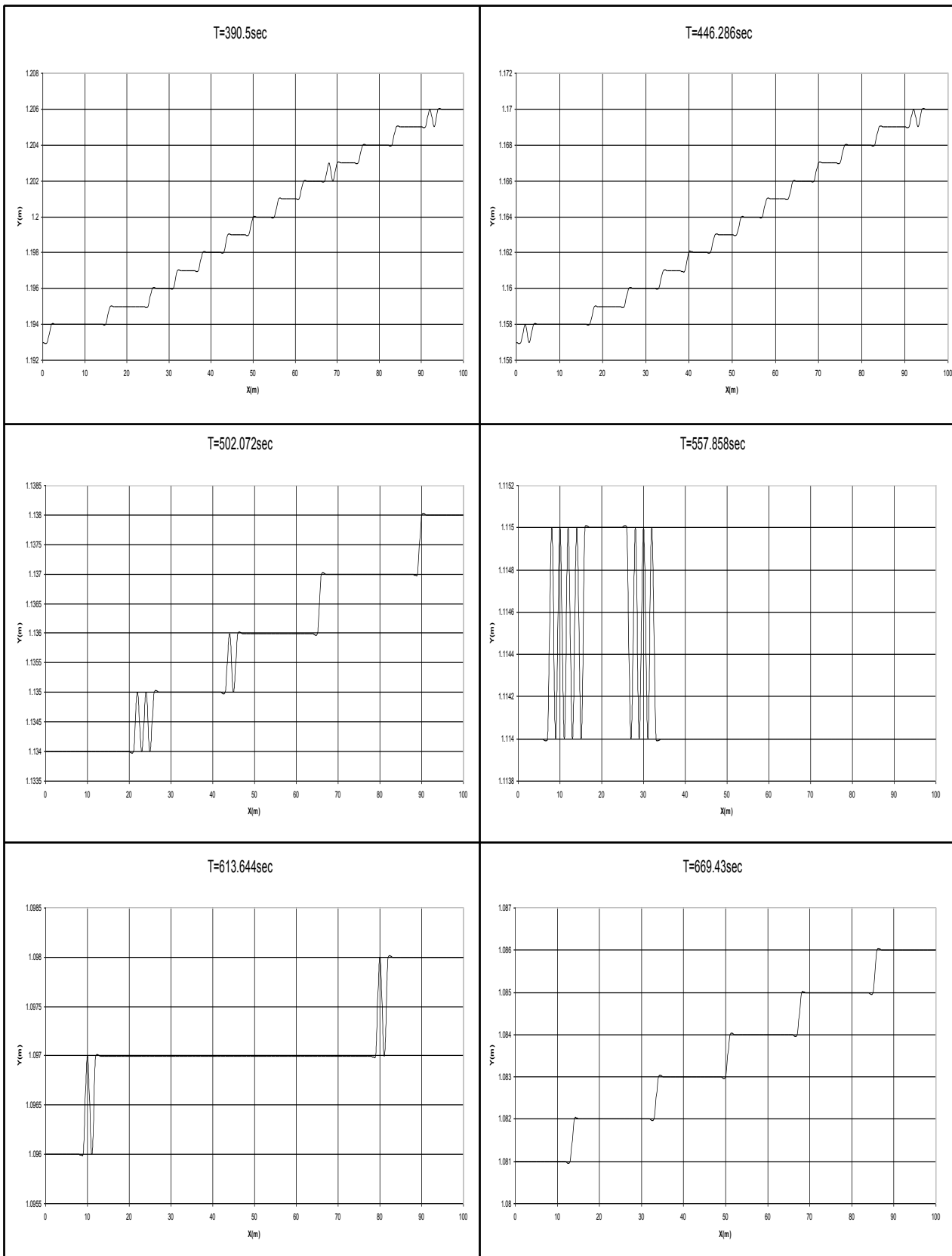
ΧΡΟΝΙΚΗ ΚΑΤΑΝΟΜΗ ΒΑΘΟΥΣ ΚΑΤΑΝΤΗ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ

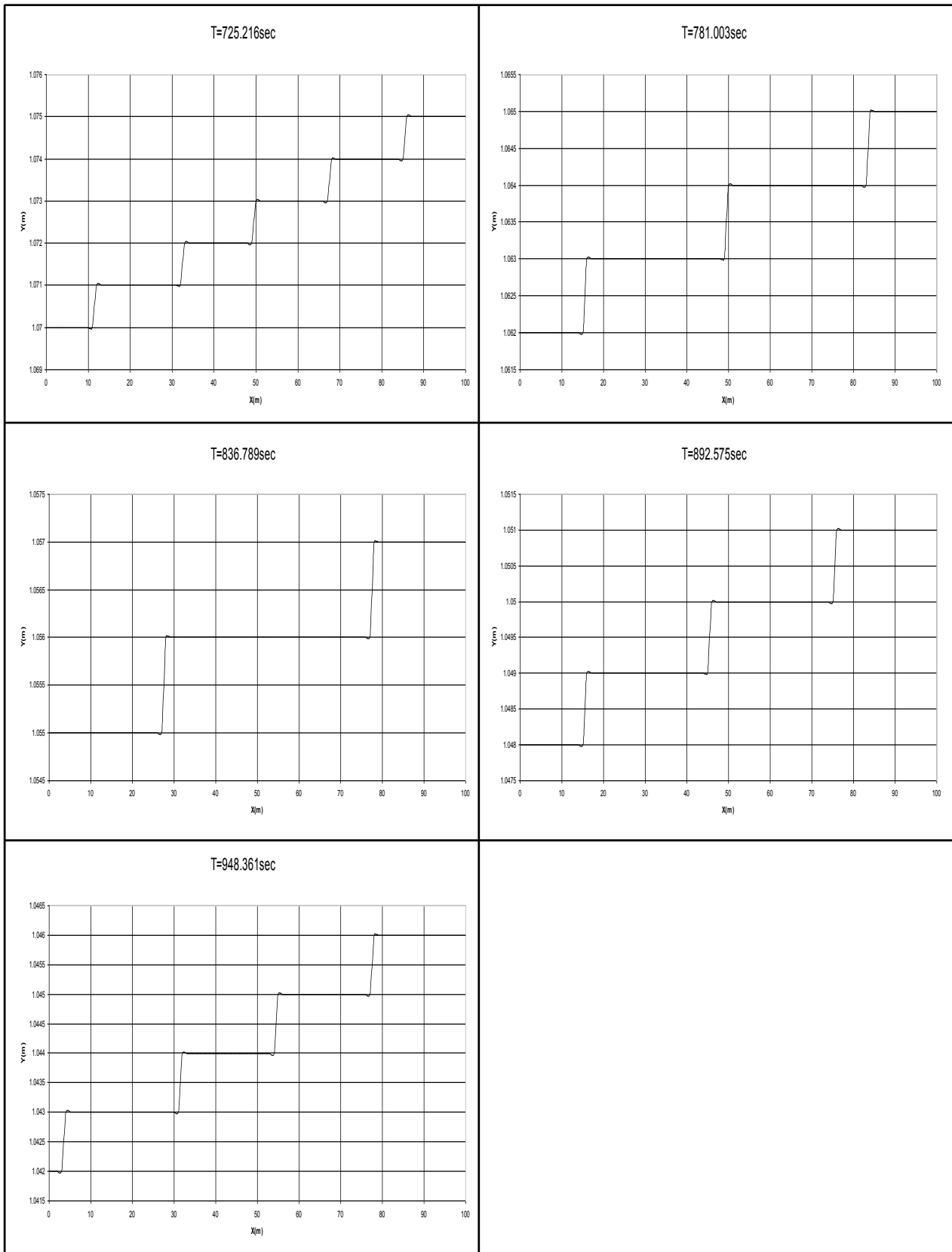


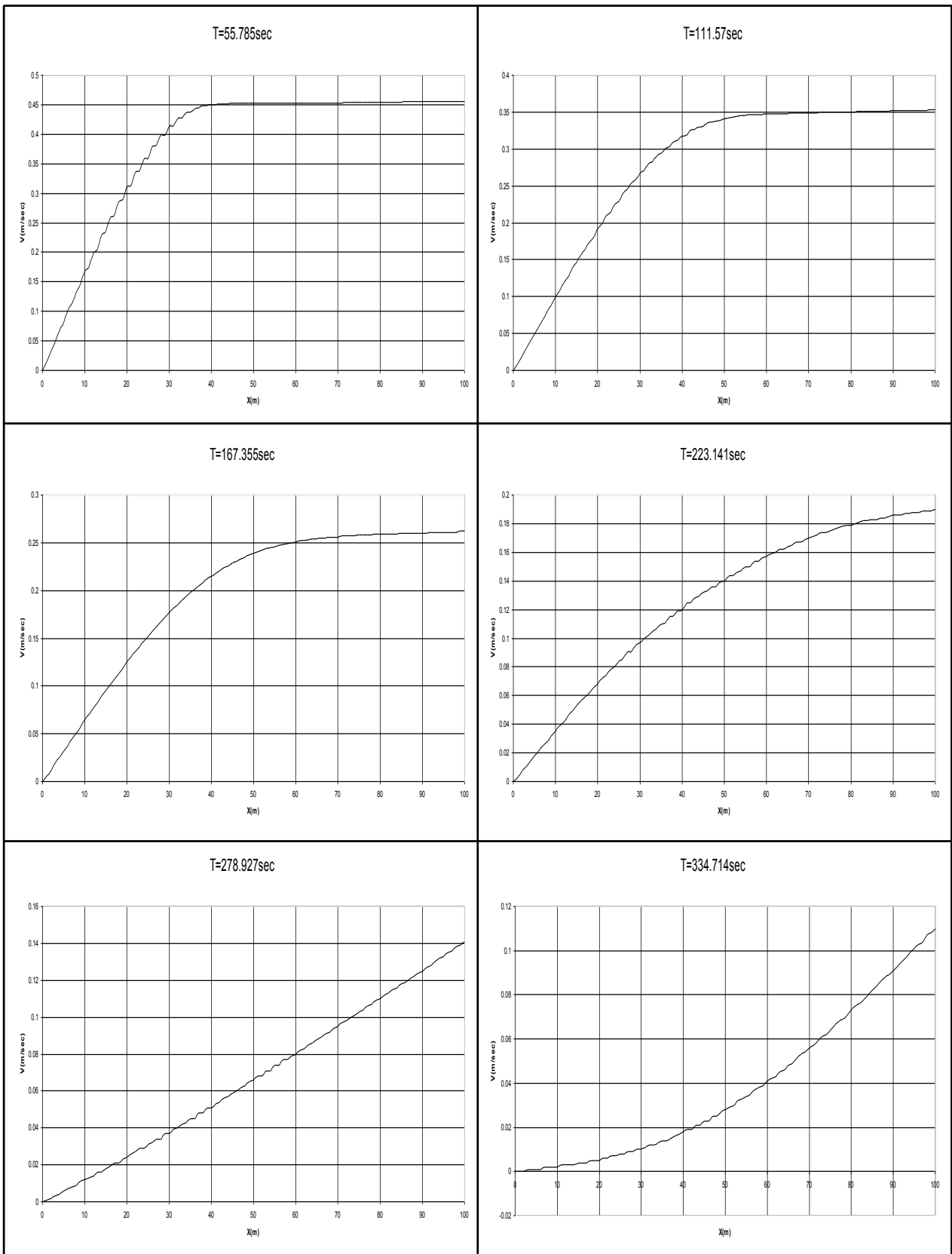
ΧΡΟΝΙΚΗ ΚΑΤΑΝΟΜΗ ΤΑΧΥΤΗΤΑΣ ΚΑΤΑΝΤΗ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ

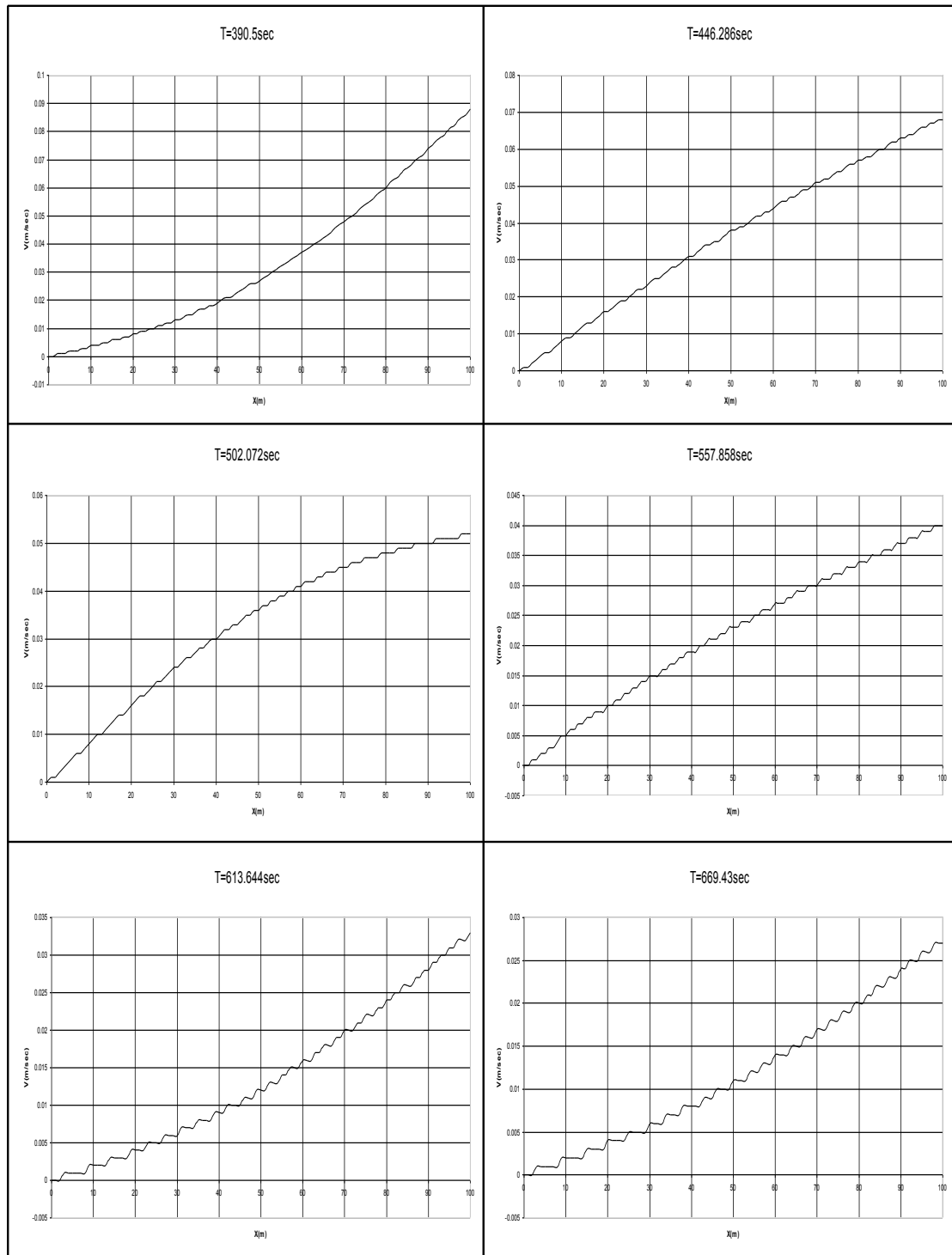


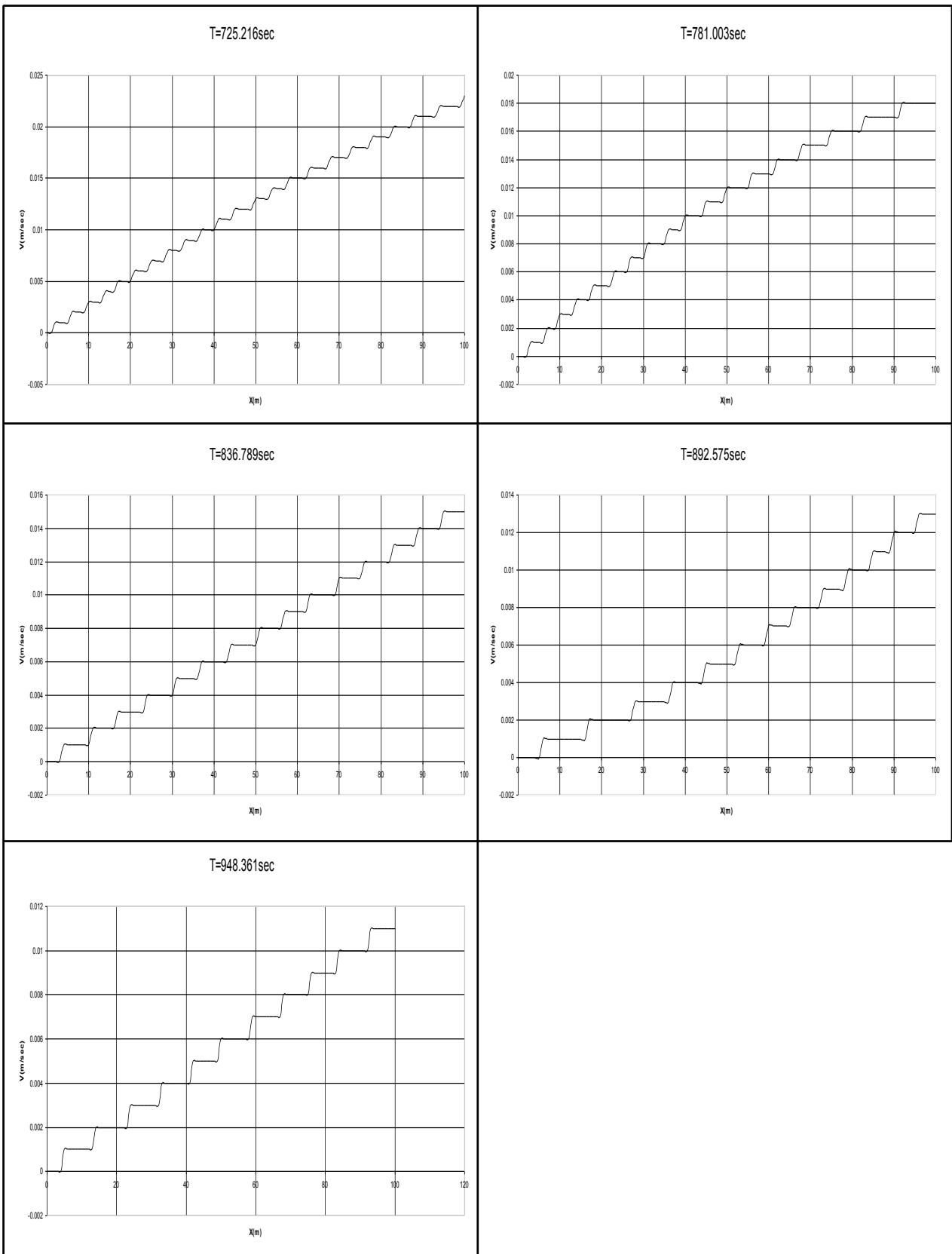












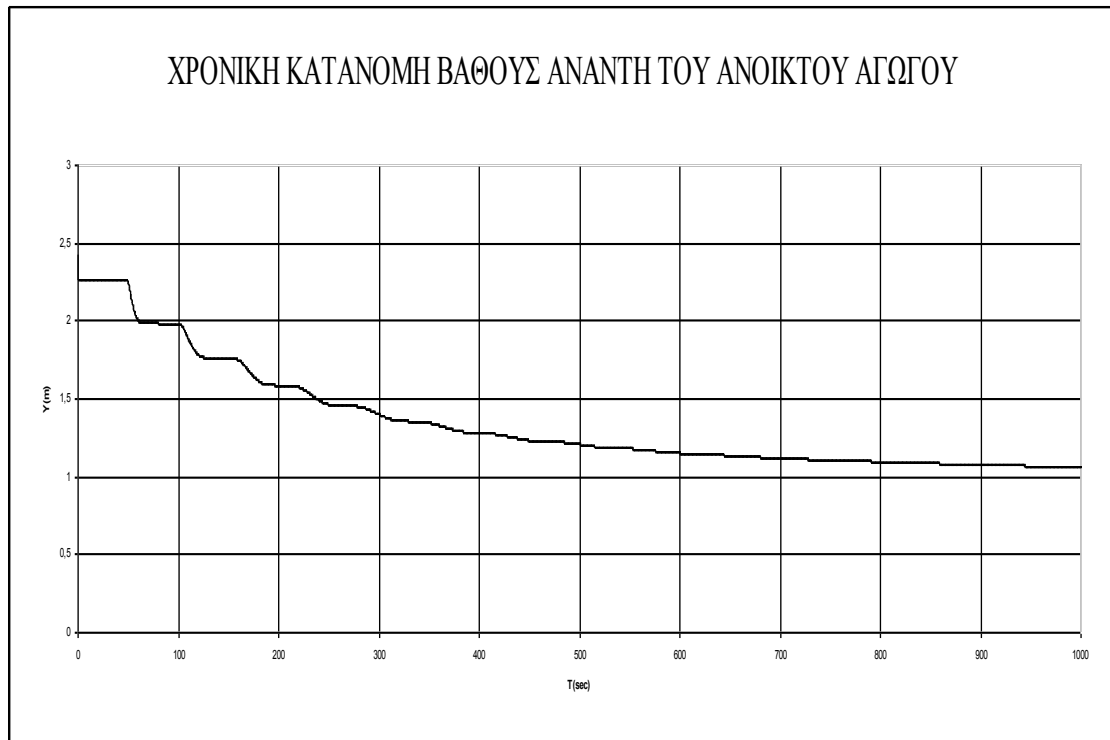
ΘΥΡΟΦΡΑΓΜΑ – ΑΝΟΙΚΤΟΣ ΑΓΩΓΟΣ – ΕΚΧΕΙΛΙΣΤΗΣ

ΣΤΑΘΕΡΟ ΒΑΘΟΣ ΡΟΗΣ ΚΑΤΑ ΜΗΚΟΣ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ
ΧΡΗΣΙΜΟΠΟΙΕΙΤΑΙ ΩΣ ΑΡΧΙΚΗ ΣΥΝΘΗΚΗ

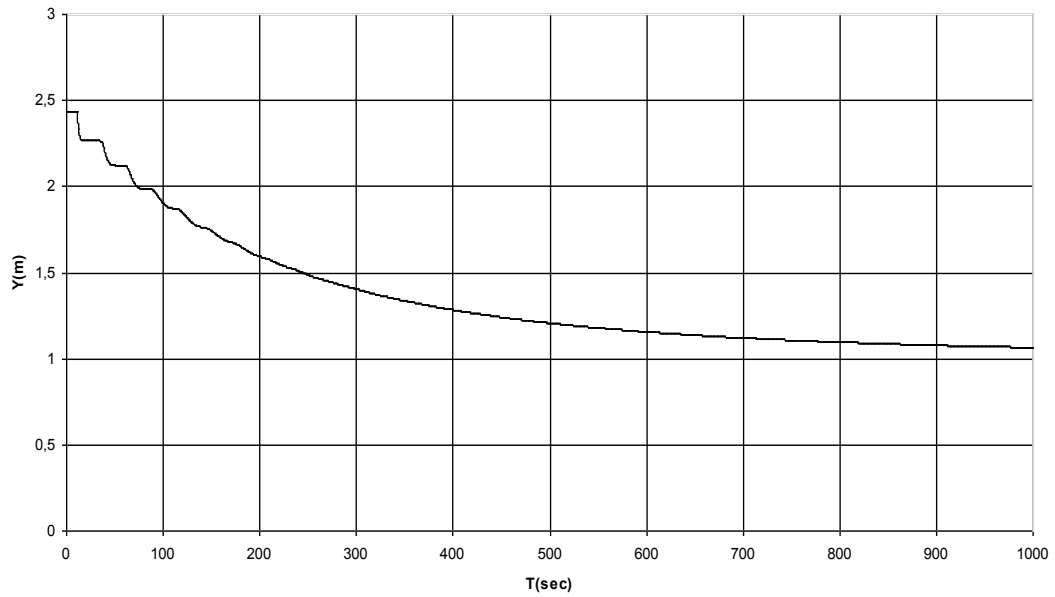
ΜΕΤΑΒΑΤΙΚΕΣ ΣΥΝΘΗΚΕΣ ΡΟΗΣ ΠΑΡΑΓΟΝΤΑΙ ΑΠΟ ΑΠΟΤΟΜΟ
ΚΛΕΙΣΙΜΟ ΤΟΥ ΑΝΑΝΤΗ ΘΥΡΟΦΡΑΓΜΑΤΟΣ

ΔΕΔΟΜΕΝΑ ΠΟΥ ΧΡΗΣΙΜΟΠΟΙΟΥΝΤΑΙ ΑΠΟ ΤΟ ΠΡΟΓΡΑΜΜΑ

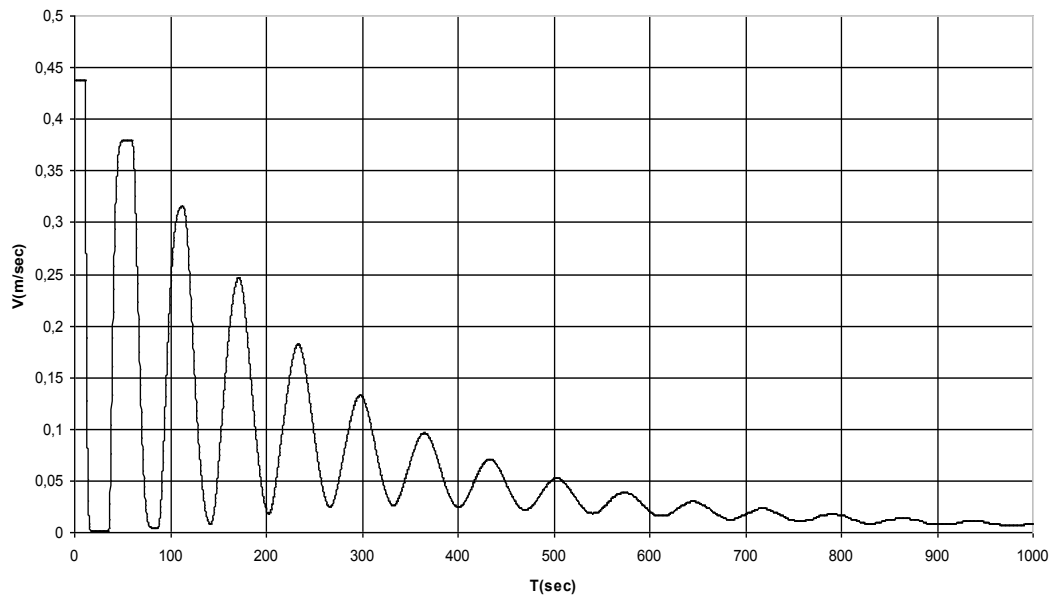
ΑΡΧΙΚΗ ΠΑΡΟΧΗ $Q_0 (m^3 / sec)$	= 12
ΑΡΧΙΚΟ ΒΑΘΟΣ $y_d (m)$	= 2.432
ΣΥΝΤΕΛΕΣΤΗΣ MANNING n	= 0.013
ΠΛΑΤΟΣ ΠΥΘΜΕΝΑ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ $B_o (m)$	= 4
ΠΛΕΥΡΙΚΗ ΚΛΙΣΗ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ s s ΟΡΙΖΟΝΤΙΑ : 1 ΚΑΤΑΚΟΡΥΦΗ	= 3
ΜΗΚΟΣ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ $L(m)$	= 100
ΠΛΗΘΟΣ ΤΜΗΜΑΤΩΝ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ N	= 100
ΧΡΟΝΙΚΗ ΔΙΑΡΚΕΙΑ ΕΞΕΛΙΞΗΣ $T_{MAX} (sec)$	= 1000
ΕΠΙΤΑΧΥΝΣΗ ΤΗΣ ΒΑΡΥΤΗΤΑΣ $g(m/sec^2)$	= 9.81



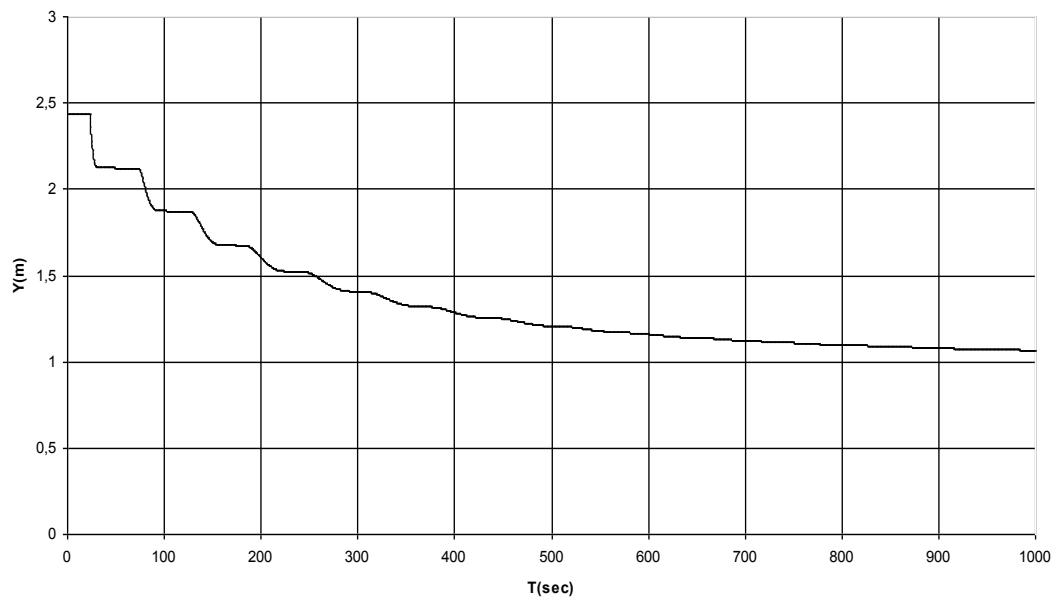
ΧΡΟΝΙΚΗ ΚΑΤΑΝΟΜΗ ΒΑΘΟΥΣ ΣΤΟ ΜΕΣΟ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ



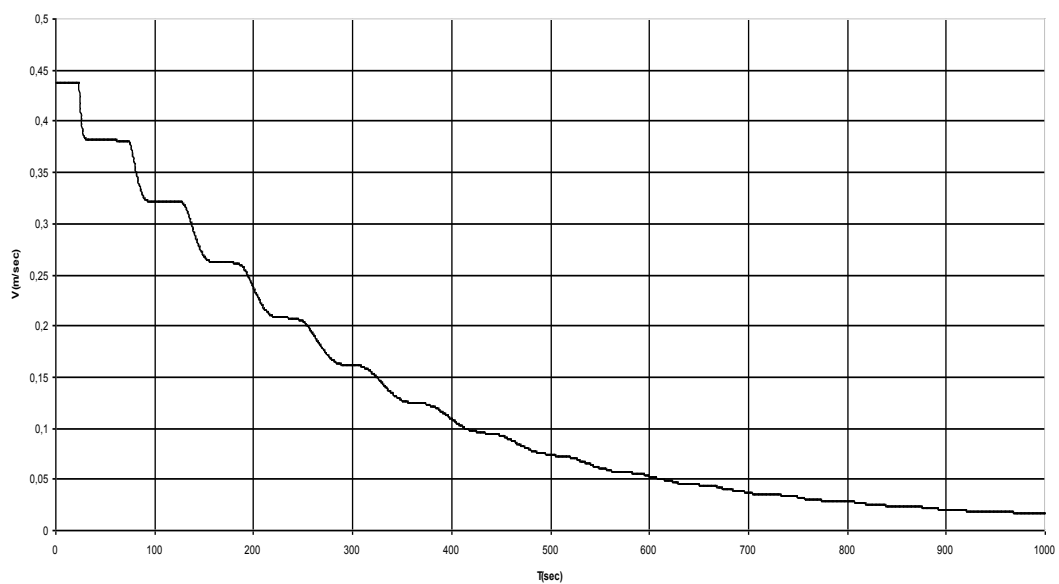
ΧΡΟΝΙΚΗ ΚΑΤΑΝΟΜΗ ΤΑΧΥΤΗΤΑΣ ΣΤΟ ΜΕΣΟ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ

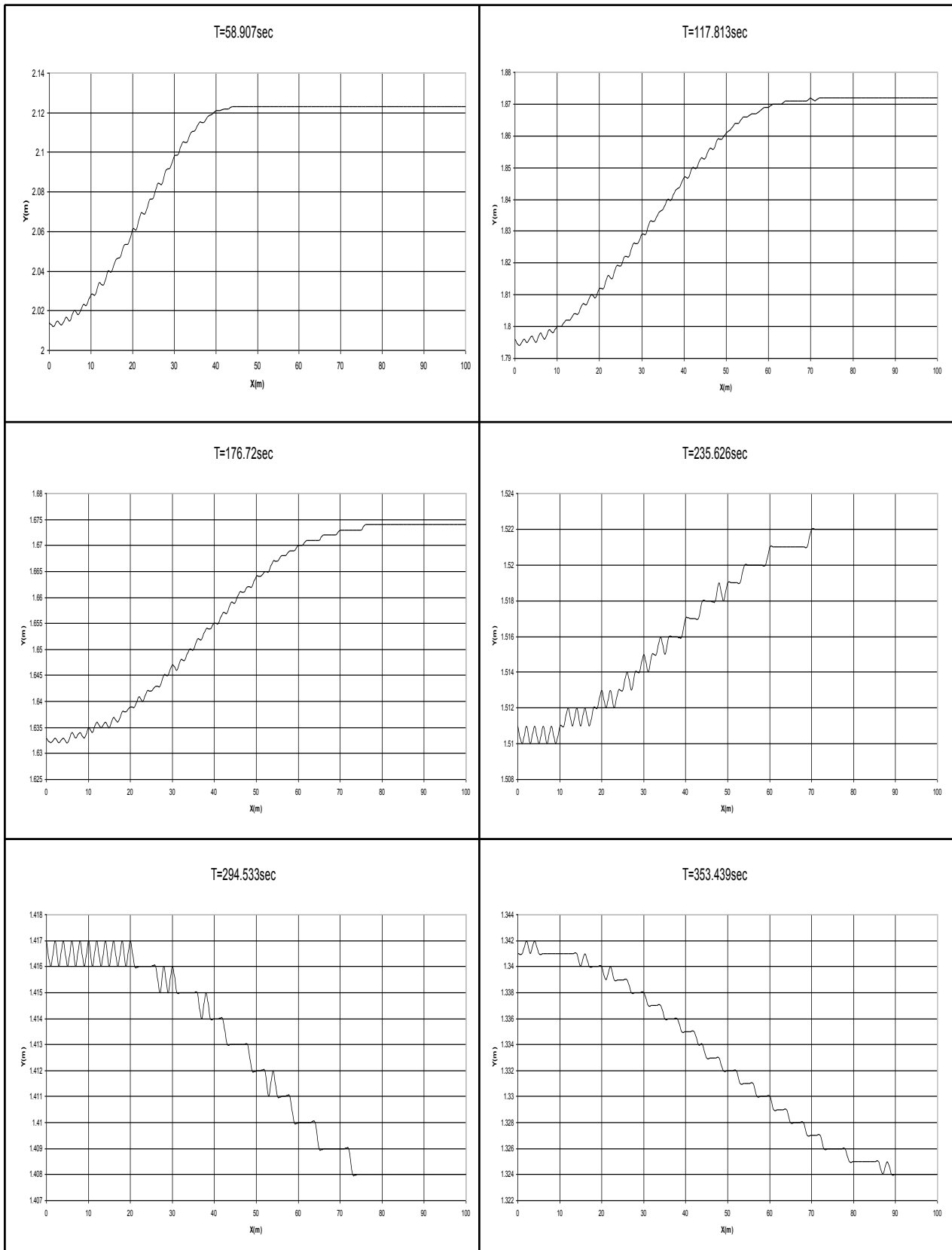


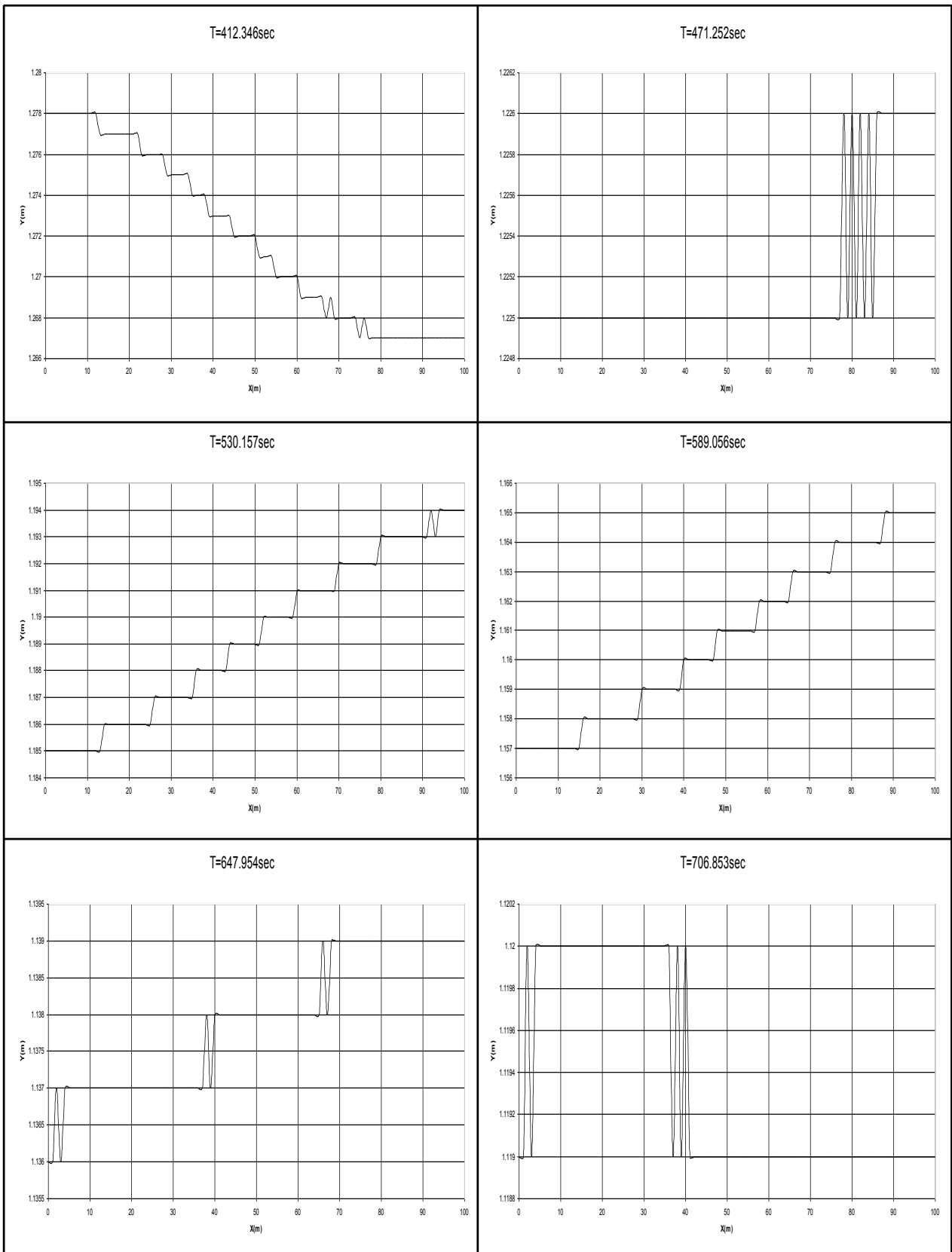
ΧΡΟΝΙΚΗ ΚΑΤΑΝΟΜΗ ΒΑΘΟΥΣ ΚΑΤΑΝΤΗ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ

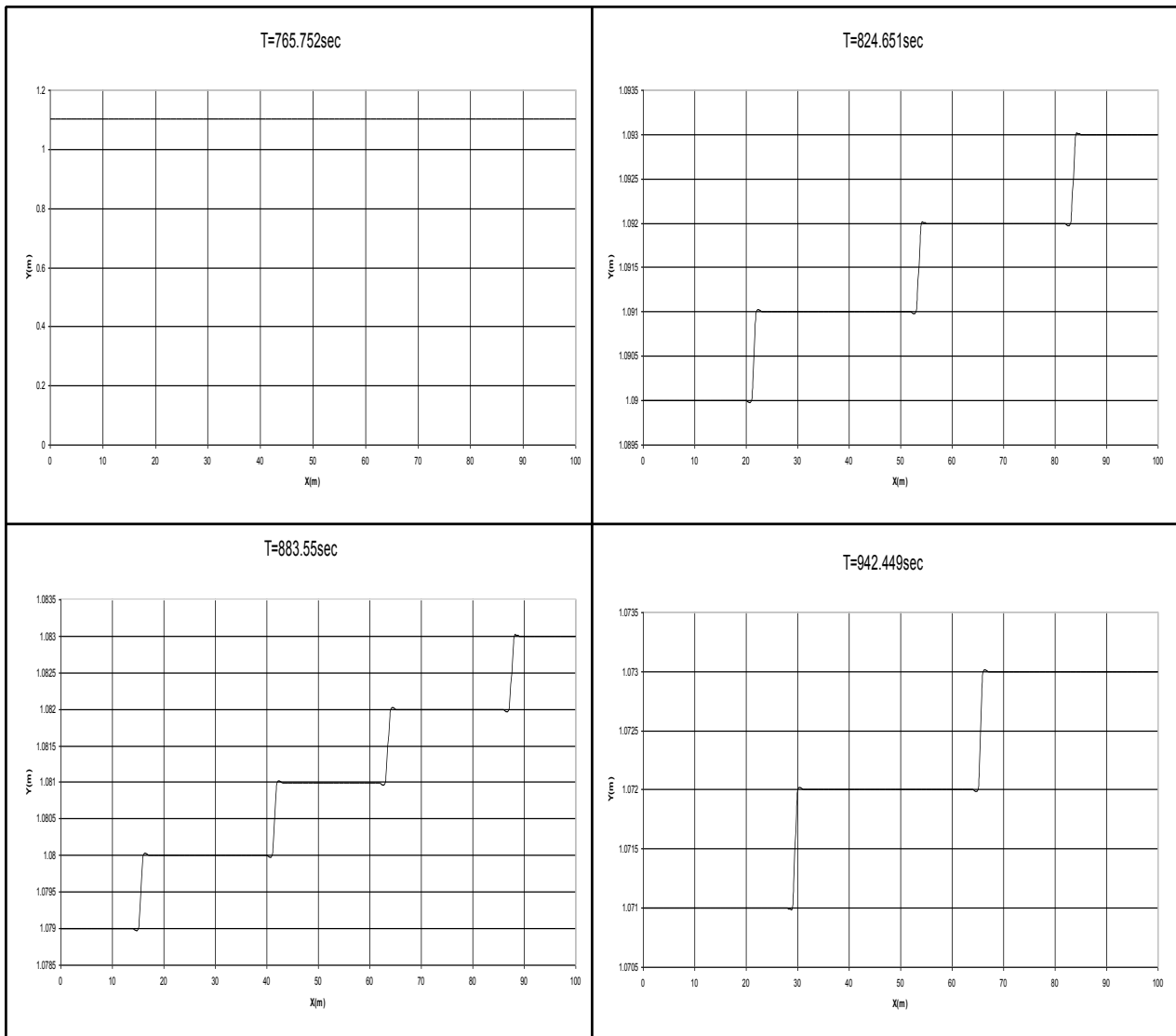


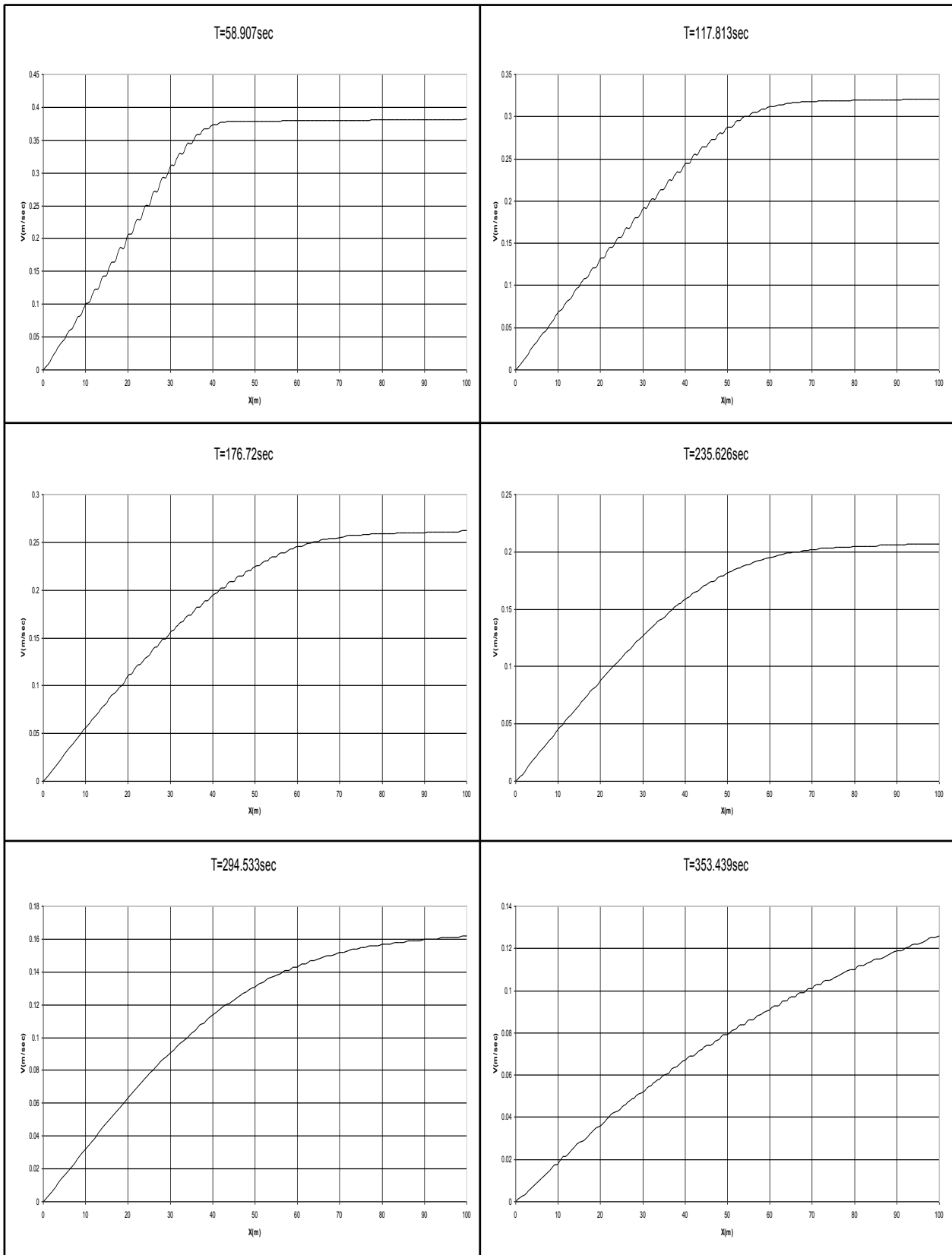
ΧΡΟΝΙΚΗ ΚΑΤΑΝΟΜΗ ΤΑΧΥΤΗΤΑΣ ΚΑΤΑΝΤΗ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ

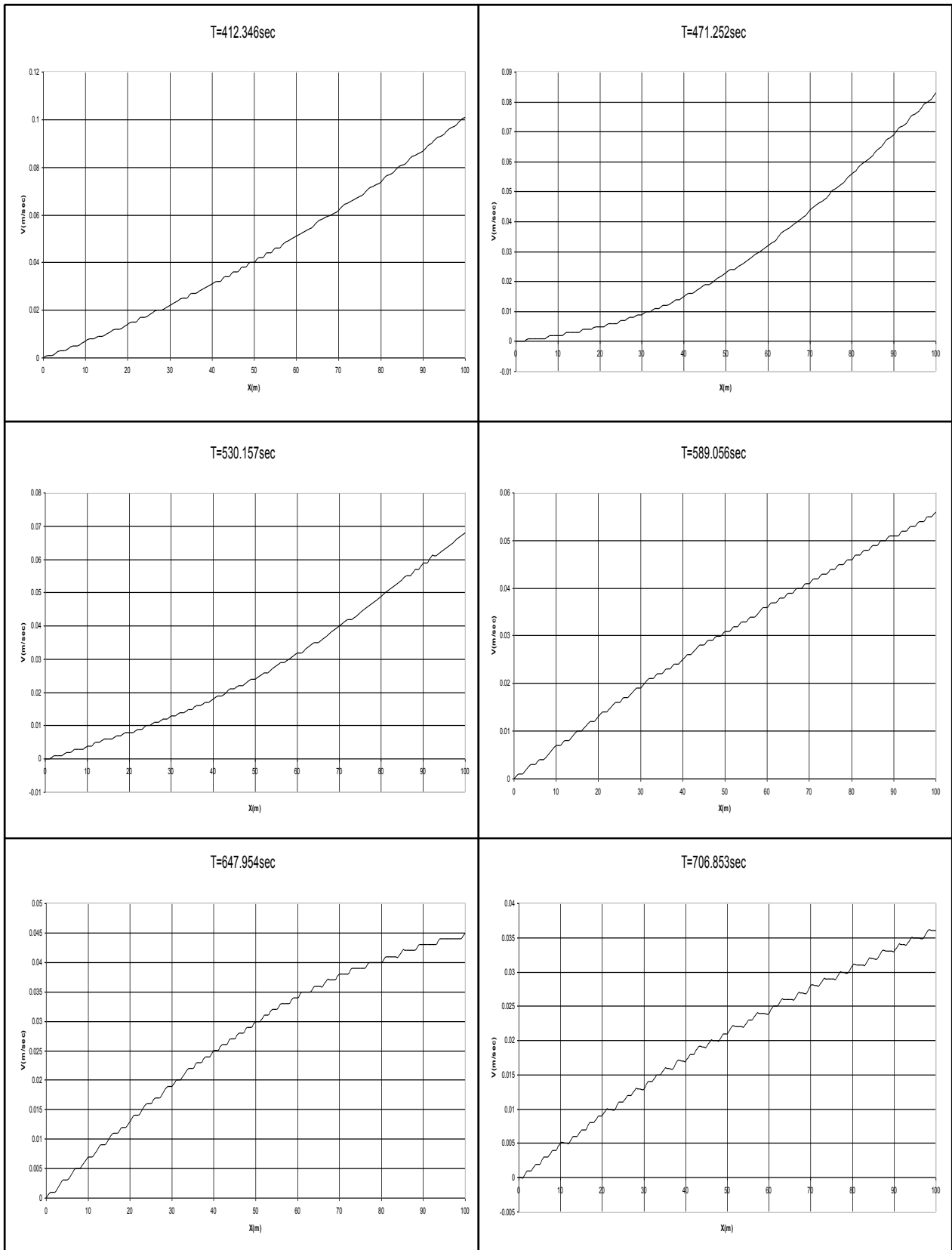


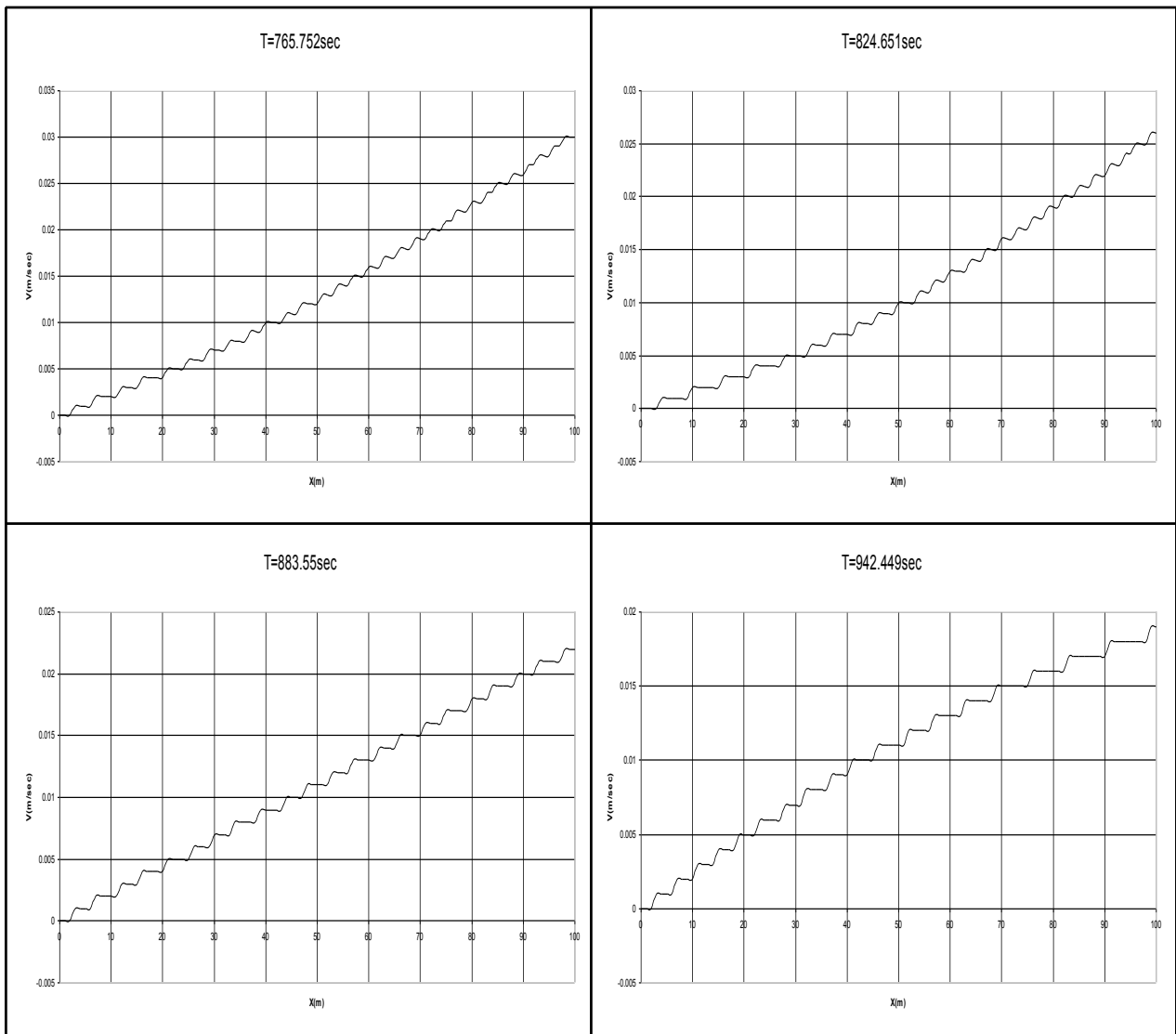












ΘΥΡΟΦΡΑΓΜΑ – ΑΝΟΙΚΤΟΣ ΑΓΩΓΟΣ – ΕΚΧΕΙΛΙΣΤΗΣ

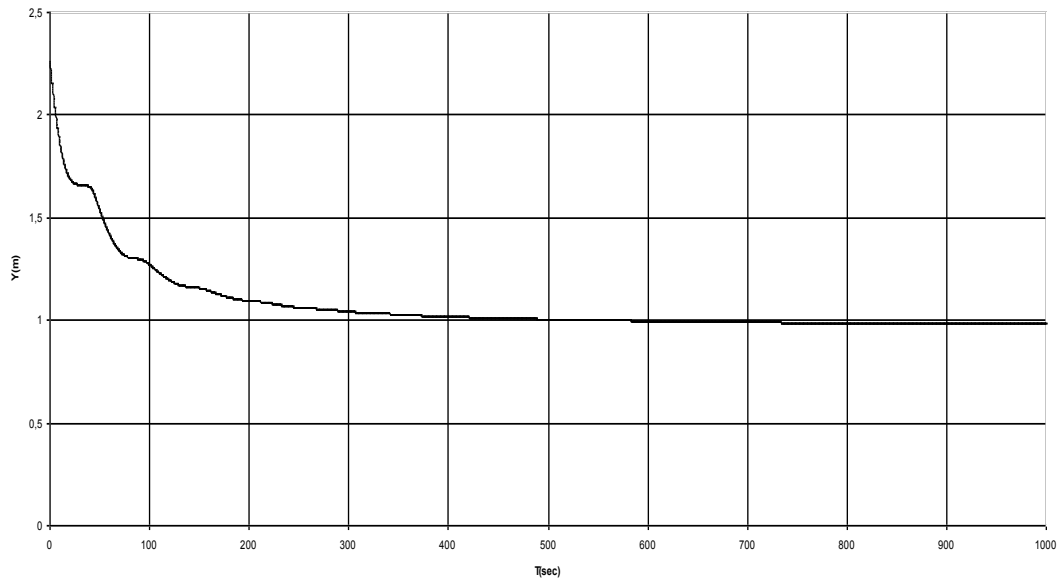
ΣΤΑΘΕΡΟ ΒΑΘΟΣ ΡΟΗΣ ΚΑΤΑ ΜΗΚΟΣ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ
ΧΡΗΣΙΜΟΠΟΙΕΙΤΑΙ ΩΣ ΑΡΧΙΚΗ ΣΥΝΘΗΚΗ

ΜΕΤΑΒΑΤΙΚΕΣ ΣΥΝΘΗΚΕΣ ΡΟΗΣ ΠΑΡΑΓΟΝΤΑΙ ΑΠΟ ΓΡΗΓΟΡΟ ΚΛΕΙΣΙΜΟ
ΤΟΥ ΑΝΑΝΤΗ ΘΥΡΟΦΡΑΓΜΑΤΟΣ

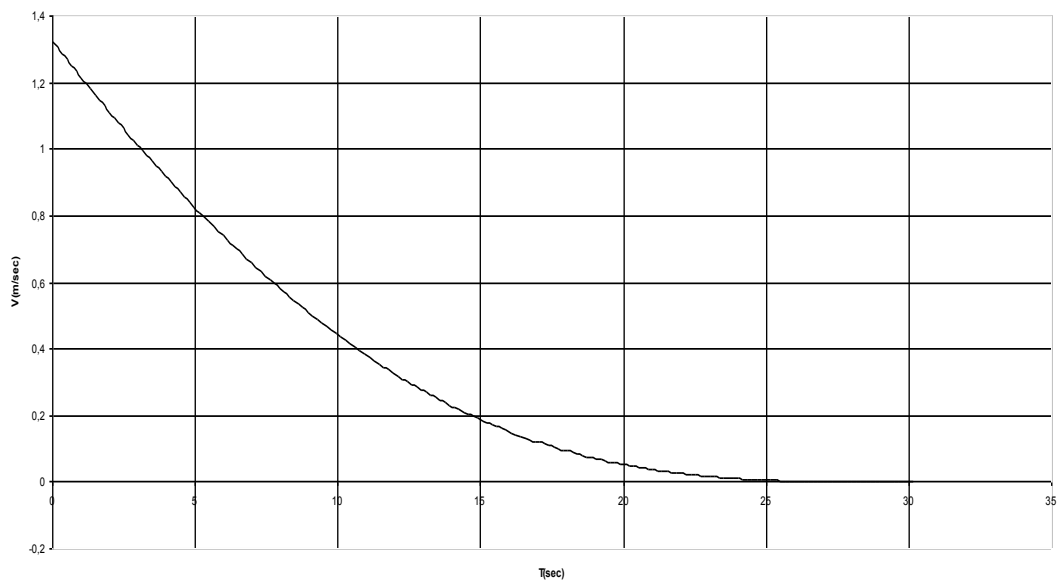
ΔΕΔΟΜΕΝΑ ΠΟΥ ΧΡΗΣΙΜΟΠΟΙΟΥΝΤΑΙ ΑΠΟ ΤΟ ΠΡΟΓΡΑΜΜΑ

ΑΡΧΙΚΗ ΠΑΡΟΧΗ $Q_0 (m^3 / sec)$	= 12
ΑΡΧΙΚΟ ΒΑΘΟΣ $y_d (m)$	= 2.267
ΣΥΝΤΕΛΕΣΤΗΣ MANNING n	= 0.013
ΠΛΑΤΟΣ ΠΥΘΜΕΝΑ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ $B_o (m)$	= 4
ΠΛΕΥΡΙΚΗ ΚΛΙΣΗ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ s s ΟΡΙΖΟΝΤΙΑ : 1 ΚΑΤΑΚΟΡΥΦΗ	= 0
ΜΗΚΟΣ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ $L(m)$	= 100
ΠΛΗΘΟΣ ΤΜΗΜΑΤΩΝ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ N	= 100
ΔΙΑΡΚΕΙΑ ΠΛΗΡΟΥΣ ΚΛΕΙΣΙΜΑΤΟΣ ΤΟΥ ΘΥΡΟΦΡΑΓΜΑΤΟΣ $t_s (sec)$	= 30
ΧΡΟΝΙΚΗ ΔΙΑΡΚΕΙΑ ΕΞΕΛΙΞΗΣ $T_{MAX} (sec)$	= 1000
ΕΠΙΤΑΧΥΝΣΗ ΤΗΣ ΒΑΡΥΤΗΤΑΣ $g(m/sec^2)$	= 9.81

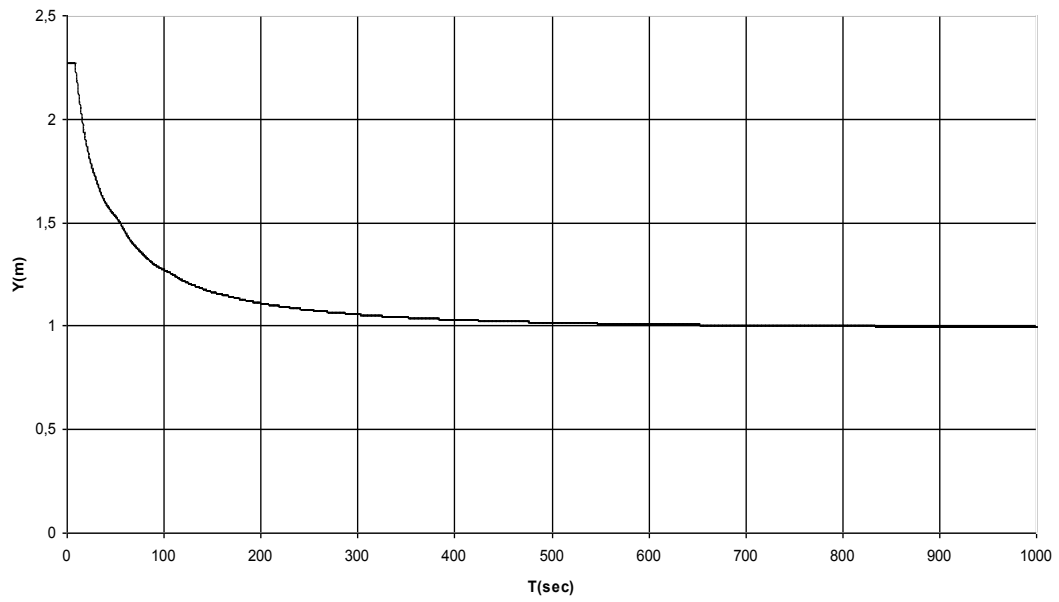
ΧΡΟΝΙΚΗ ΚΑΤΑΝΟΜΗ ΒΑΘΟΥΣ ΑΝΑΝΤΗ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ



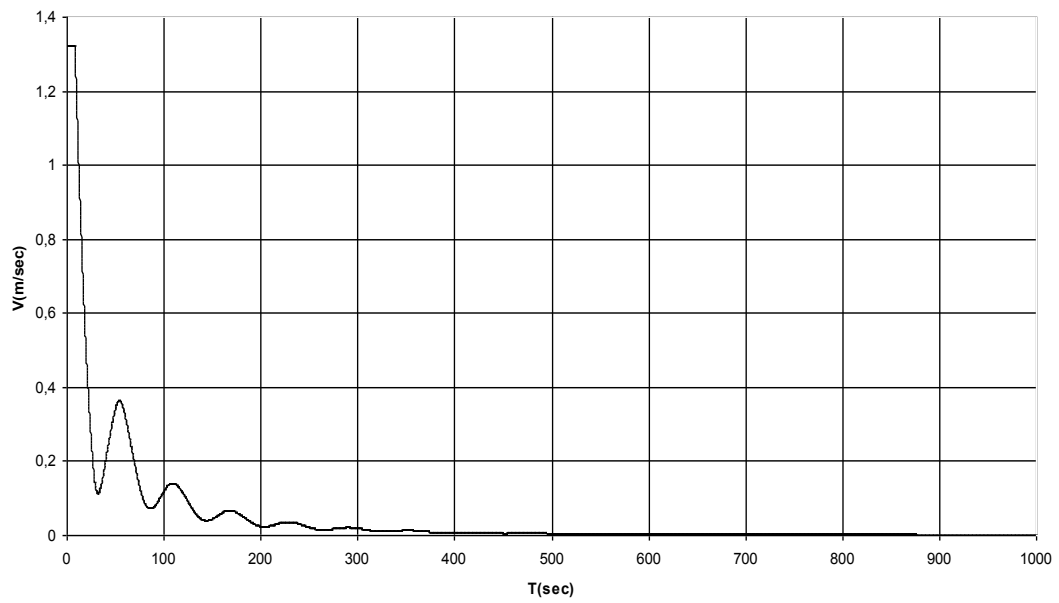
ΧΡΟΝΙΚΗ ΚΑΤΑΝΟΜΗ ΤΑΧΥΤΗΤΑΣ ΑΝΑΝΤΗ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ



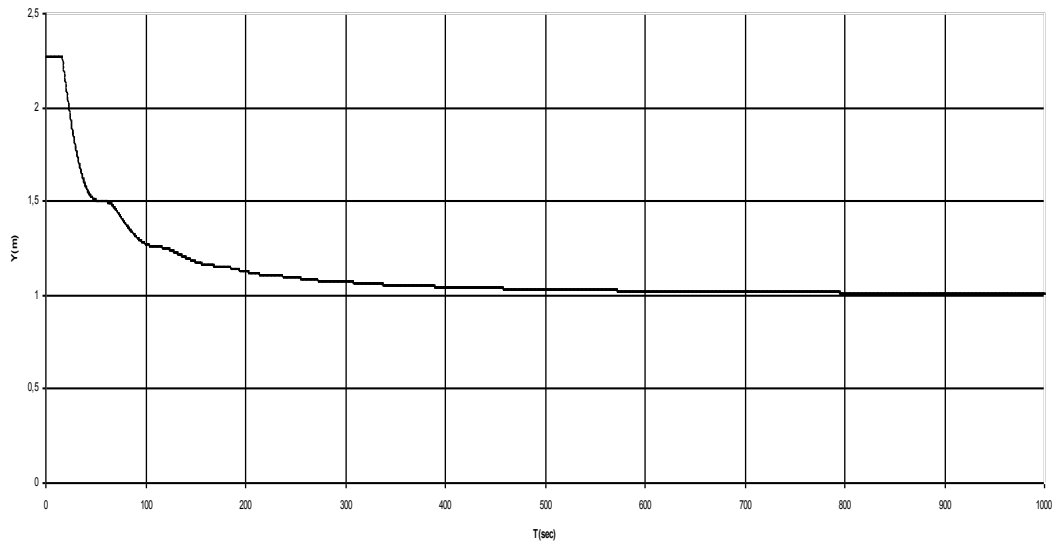
ΧΡΟΝΙΚΗ ΚΑΤΑΝΟΜΗ ΒΑΘΟΥΣ ΣΤΟ ΜΕΣΟ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ



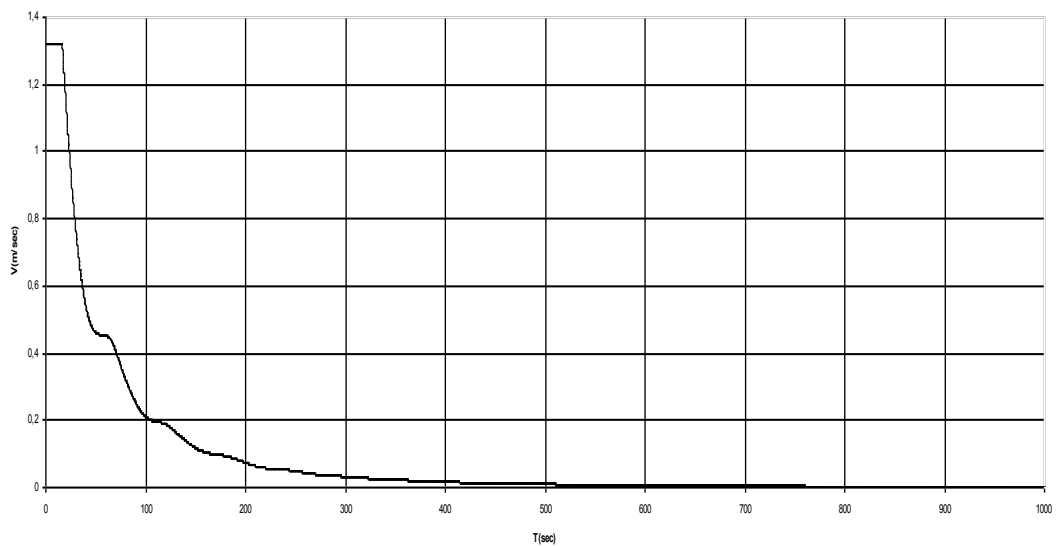
ΧΡΟΝΙΚΗ ΚΑΤΑΝΟΜΗ ΤΑΧΥΤΗΤΑΣ ΣΤΟ ΜΕΣΟ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ

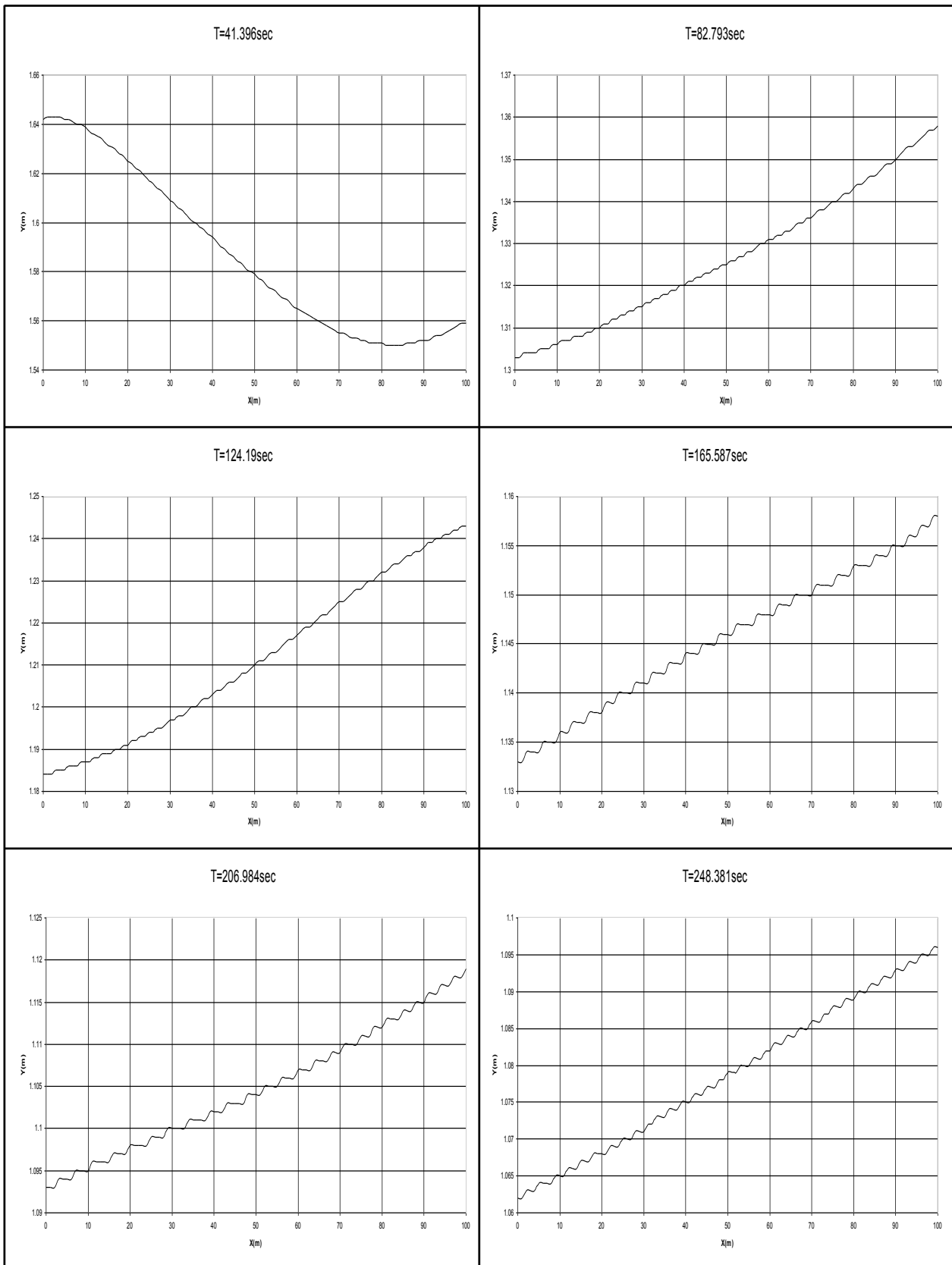


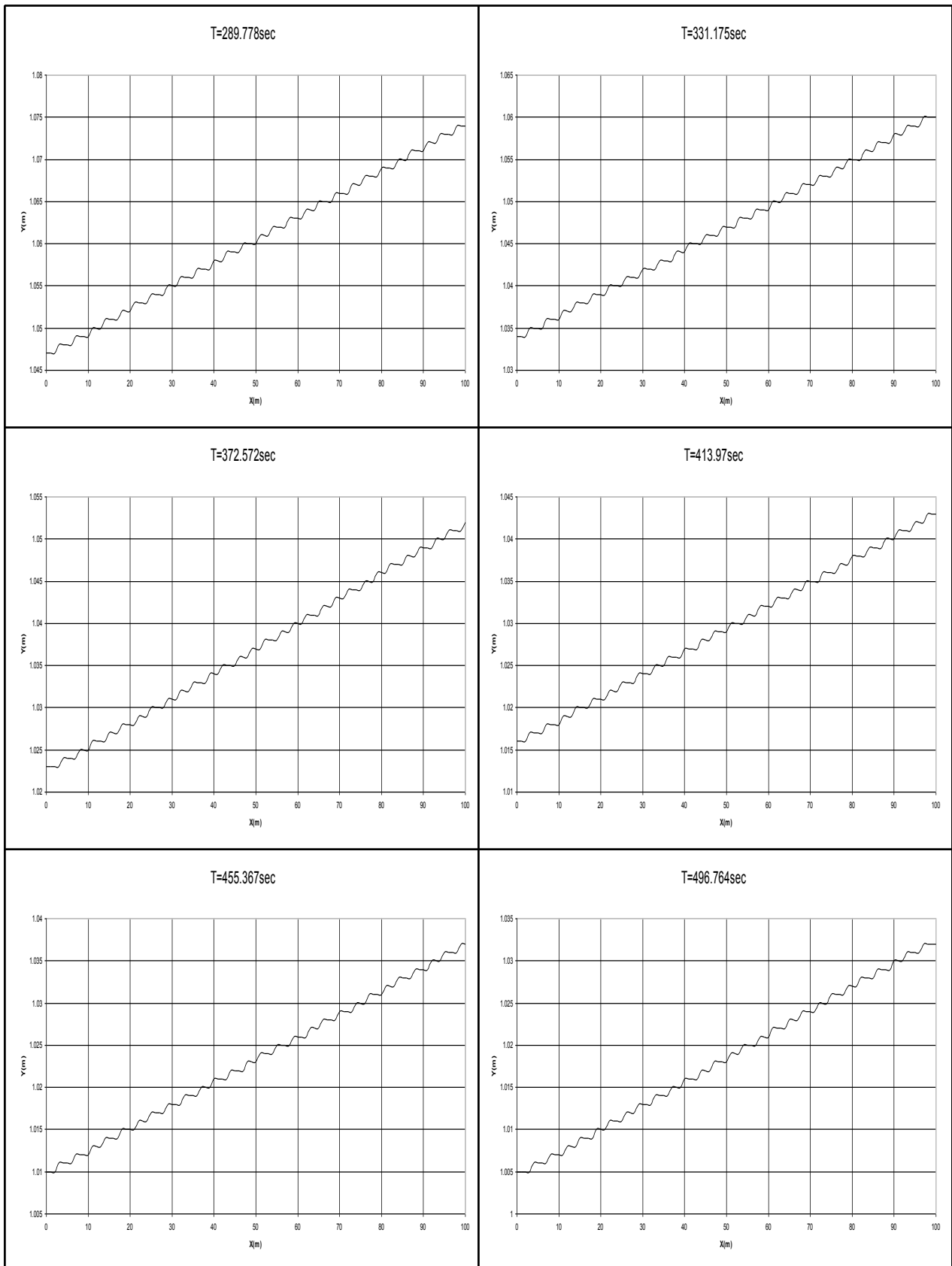
ΧΡΟΝΙΚΗ ΚΑΤΑΝΟΜΗ ΒΑΘΟΥΣ ΚΑΤΑΝΤΗ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ

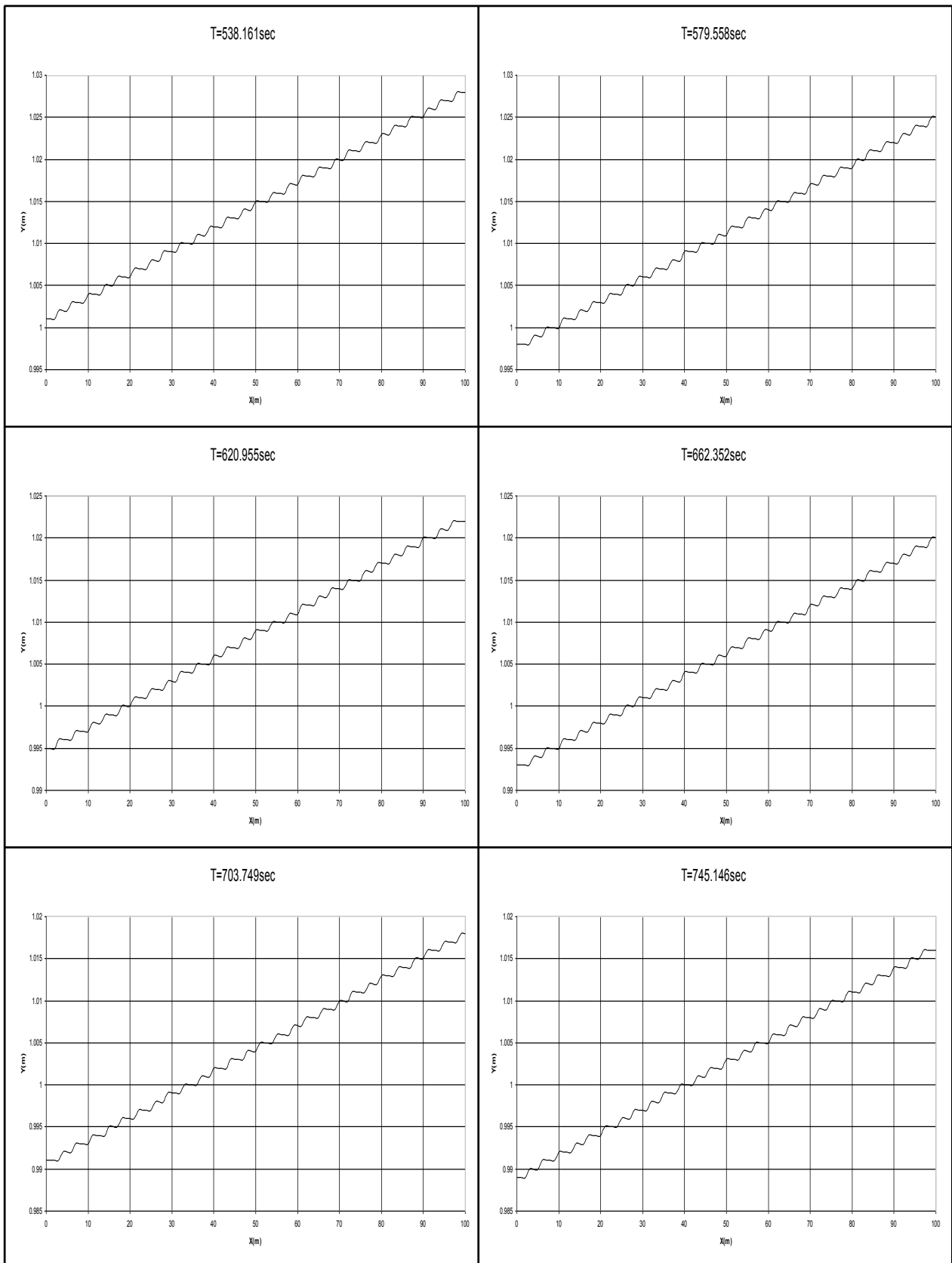


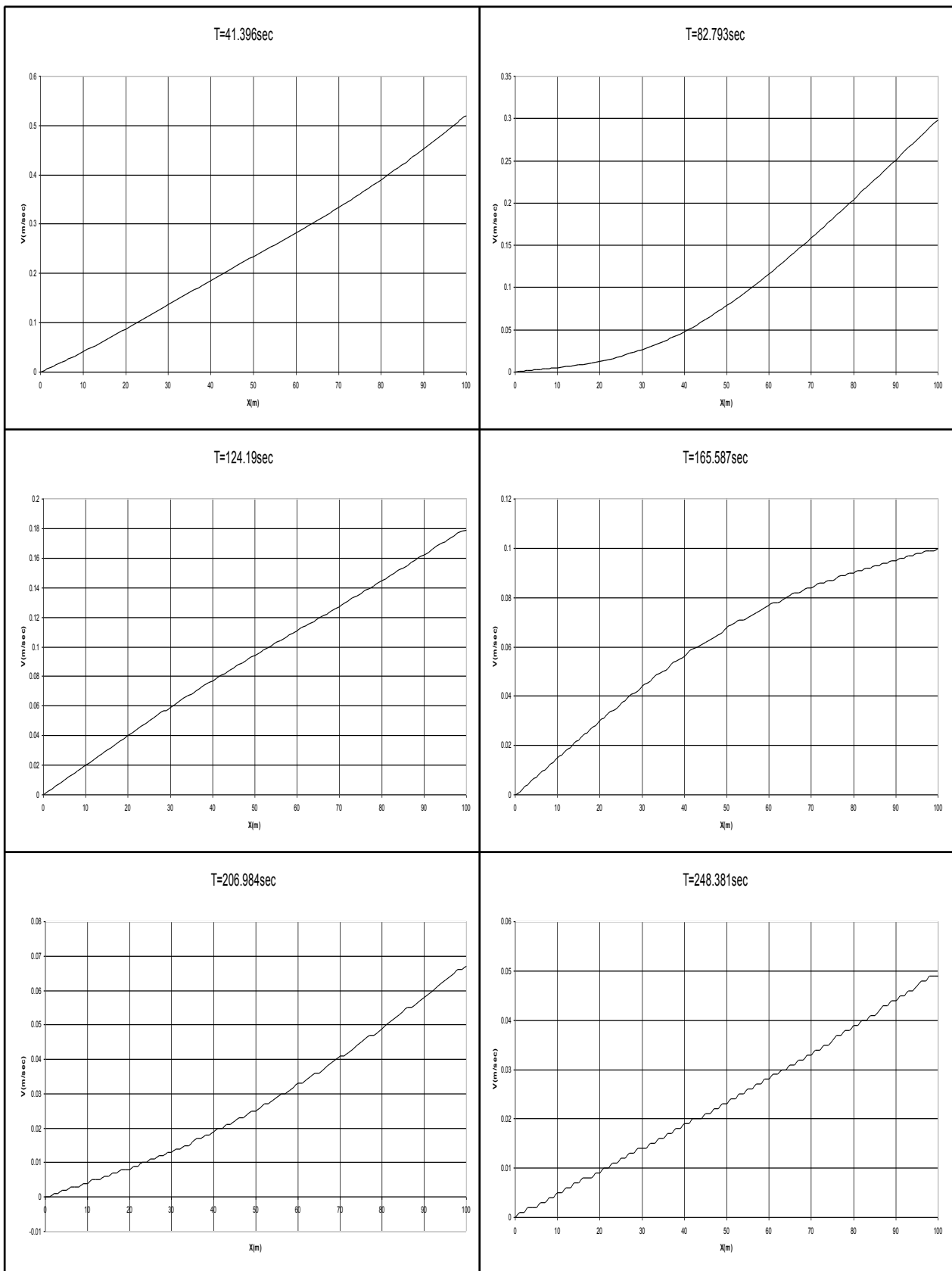
ΧΡΟΝΙΚΗ ΚΑΤΑΝΟΜΗ ΤΑΧΥΤΗΤΑΣ ΚΑΤΑΝΤΗ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ

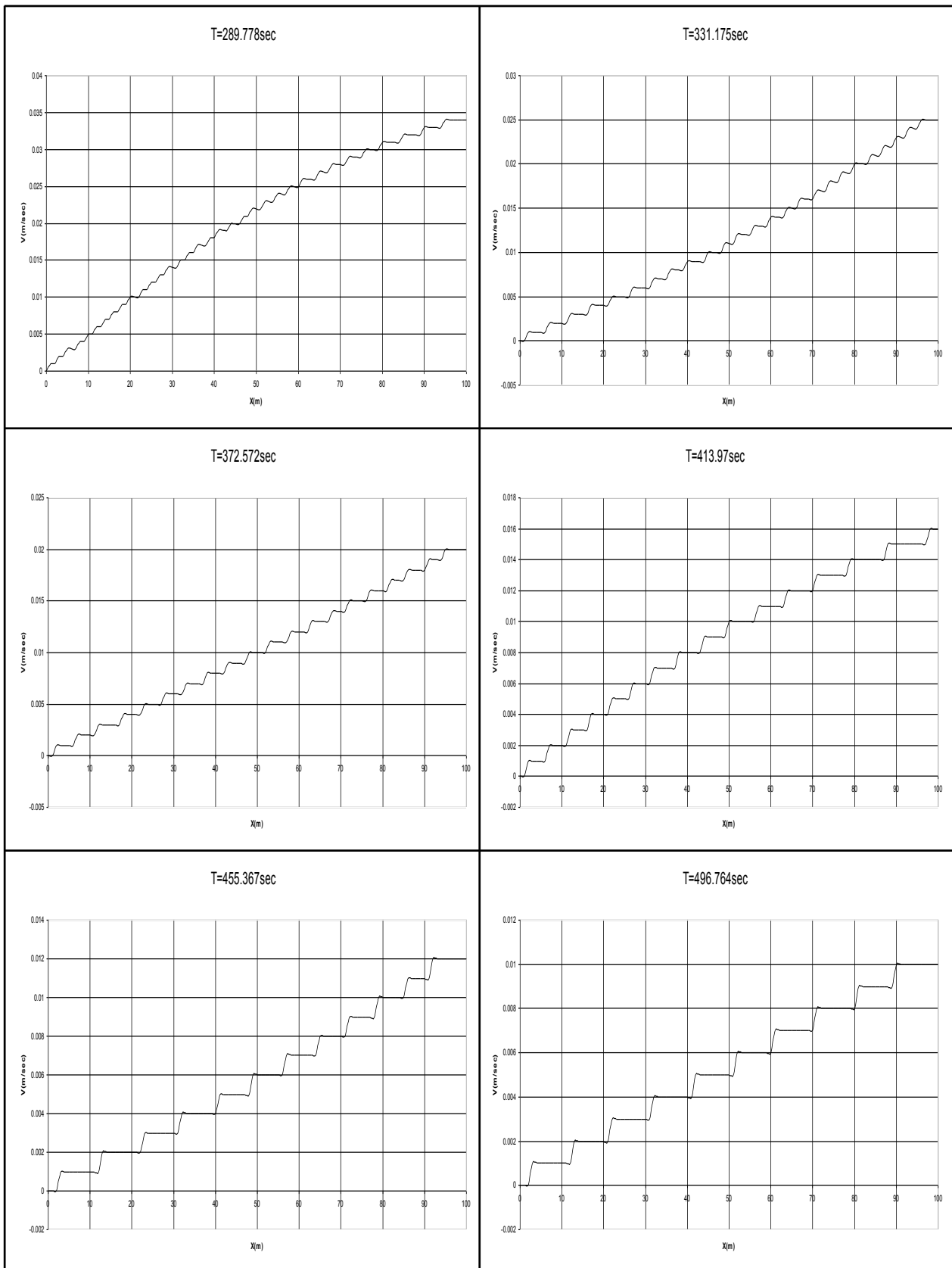


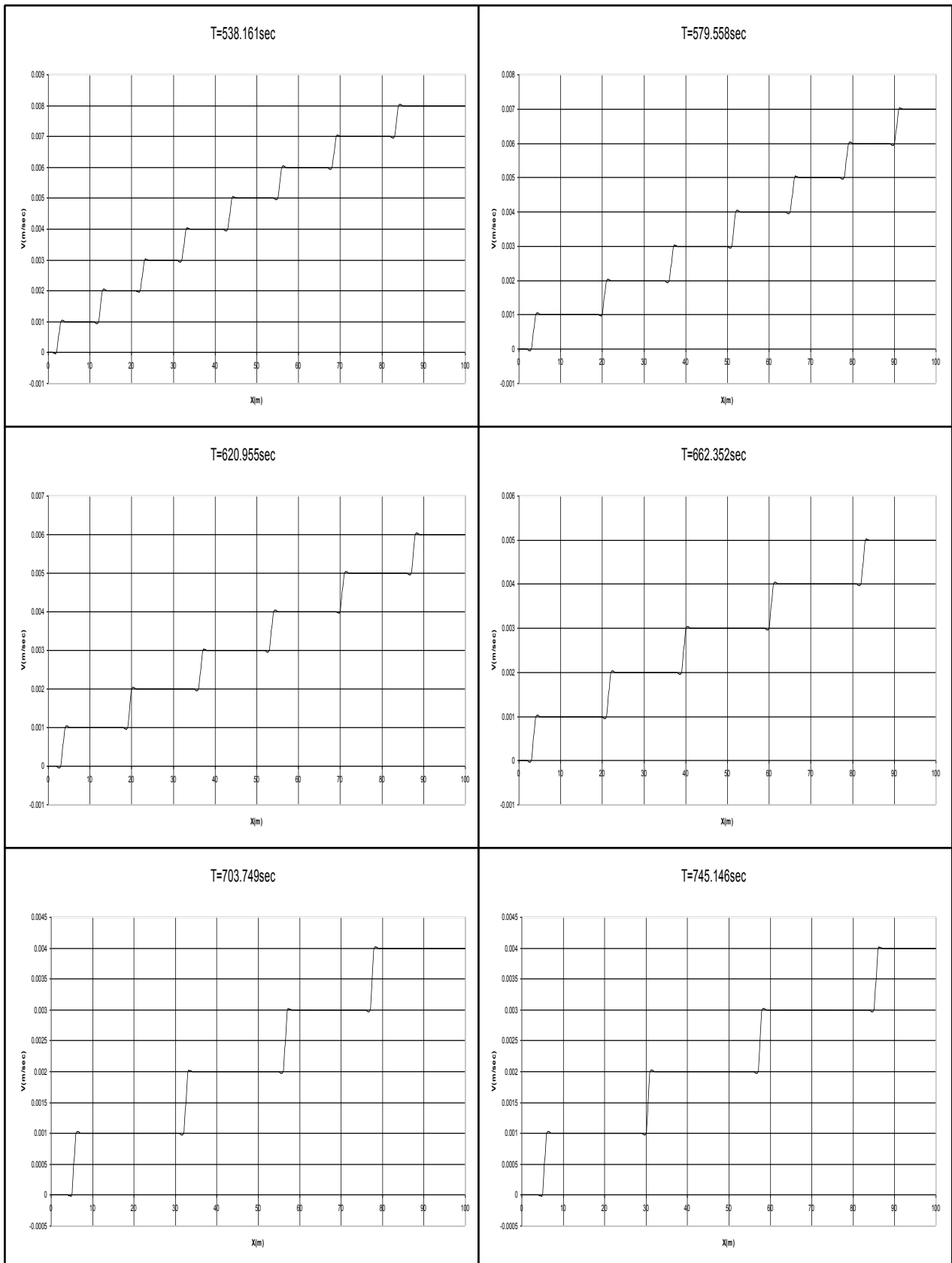












ΘΥΡΟΦΡΑΓΜΑ – ΑΝΟΙΚΤΟΣ ΑΓΩΓΟΣ – ΕΚΧΕΙΛΙΣΤΗΣ

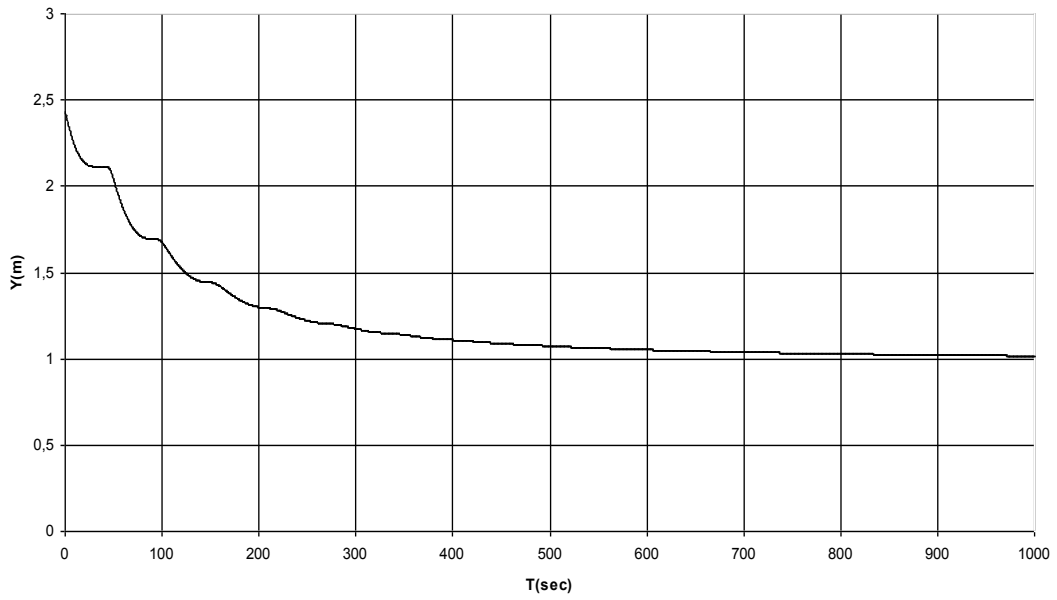
ΣΤΑΘΕΡΟ ΒΑΘΟΣ ΡΟΗΣ ΚΑΤΑ ΜΗΚΟΣ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ
ΧΡΗΣΙΜΟΠΟΙΕΙΤΑΙ ΩΣ ΑΡΧΙΚΗ ΣΥΝΘΗΚΗ

ΜΕΤΑΒΑΤΙΚΕΣ ΣΥΝΘΗΚΕΣ ΡΟΗΣ ΠΑΡΑΓΟΝΤΑΙ ΑΠΟ ΓΡΗΓΟΡΟ ΚΛΕΙΣΙΜΟ
ΤΟΥ ΑΝΑΝΤΗ ΘΥΡΟΦΡΑΓΜΑΤΟΣ

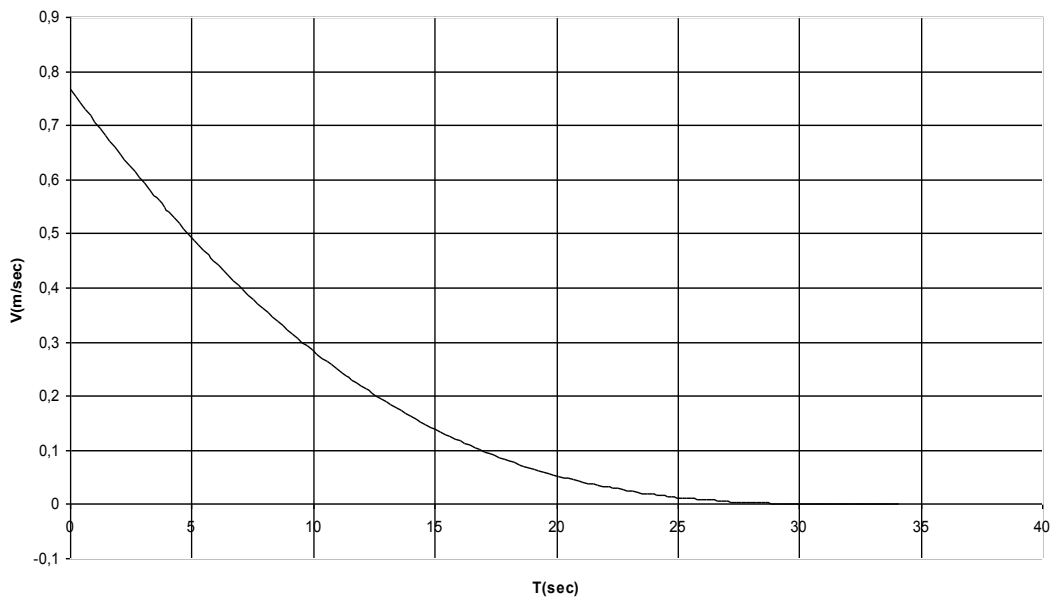
ΔΕΔΟΜΕΝΑ ΠΟΥ ΧΡΗΣΙΜΟΠΟΙΟΥΝΤΑΙ ΑΠΟ ΤΟ ΠΡΟΓΡΑΜΜΑ

ΑΡΧΙΚΗ ΠΑΡΟΧΗ $Q_0 (m^3 / sec)$	= 12
ΑΡΧΙΚΟ ΒΑΘΟΣ $y_d (m)$	= 2.432
ΣΥΝΤΕΛΕΣΤΗΣ MANNING n	= 0.013
ΠΛΑΤΟΣ ΠΥΘΜΕΝΑ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ $B_o (m)$	= 4
ΠΛΕΥΡΙΚΗ ΚΛΙΣΗ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ s s ΟΡΙΖΟΝΤΙΑ : 1 ΚΑΤΑΚΟΡΥΦΗ	= 1
ΜΗΚΟΣ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ $L(m)$	= 100
ΠΛΗΘΟΣ ΤΜΗΜΑΤΩΝ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ N	= 100
ΔΙΑΡΚΕΙΑ ΠΛΗΡΟΥΣ ΚΛΕΙΣΙΜΑΤΟΣ ΤΟΥ ΘΥΡΟΦΡΑΓΜΑΤΟΣ $t_s (sec)$	= 34
ΧΡΟΝΙΚΗ ΔΙΑΡΚΕΙΑ ΕΞΕΛΙΞΗΣ $T_{MAX} (sec)$	= 1000
ΕΠΙΤΑΧΥΝΣΗ ΤΗΣ ΒΑΡΥΤΗΤΑΣ $g(m/sec^2)$	= 9.81

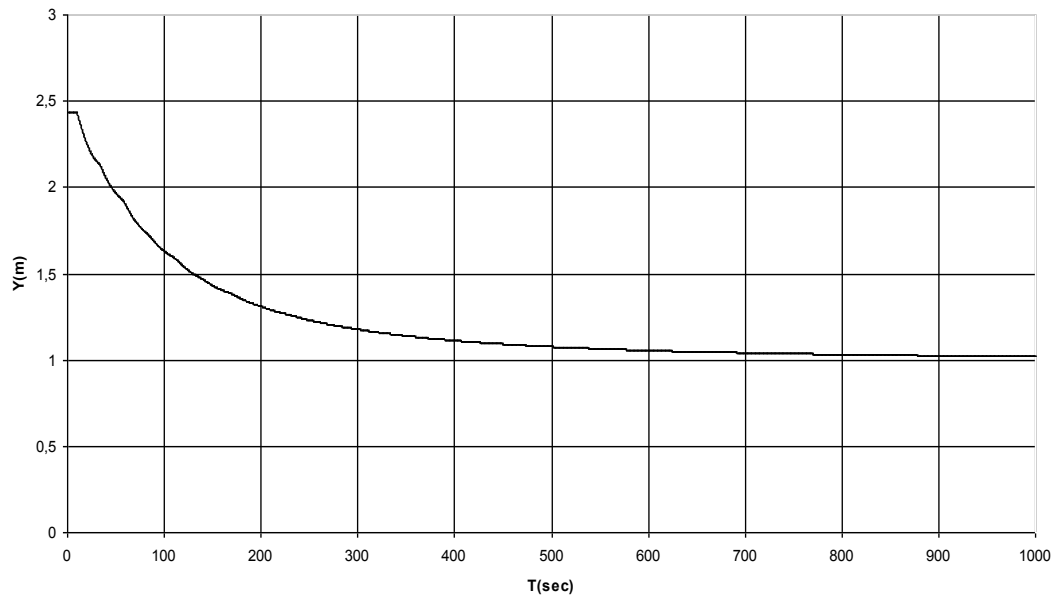
ΧΡΟΝΙΚΗ ΚΑΤΑΝΟΜΗ ΒΑΘΟΥΣ ΑΝΑΝΤΗ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ



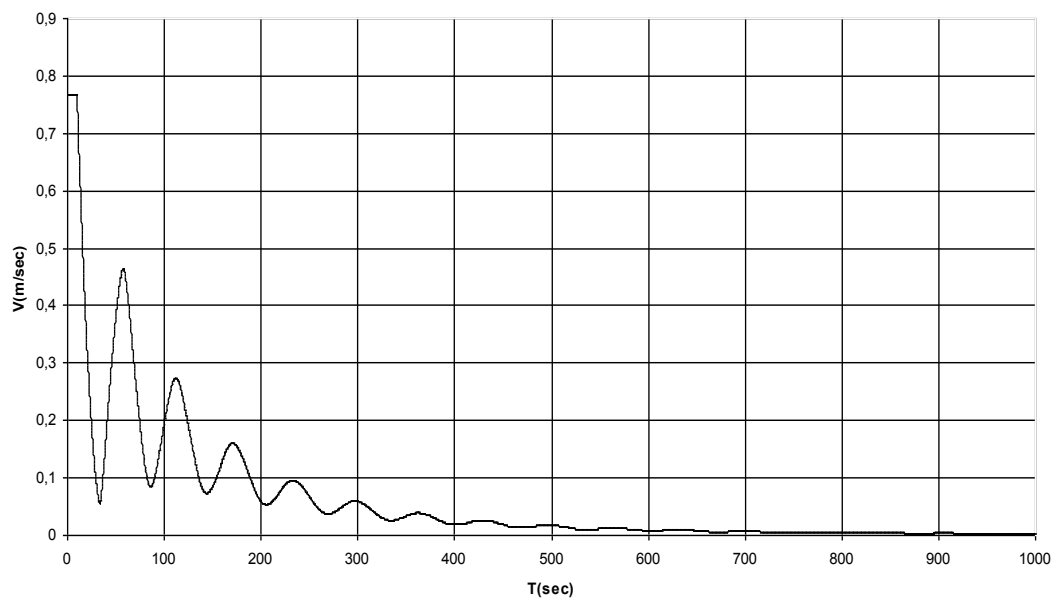
ΧΡΟΝΙΚΗ ΚΑΤΑΝΟΜΗ ΤΑΧΥΤΗΤΑΣ ΑΝΑΝΤΗ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ



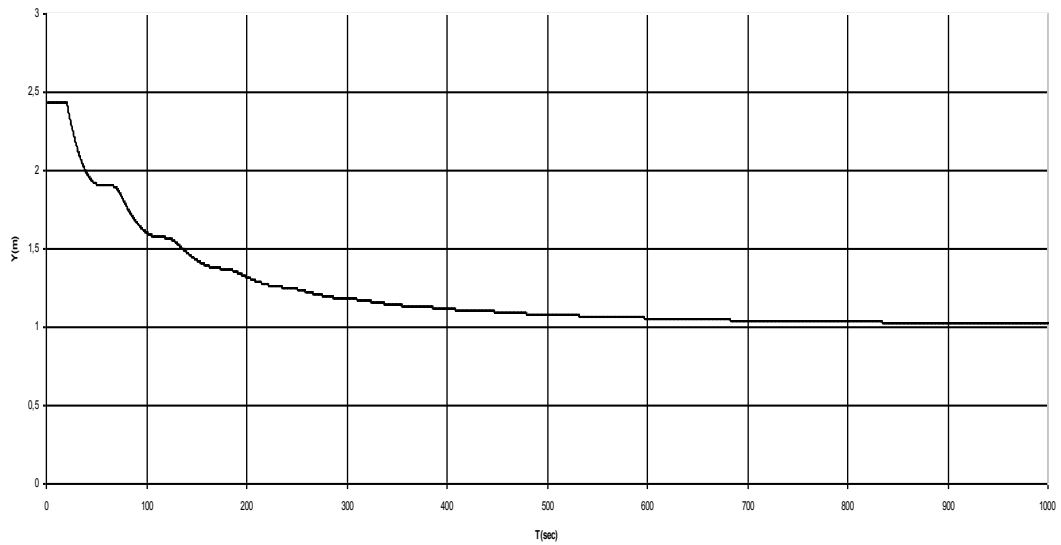
ΧΡΟΝΙΚΗ ΚΑΤΑΝΟΜΗ ΒΑΘΟΥΣ ΣΤΟ ΜΕΣΟ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ



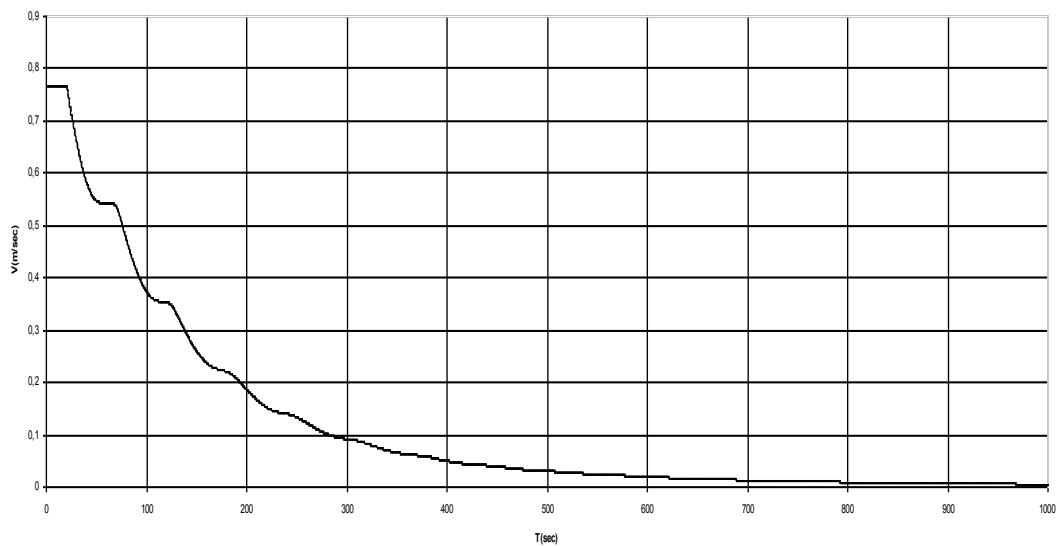
ΧΡΟΝΙΚΗ ΚΑΤΑΝΟΜΗ ΤΑΧΥΤΗΤΑΣ ΣΤΟ ΜΕΣΟ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ

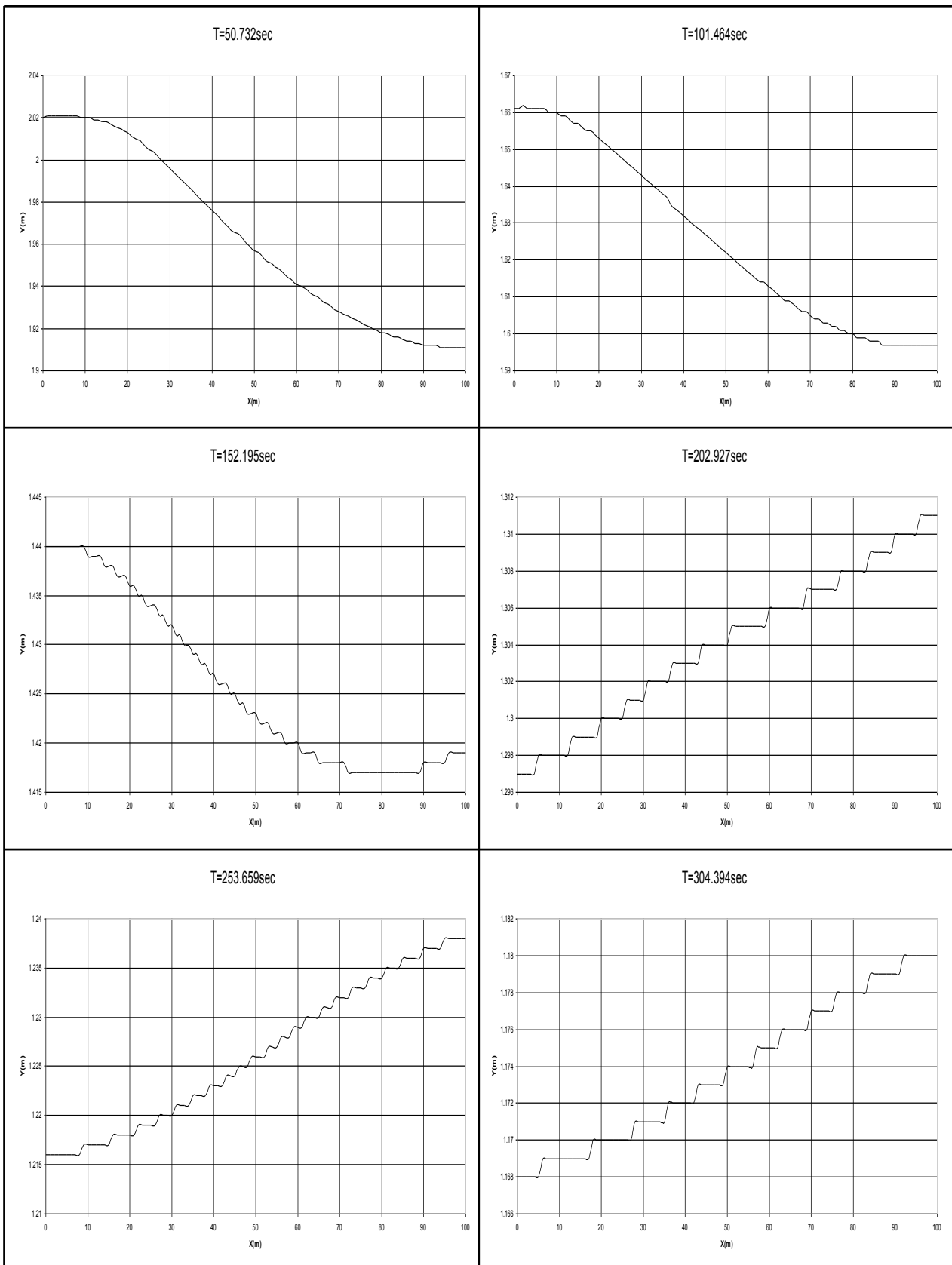


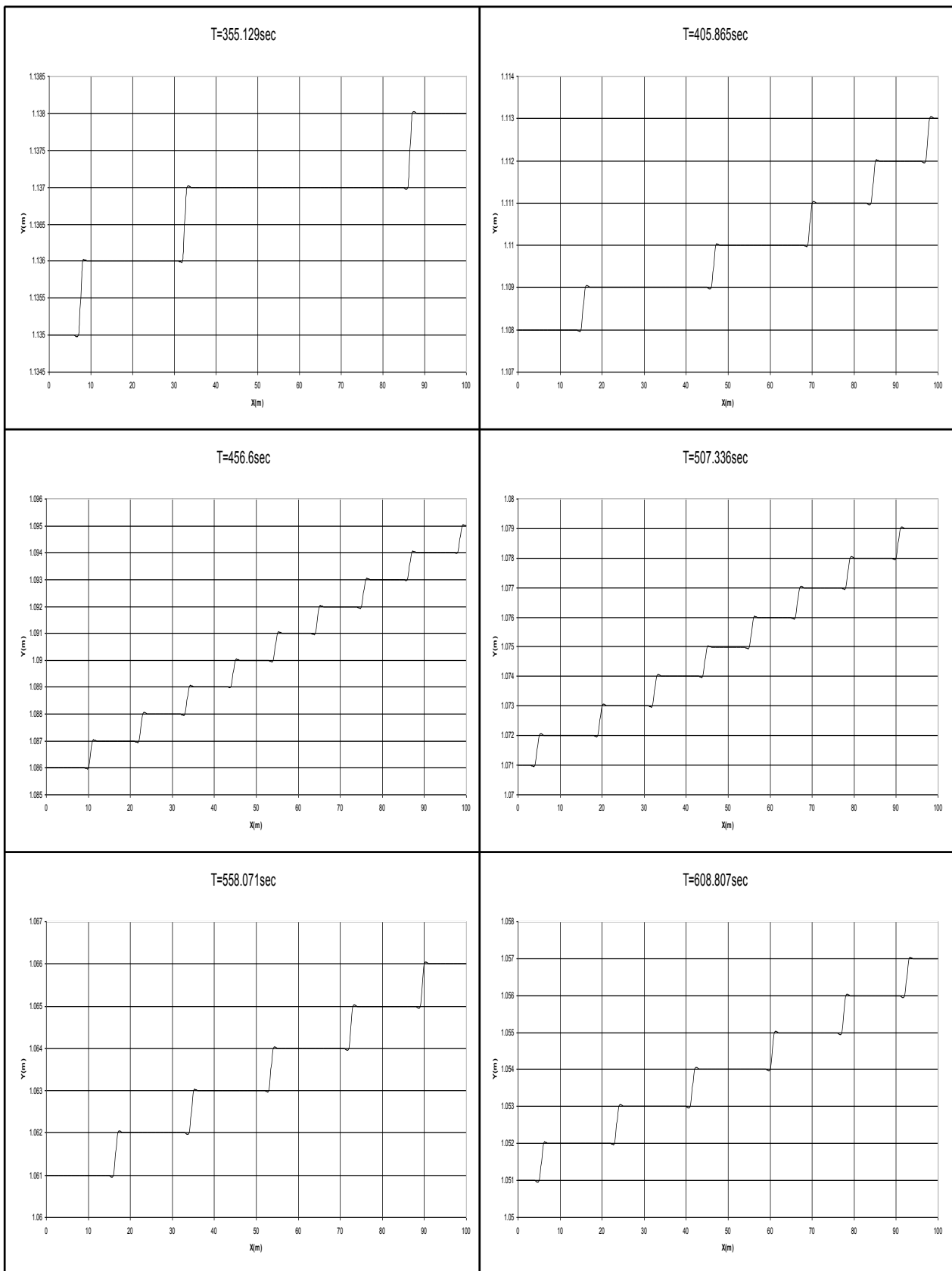
ΧΡΟΝΙΚΗ ΚΑΤΑΝΟΜΗ ΒΑΘΟΥΣ ΚΑΤΑΝΤΗ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ

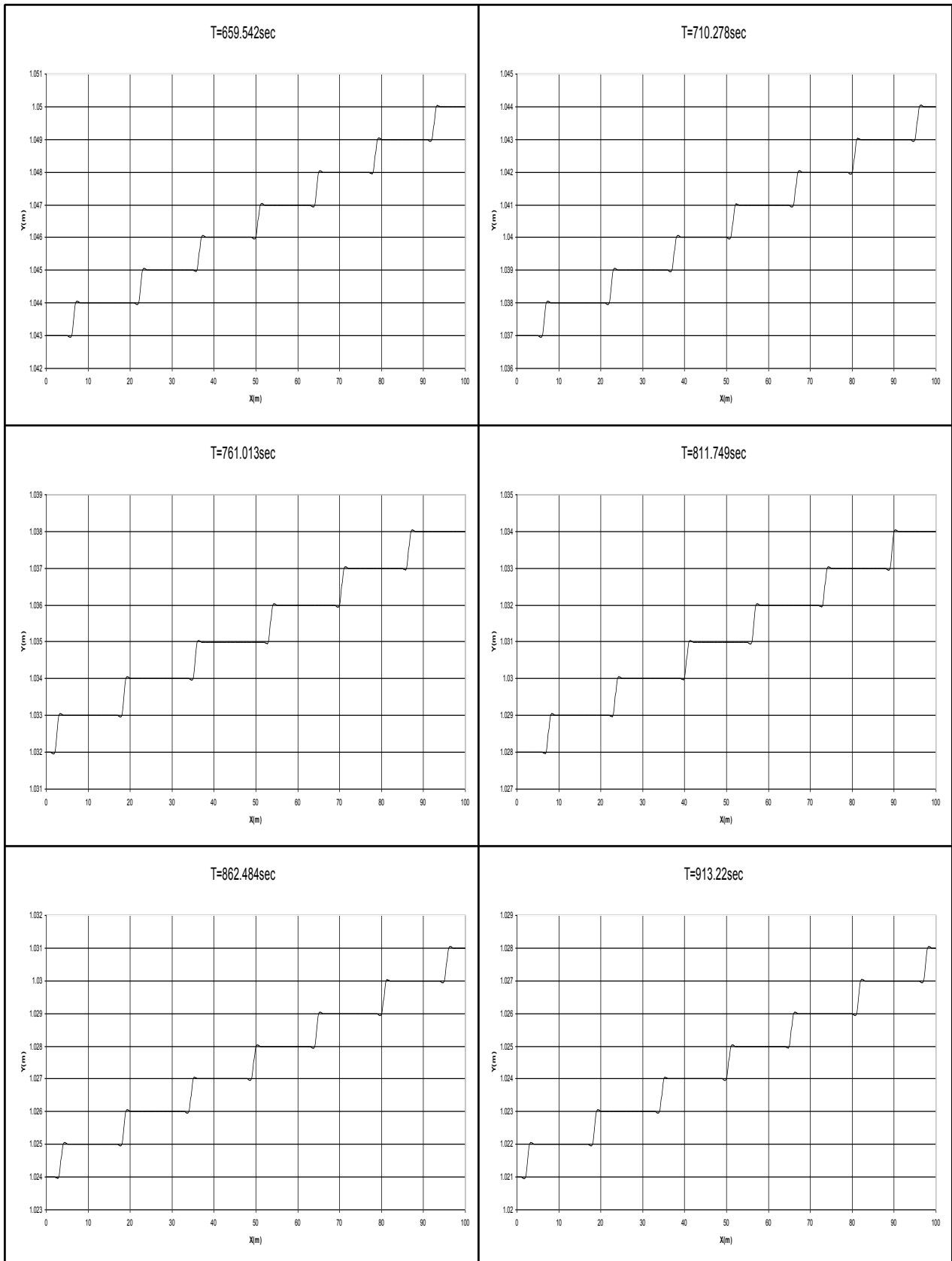


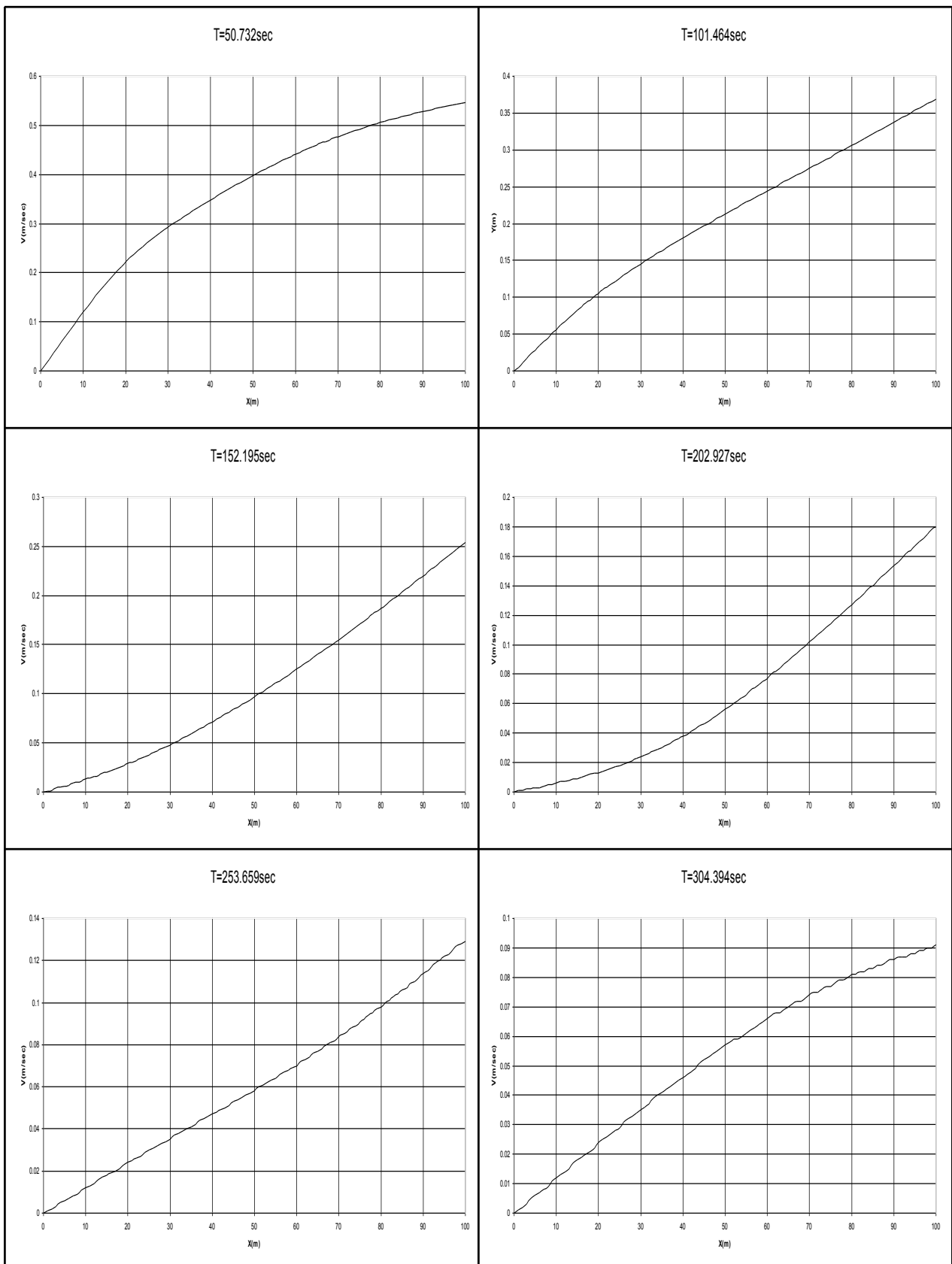
ΧΡΟΝΙΚΗ ΚΑΤΑΝΟΜΗ ΤΑΧΥΤΗΤΑΣ ΚΑΤΑΝΤΗ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ

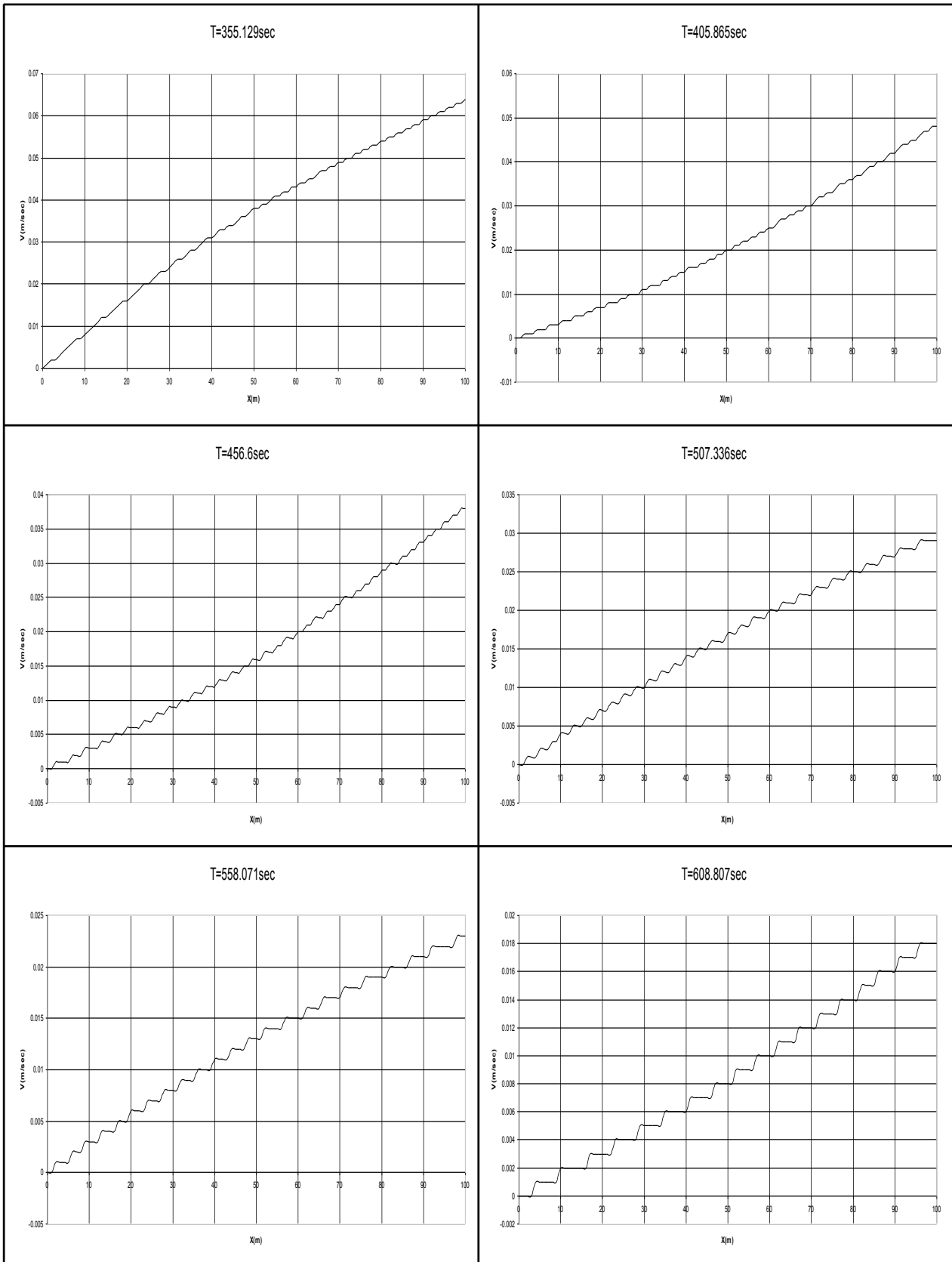


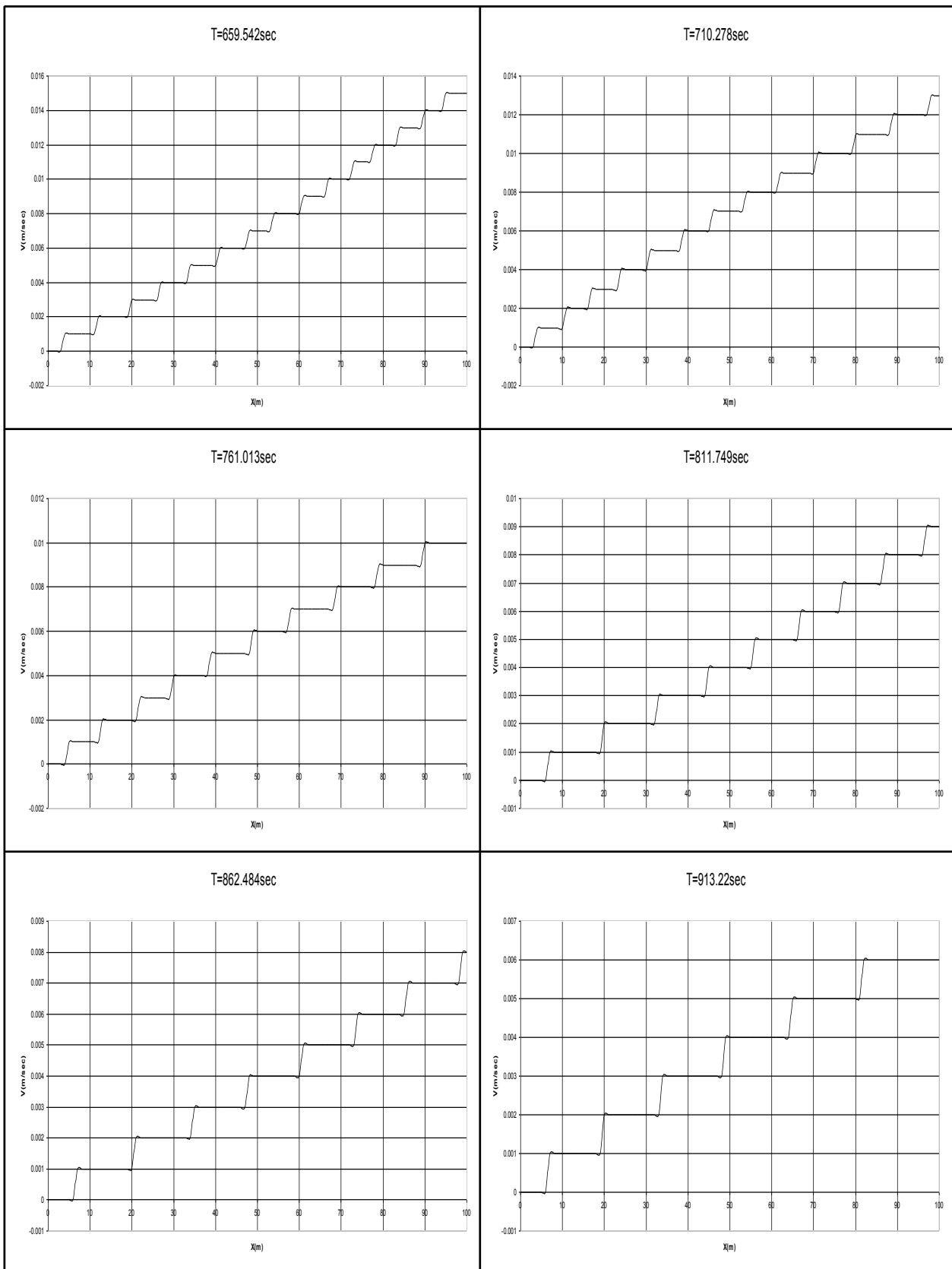












ΘΥΡΟΦΡΑΓΜΑ – ΑΝΟΙΚΤΟΣ ΑΓΩΓΟΣ – ΕΚΧΕΙΛΙΣΤΗΣ

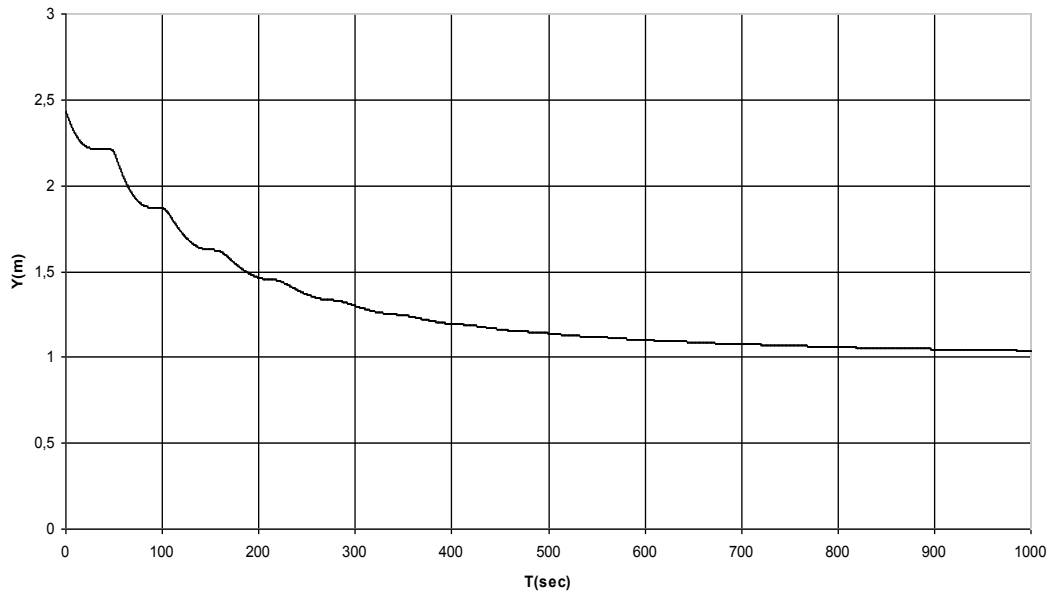
ΣΤΑΘΕΡΟ ΒΑΘΟΣ ΡΟΗΣ ΚΑΤΑ ΜΗΚΟΣ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ
ΧΡΗΣΙΜΟΠΟΙΕΙΤΑΙ ΩΣ ΑΡΧΙΚΗ ΣΥΝΘΗΚΗ

ΜΕΤΑΒΑΤΙΚΕΣ ΣΥΝΘΗΚΕΣ ΡΟΗΣ ΠΑΡΑΓΟΝΤΑΙ ΑΠΟ ΓΡΗΓΟΡΟ ΚΛΕΙΣΙΜΟ
ΤΟΥ ΑΝΑΝΤΗ ΘΥΡΟΦΡΑΓΜΑΤΟΣ

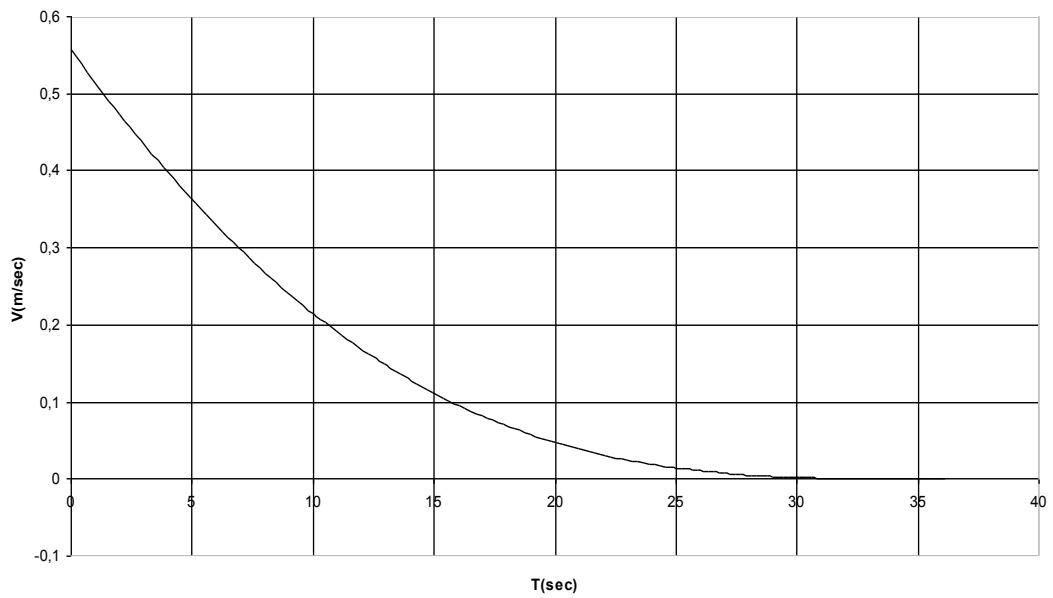
ΔΕΔΟΜΕΝΑ ΠΟΥ ΧΡΗΣΙΜΟΠΟΙΟΥΝΤΑΙ ΑΠΟ ΤΟ ΠΡΟΓΡΑΜΜΑ

ΑΡΧΙΚΗ ΠΑΡΟΧΗ $Q_0 (m^3 / sec)$	= 12
ΑΡΧΙΚΟ ΒΑΘΟΣ $y_d (m)$	= 2.432
ΣΥΝΤΕΛΕΣΤΗΣ MANNING n	= 0.013
ΠΛΑΤΟΣ ΠΥΘΜΕΝΑ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ $B_o (m)$	= 4
ΠΛΕΥΡΙΚΗ ΚΛΙΣΗ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ s s ΟΡΙΖΟΝΤΙΑ : 1 ΚΑΤΑΚΟΡΥΦΗ	= 2
ΜΗΚΟΣ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ $L(m)$	= 100
ΠΛΗΘΟΣ ΤΜΗΜΑΤΩΝ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ N	= 100
ΔΙΑΡΚΕΙΑ ΠΛΗΡΟΥΣ ΚΛΕΙΣΙΜΑΤΟΣ ΤΟΥ ΘΥΡΟΦΡΑΓΜΑΤΟΣ $t_s (sec)$	= 36
ΧΡΟΝΙΚΗ ΔΙΑΡΚΕΙΑ ΕΞΕΛΙΞΗΣ $T_{MAX} (sec)$	= 1000
ΕΠΙΤΑΧΥΝΣΗ ΤΗΣ ΒΑΡΥΤΗΤΑΣ $g(m/sec^2)$	= 9.81

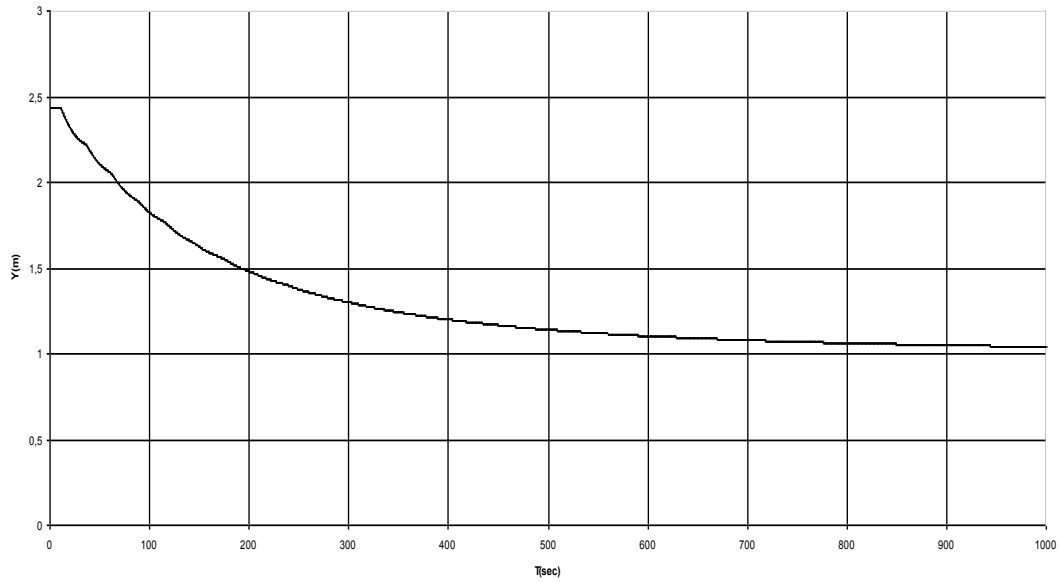
ΧΡΟΝΙΚΗ ΚΑΤΑΝΟΜΗ ΒΑΘΟΥΣ ΑΝΑΝΤΗ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ



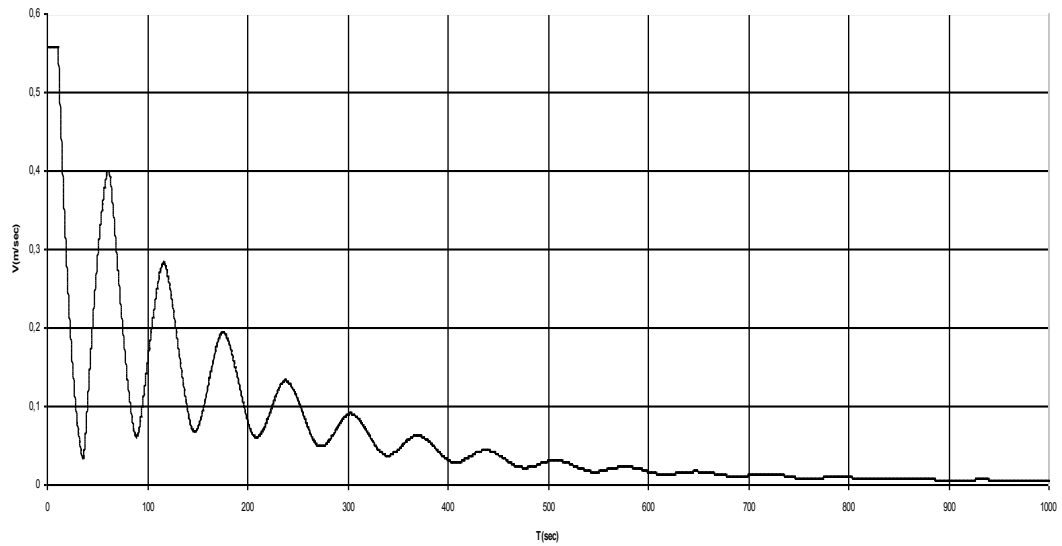
ΧΡΟΝΙΚΗ ΚΑΤΑΝΟΜΗ ΤΑΧΥΤΗΤΑΣ ΑΝΑΝΤΗ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ



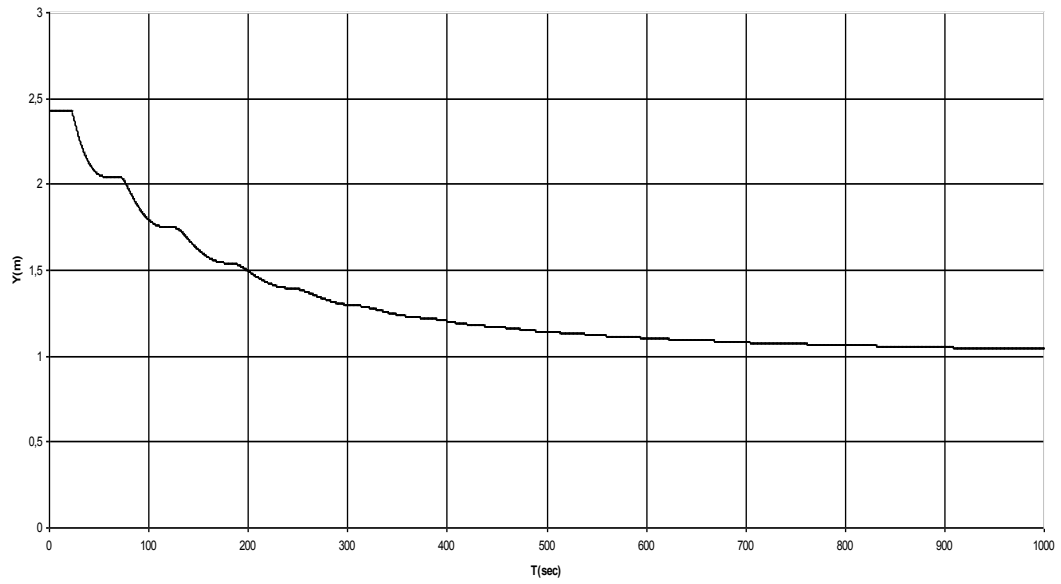
ΧΡΟΝΙΚΗ ΚΑΤΑΝΟΜΗ ΒΑΘΟΥΣ ΣΤΟ ΜΕΣΟ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ



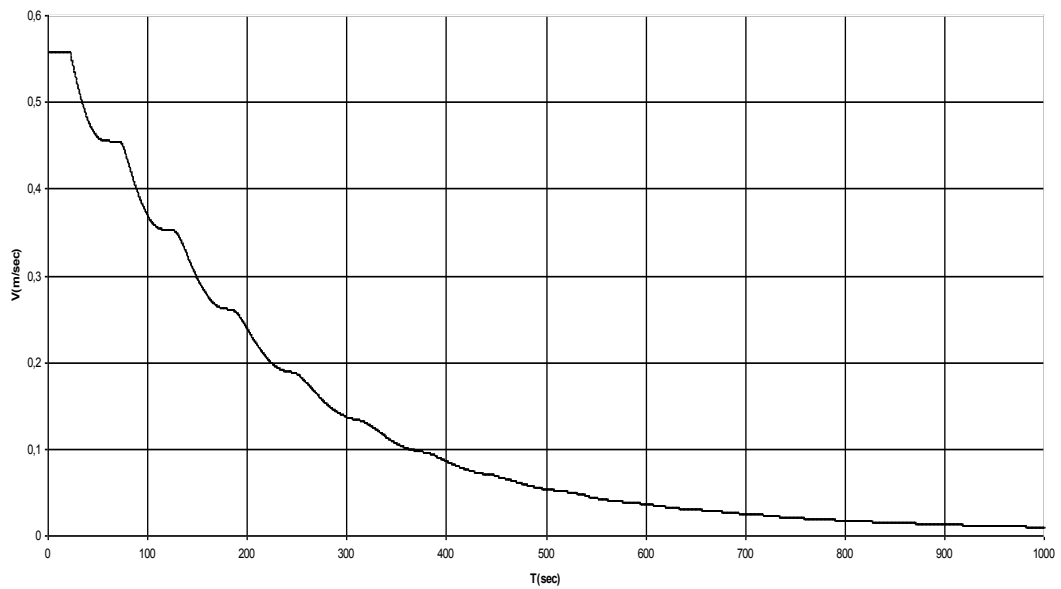
ΧΡΟΝΙΚΗ ΚΑΤΑΝΟΜΗ ΤΑΧΥΤΗΤΑΣ ΣΤΟ ΜΕΣΟ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ

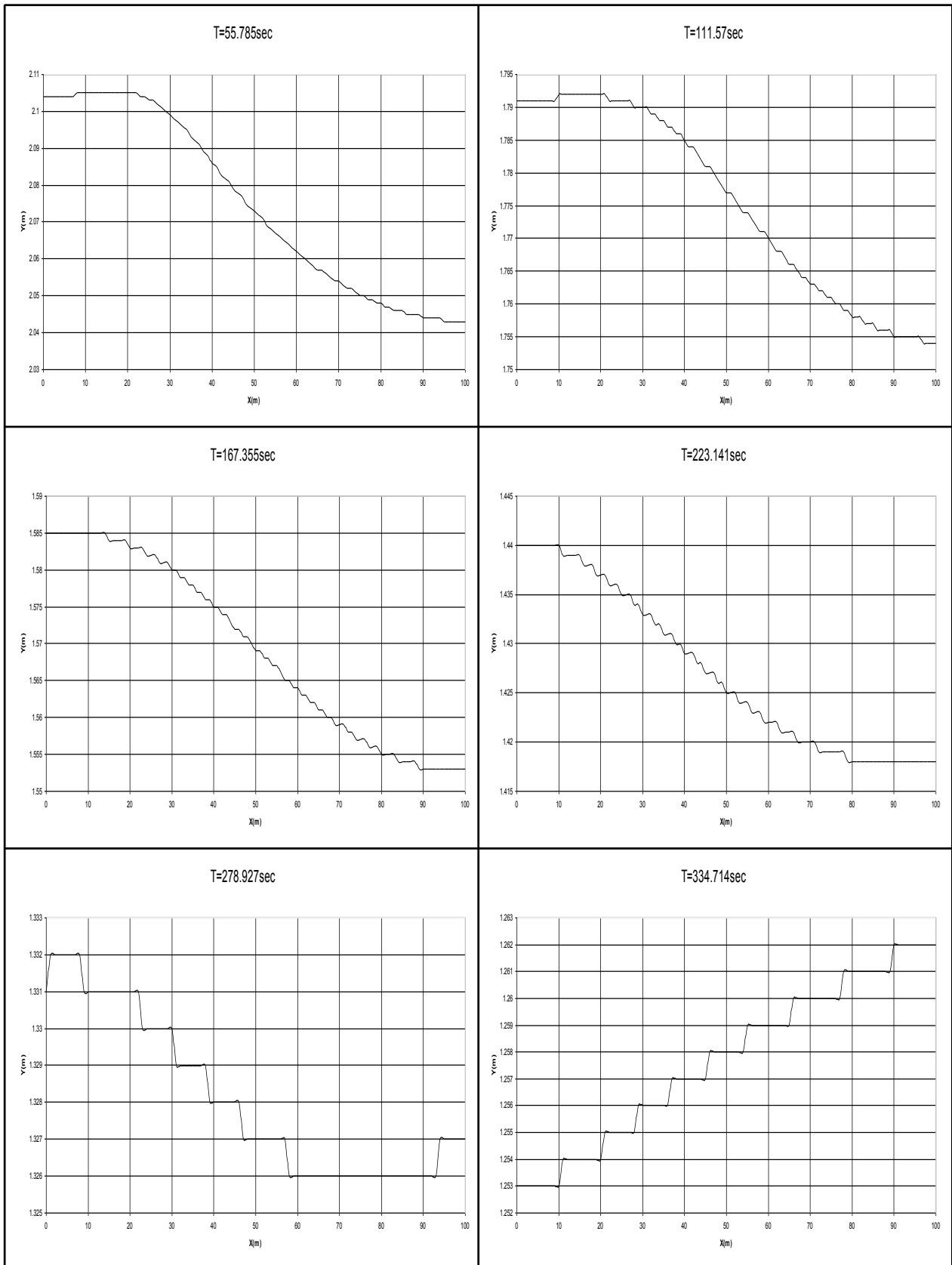


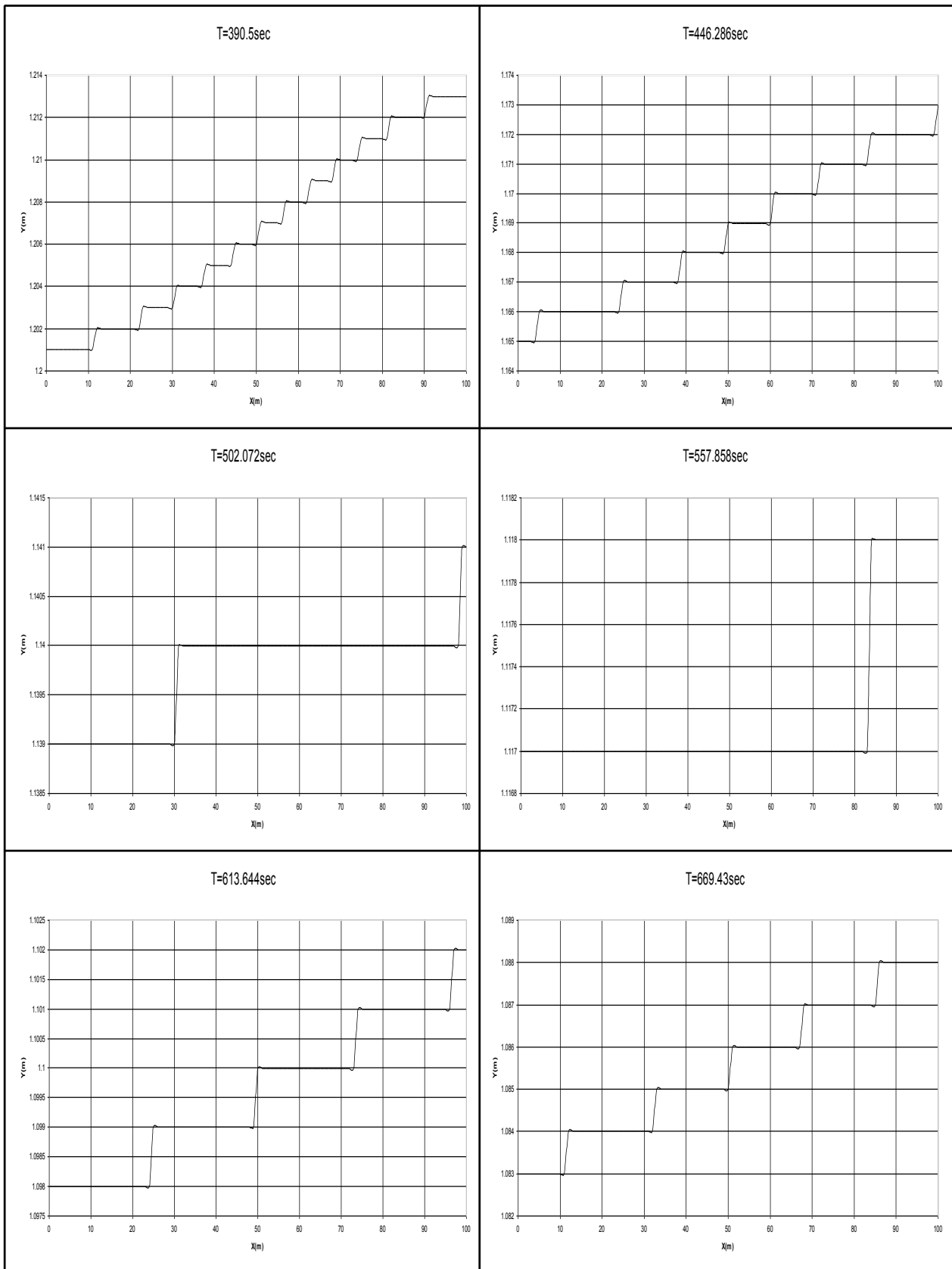
ΧΡΟΝΙΚΗ ΚΑΤΑΝΟΜΗ ΒΑΘΟΥΣ ΚΑΤΑΝΤΗ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ

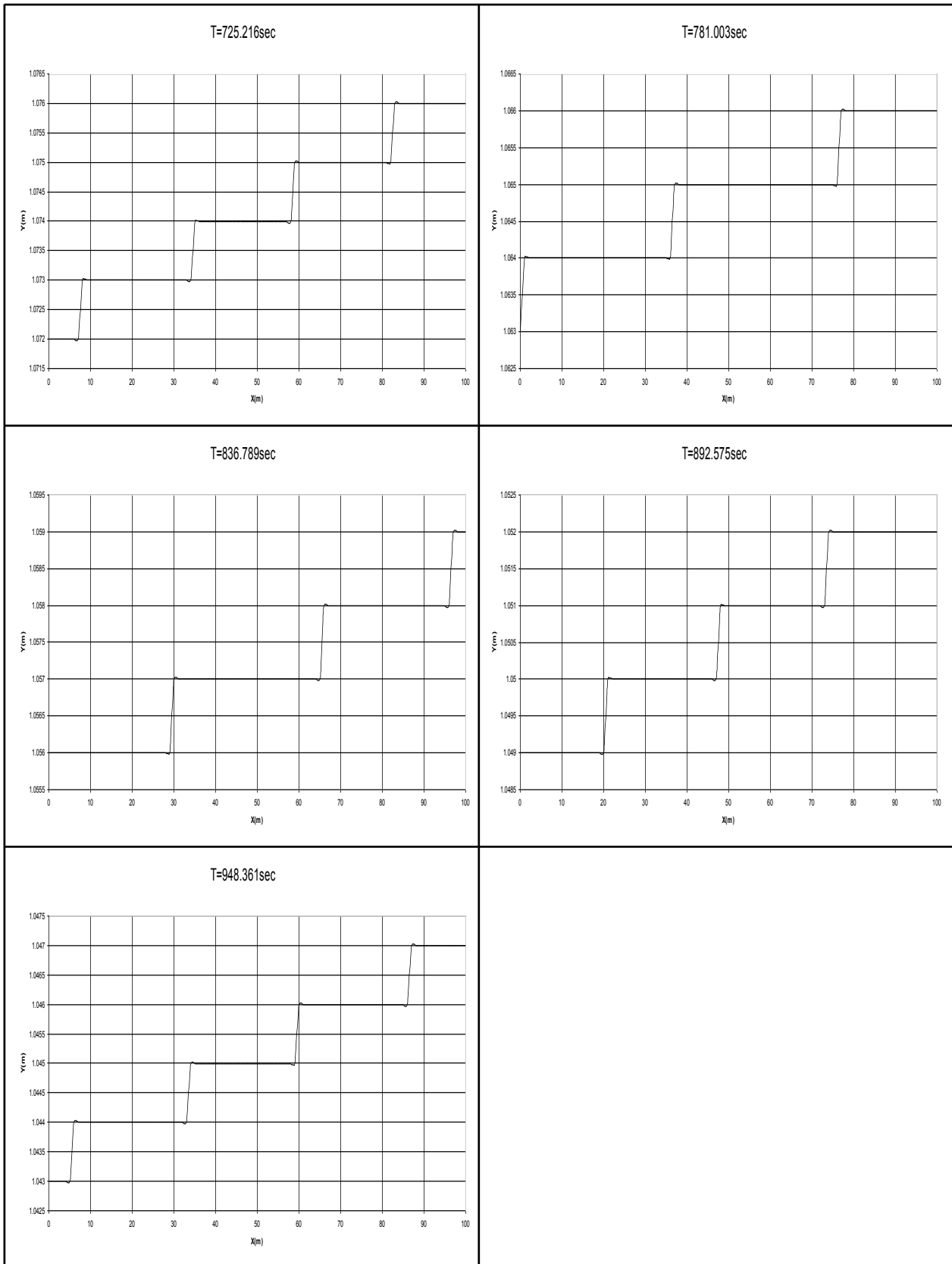


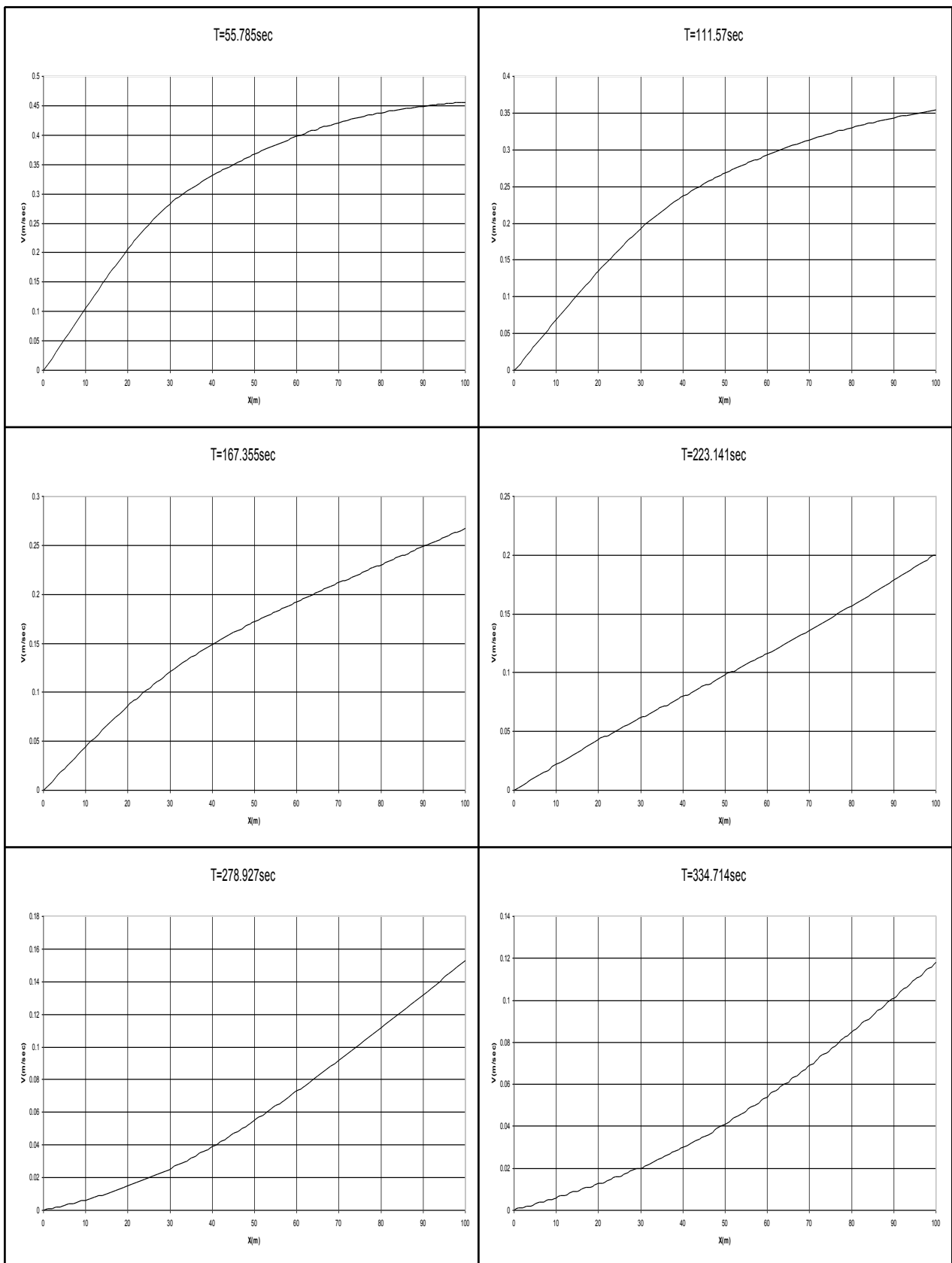
ΧΡΟΝΙΚΗ ΚΑΤΑΝΟΜΗ ΤΑΧΥΤΗΤΑΣ ΚΑΤΑΝΤΗ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ

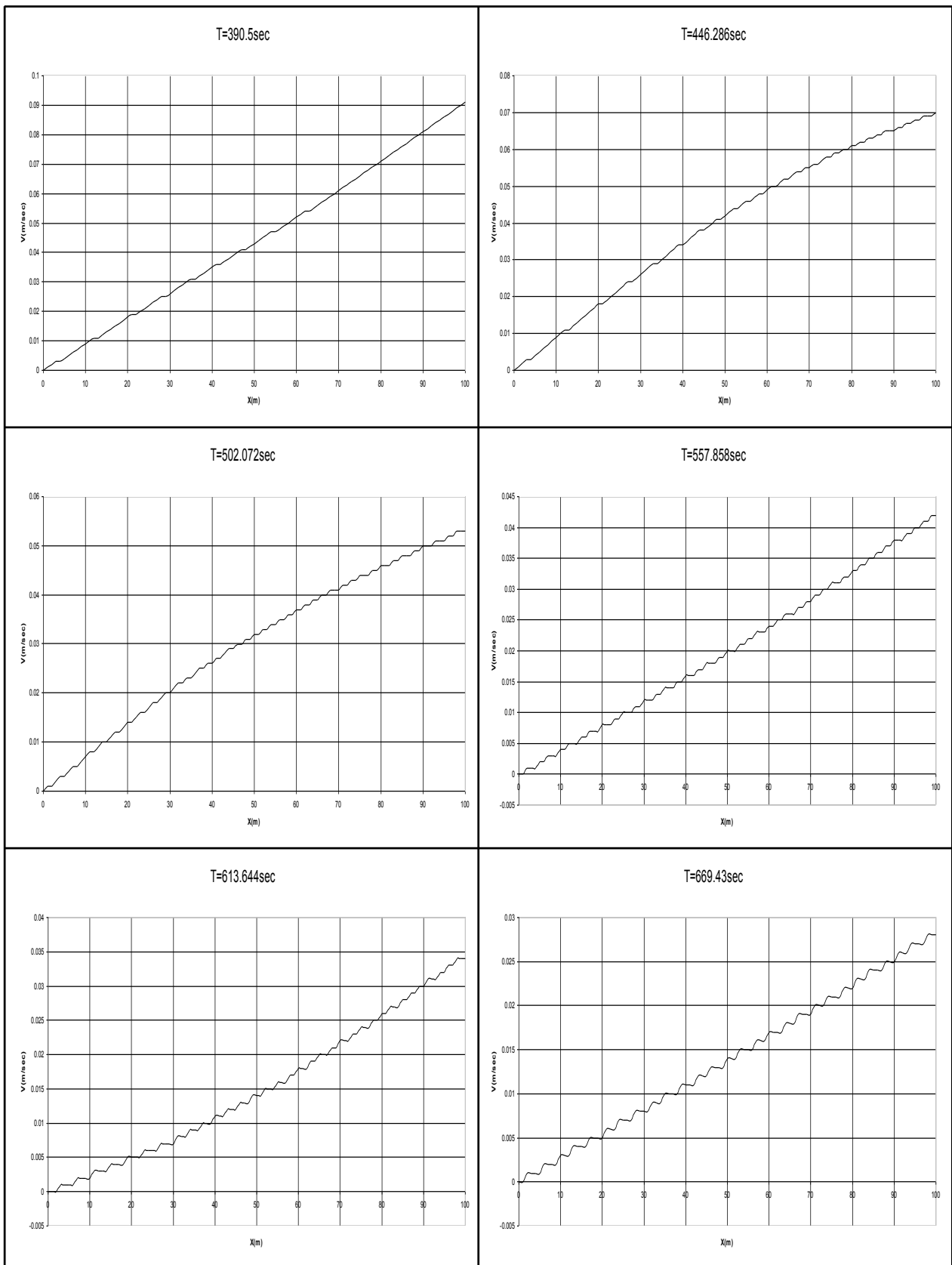


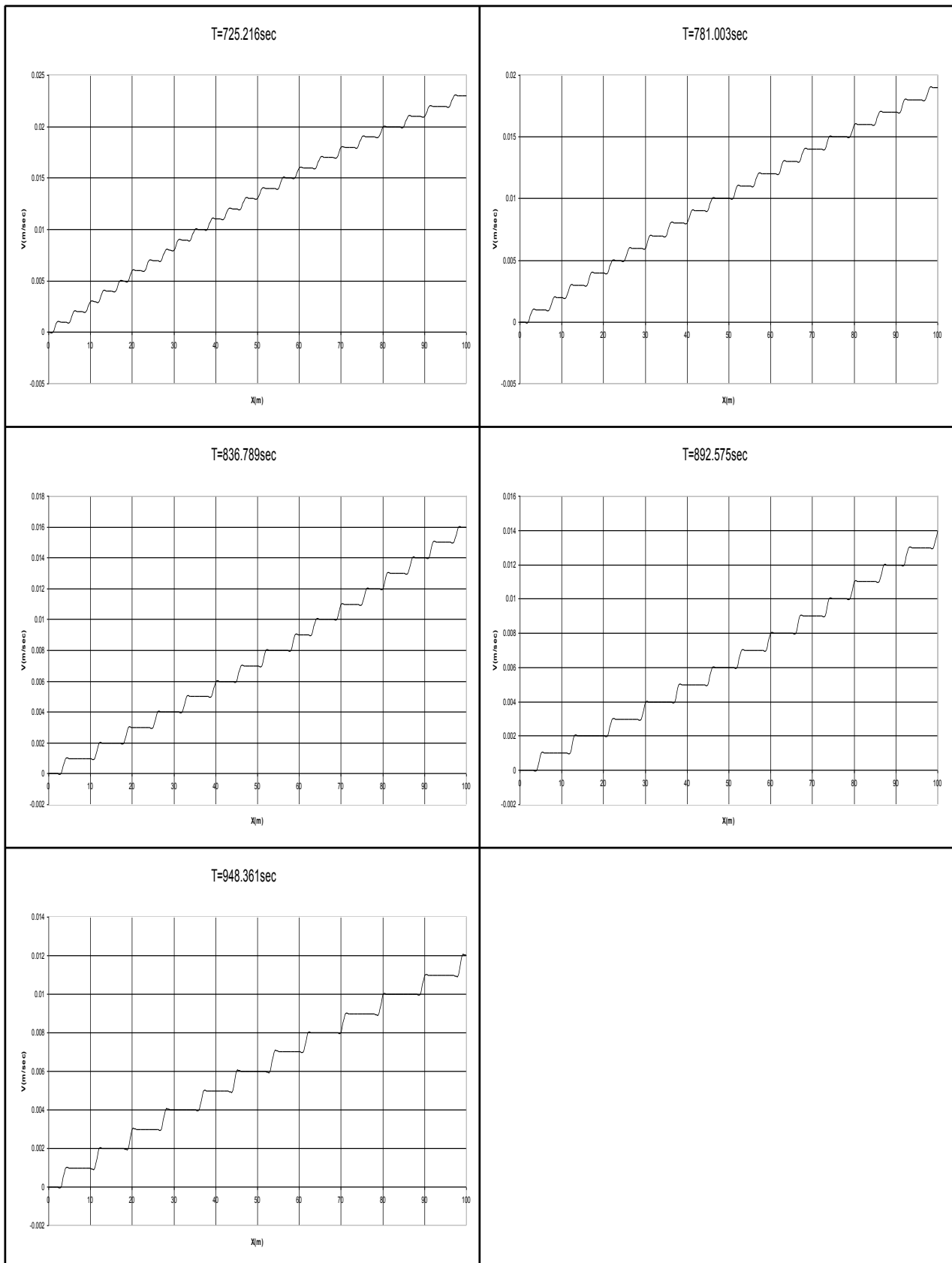












ΘΥΡΟΦΡΑΓΜΑ – ΑΝΟΙΚΤΟΣ ΑΓΩΓΟΣ – ΕΚΧΕΙΛΙΣΤΗΣ

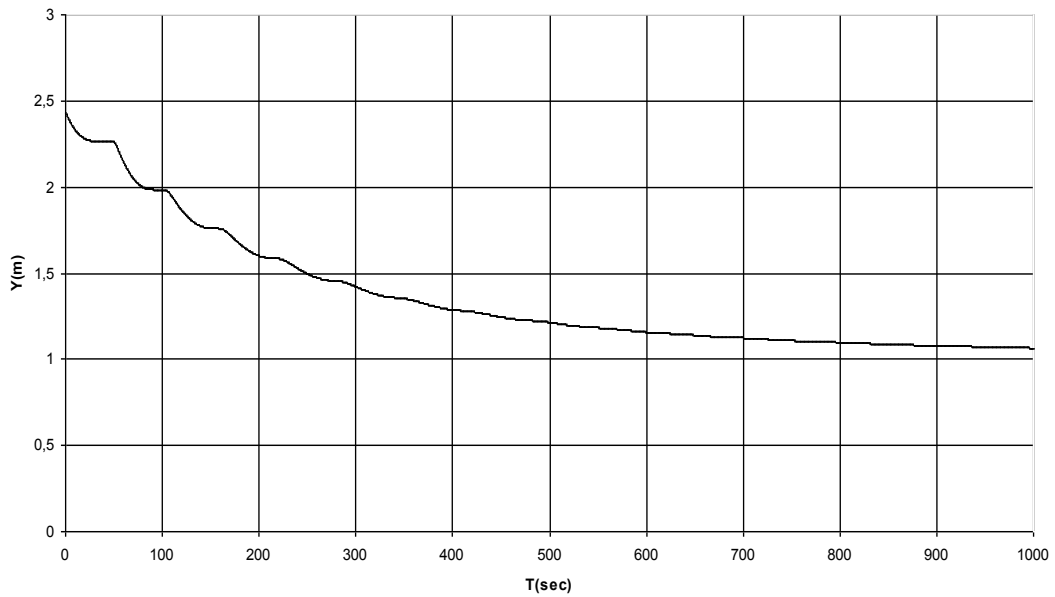
ΣΤΑΘΕΡΟ ΒΑΘΟΣ ΡΟΗΣ ΚΑΤΑ ΜΗΚΟΣ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ
ΧΡΗΣΙΜΟΠΟΙΕΙΤΑΙ ΩΣ ΑΡΧΙΚΗ ΣΥΝΘΗΚΗ

ΜΕΤΑΒΑΤΙΚΕΣ ΣΥΝΘΗΚΕΣ ΡΟΗΣ ΠΑΡΑΓΟΝΤΑΙ ΑΠΟ ΓΡΗΓΟΡΟ ΚΛΕΙΣΙΜΟ
ΤΟΥ ΑΝΑΝΤΗ ΘΥΡΟΦΡΑΓΜΑΤΟΣ

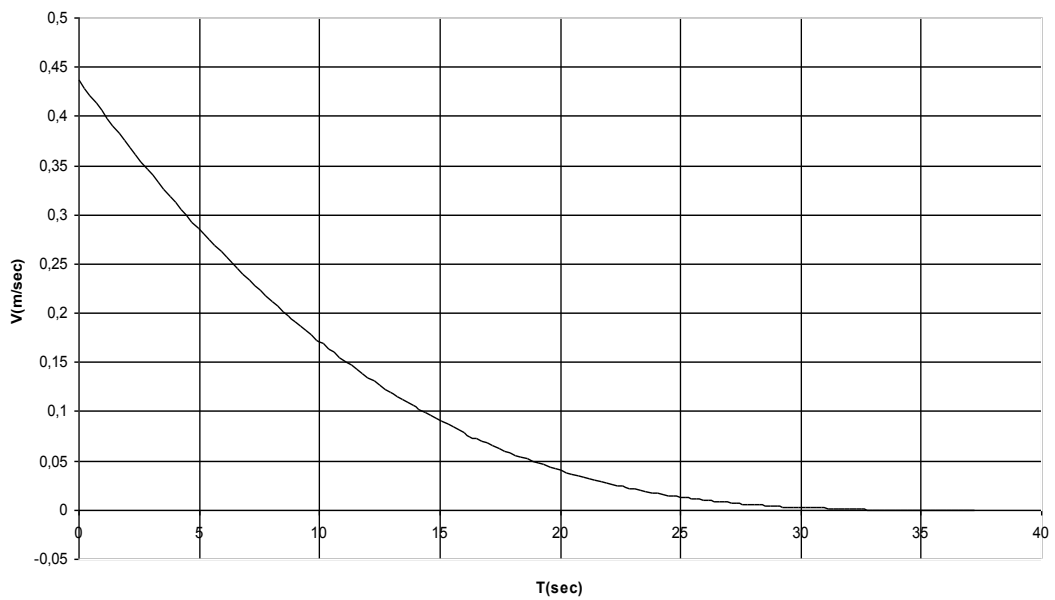
ΔΕΔΟΜΕΝΑ ΠΟΥ ΧΡΗΣΙΜΟΠΟΙΟΥΝΤΑΙ ΑΠΟ ΤΟ ΠΡΟΓΡΑΜΜΑ

ΑΡΧΙΚΗ ΠΑΡΟΧΗ $Q_0 (m^3 / sec)$	= 12
ΑΡΧΙΚΟ ΒΑΘΟΣ $y_d (m)$	= 2.432
ΣΥΝΤΕΛΕΣΤΗΣ MANNING n	= 0.013
ΠΛΑΤΟΣ ΠΥΘΜΕΝΑ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ $B_o (m)$	= 4
ΠΛΕΥΡΙΚΗ ΚΛΙΣΗ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ s s ΟΡΙΖΟΝΤΙΑ : 1 ΚΑΤΑΚΟΡΥΦΗ	= 3
ΜΗΚΟΣ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ $L(m)$	= 100
ΠΛΗΘΟΣ ΤΜΗΜΑΤΩΝ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ N	= 100
ΔΙΑΡΚΕΙΑ ΠΛΗΡΟΥΣ ΚΛΕΙΣΙΜΑΤΟΣ ΤΟΥ ΘΥΡΟΦΡΑΓΜΑΤΟΣ $t_s (sec)$	= 37
ΧΡΟΝΙΚΗ ΔΙΑΡΚΕΙΑ ΕΞΕΛΙΞΗΣ $T_{MAX} (sec)$	= 1000
ΕΠΙΤΑΧΥΝΣΗ ΤΗΣ ΒΑΡΥΤΗΤΑΣ $g(m/sec^2)$	= 9.81

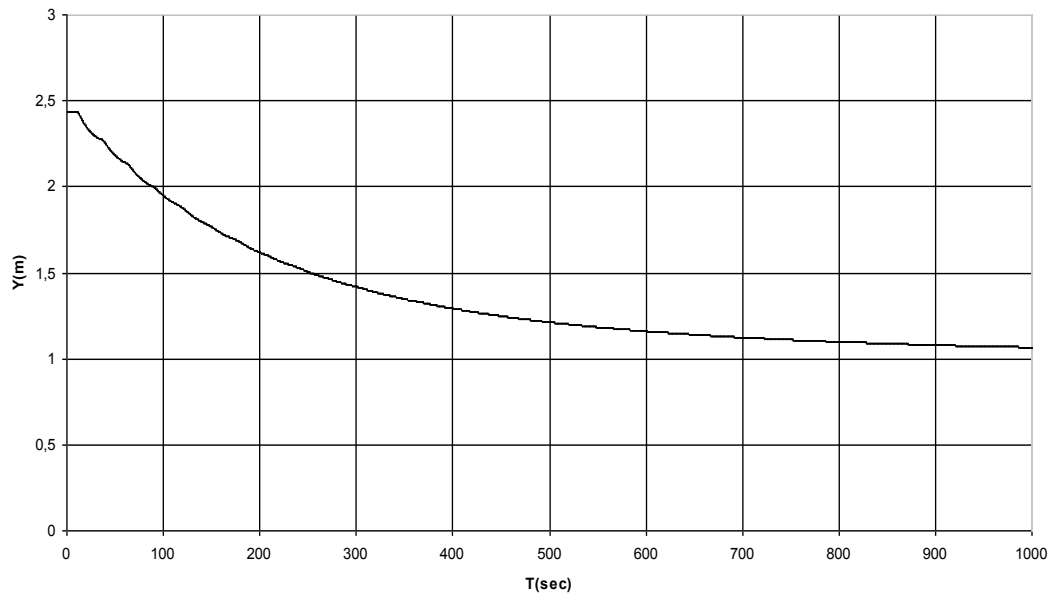
ΧΡΟΝΙΚΗ ΚΑΤΑΝΟΜΗ ΒΑΘΟΥΣ ΑΝΑΝΤΗ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ



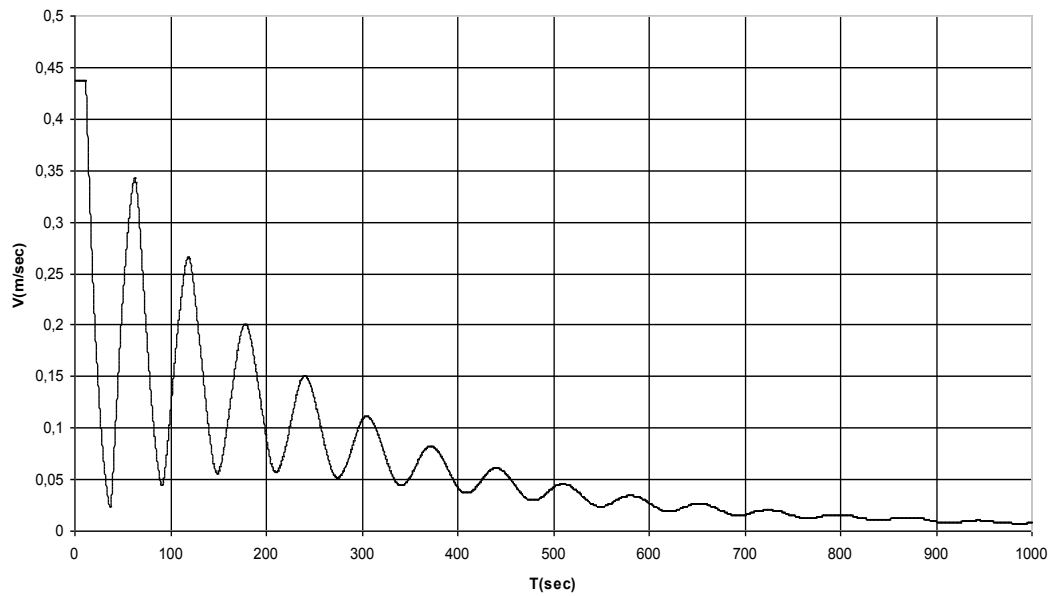
ΧΡΟΝΙΚΗ ΚΑΤΑΝΟΜΗ ΤΑΧΥΤΗΤΑΣ ΑΝΑΝΤΗ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ



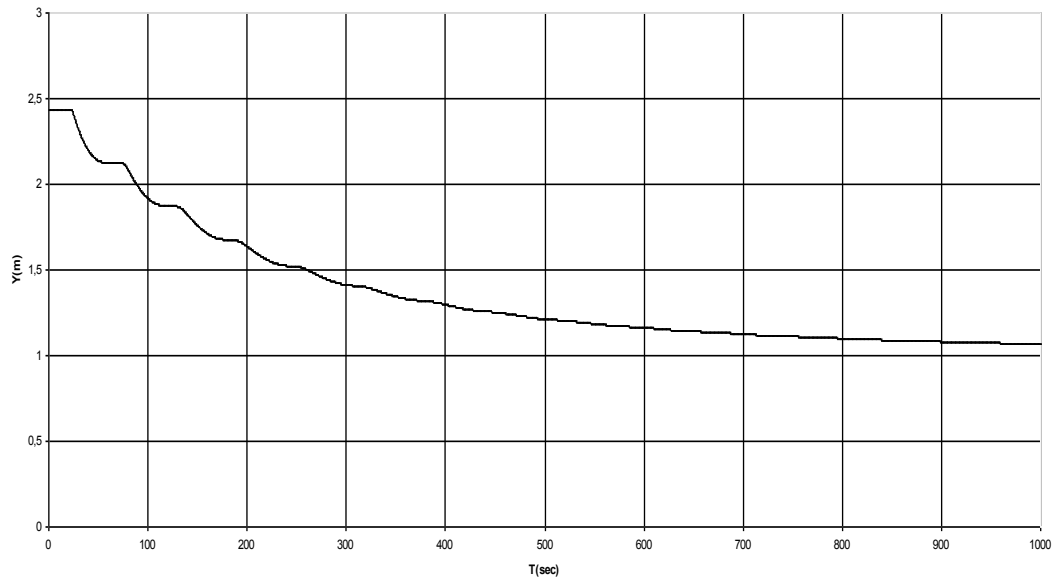
ΧΡΟΝΙΚΗ ΚΑΤΑΝΟΜΗ ΒΑΘΟΥΣ ΣΤΟ ΜΕΣΟ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ



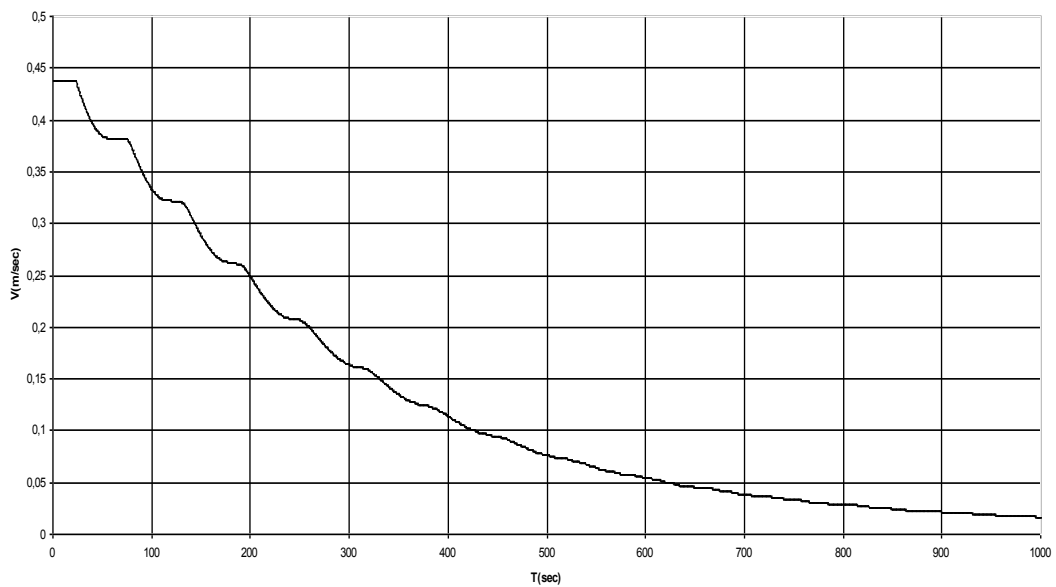
ΧΡΟΝΙΚΗ ΚΑΤΑΝΟΜΗ ΤΑΧΥΤΗΤΑΣ ΣΤΟ ΜΕΣΟ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ

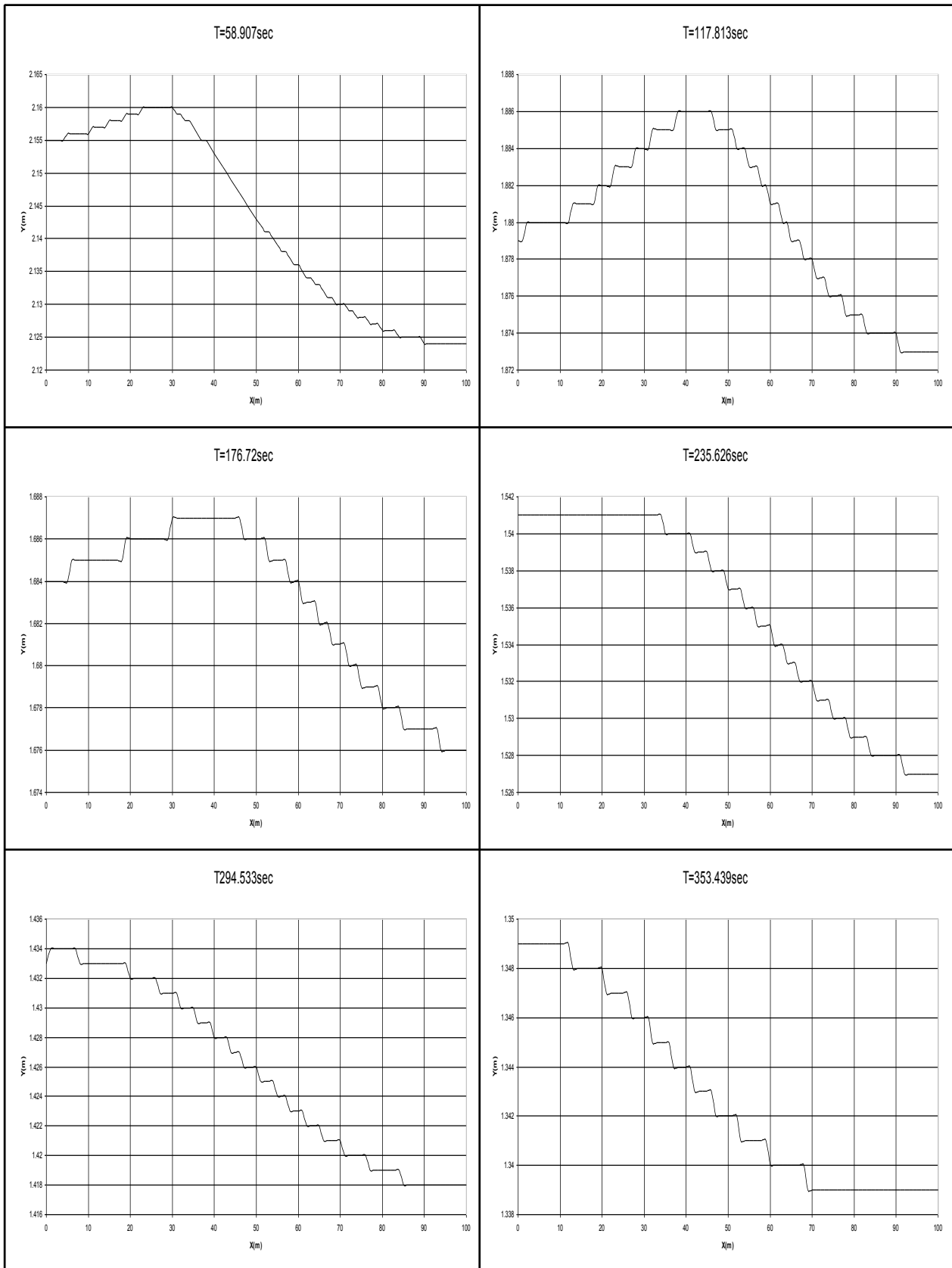


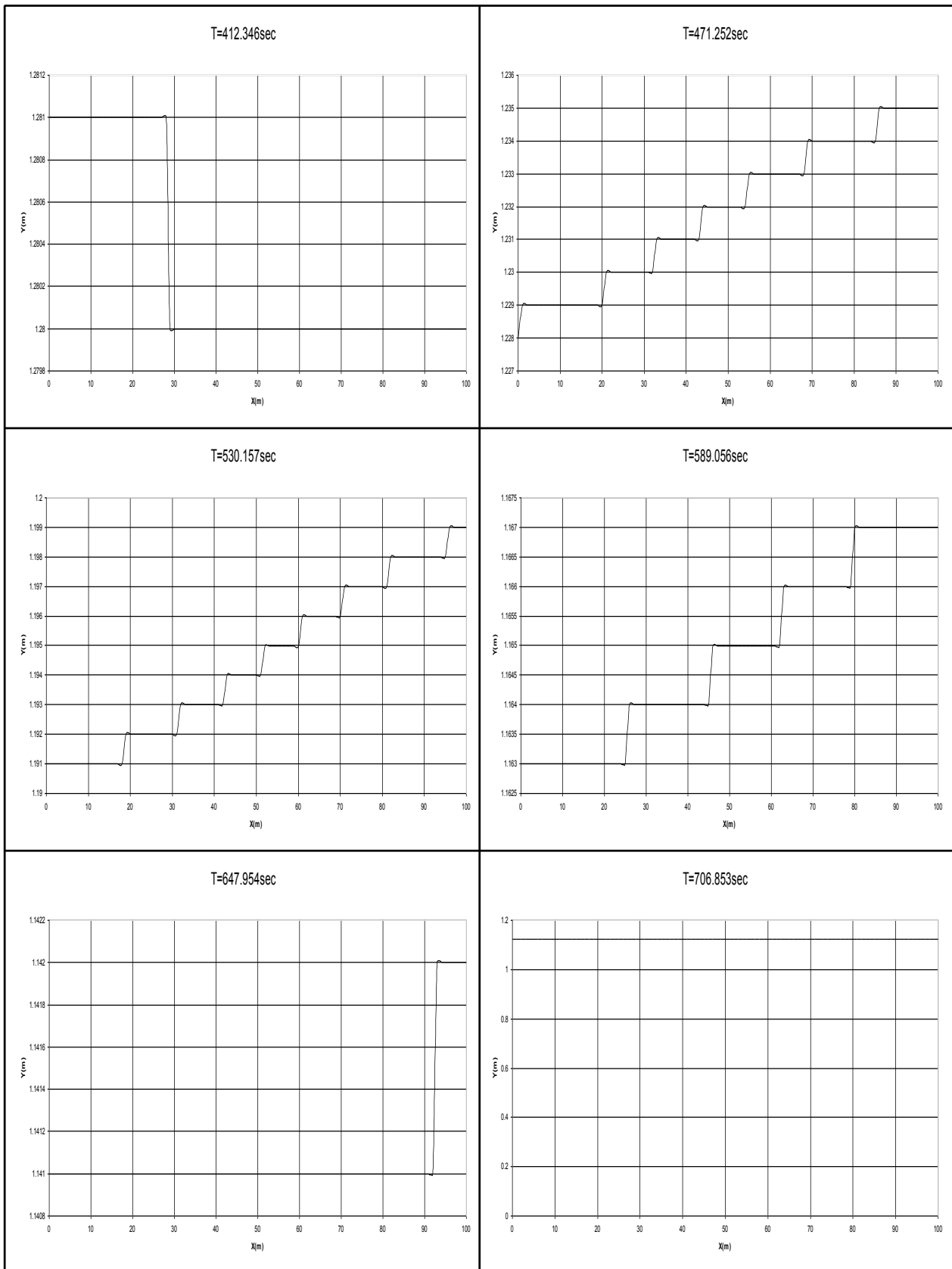
ΧΡΟΝΙΚΗ ΚΑΤΑΝΟΜΗ ΒΑΘΟΥΣ ΚΑΤΑΝΤΗ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ

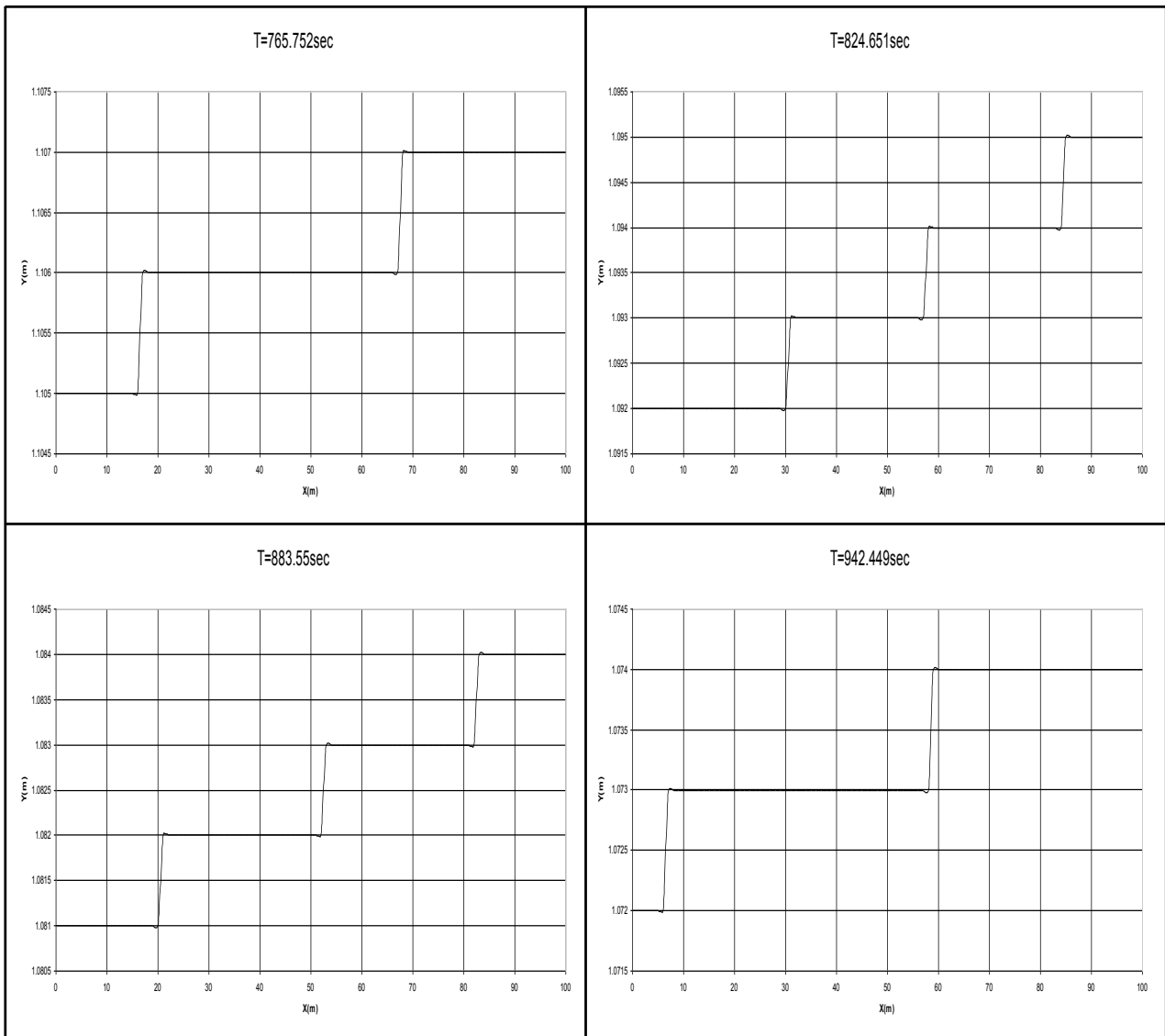


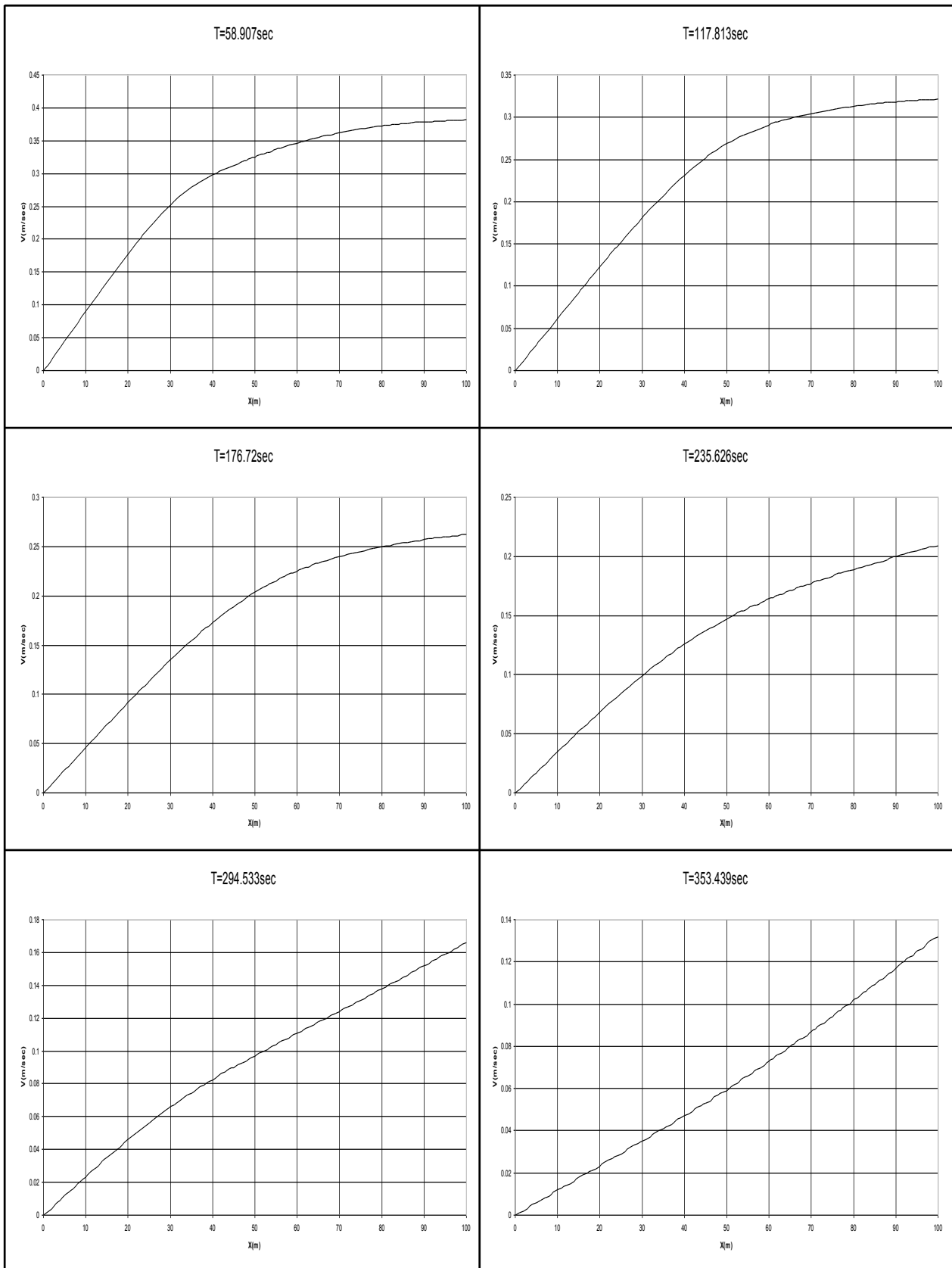
ΧΡΟΝΙΚΗ ΚΑΤΑΝΟΜΗ ΤΑΧΥΤΗΤΑΣ ΚΑΤΑΝΤΗ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ

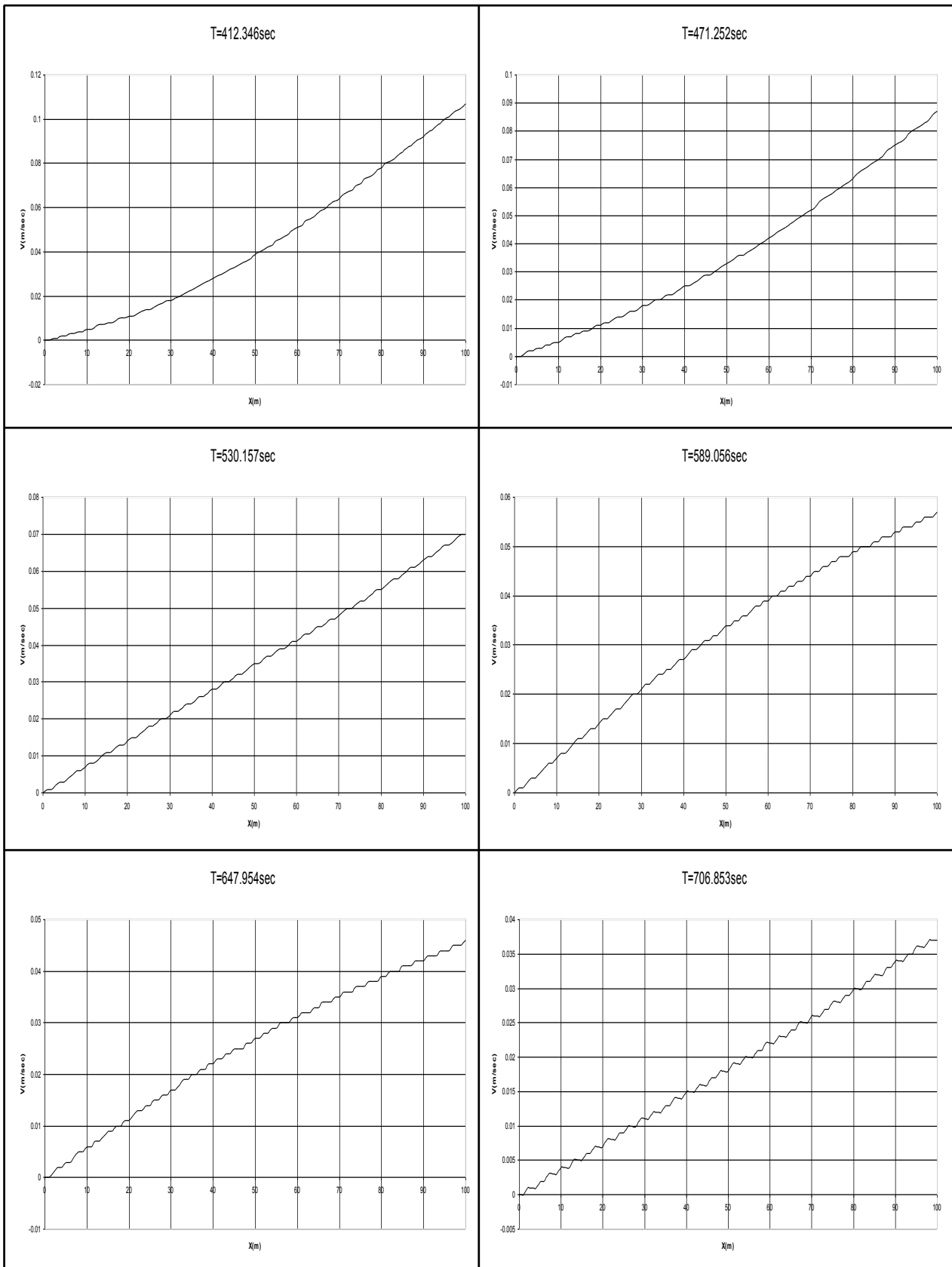


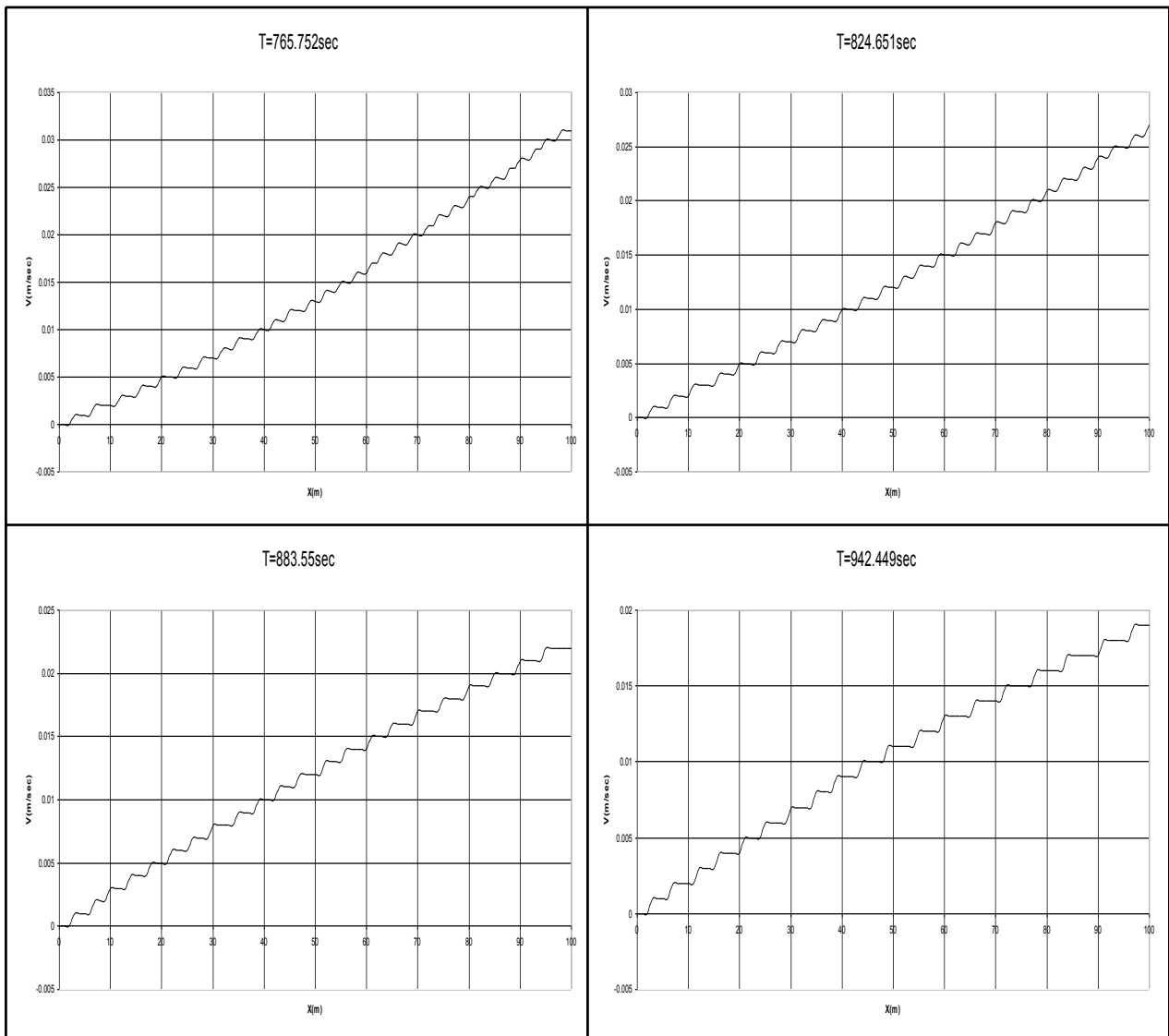












ΘΥΡΟΦΡΑΓΜΑ – ΑΝΟΙΚΤΟΣ ΑΓΩΓΟΣ – ΕΚΧΕΙΛΙΣΤΗΣ

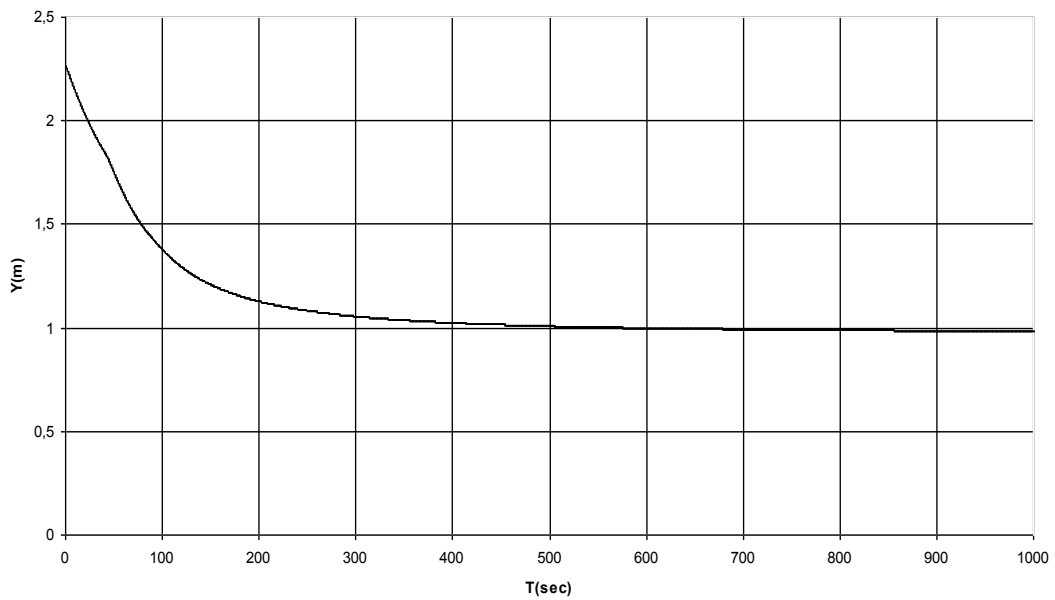
ΣΤΑΘΕΡΟ ΒΑΘΟΣ ΡΟΗΣ ΚΑΤΑ ΜΗΚΟΣ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ
ΧΡΗΣΙΜΟΠΟΙΕΙΤΑΙ ΩΣ ΑΡΧΙΚΗ ΣΥΝΘΗΚΗ

ΜΕΤΑΒΑΤΙΚΕΣ ΣΥΝΘΗΚΕΣ ΡΟΗΣ ΠΑΡΑΓΟΝΤΑΙ ΑΠΟ ΑΡΓΟ ΚΛΕΙΣΙΜΟ
ΤΟΥ ΑΝΑΝΤΗ ΘΥΡΟΦΡΑΓΜΑΤΟΣ

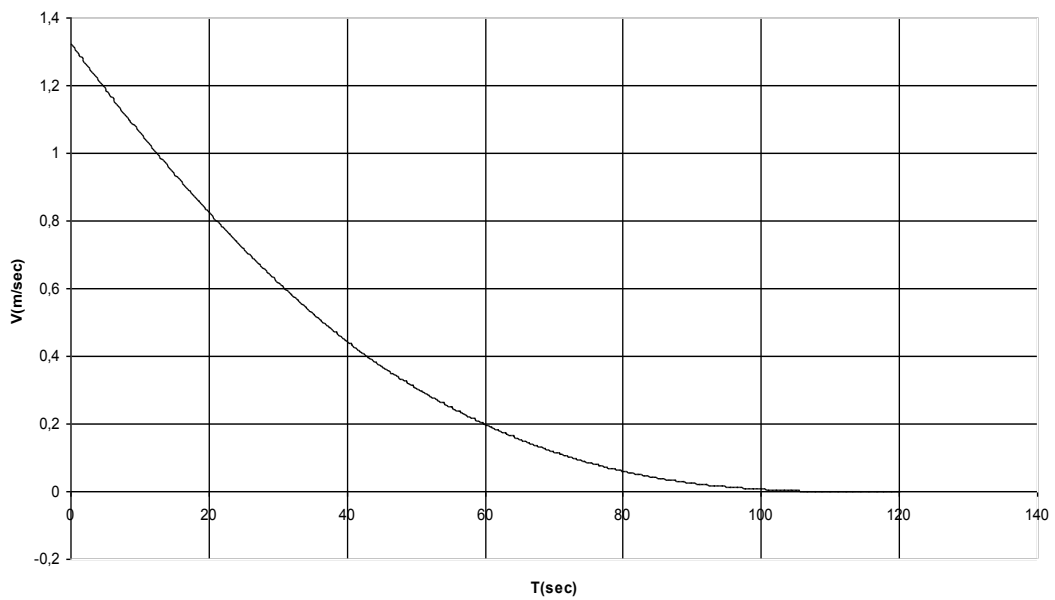
ΔΕΔΟΜΕΝΑ ΠΟΥ ΧΡΗΣΙΜΟΠΟΙΟΥΝΤΑΙ ΑΠΟ ΤΟ ΠΡΟΓΡΑΜΜΑ

ΑΡΧΙΚΗ ΠΑΡΟΧΗ $Q_0 (m^3 / sec)$	= 12
ΑΡΧΙΚΟ ΒΑΘΟΣ $y_d (m)$	= 2.267
ΣΥΝΤΕΛΕΣΤΗΣ MANNING n	= 0.013
ΠΛΑΤΟΣ ΠΥΘΜΕΝΑ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ $B_o (m)$	= 4
ΠΛΕΥΡΙΚΗ ΚΛΙΣΗ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ s s ΟΡΙΖΟΝΤΙΑ : 1 ΚΑΤΑΚΟΡΥΦΗ	= 0
ΜΗΚΟΣ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ $L(m)$	= 100
ΠΛΗΘΟΣ ΤΜΗΜΑΤΩΝ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ N	= 100
ΔΙΑΡΚΕΙΑ ΠΛΗΡΟΥΣ ΚΛΕΙΣΙΜΑΤΟΣ ΤΟΥ ΘΥΡΟΦΡΑΓΜΑΤΟΣ $t_s (sec)$	= 120
ΧΡΟΝΙΚΗ ΔΙΑΡΚΕΙΑ ΕΞΕΛΙΞΗΣ $T_{MAX} (sec)$	= 1000
ΕΠΙΤΑΧΥΝΣΗ ΤΗΣ ΒΑΡΥΤΗΤΑΣ $g(m/sec^2)$	= 9.81

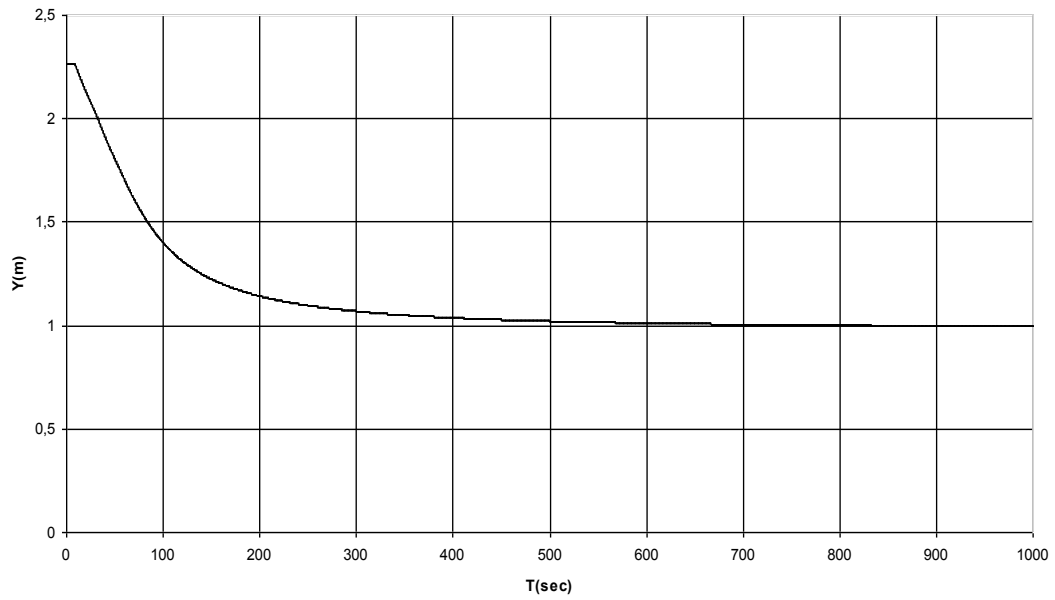
ΧΡΟΝΙΚΗ ΚΑΤΑΝΟΜΗ ΒΑΘΟΥΣ ΑΝΑΝΤΗ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ



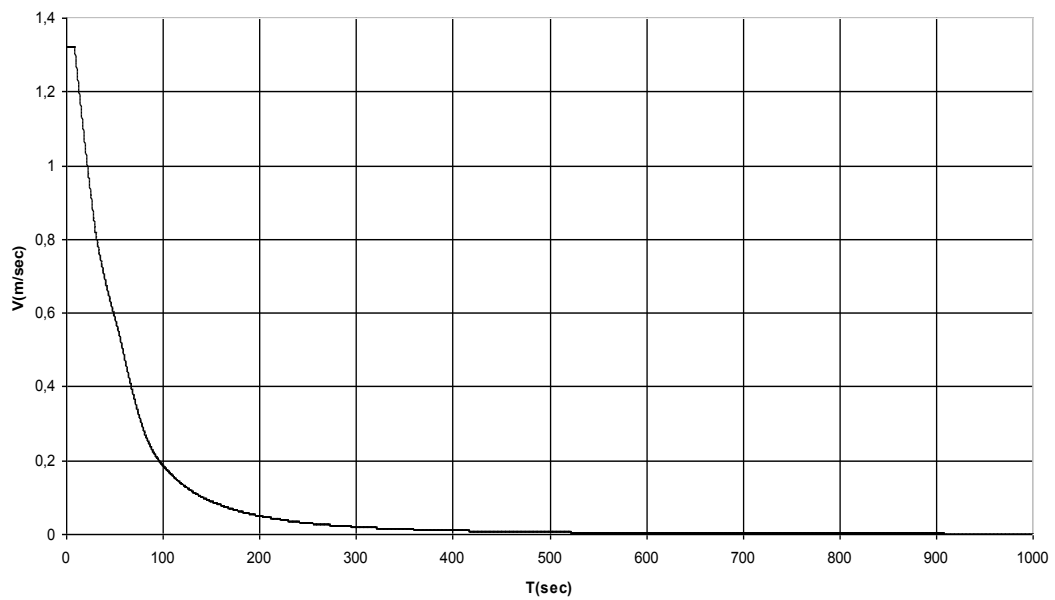
ΧΡΟΝΙΚΗ ΚΑΤΑΝΟΜΗ ΤΑΧΥΤΗΤΑΣ ΑΝΑΝΤΗ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ



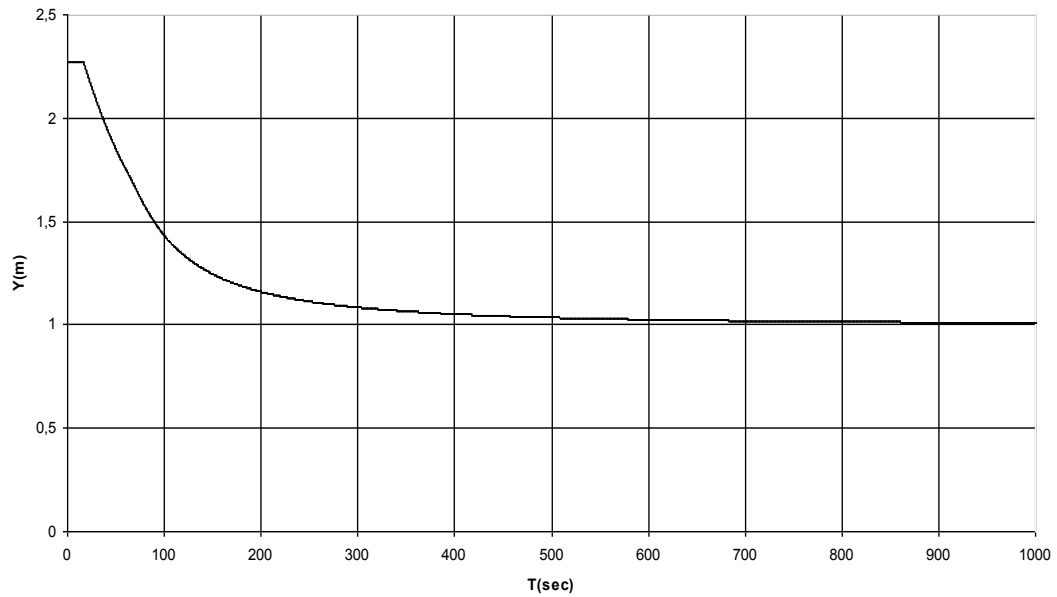
ΧΡΟΝΙΚΗ ΚΑΤΑΝΟΜΗ ΒΑΘΟΥΣ ΣΤΟ ΜΕΣΟ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ



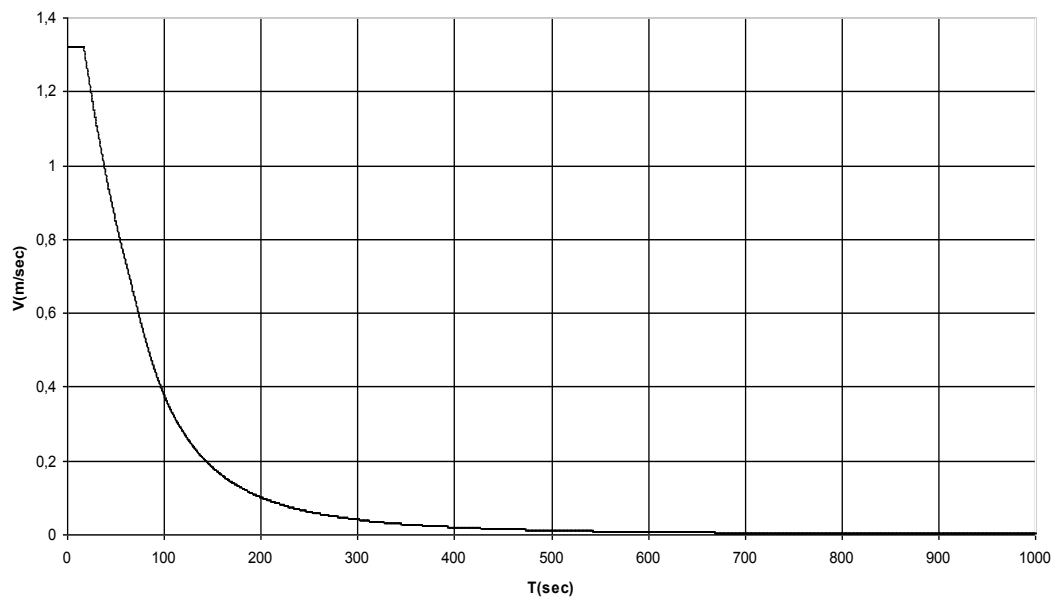
ΧΡΟΝΙΚΗ ΚΑΤΑΝΟΜΗ ΤΑΧΥΤΗΤΑΣ ΣΤΟ ΜΕΣΟ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ

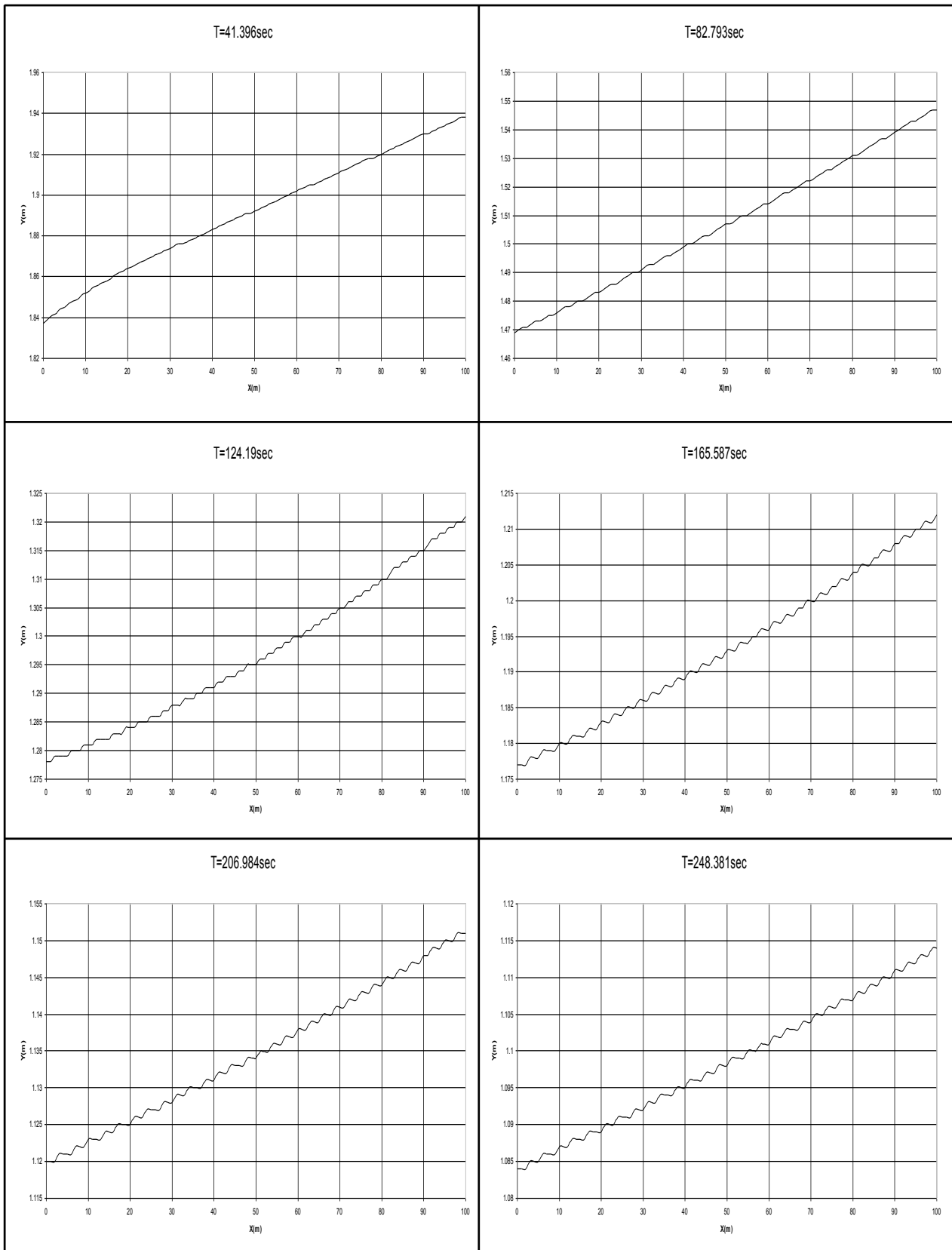


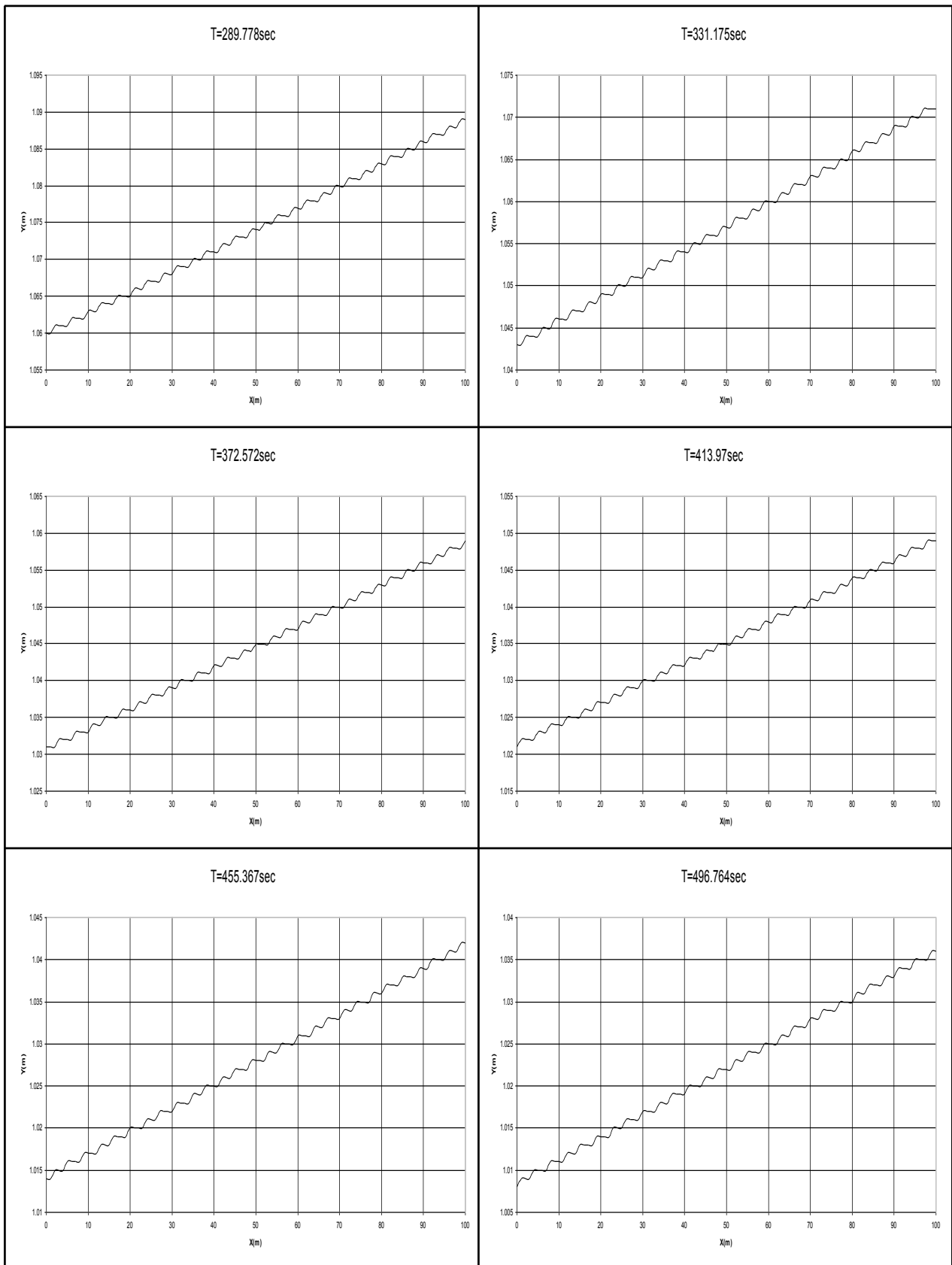
ΧΡΟΝΙΚΗ ΚΑΤΑΝΟΜΗ ΒΑΘΟΥΣ ΚΑΤΑΝΤΗ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ

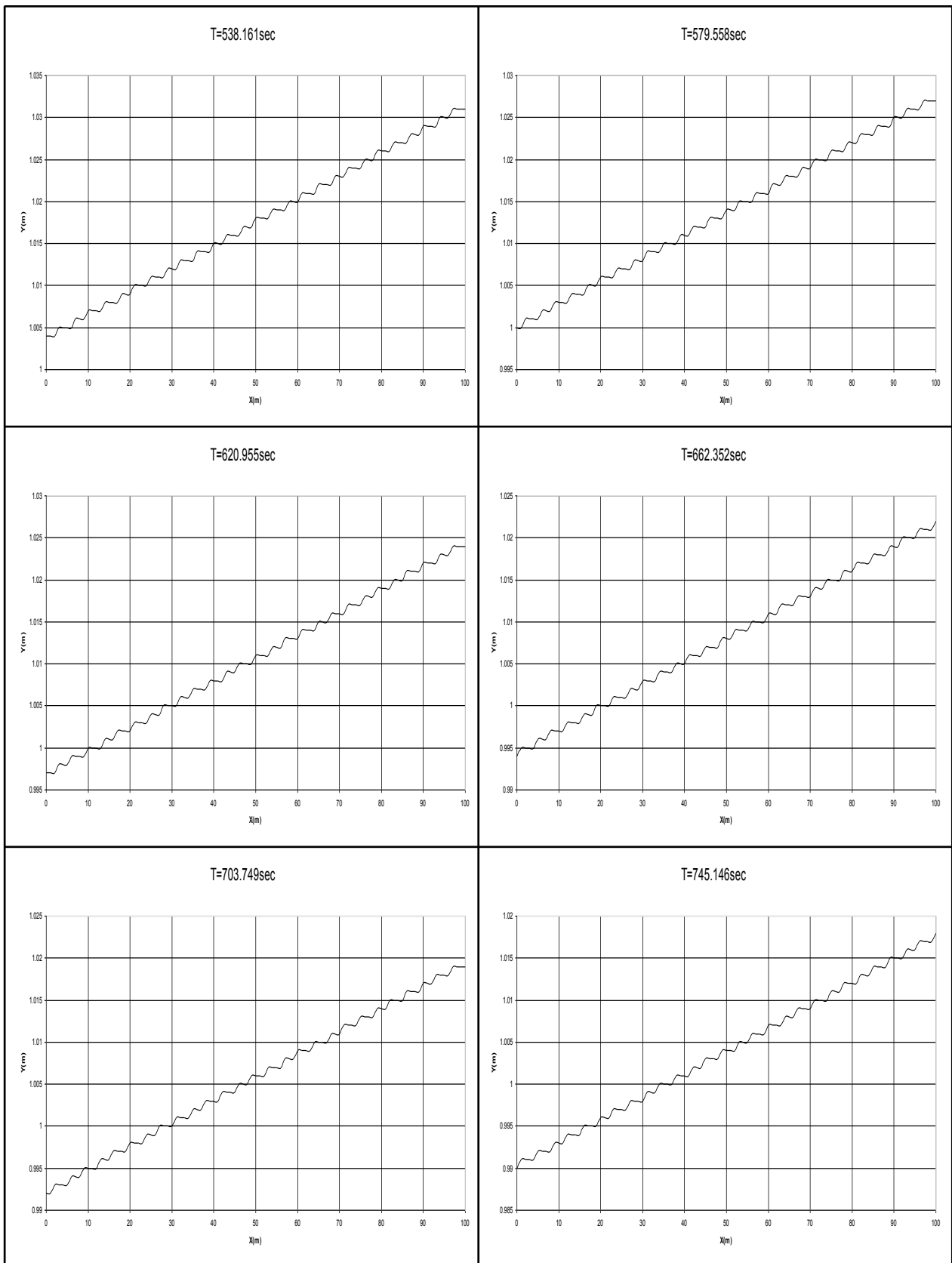


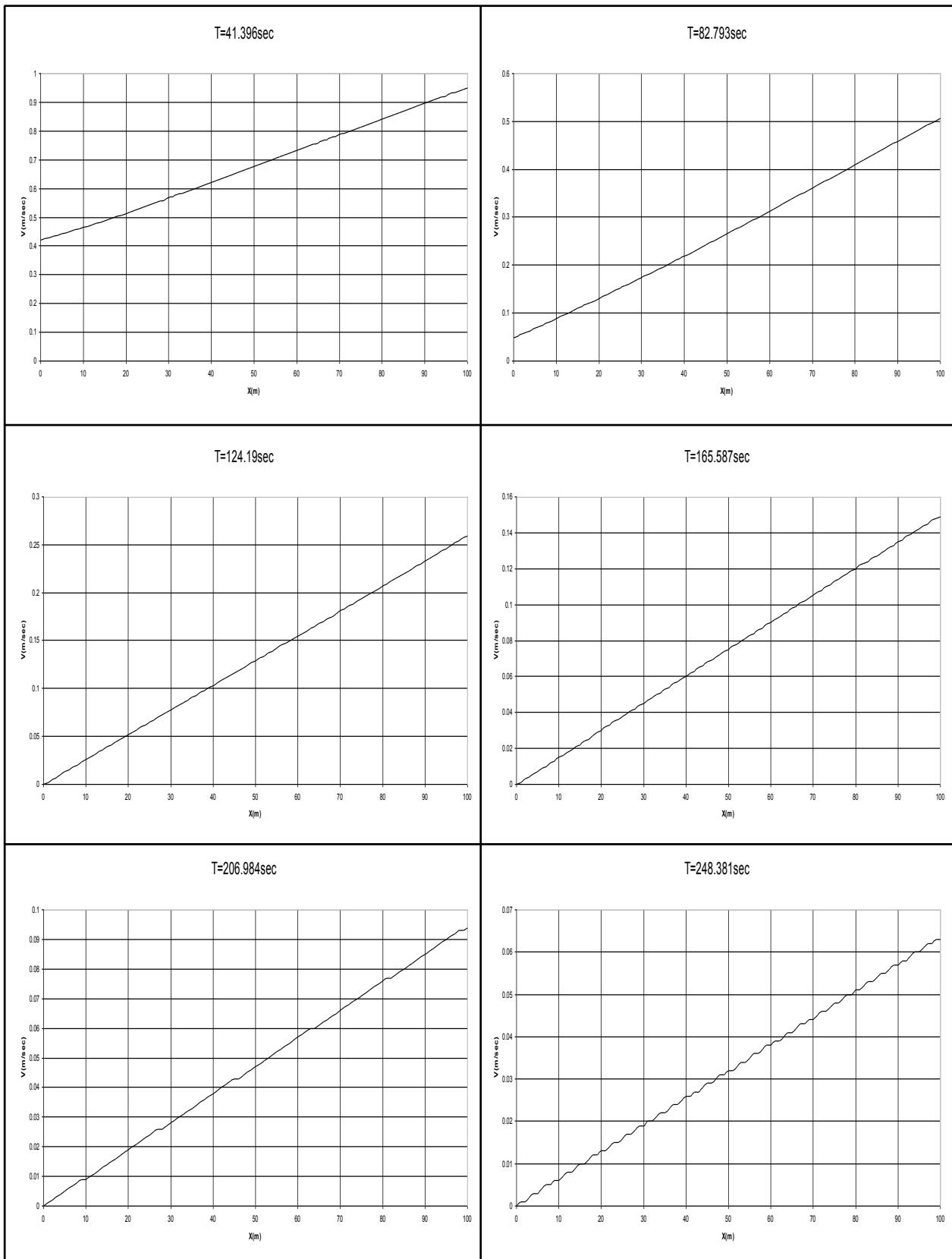
ΧΡΟΝΙΚΗ ΚΑΤΑΝΟΜΗ ΤΑΧΥΤΗΤΑΣ ΚΑΤΑΝΤΗ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ

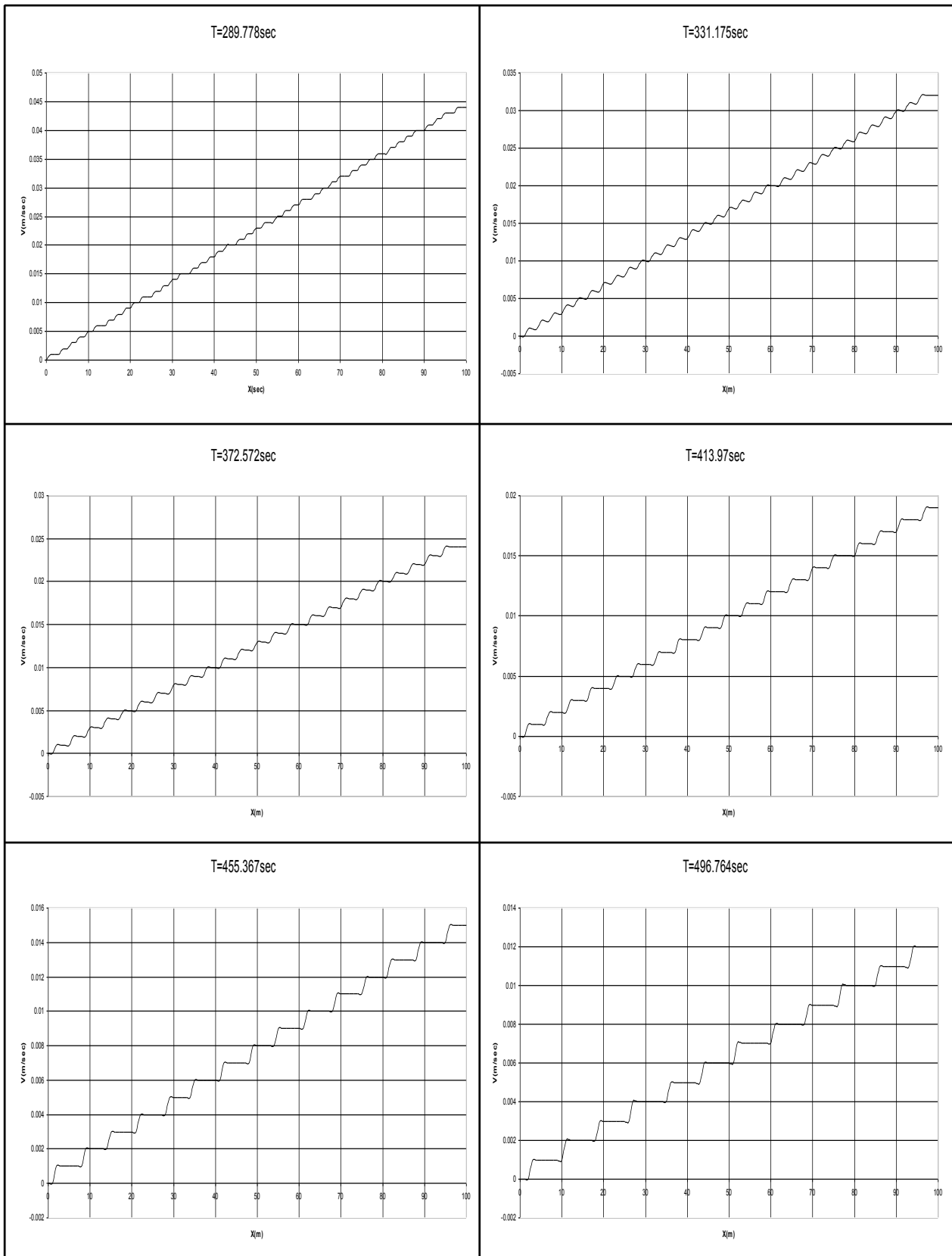


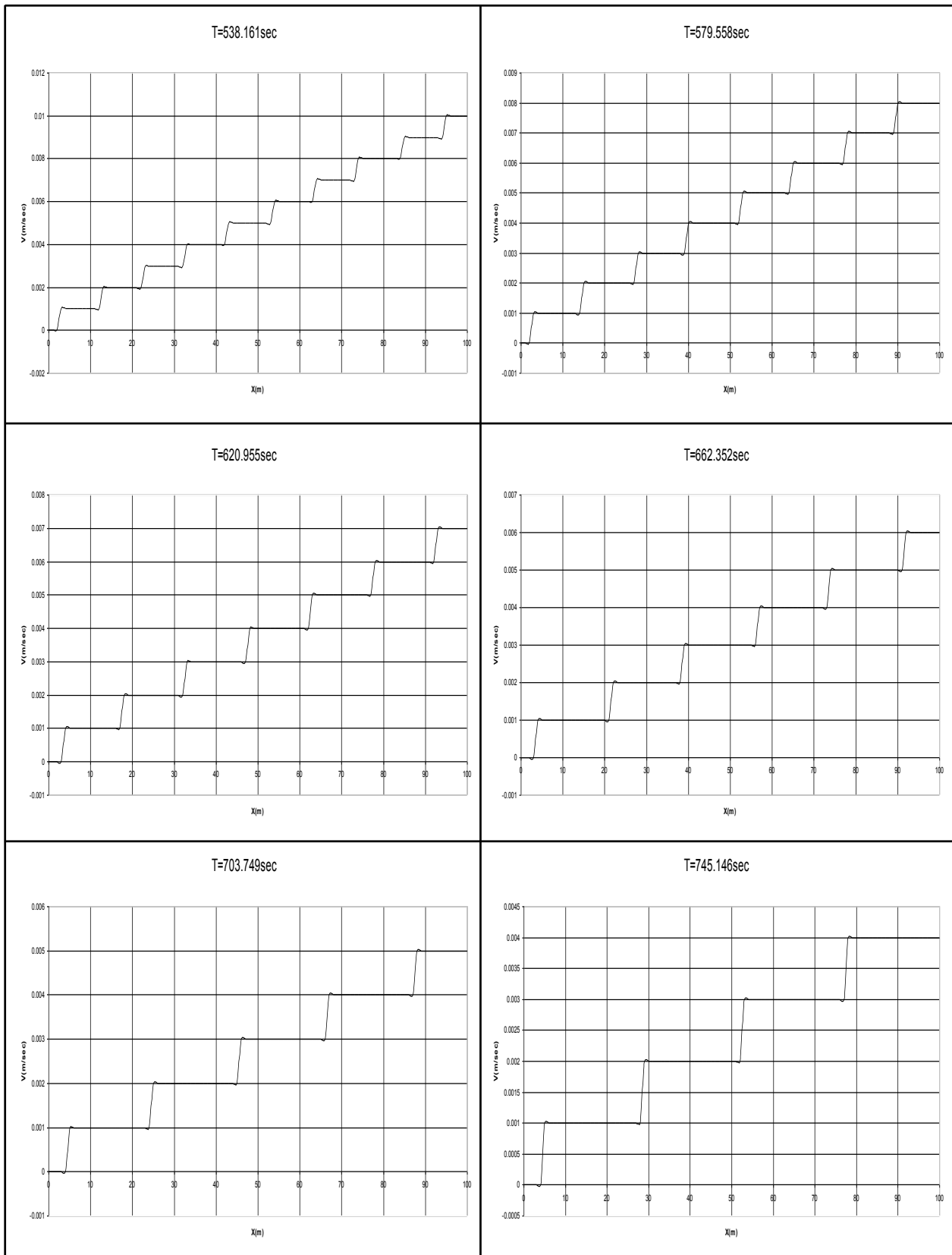












ΘΥΡΟΦΡΑΓΜΑ – ΑΝΟΙΚΤΟΣ ΑΓΩΓΟΣ – ΕΚΧΕΙΛΙΣΤΗΣ

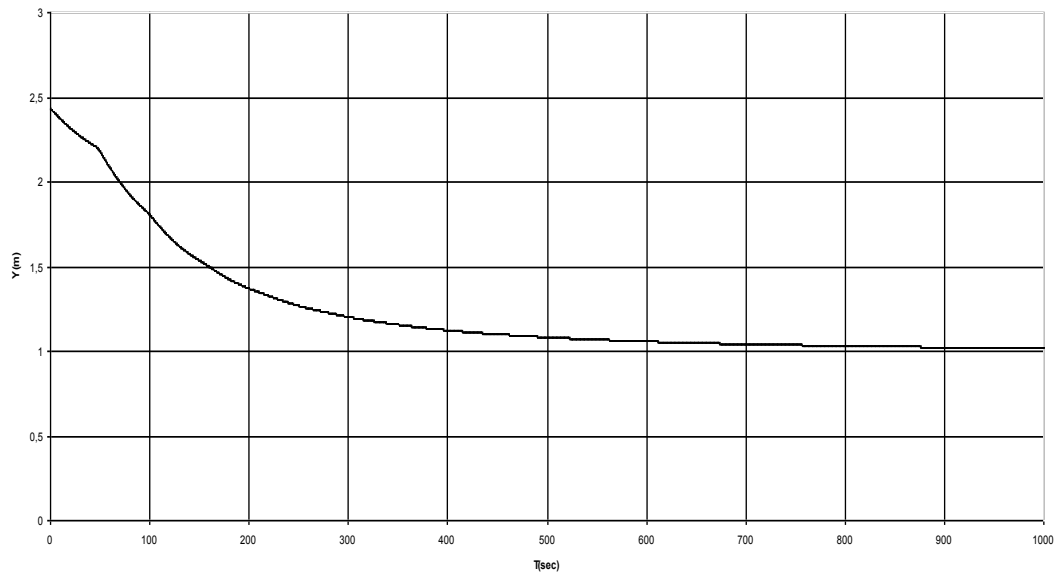
ΣΤΑΘΕΡΟ ΒΑΘΟΣ ΡΟΗΣ ΚΑΤΑ ΜΗΚΟΣ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ
ΧΡΗΣΙΜΟΠΟΙΕΙΤΑΙ ΩΣ ΑΡΧΙΚΗ ΣΥΝΘΗΚΗ

ΜΕΤΑΒΑΤΙΚΕΣ ΣΥΝΘΗΚΕΣ ΡΟΗΣ ΠΑΡΑΓΟΝΤΑΙ ΑΠΟ ΑΡΓΟ ΚΛΕΙΣΙΜΟ
ΤΟΥ ΑΝΑΝΤΗ ΘΥΡΟΦΡΑΓΜΑΤΟΣ

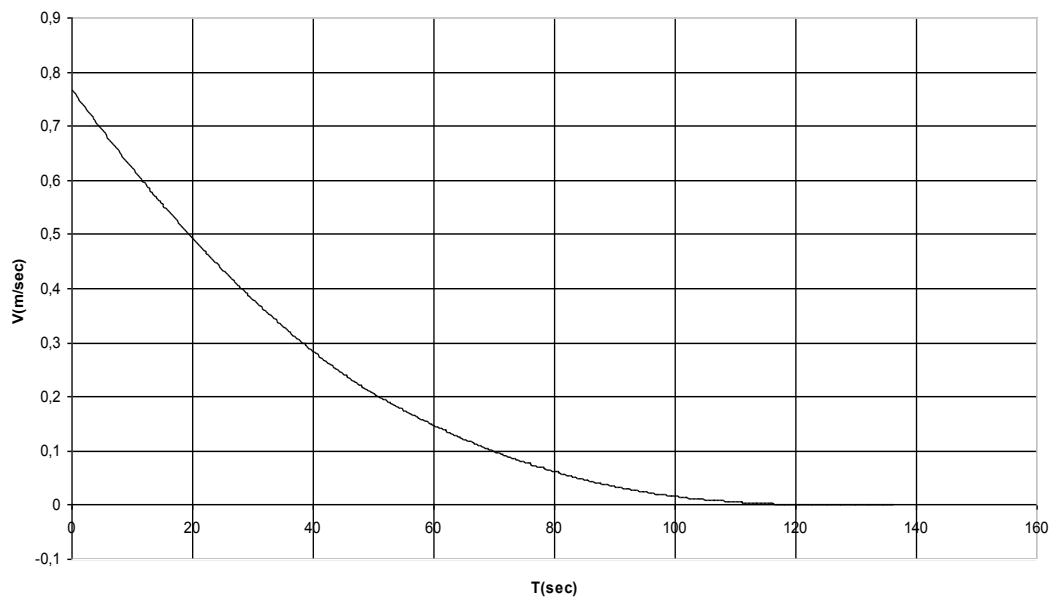
ΔΕΔΟΜΕΝΑ ΠΟΥ ΧΡΗΣΙΜΟΠΟΙΟΥΝΤΑΙ ΑΠΟ ΤΟ ΠΡΟΓΡΑΜΜΑ

ΑΡΧΙΚΗ ΠΑΡΟΧΗ $Q_0 (m^3 / sec)$	= 12
ΑΡΧΙΚΟ ΒΑΘΟΣ $y_d (m)$	= 2.432
ΣΥΝΤΕΛΕΣΤΗΣ MANNING n	= 0.013
ΠΛΑΤΟΣ ΠΥΘΜΕΝΑ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ $B_o (m)$	= 4
ΠΛΕΥΡΙΚΗ ΚΛΙΣΗ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ s s ΟΡΙΖΟΝΤΙΑ : 1 ΚΑΤΑΚΟΡΥΦΗ	= 1
ΜΗΚΟΣ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ $L(m)$	= 100
ΠΛΗΘΟΣ ΤΜΗΜΑΤΩΝ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ N	= 100
ΔΙΑΡΚΕΙΑ ΠΛΗΡΟΥΣ ΚΛΕΙΣΙΜΑΤΟΣ ΤΟΥ ΘΥΡΟΦΡΑΓΜΑΤΟΣ $t_s (sec)$	= 136
ΧΡΟΝΙΚΗ ΔΙΑΡΚΕΙΑ ΕΞΕΛΙΞΗΣ $T_{MAX} (sec)$	= 1000
ΕΠΙΤΑΧΥΝΣΗ ΤΗΣ ΒΑΡΥΤΗΤΑΣ $g(m/sec^2)$	= 9.81

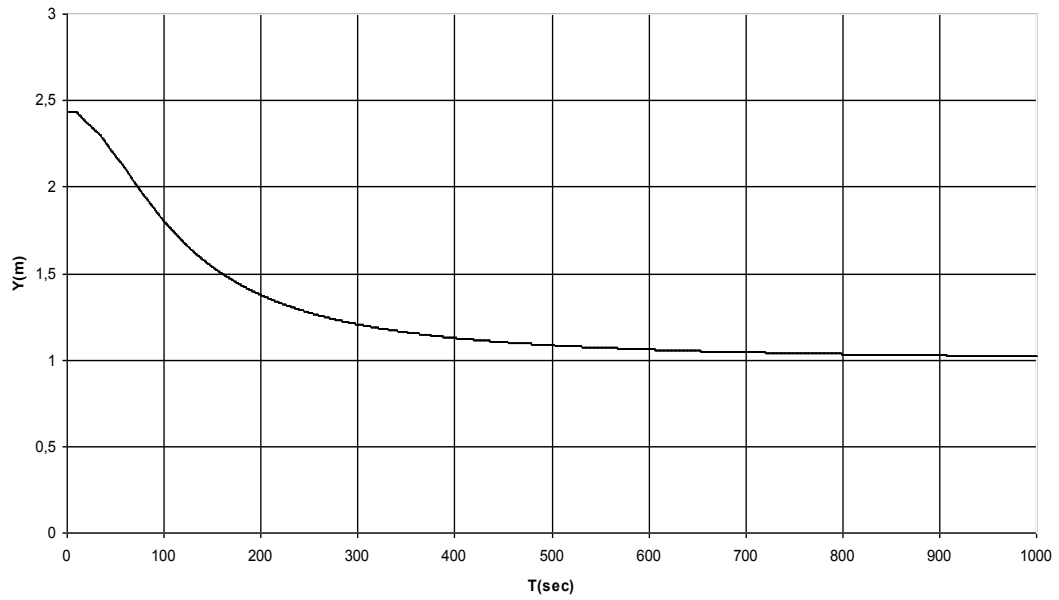
ΧΡΟΝΙΚΗ ΚΑΤΑΝΟΜΗ ΒΑΘΟΥΣ ΑΝΑΝΤΗ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ



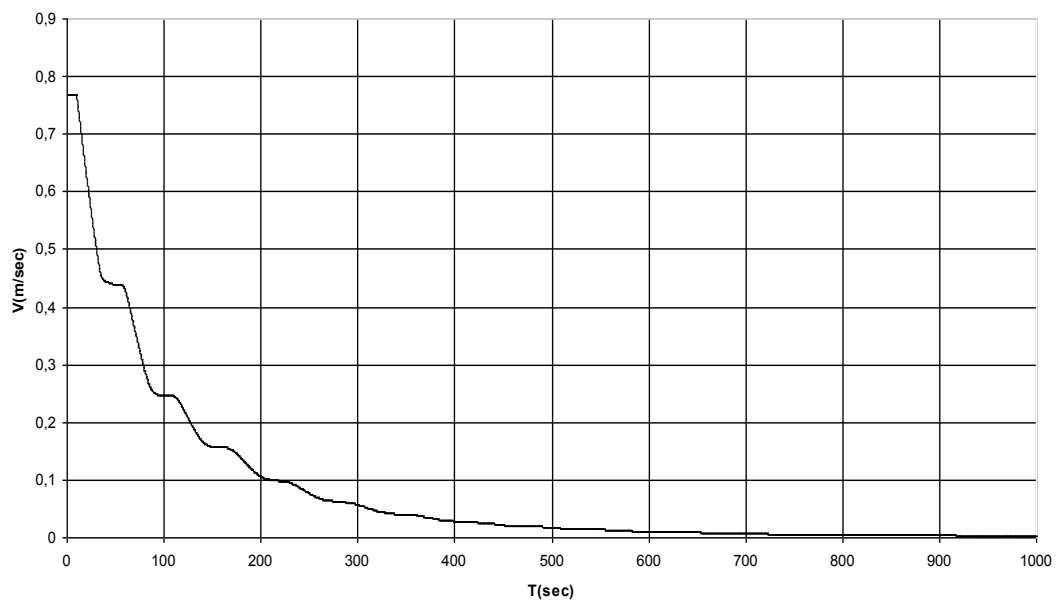
ΧΡΟΝΙΚΗ ΚΑΤΑΝΟΜΗ ΤΑΧΥΤΗΤΑΣ ΑΝΑΝΤΗ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ



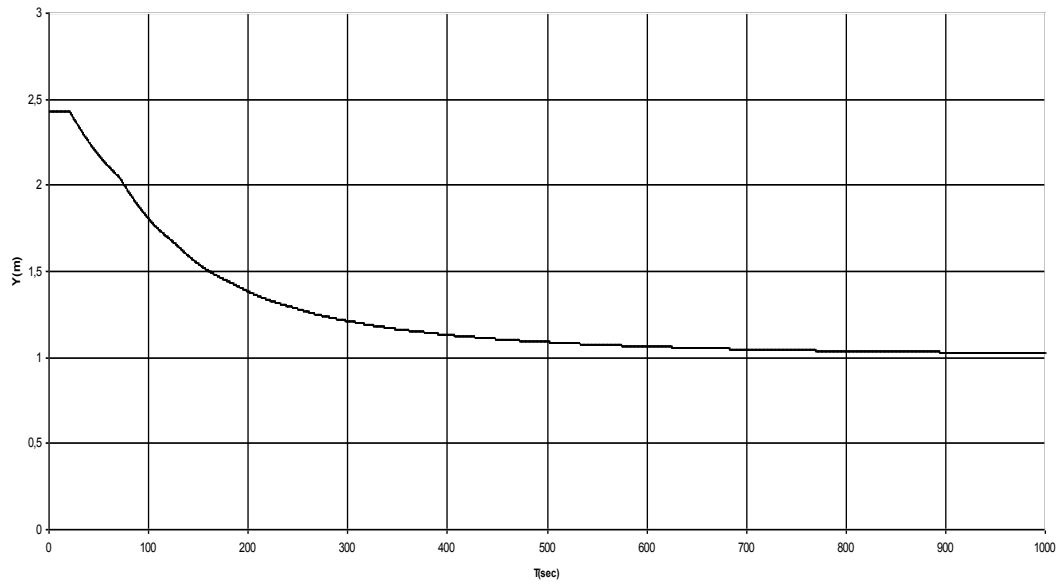
ΧΡΟΝΙΚΗ ΚΑΤΑΝΟΜΗ ΒΑΘΟΥΣ ΣΤΟ ΜΕΣΟ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ



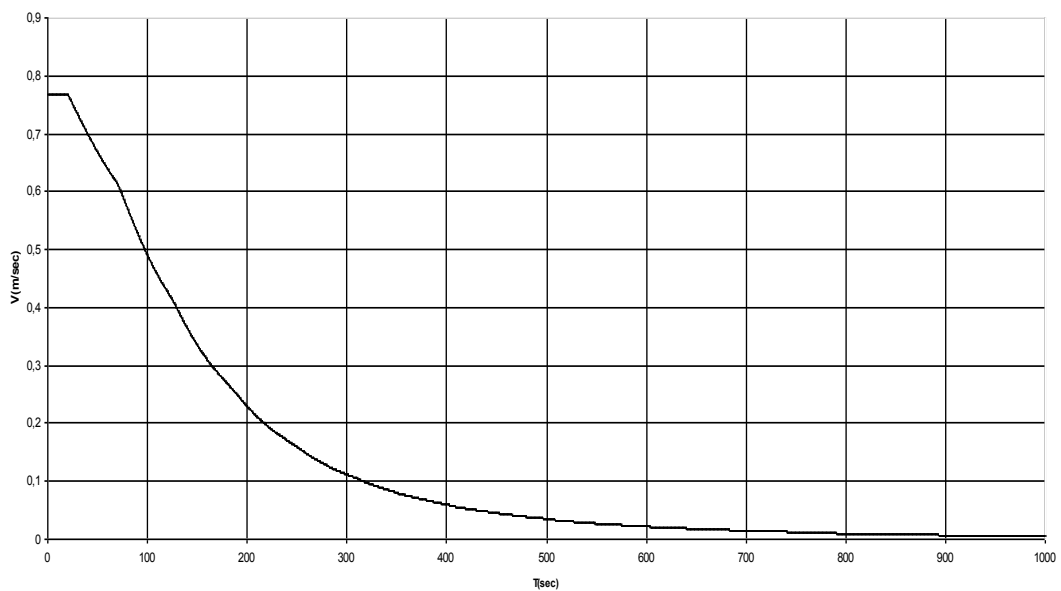
ΧΡΟΝΙΚΗ ΚΑΤΑΝΟΜΗ ΤΑΧΥΤΗΤΑΣ ΣΤΟ ΜΕΣΟ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ

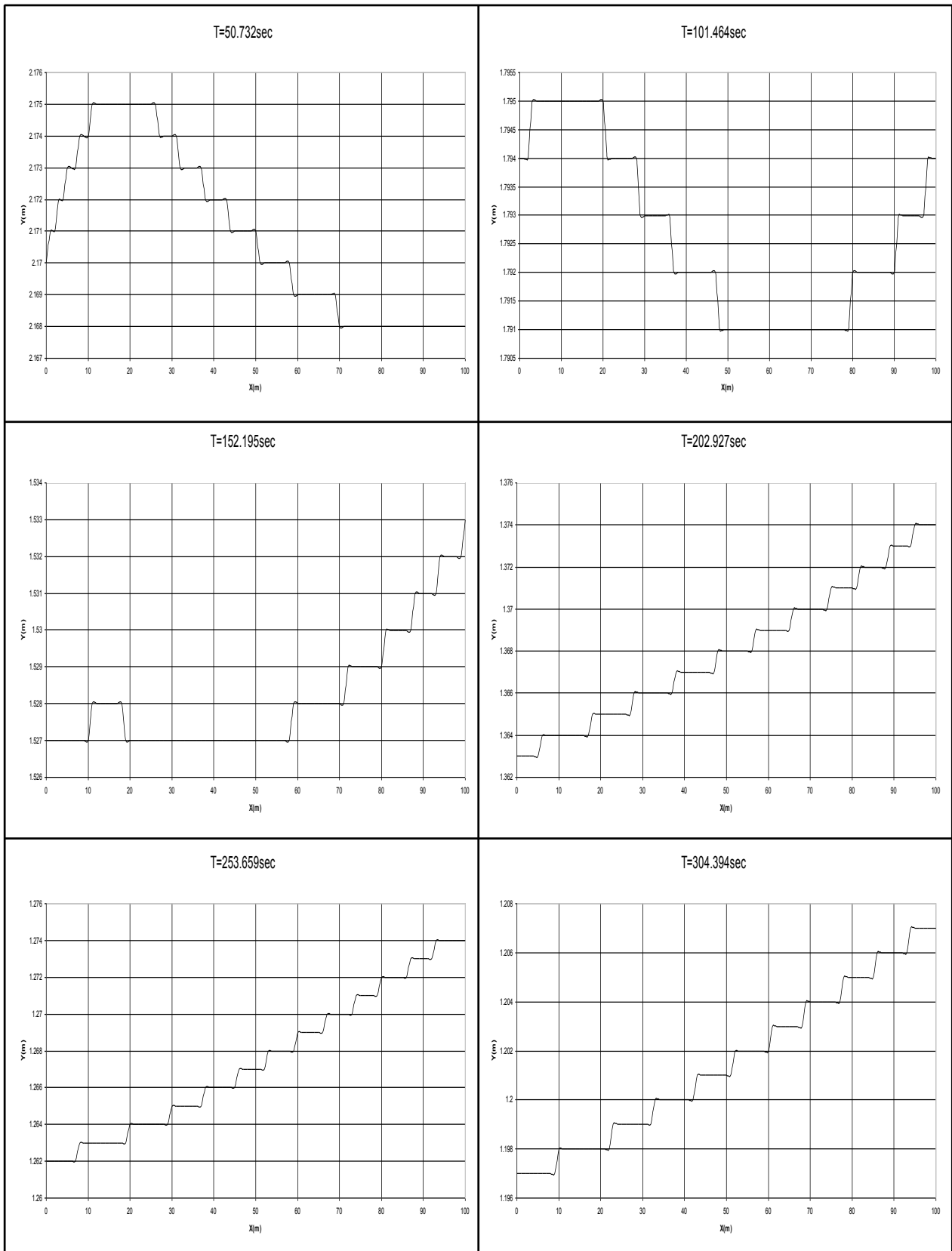


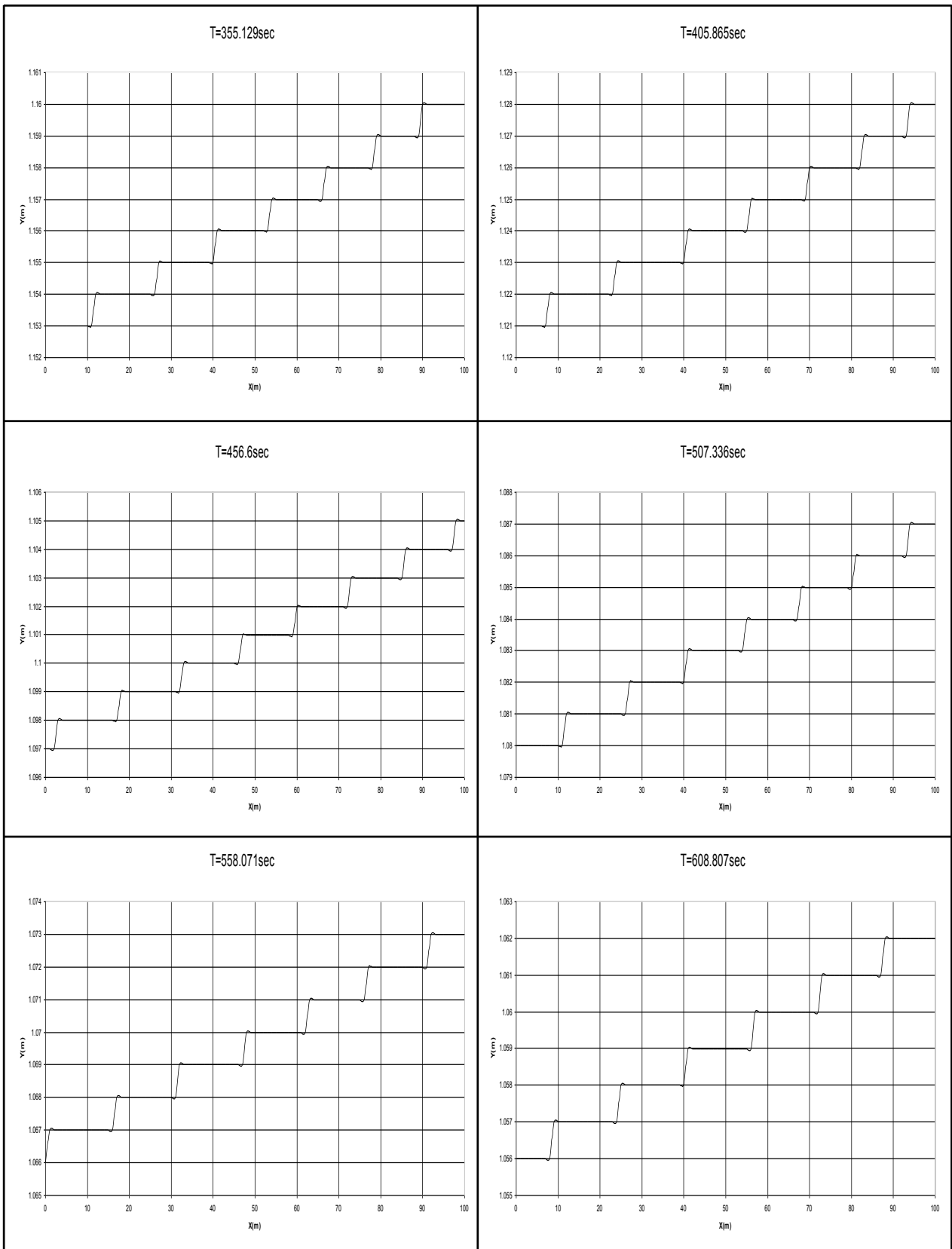
ΧΡΟΝΙΚΗ ΚΑΤΑΝΟΜΗ ΒΑΘΟΥΣ ΚΑΤΑΝΤΗ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ

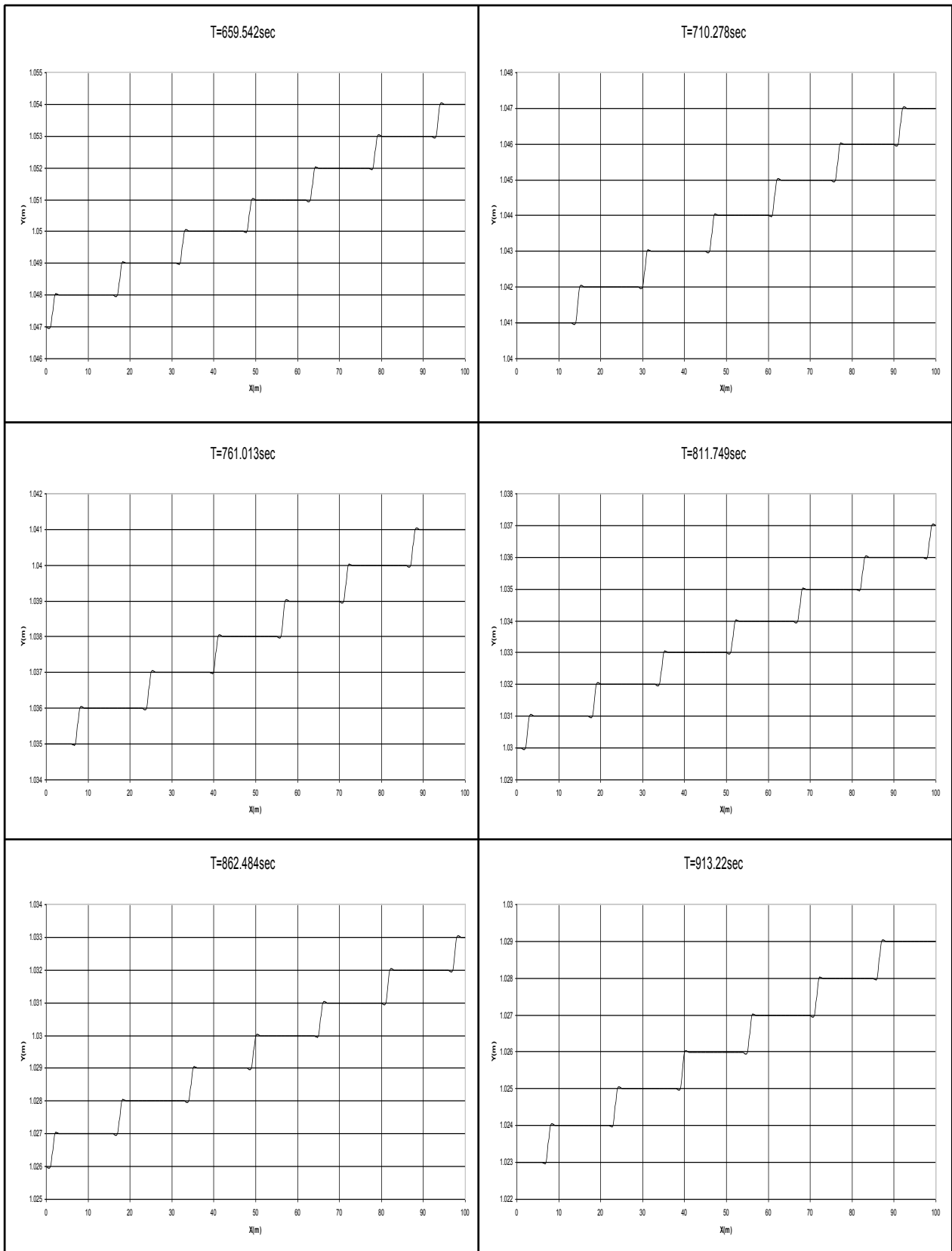


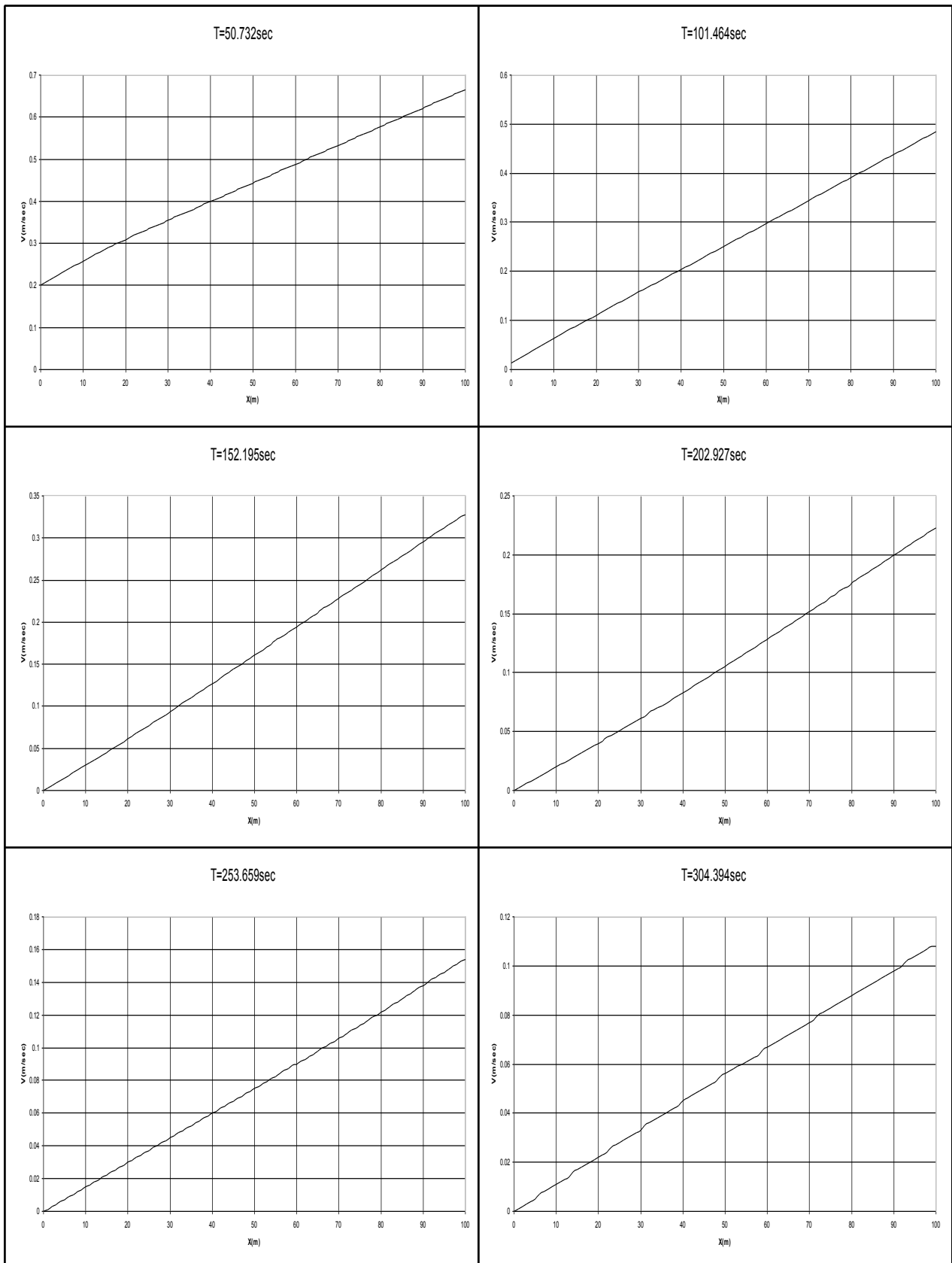
ΧΡΟΝΙΚΗ ΚΑΤΑΝΟΜΗ ΤΑΧΥΤΗΤΑΣ ΚΑΤΑΝΤΗ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ

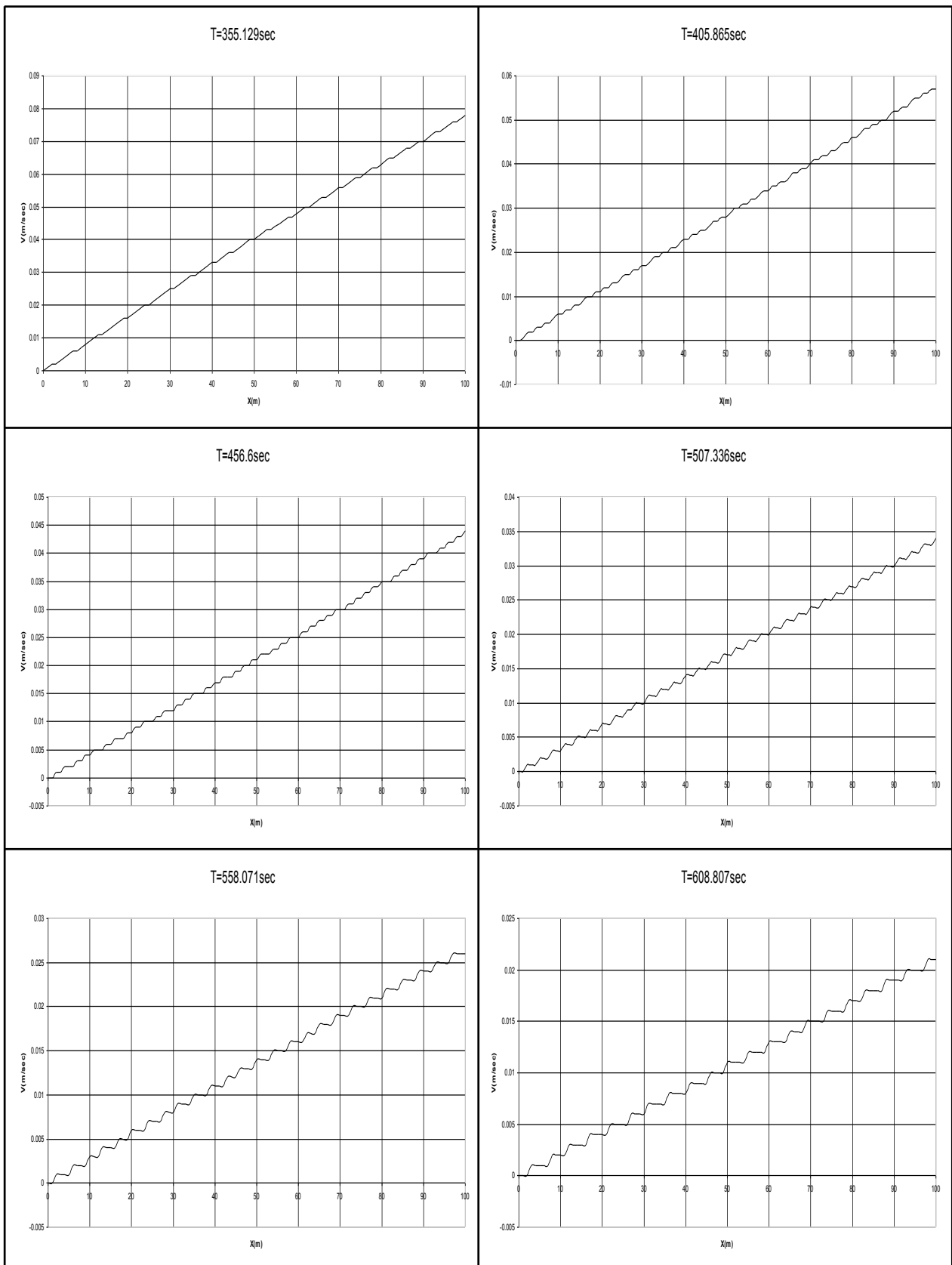


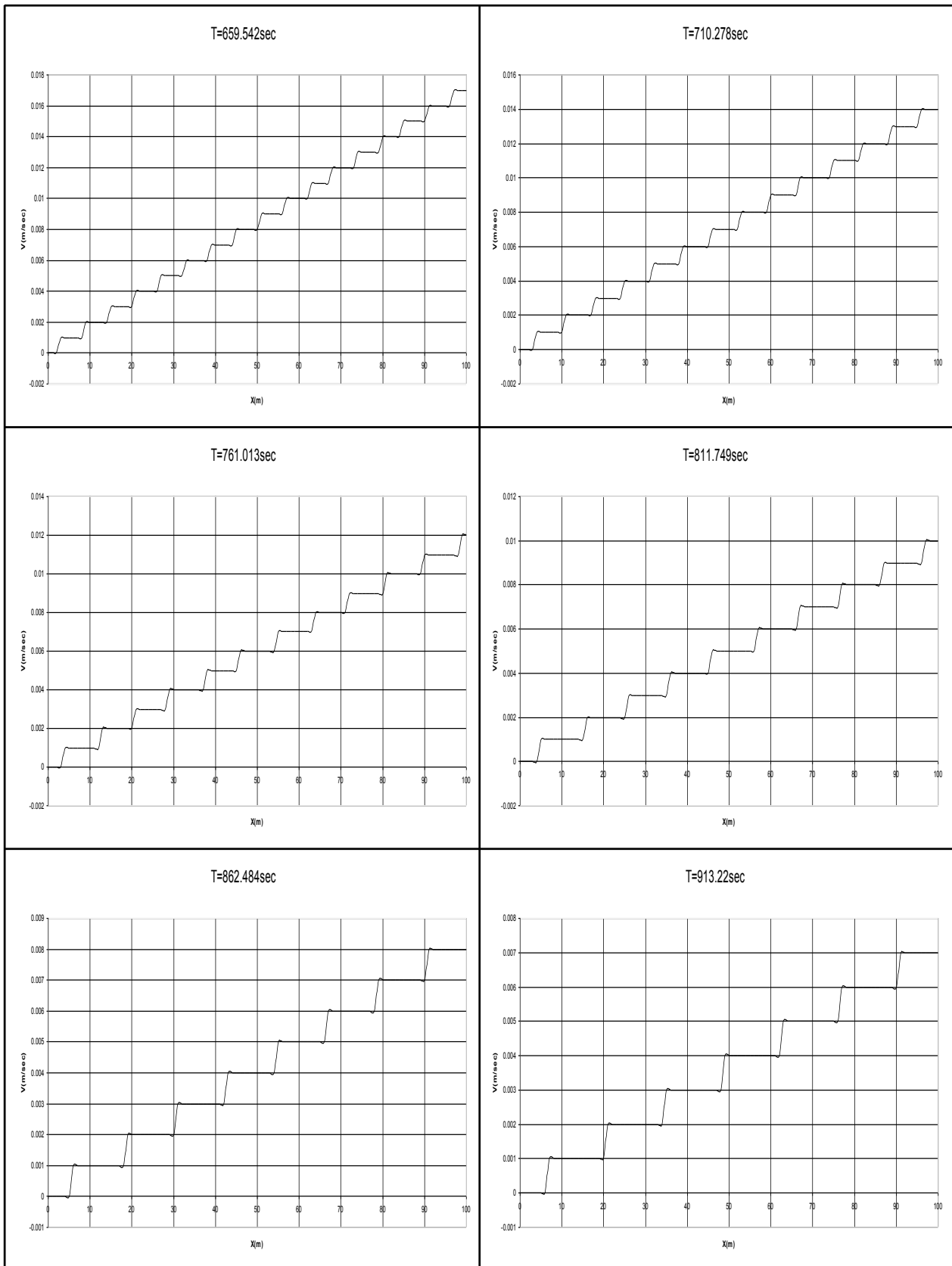












ΘΥΡΟΦΡΑΓΜΑ – ΑΝΟΙΚΤΟΣ ΑΓΩΓΟΣ – ΕΚΧΕΙΛΙΣΤΗΣ

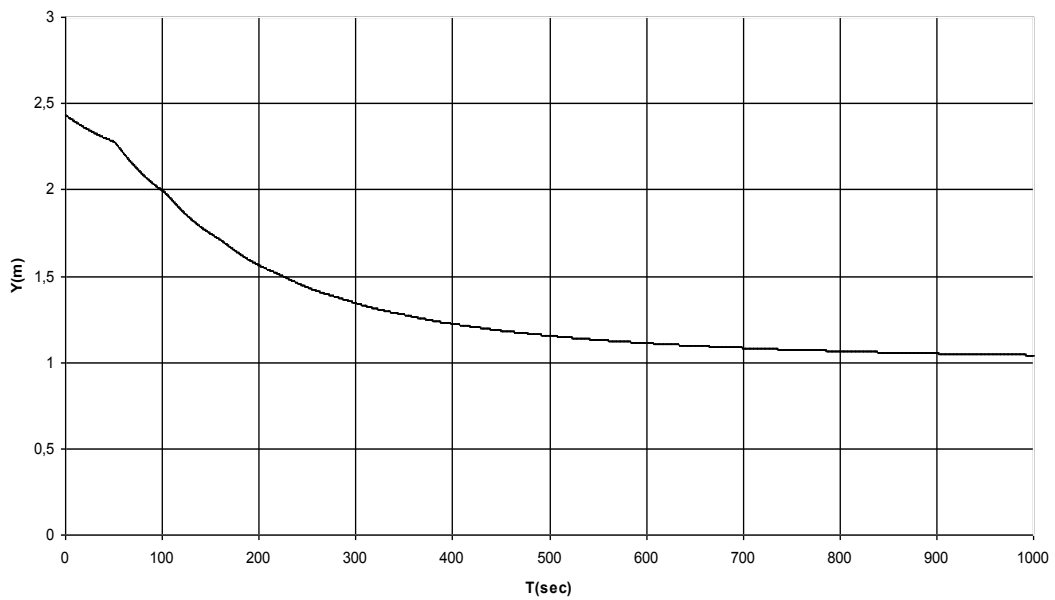
ΣΤΑΘΕΡΟ ΒΑΘΟΣ ΡΟΗΣ ΚΑΤΑ ΜΗΚΟΣ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ
ΧΡΗΣΙΜΟΠΟΙΕΙΤΑΙ ΩΣ ΑΡΧΙΚΗ ΣΥΝΘΗΚΗ

ΜΕΤΑΒΑΤΙΚΕΣ ΣΥΝΘΗΚΕΣ ΡΟΗΣ ΠΑΡΑΓΟΝΤΑΙ ΑΠΟ ΑΡΓΟ ΚΛΕΙΣΙΜΟ
ΤΟΥ ΑΝΑΝΤΗ ΘΥΡΟΦΡΑΓΜΑΤΟΣ

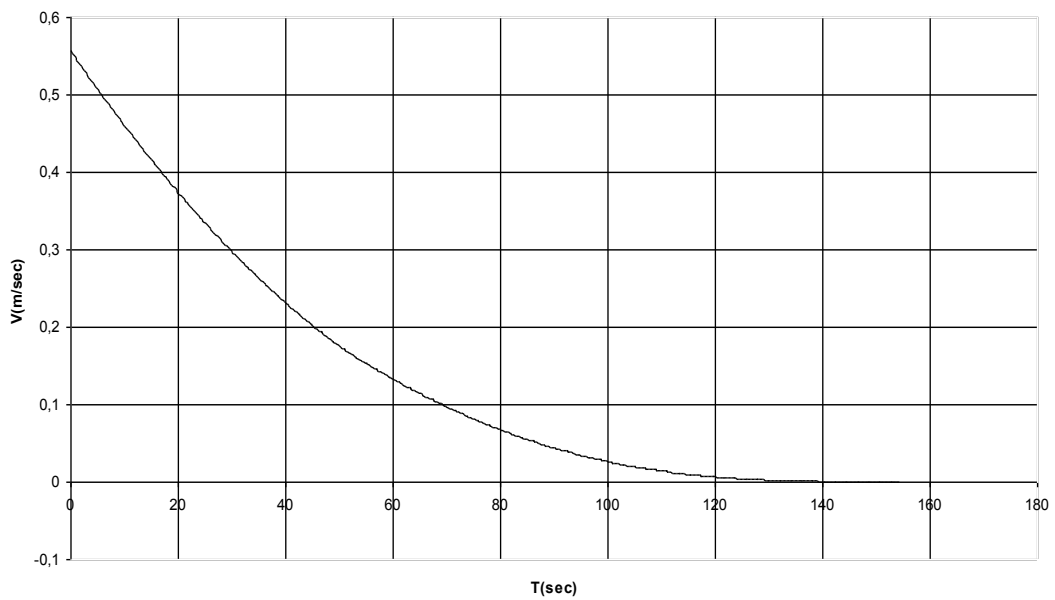
ΔΕΔΟΜΕΝΑ ΠΟΥ ΧΡΗΣΙΜΟΠΟΙΟΥΝΤΑΙ ΑΠΟ ΤΟ ΠΡΟΓΡΑΜΜΑ

ΑΡΧΙΚΗ ΠΑΡΟΧΗ $Q_0 (m^3 / sec)$	= 12
ΑΡΧΙΚΟ ΒΑΘΟΣ $y_d (m)$	= 2.432
ΣΥΝΤΕΛΕΣΤΗΣ MANNING n	= 0.013
ΠΛΑΤΟΣ ΠΥΘΜΕΝΑ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ $B_o (m)$	= 4
ΠΛΕΥΡΙΚΗ ΚΛΙΣΗ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ s s ΟΡΙΖΟΝΤΙΑ : 1 ΚΑΤΑΚΟΡΥΦΗ	= 2
ΜΗΚΟΣ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ $L(m)$	= 100
ΠΛΗΘΟΣ ΤΜΗΜΑΤΩΝ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ N	= 100
ΔΙΑΡΚΕΙΑ ΠΛΗΡΟΥΣ ΚΛΕΙΣΙΜΑΤΟΣ ΤΟΥ ΘΥΡΟΦΡΑΓΜΑΤΟΣ $t_s (sec)$	= 154
ΧΡΟΝΙΚΗ ΔΙΑΡΚΕΙΑ ΕΞΕΛΙΞΗΣ $T_{MAX} (sec)$	= 1000
ΕΠΙΤΑΧΥΝΣΗ ΤΗΣ ΒΑΡΥΤΗΤΑΣ $g(m/sec^2)$	= 9.81

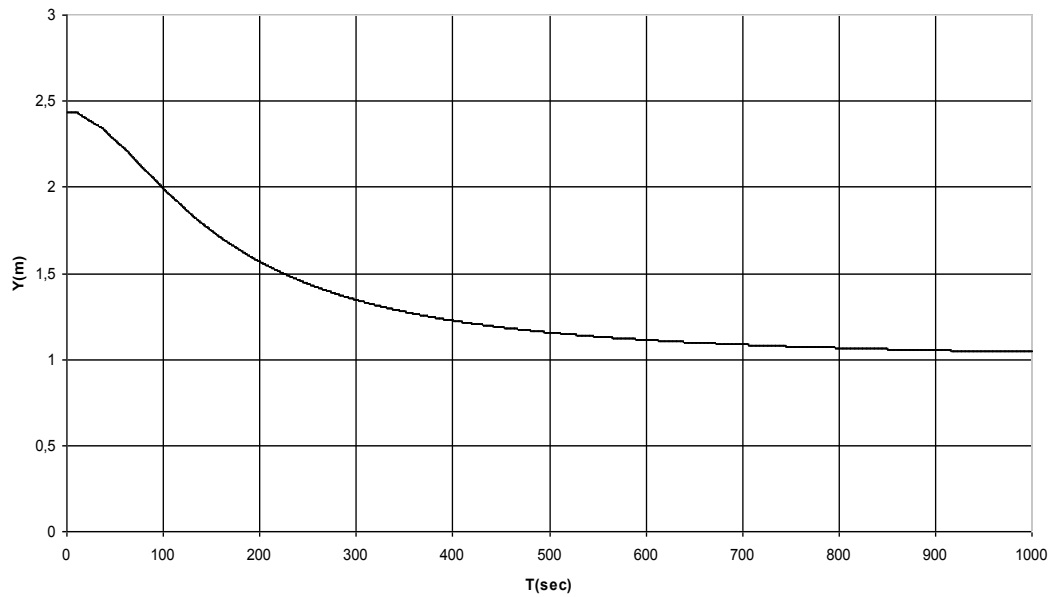
ΧΡΟΝΙΚΗ ΚΑΤΑΝΟΜΗ ΒΑΘΟΥΣ ΑΝΑΝΤΗ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ



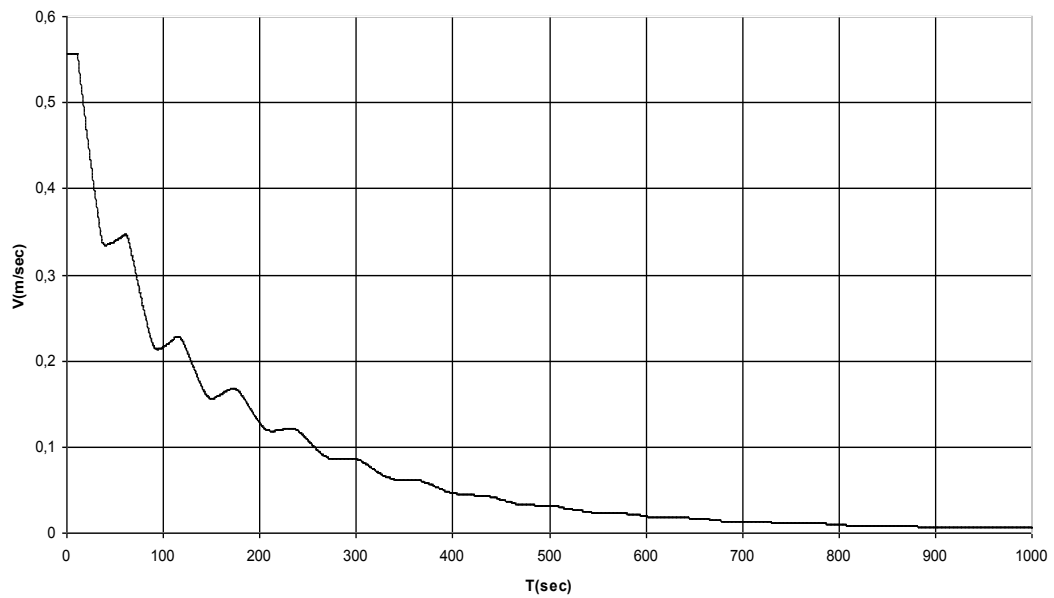
ΧΡΟΝΙΚΗ ΚΑΤΑΝΟΜΗ ΤΑΧΥΤΗΤΑΣ ΑΝΑΝΤΗ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ



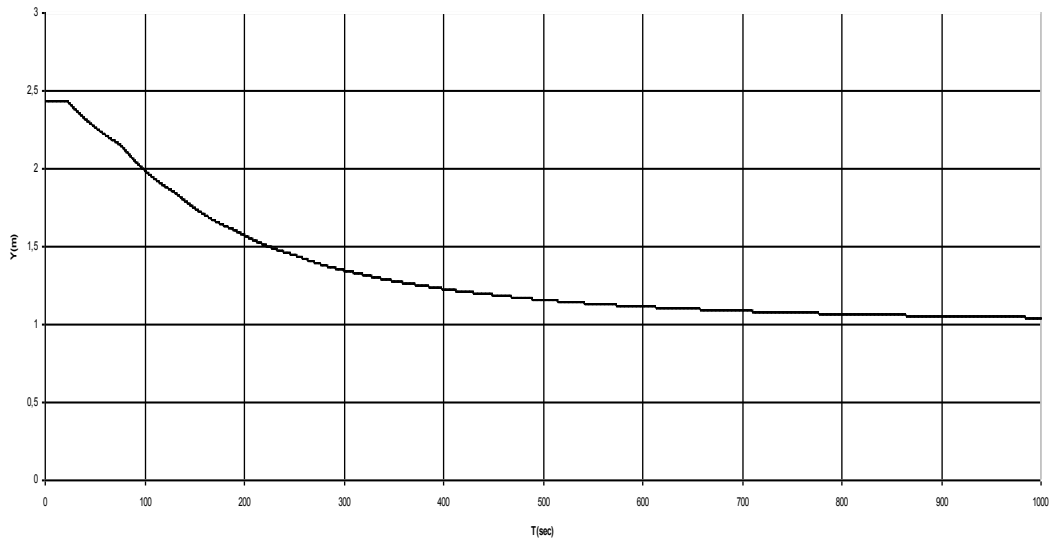
ΧΡΟΝΙΚΗ ΚΑΤΑΝΟΜΗ ΒΑΘΟΥΣ ΣΤΟ ΜΕΣΟ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ



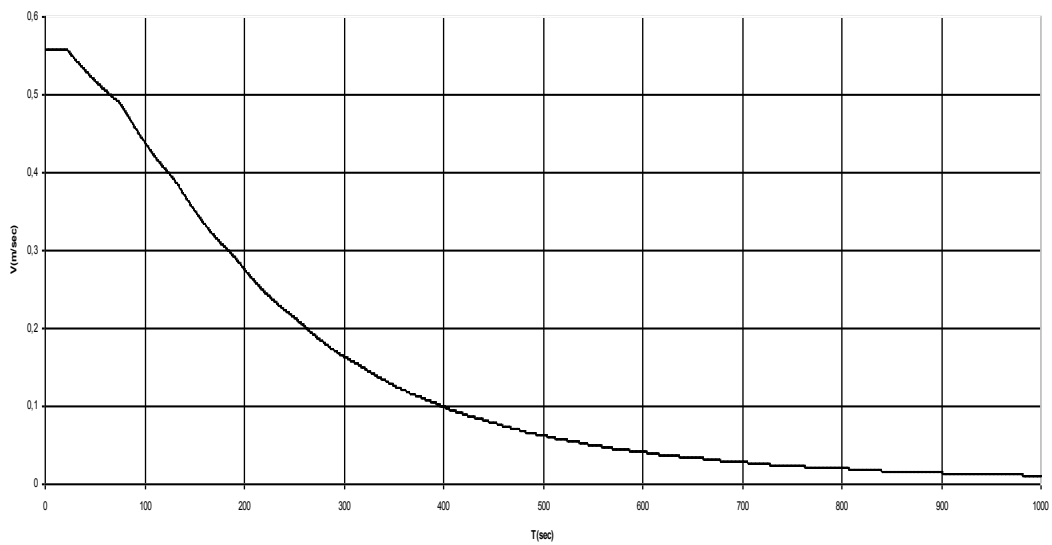
ΧΡΟΝΙΚΗ ΚΑΤΑΝΟΜΗ ΤΑΧΥΤΗΤΑΣ ΣΤΟ ΜΕΣΟ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ

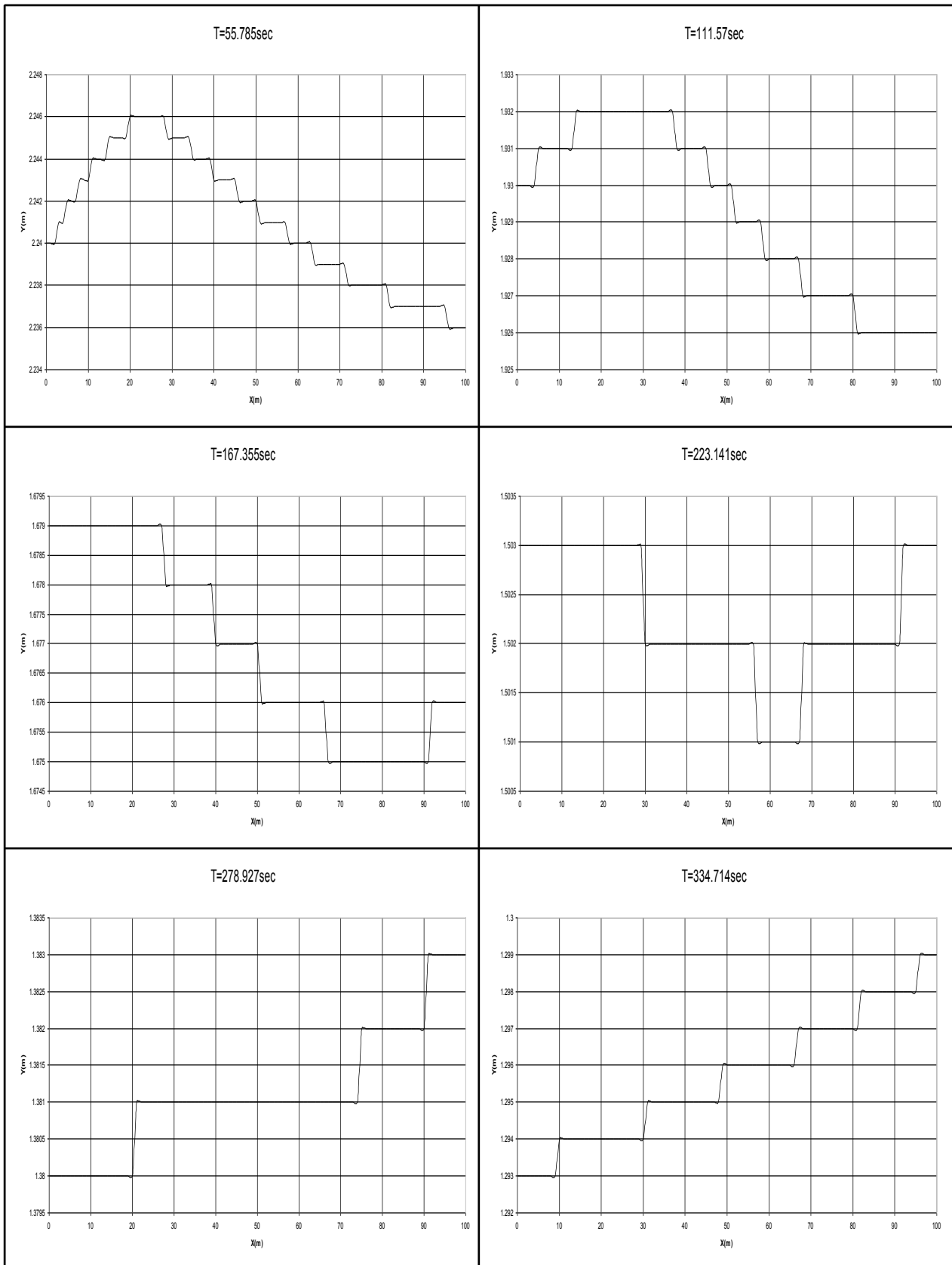


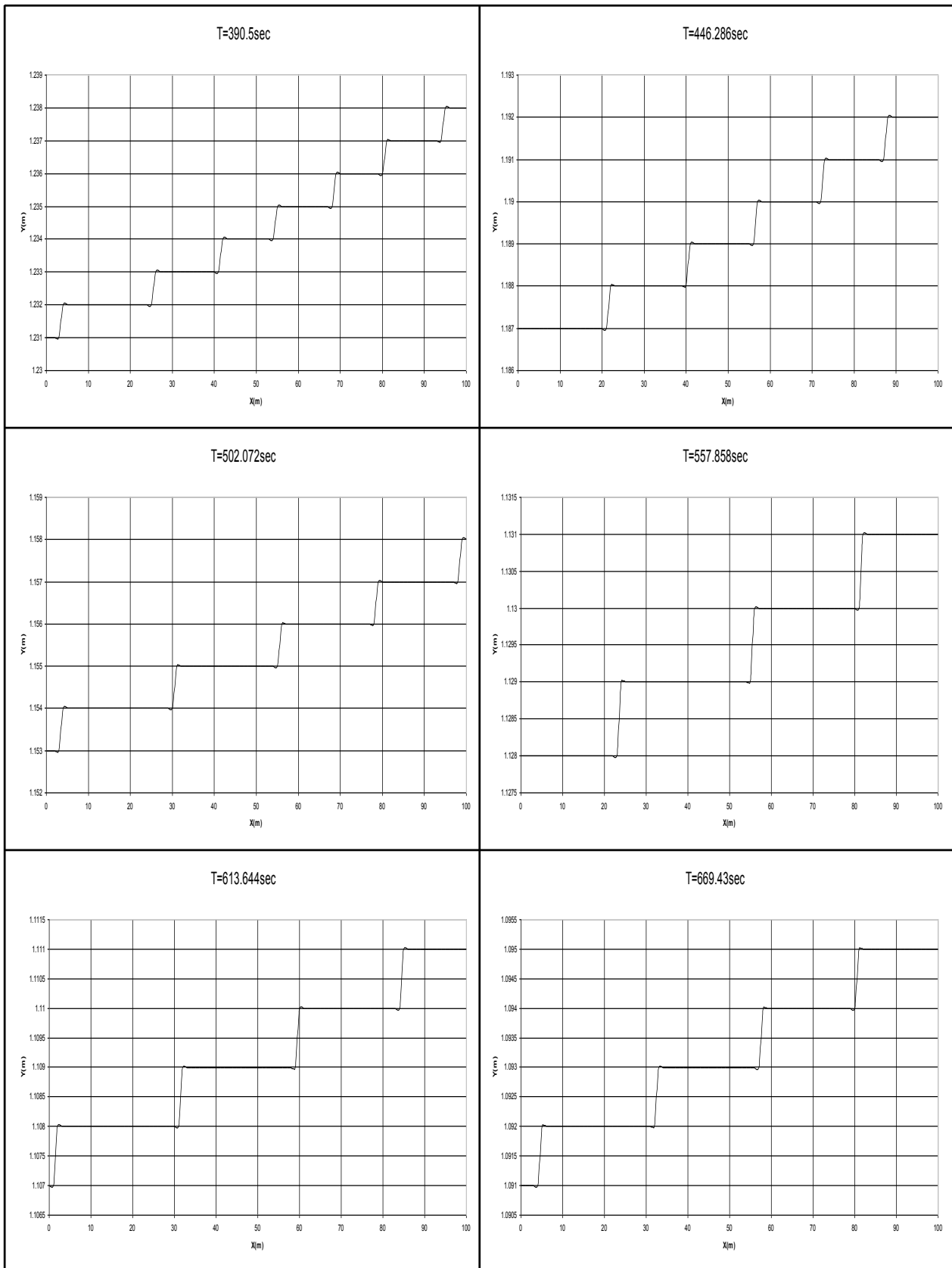
ΧΡΟΝΙΚΗ ΚΑΤΑΝΟΜΗ ΒΑΘΟΥΣ ΚΑΤΑΝΤΗ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ

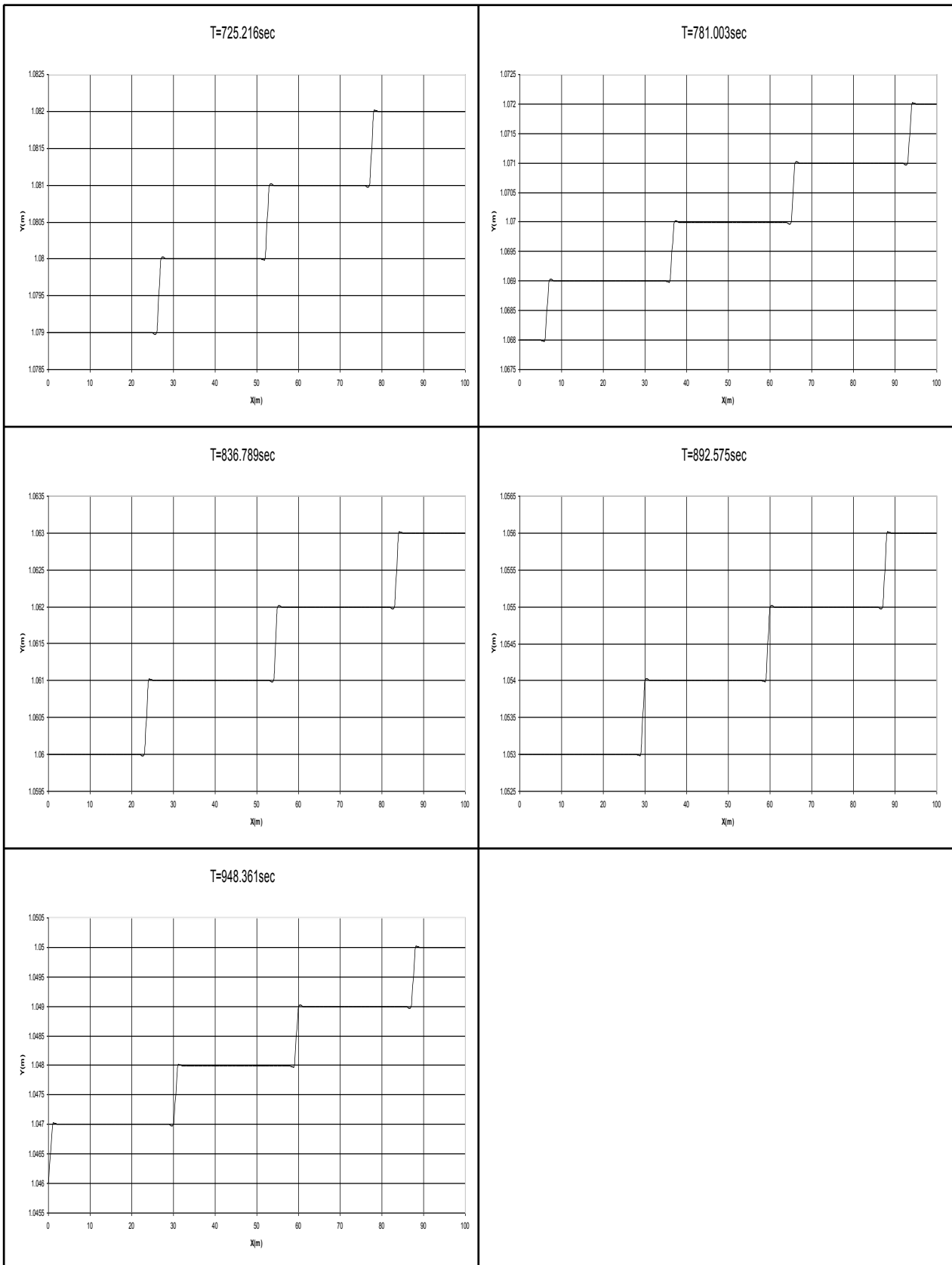


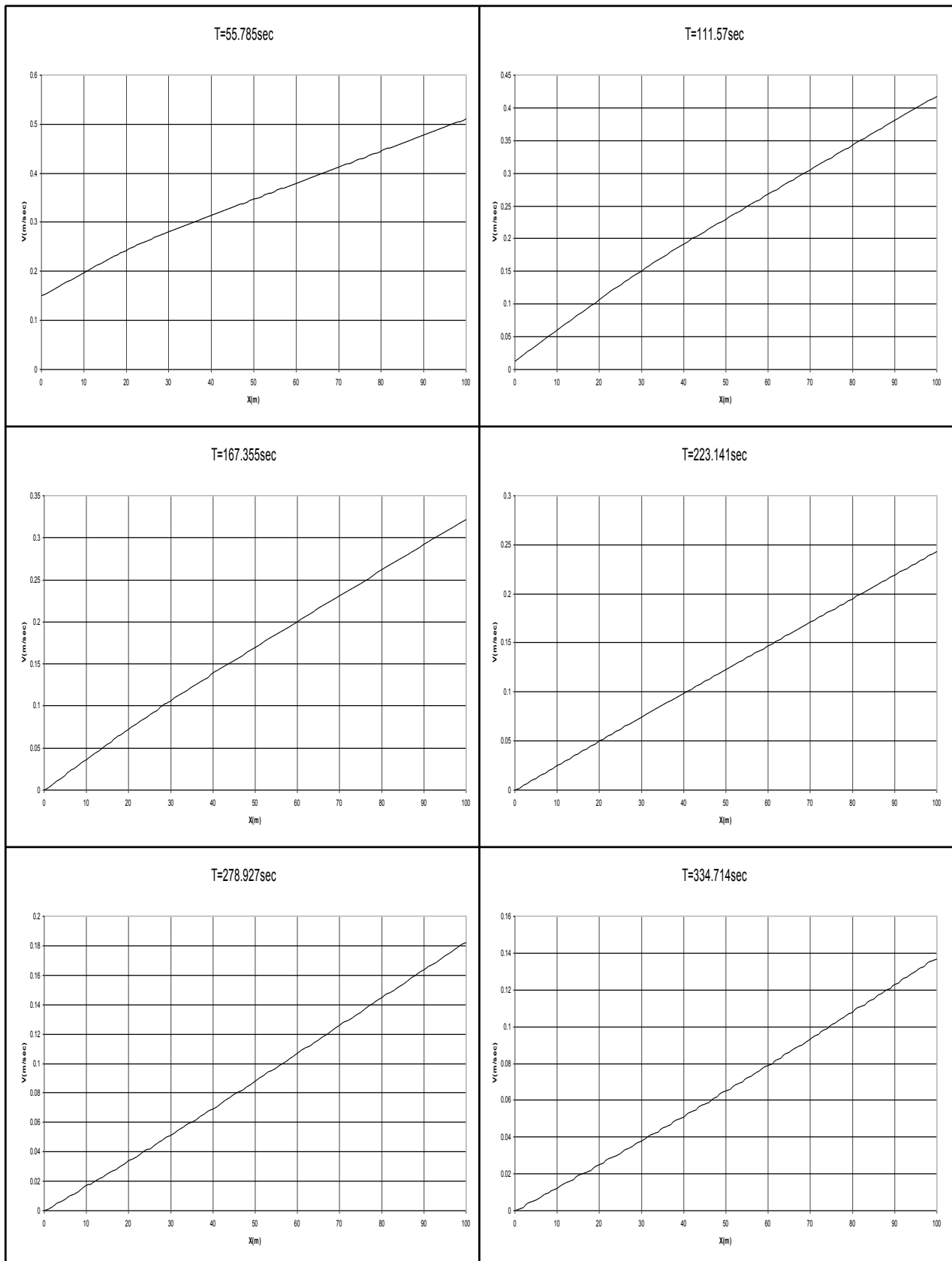
ΧΡΟΝΙΚΗ ΚΑΤΑΝΟΜΗ ΤΑΧΥΤΗΤΑΣ ΚΑΤΑΝΤΗ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ

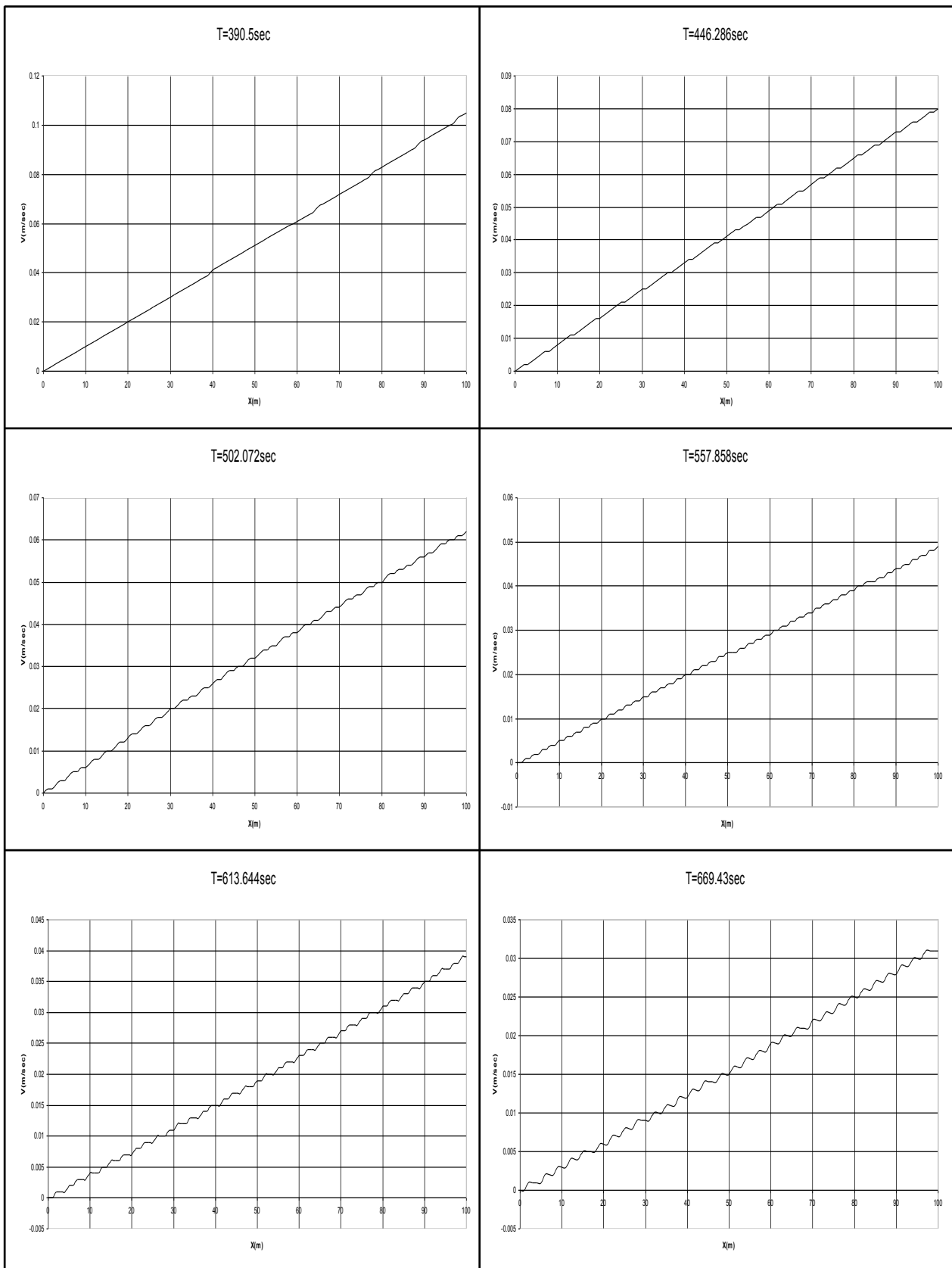


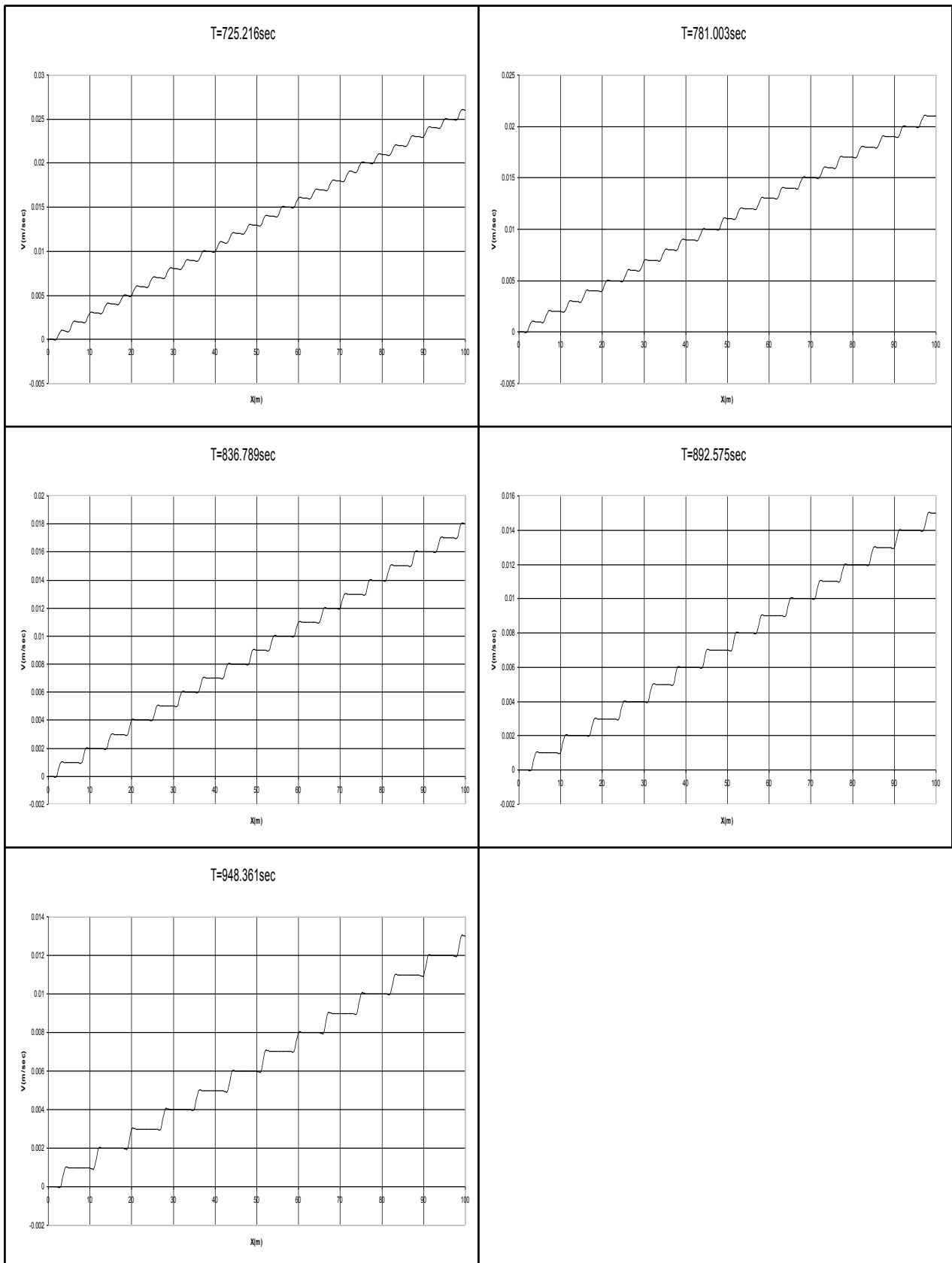












ΘΥΡΟΦΡΑΓΜΑ – ΑΝΟΙΚΤΟΣ ΑΓΩΓΟΣ – ΕΚΧΕΙΛΙΣΤΗΣ

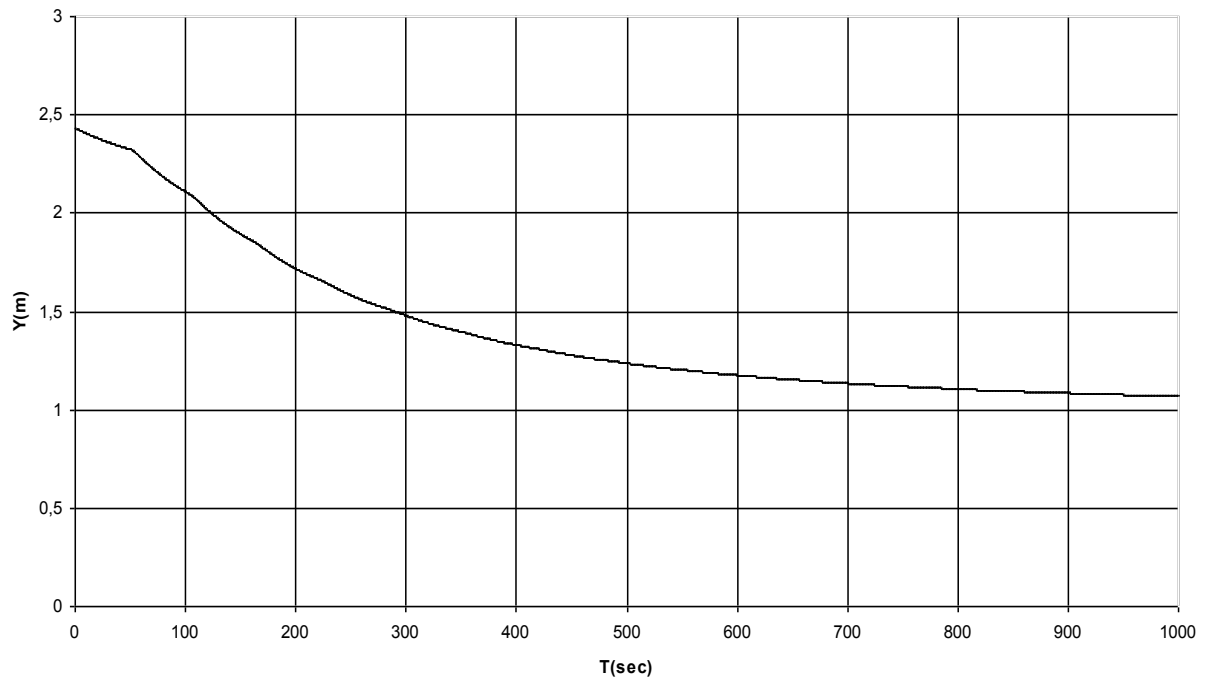
ΣΤΑΘΕΡΟ ΒΑΘΟΣ ΡΟΗΣ ΚΑΤΑ ΜΗΚΟΣ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ
ΧΡΗΣΙΜΟΠΟΙΕΙΤΑΙ ΩΣ ΑΡΧΙΚΗ ΣΥΝΘΗΚΗ

ΜΕΤΑΒΑΤΙΚΕΣ ΣΥΝΘΗΚΕΣ ΡΟΗΣ ΠΑΡΑΓΟΝΤΑΙ ΑΠΟ ΑΡΓΟ ΚΛΕΙΣΙΜΟ
ΤΟΥ ΑΝΑΝΤΗ ΘΥΡΟΦΡΑΓΜΑΤΟΣ

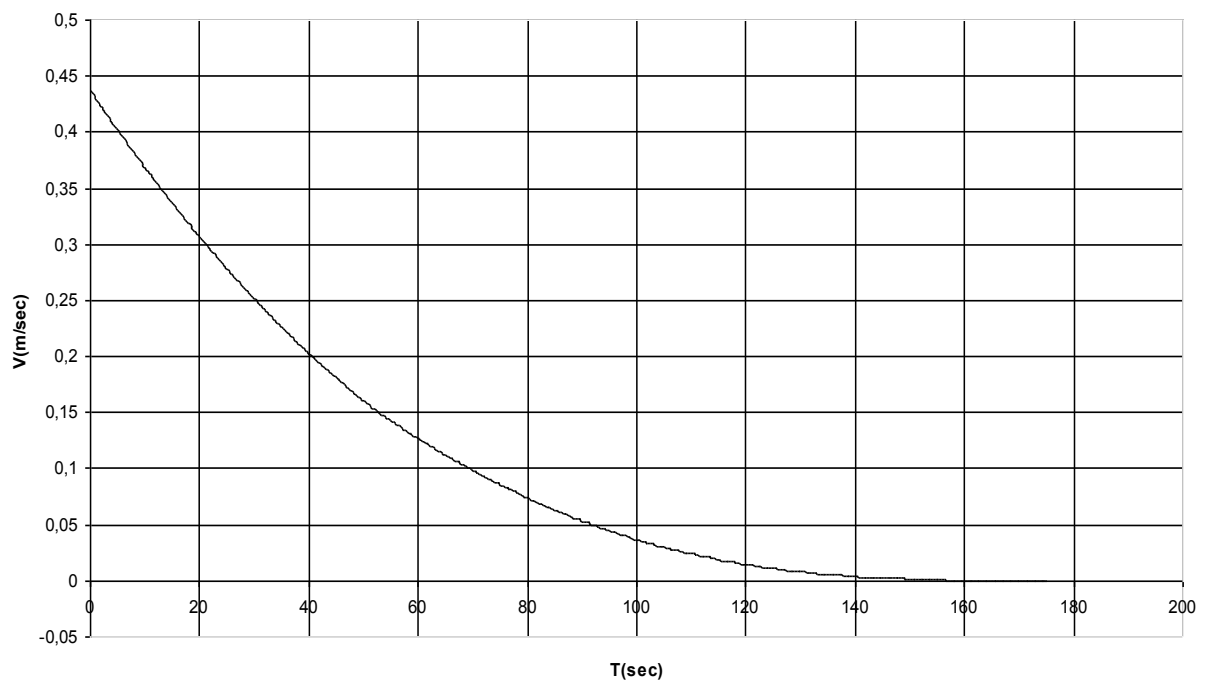
ΔΕΔΟΜΕΝΑ ΠΟΥ ΧΡΗΣΙΜΟΠΟΙΟΥΝΤΑΙ ΑΠΟ ΤΟ ΠΡΟΓΡΑΜΜΑ

ΑΡΧΙΚΗ ΠΑΡΟΧΗ $Q_0 (m^3 / sec)$	= 12
ΑΡΧΙΚΟ ΒΑΘΟΣ $y_d (m)$	= 2.432
ΣΥΝΤΕΛΕΣΤΗΣ MANNING n	= 0.013
ΠΛΑΤΟΣ ΠΥΘΜΕΝΑ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ $B_o (m)$	= 4
ΠΛΕΥΡΙΚΗ ΚΛΙΣΗ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ s s ΟΡΙΖΟΝΤΙΑ : 1 ΚΑΤΑΚΟΡΥΦΗ	= 3
ΜΗΚΟΣ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ $L(m)$	= 100
ΠΛΗΘΟΣ ΤΜΗΜΑΤΩΝ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ N	= 100
ΔΙΑΡΚΕΙΑ ΠΛΗΡΟΥΣ ΚΛΕΙΣΙΜΑΤΟΣ ΤΟΥ ΘΥΡΟΦΡΑΓΜΑΤΟΣ $t_s (sec)$	= 175
ΧΡΟΝΙΚΗ ΔΙΑΡΚΕΙΑ ΕΞΕΛΙΞΗΣ $T_{MAX} (sec)$	= 1000
ΕΠΙΤΑΧΥΝΣΗ ΤΗΣ ΒΑΡΥΤΗΤΑΣ $g(m/sec^2)$	= 9.81

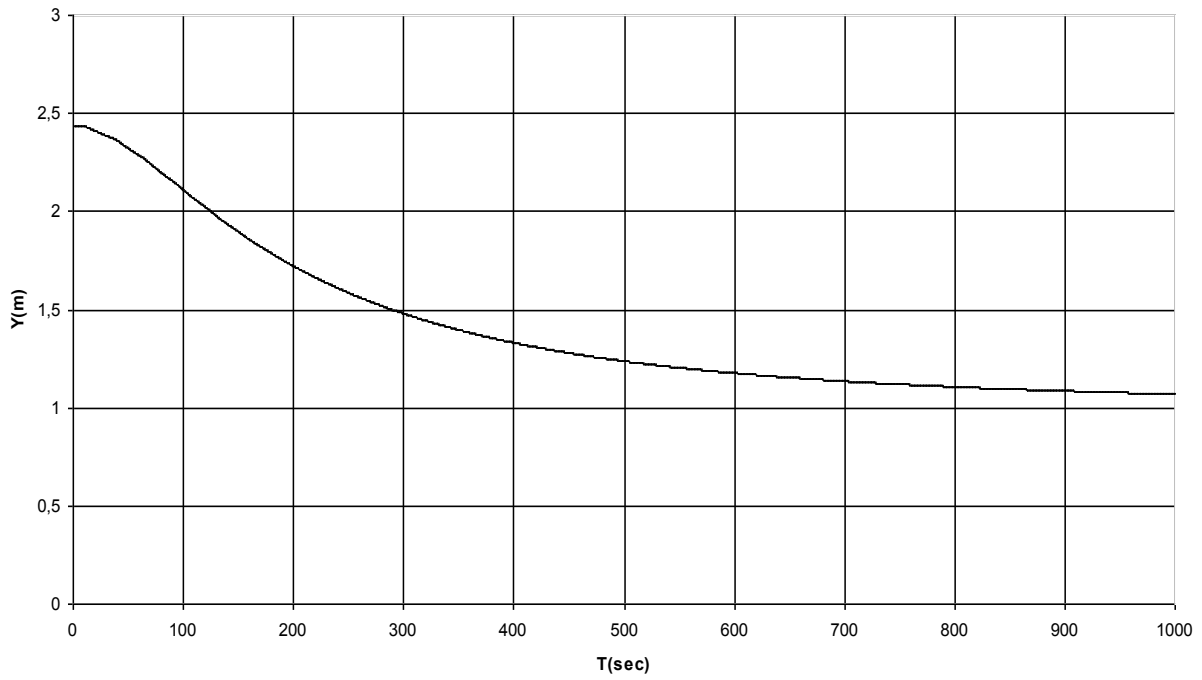
ΧΡΟΝΙΚΗ ΚΑΤΑΝΟΜΗ ΒΑΘΟΥΣ ΑΝΑΝΤΗ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ



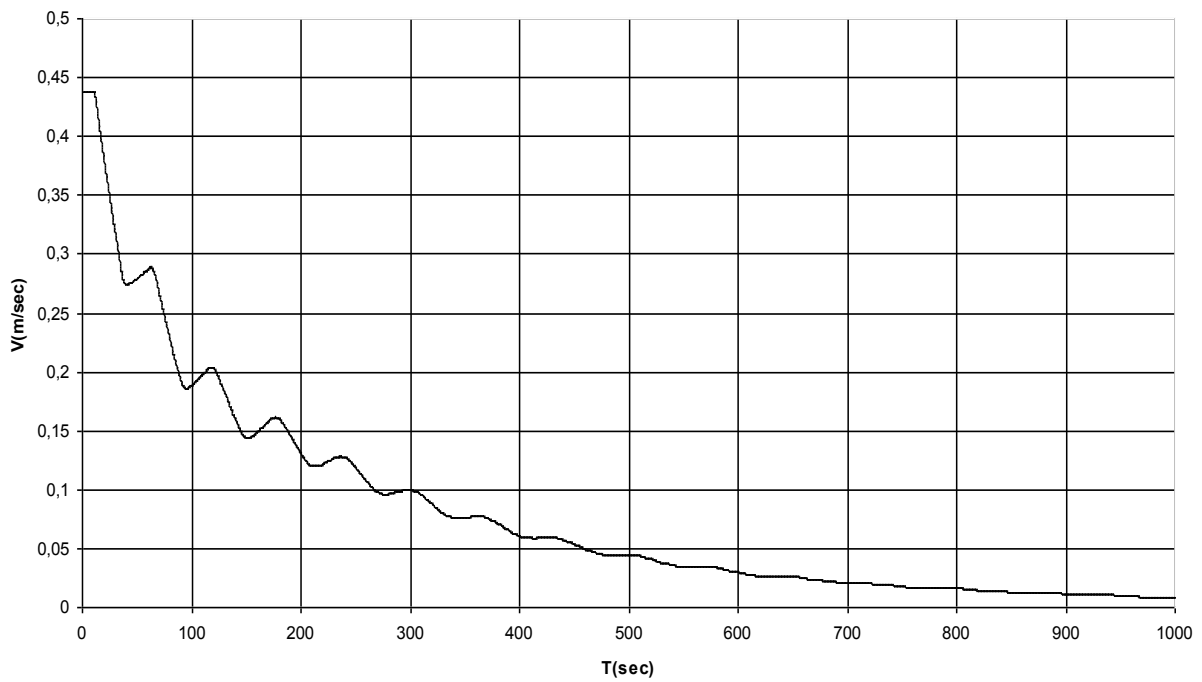
ΧΡΟΝΙΚΗ ΚΑΤΑΝΟΜΗ ΤΑΧΥΤΗΤΑΣ ΑΝΑΝΤΗ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ



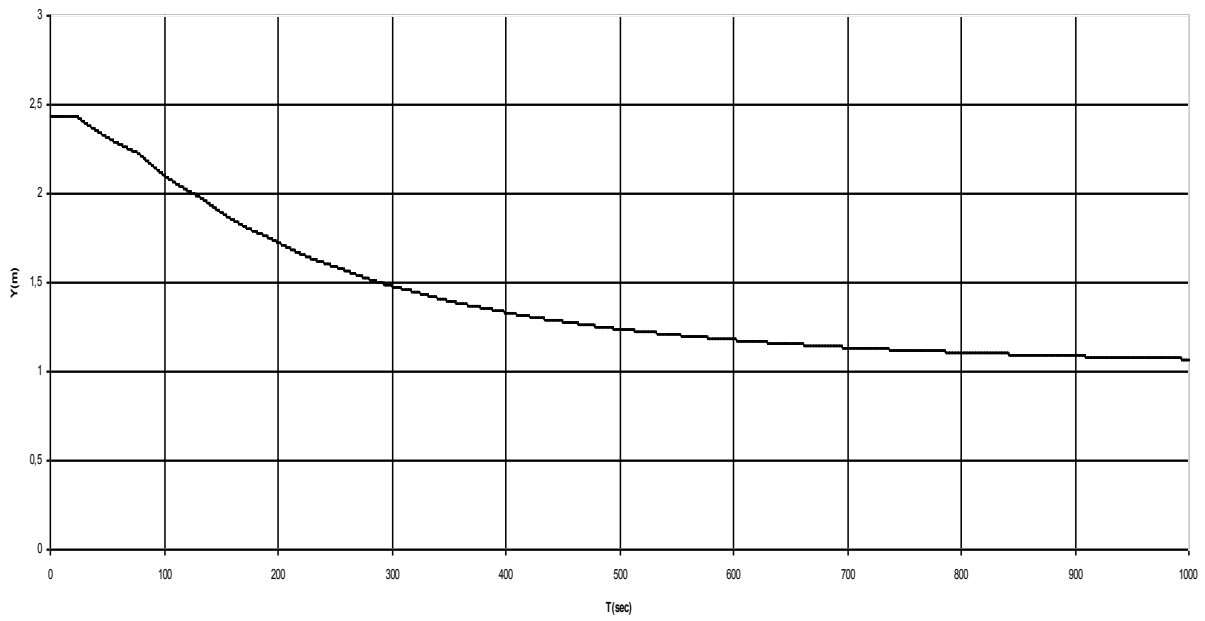
ΧΡΟΝΙΚΗ ΚΑΤΑΝΟΜΗ ΒΑΘΟΥΣ ΣΤΟ ΜΕΣΟ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ



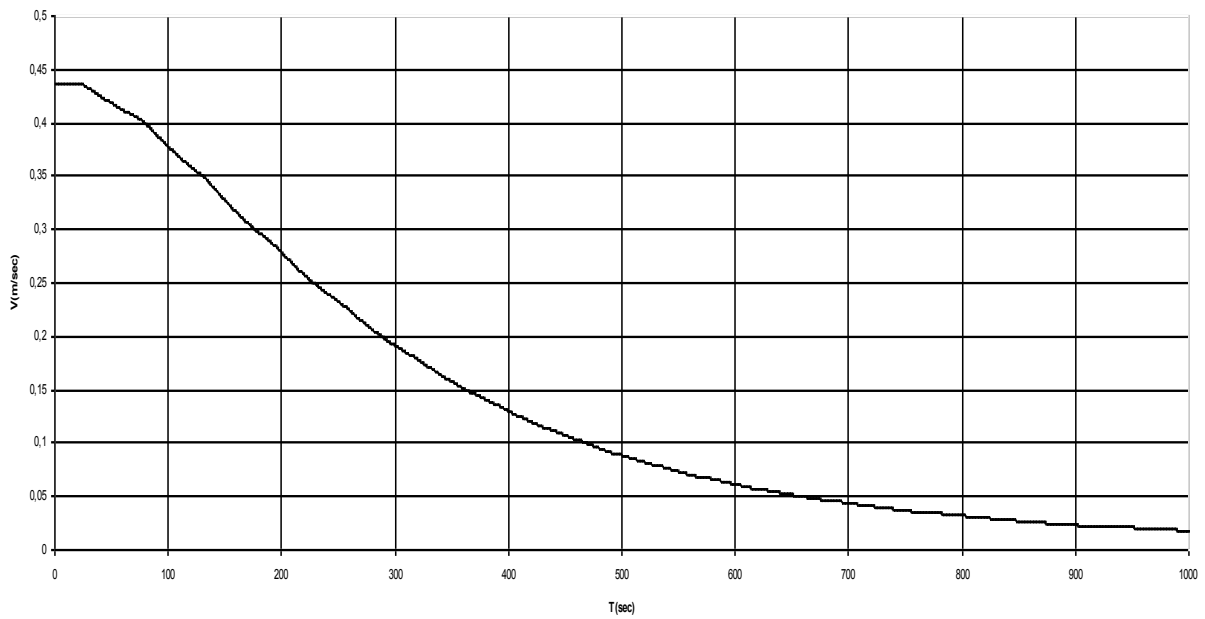
ΧΡΟΝΙΚΗ ΚΑΤΑΝΟΜΗ ΤΑΧΥΤΗΤΑΣ ΣΤΟ ΜΕΣΟ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ

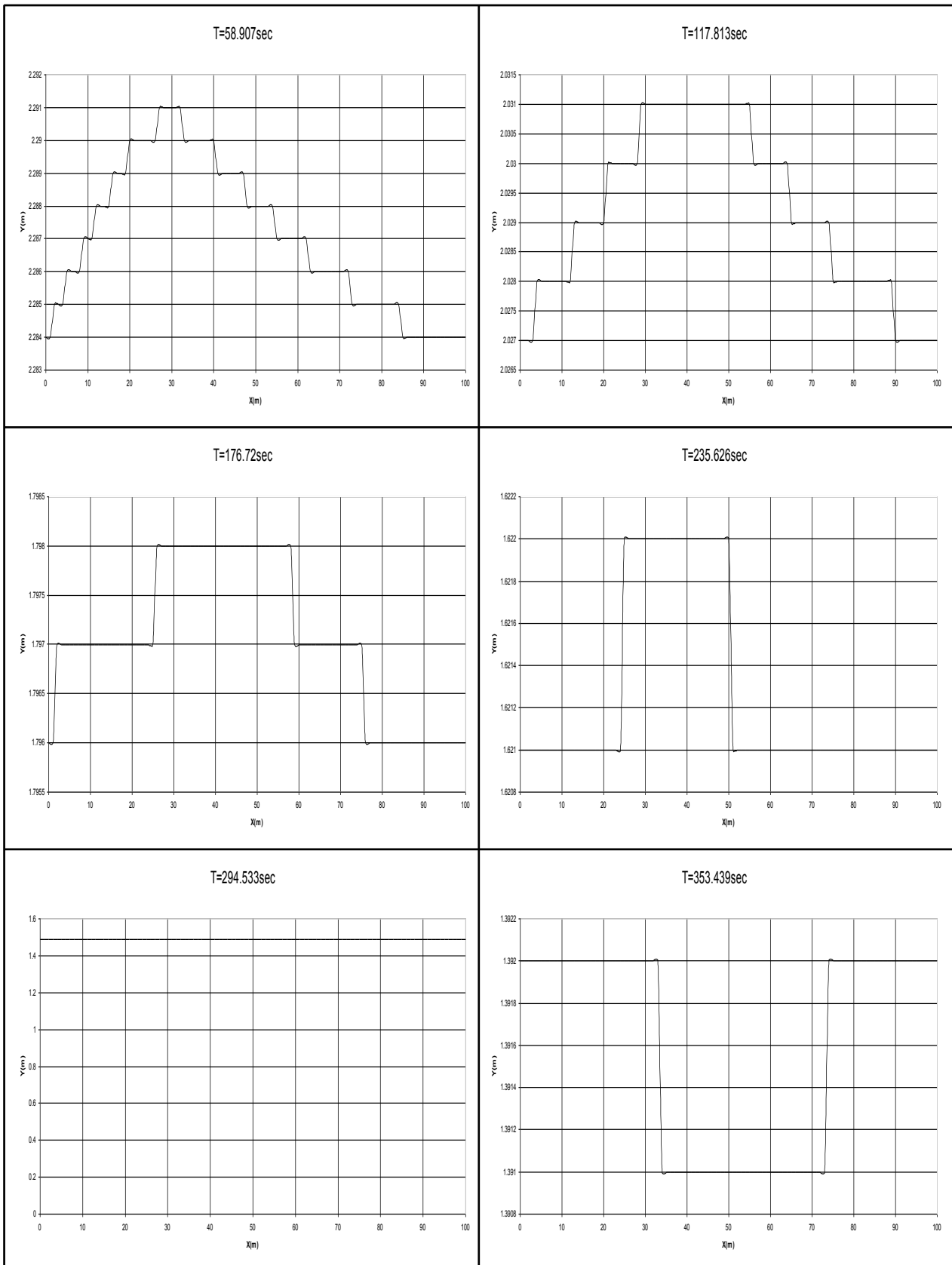


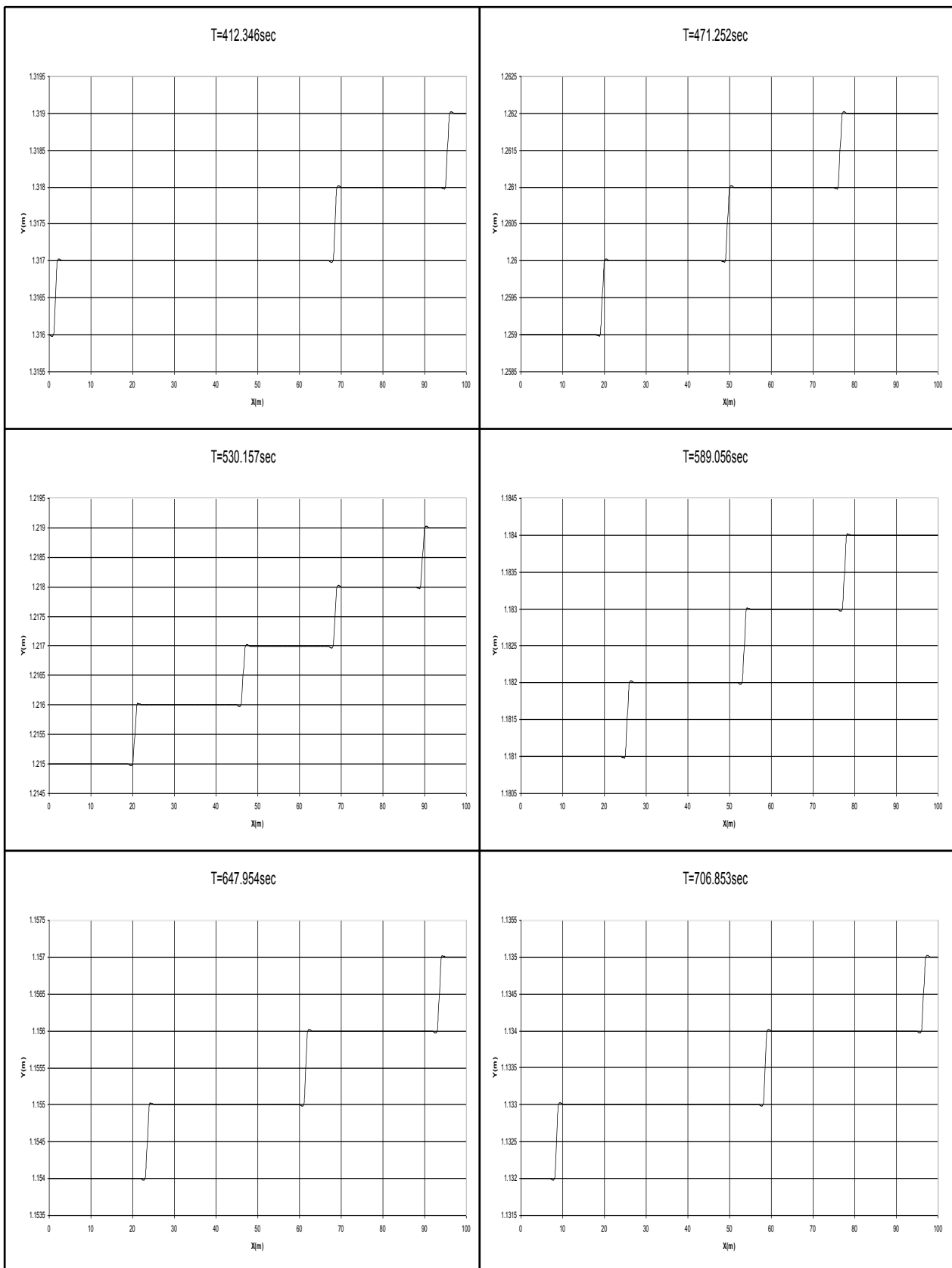
ΧΡΟΝΙΚΗ ΚΑΤΑΝΟΜΗ ΒΑΘΟΥΣ ΚΑΤΑΝΤΗ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ

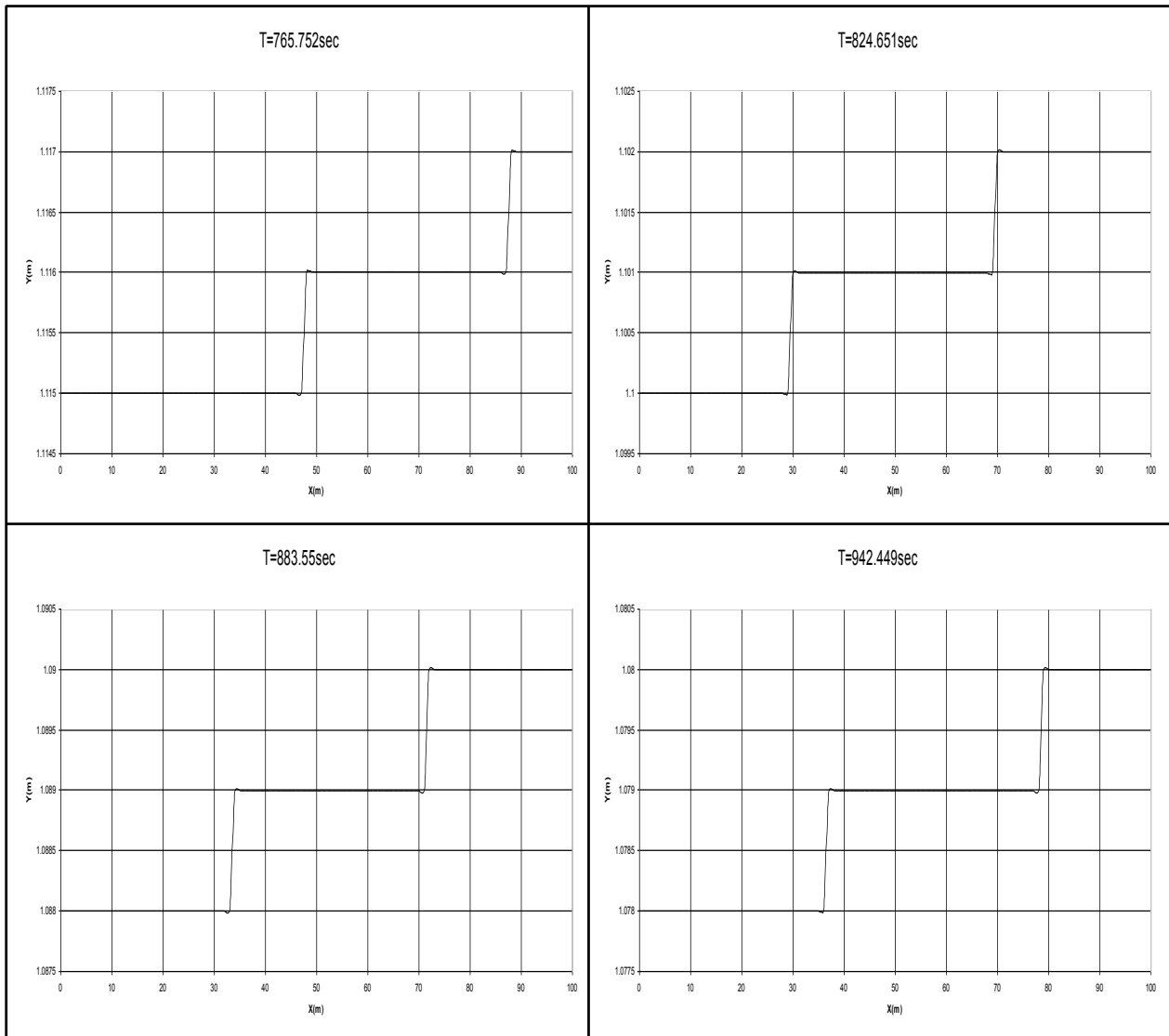


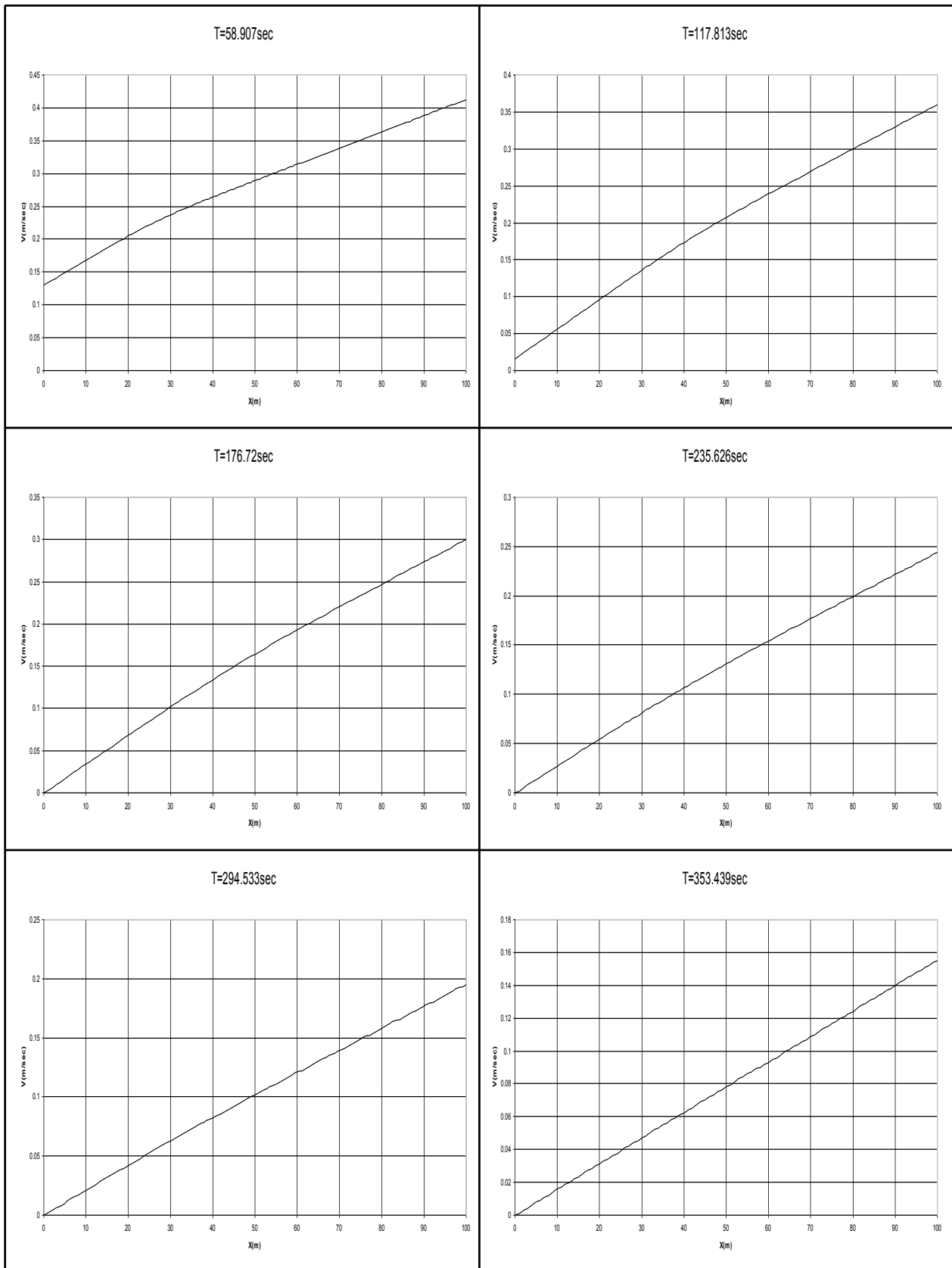
ΧΡΟΝΙΚΗ ΚΑΤΑΝΟΜΗ ΤΑΧΥΤΗΤΑΣ ΚΑΤΑΝΤΗ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ

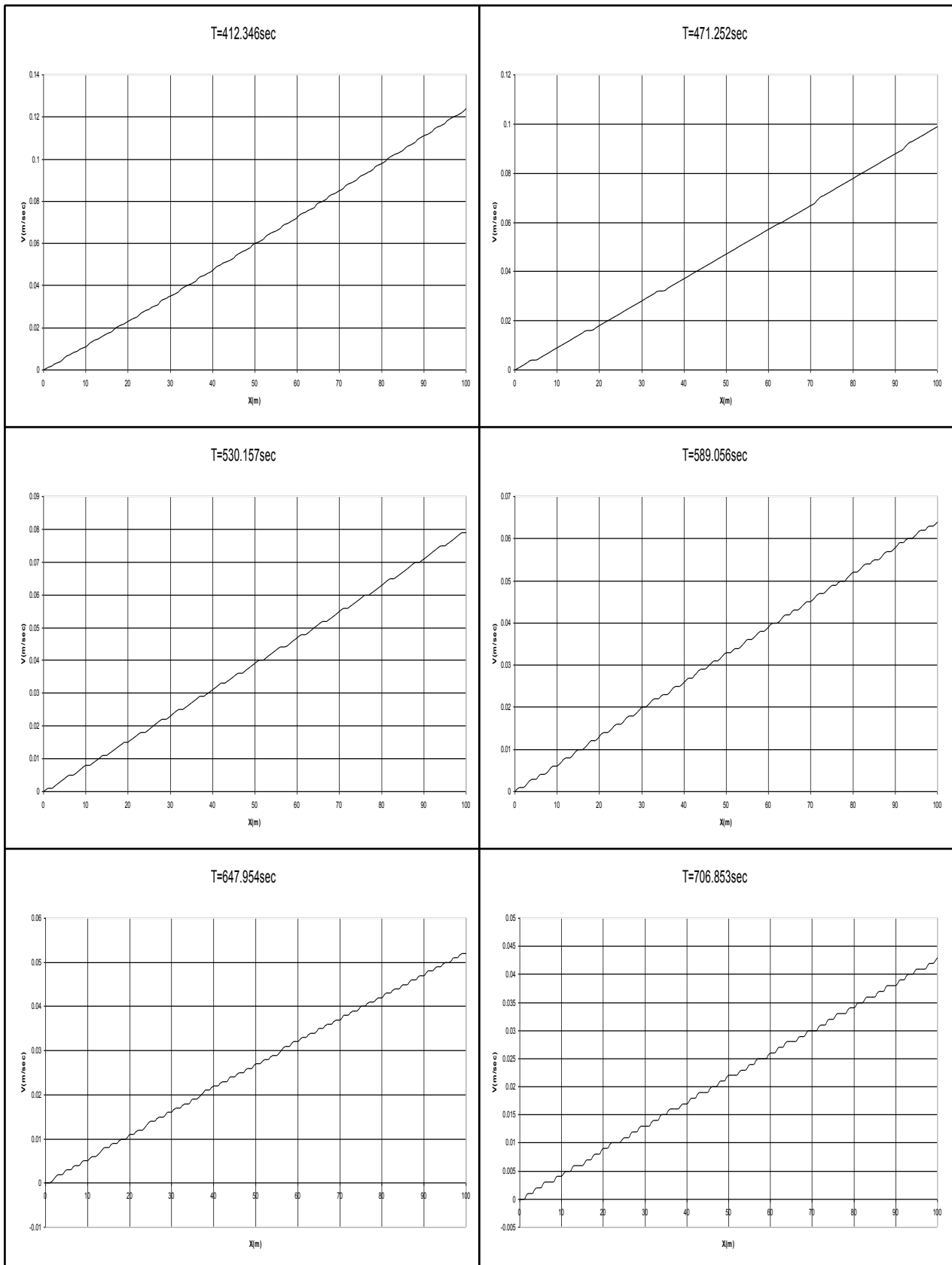


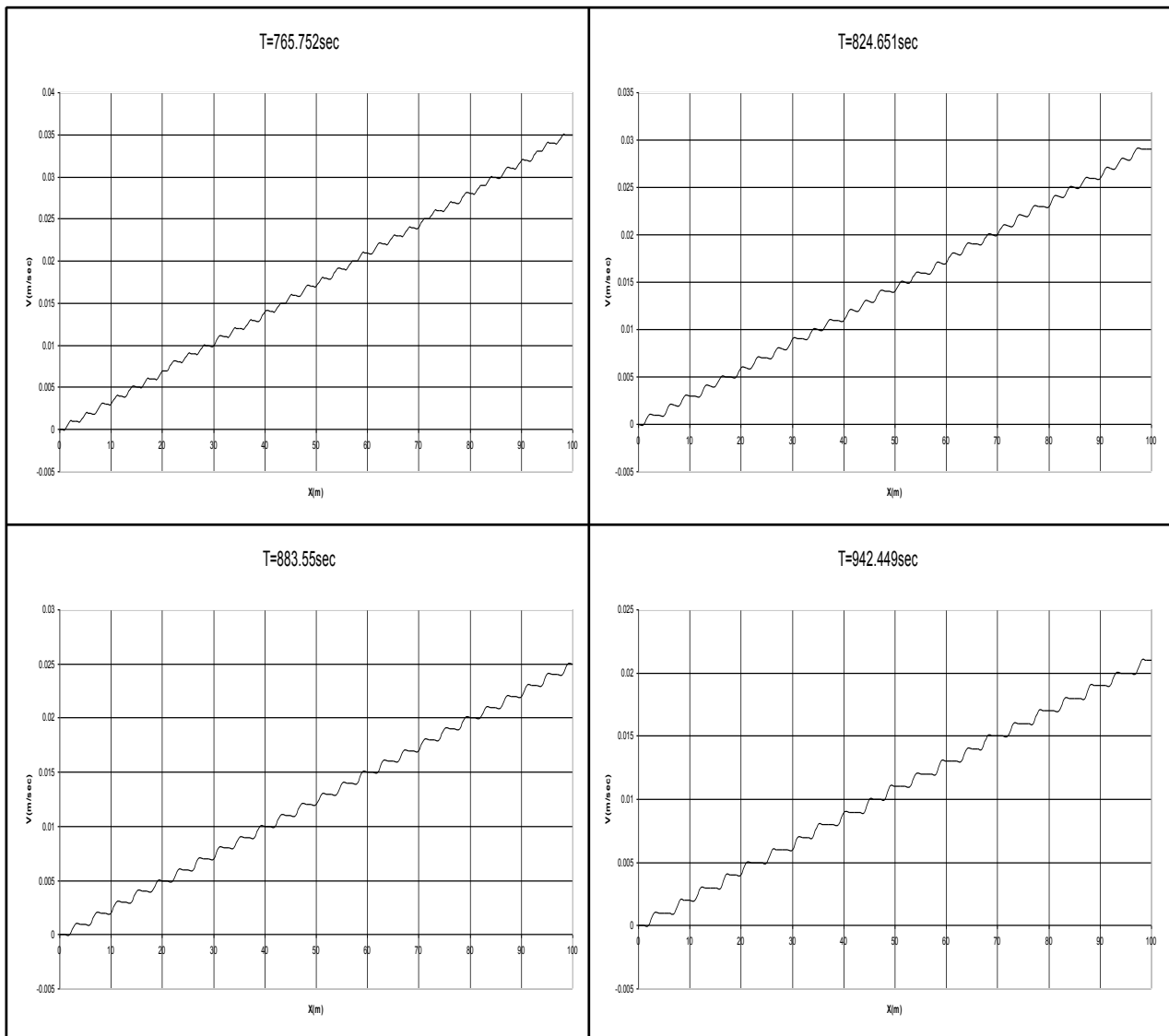












4.5 ΣΧΟΛΙΑΣΜΟΣ ΔΙΑΓΡΑΜΜΑΤΩΝ

1^η Περίπτωση

Απότομο Κλείσιμο του Θυροφράγματος

Συγκρίνοντας τα διαγράμματα των χρονικών κατανομών βάθους και ταχύτητας ανάντη, στο μέσο και κατάντη του ανοικτού αγωγού, προκύπτει ότι οι διακυμάνσεις (διαφορές μέγιστης από την ελάχιστη τιμή σε μια στενή περιοχή χρονικών τιμών) των μεγεθών βάθους και ταχύτητας στα πρώτα 500sec είναι μεγαλύτερες στον ανοικτό αγωγό με την μεγαλύτερη αρχική παροχή για ίδιο αρχικό βάθος. Αυτό, δικαιολογείται από το γεγονός ότι η ορμή του νερού αυξάνει καθώς αυξάνει η παροχή.

Κρατώντας την παροχή σταθερή και αυξάνοντας το αρχικό βάθος παρατηρούμε από τα αντίστοιχα διαγράμματα ότι οι διακυμάνσεις και των δύο μεγεθών μειώνονται για τα πρώτα 2000sec ή και περισσότερο. Αυτή η παρατήρηση δικαιολογείται αν εξετάσουμε τους αριθμούς Froude για το εκάστοτε αρχικό βάθος.

Ο αριθμός Froude όπως αναφέρθηκε στη θεωρία ορίζεται από τη σχέση

$$Fr = \frac{V}{\sqrt{g \cdot D}} \quad (V: \text{η ταχύτητα του νερού, } D: \text{η υδραυλική ακτίνα του ανοικτού}$$

αγωγού) οπότε έχουμε:

1. Αρχικό βάθος $y_d = 1m$: $Fr = 0.7373 < 1$.
2. Αρχικό βάθος $y_d = 2m$: $Fr = 0.2074 < 1$.
3. Αρχικό βάθος $y_d = 3m$: $Fr = 0.0933 < 1$.

Ο αριθμός Froude, δηλαδή μειώνεται καθώς αυξάνουμε το αρχικό βάθος, που σημαίνει ότι οι βαρυτικές δυνάμεις ισχυροποιούνται σε σχέση με τις αδρανειακές δυνάμεις, αφού $Fr = \frac{\text{αδρανειακές}}{\text{βαρυτικές}}$.

Όσον αφορά, το ποια από τις τρεις ταλαντώσεις φθίνει πιο γρήγορα από πλευράς ταχύτητας, αλλά και από πλευράς βάθους εξαρτάται από δύο βασικούς παράγοντες, ο πρώτος είναι η αρχική ειδική ενέργεια του νερού κατά το κλείσιμο του θυροφράγματος και ο δεύτερος οι τριβές που συναντά το νερό από τα τοιχώματα του ανοικτού αγωγού, σε σχέση με το εμβαδόν διατομής που καταλαμβάνει.

Η ειδική ενέργεια του νερού ($E = y + \frac{V^2}{2 \cdot g}$) για κάθε περίπτωση είναι:

1. Αρχικό βάθος $y_d = 1m$: $E = 1.204m$.
2. Αρχικό βάθος $y_d = 2m$: $E = 2.029m$.
3. Αρχικό βάθος $y_d = 3m$: $E = 3.008m$.

Η αρχική ειδική ενέργεια του νερού, δηλαδή αυξάνεται καθώς αυξάνεται το αρχικό βάθος.

Η βασικότερη συνιστώσα του παράγοντα των τριβών είναι η βρεχόμενη περίμετρος. Όσο αυξάνεται το βάθος τόσο αυξάνεται η βρεχόμενη περίμετρος, οπότε αυξάνονται και οι τριβές.

Συνεπώς, το καλύτερο από τα τρία εξεταζόμενα αρχικά βάθη (1m, 2m, 3m) από πλευράς μειωμένων τριβών μεταξύ νερού και τοιχωμάτων του ανοικτού αγωγού είναι το βάθος $y_d = 1m$ και στη συνέχεια το βάθος $y_d = 2m$. Τονίζουμε ότι και τα τελικά βάθη δεν διαφέρουν σημαντικά από τα αρχικά βάθη.

Συνοψίζοντας, η διάταξη με τη μεγαλύτερη αρχική (αλλά και τελική) ειδική ενέργεια νερού είναι αυτή με αρχικό βάθος $3m$, ενώ η διάταξη με τις μικρότερες τριβές σε σχέση πάντα με τη βρεχόμενη περίμετρο είναι αυτή με αρχικό βάθος $1m$. Από τα διαγράμματα των χρονικών κατανομών προκύπτει ότι η ταλάντωση (στο τέλος των 14000sec) φθίνει πιο γρήγορα όσο το αρχικό βάθος μειώνεται, δηλαδή από τους δύο παραπάνω παράγοντες ο πρώτος υπερτερεί του δεύτερου. Ειδικότερα, το συμπέρασμα αυτό προκύπτει από την παρατήρηση ότι οι διακυμάνσεις των μεγεθών στο τέλος των 14000sec , αλλά και οι σχετικές διακυμάνσεις $\left(\frac{\text{διακύμανση}}{\text{αρχικό μέγεθος}}\right)$ γίνονται μεγαλύτερες καθώς αυξάνουμε το αρχικό βάθος.

Γρήγορο Κλείσιμο του Θυροφράγματος

Τα παραπάνω ισχύουν τόσο για το απότομο (στιγμιαίο) κλείσιμο του θυροφράγματος όσο και για το γρήγορο κλείσιμο, αφού για το τελευταίο οι χρονικές κατανομές βάθους και ταχύτητας αλλάζουν ελάχιστα, ωστόσο η ταλάντωση φθίνει πιο γρήγορα. Για να υπάρξουν ουσιαστικές αλλαγές στις χρονικές κατανομές πρέπει ο χρόνος κλεισίματος να γίνει κατά πολύ μεγαλύτερος από τον χαρακτηριστικό χρόνο.

Αργό Κλείσιμο του Θυροφράγματος

Στο αργό κλείσιμο του θυροφράγματος στα διαγράμματα των χρονικών κατανομών βάθους και ταχύτητας οι μέγιστες διακυμάνσεις εμφανίζονται στην περιοχή των 500sec με 1060sec και όχι στην περιοχή κοντά στην αρχή των χρόνων, όπως στο απότομο και γρήγορο κλείσιμο του θυροφράγματος, κάτι που οφείλεται στο νόμο κλεισίματος του θυροφράγματος. Όσο αυξάνουμε το αρχικό βάθος τόσο το μέγεθος των διακυμάνσεων μειώνεται – πάντα για την περιοχή των 500sec με 1060sec – κάτι που δικαιολογείται από το γεγονός ότι ο αριθμός Froude μειώνεται καθώς αυξάνεται το βάθος, δηλαδή οι βαρυτικές δυνάμεις που ασκούνται στο νερό ισχυροποιούνται περισσότερο σε σχέση με τις αδρανειακές δυνάμεις, πάντα για υποκρίσιμη ροή (αδρανειακές δυνάμεις $<$ βαρυτικές δυνάμεις).

Κατά το αργό κλείσιμο του θυροφράγματος οι δύο παράγοντες, που επηρεάζουν το κατά πόσο η προκύπτουσα ταλάντωση φθίνει αργά ή γρήγορα, είναι όπως είπαμε η αρχική ειδική ενέργεια νερού του συστήματος και οι τριβές του νερού με τα τοιχώματα του ανοικτού αγωγού σε σχέση με τη βρεχόμενη περίμετρο. Από τα αντίστοιχα διαγράμματα χρονικών κατανομών προκύπτει ότι ο πρώτος παράγοντας υπερτερεί του δεύτερου στη σύγκριση του ανοικτού αγωγού αρχικού βάθους $y_d = 1m$ με τους ανοικτούς αγωγούς με αρχικά βάθη $y_d = 2m$ και $y_d = 3m$, που σημαίνει ότι η ταλάντωση στον ανοικτό αγωγό αρχικού βάθους $y_d = 1m$ φθίνει πιο γρήγορα από τις δύο άλλες περιπτώσεις. Συγκρίνοντας, τις περιπτώσεις των $y_d = 2m$ και $y_d = 3m$ παρατηρούμε ότι ο παράγοντας των τριβών υπερτερεί του ενεργειακού παράγοντα, δηλαδή το σύστημα με $y_d = 2m$ φθίνει πιο αργά σε σχέση με το σύστημα με $y_d = 3m$.

Στιγμιότυπα Βάθους και Ταχύτητας

Συγκρίνοντας τα στιγμιότυπα βάθους και ταχύτητας για αρχικά βάθη $2m, 3m$ για απότομο και γρήγορο κλείσιμο, προκύπτει ότι το εύρος τιμών βάθους και ταχύτητας για παραπλήσιες χρονικές στιγμές, σε γενικές γραμμές, μειώνεται από το απότομο στο γρήγορο κλείσιμο. Στο αργό κλείσιμο τα εύρη τιμών των μεγεθών για

όλα τα αρχικά βάθη είναι μικρότερα για παραπλήσιες χρονικές στιγμές σε σχέση με τα άλλα είδη κλεισίματος. Ακόμη, σε πολλά στιγμιότυπα φαίνεται ότι το βάθος σχετίζεται γραμμικά με την απόσταση, για τα πρώτα 40m περίπου, ξεκινώντας από ανάντη, ενώ η ταχύτητα συνδέεται γραμμικά με το μήκος του αγωγού στα τελευταία 40m αυτού. Τέλος, σε πολλά στιγμιότυπα εμφανίζονται τοπικές μικροδιαταραχές και μάλιστα σε πολλές περιπτώσεις σε μορφή τοπικής ταλάντωσης, οι οποίες μπορεί να οφείλονται και στην ίδια την υπολογιστική μέθοδο.

2^η Περίπτωση

Απότομο Κλείσιμο του Θυροφράγματος

Ο αριθμός Froude για διάφορες πλευρικές κλίσεις του ανοικτού αγωγού είναι:

1. Πλευρική κλίση $s = 0$: $Fr = 0.281 < 1$ ($y_d = 2.267m$)
2. Πλευρική κλίση $s = 1$: $Fr = 0.184 < 1$ ($y_d = 2.432m$)
3. Πλευρική κλίση $s = 2$: $Fr = 0.142 < 1$ ($y_d = 2.432m$)
4. Πλευρική κλίση $s = 3$: $Fr = 0.115 < 1$ ($y_d = 2.432m$)

Ο αριθμός Froude, δηλαδή μειώνεται καθώς αυξάνουμε την πλευρική κλίση του ανοικτού αγωγού, που σημαίνει ότι οι βαρυτικές δυνάμεις ισχυροποιούνται σε σχέση με τις αδρανειακές, αφού $Fr = \frac{\text{αδρανειακές}}{\text{βαρυτικές}}$. Αυτή η διαπίστωση εξηγεί το γεγονός

ότι στα διαγράμματα των χρονικών κατανομών βάθους για τα πρώτα 100sec οι απότομες διαβαθμίσεις της τιμής του βάθους αυξάνονται καθώς μειώνεται η πλευρική κλίση του ανοικτού αγωγού για $y_d = 2.432m$. Το ίδιο συμβαίνει και στις χρονικές κατανομές ταχύτητας κατάντη του ανοικτού αγωγού.

Η αρχική ειδική ενέργεια του νερού ($E = y + \frac{V^2}{2 \cdot g}$) για κάθε περίπτωση είναι:

1. Πλευρική κλίση $s = 0$: $E = 2.356m$ ($y_d = 2.267m$)
2. Πλευρική κλίση $s = 1$: $E = 2.462m$ ($y_d = 2.432m$)
3. Πλευρική κλίση $s = 2$: $E = 2.447m$ ($y_d = 2.432m$)
4. Πλευρική κλίση $s = 3$: $E = 2.442m$ ($y_d = 2.432m$)

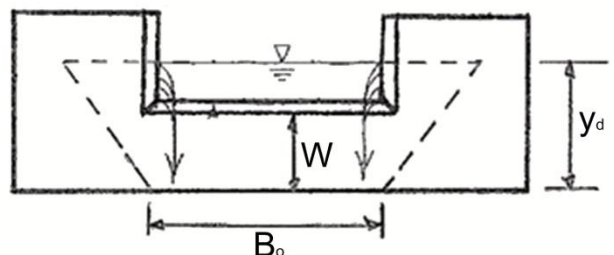
Παρατηρούμε ότι οι τιμές των ειδικών ενεργειών για κάθε σύστημα είναι παραπλήσιες.

Στη συνέχεια υπολογίζουμε το ποσοστό κάλυψης της διατομής της ροής του νερού από τον ορθογώνιο εκχειλιστή.

Εμβαδόν εγκάρσιας υγρής διατομής: $A = \frac{B_o + (B_o + 2 \cdot s \cdot y_d)}{2} \cdot y_d = (B_o + s \cdot y_d) \cdot y_d$

Εμβαδόν κάλυψης της υγρής διατομής (Σχήμα 4.5) από τον εκχειλιστή:

$$A_x = 2 \cdot \frac{1}{2} \cdot y_d \cdot s \cdot y_d + B_o \cdot W = s \cdot y_d^2 + B_o \cdot W$$



Σχήμα 4.5: Κάλυψη της υγρής διατομής από τον εκχειλιστή.

Ποσοστό κάλυψης της υγρής διατομής της μόνιμης ομοιόμορφης ροής (Σχήμα 4.5) από τον εκχειλιστή:

$$a = \frac{A_k}{A} \cdot 100\% = \frac{s \cdot y_d^2 + B_o \cdot W}{(B_o + s \cdot y_d) \cdot y_d} \cdot 100\%$$

1. Πλευρική κλίση $s = 0$: $a = \frac{0 \cdot 2.267^2 + 4 \cdot 1}{(4 + 0 \cdot 2.267) \cdot 2.267} \cdot 100\% = 44.11\%$
2. Πλευρική κλίση $s = 1$: $a = \frac{1 \cdot 2.432^2 + 4 \cdot 1}{(4 + 1 \cdot 2.432) \cdot 2.432} \cdot 100\% = 63.38\%$
3. Πλευρική κλίση $s = 2$: $a = \frac{2 \cdot 2.432^2 + 4 \cdot 1}{(4 + 2 \cdot 2.432) \cdot 2.432} \cdot 100\% = 73.43\%$
4. Πλευρική κλίση $s = 3$: $a = \frac{3 \cdot 2.432^2 + 4 \cdot 1}{(4 + 3 \cdot 2.432) \cdot 2.432} \cdot 100\% = 79.15\%$

Στο σύστημα με το μεγαλύτερο ποσοστό κάλυψης διατηρείται περισσότερο το φαινόμενο γιατί αυτό μπορεί να εγκλωβίσει μεγαλύτερο μέρος της αρχικής ειδικής ενέργειας για δεδομένη χρονική στιγμή. Ο τελευταίος ισχυρισμός πιστοποιείται από τις χρονικές κατανομές βάθους και ταχύτητας ανάντη, μέσο και κατόντη του ανοικτού αγωγού στις οποίες η τιμή του βάθους τείνει γύρω στο $1m$ (ύψος εκχειλιστή) καθώς και της ταχύτητας στο μηδέν τόσο πιο αργά όσο το ποσοστό κάλυψης της εγκάρσιας διατομής της ροής του νερού από τον εκχειλιστή αυξάνει.

Η χρονική κατανομή της ταχύτητας στο μέσο του ανοικτού αγωγού είναι μία φθίνουσα ταλάντωση – χωρίς όμως η ταχύτητα να παίρνει αρνητικές τιμές – της οποίας οι διακυμάνσεις για τα πρώτα $80sec$ περίπου, γίνονται μεγαλύτερες καθώς μειώνεται η πλευρική κλίση (αύξηση του αριθμού Froude) για σταθερό αρχικό βάθος $y_d = 2.432m$ ($s = 1,2,3$). Στη συνέχεια και σίγουρα μετά τα $200sec$ οι διακυμάνσεις για $s = 0,1,2,3$ γίνονται μεγαλύτερες στο σύστημα που μπορεί να εγκλωβίσει περισσότερο την αρχική του ενέργεια, δηλαδή στο σύστημα με το μεγαλύτερο ποσοστό κάλυψης της εγκάρσιας διατομής της ροής του νερού από τον ορθογώνιο εκχειλιστή κατόντη του ανοικτού αγωγού. Σημειώνουμε ότι το ποσοστό κάλυψης είναι πιο ισχυρός παράγοντας επηρεασμού του φαινομένου από ότι είναι ο παράγοντας τριβών.

Γρήγορο Κλείσιμο του Θυροφράγματος

Στο γρήγορο κλείσιμο ισχύουν όσα αναφέραμε και στο απότομο κλείσιμο με τη διαφορά ότι στο γρήγορο οι διαβαθμίσεις της τιμής του βάθους για τα πρώτα $100 sec$ ή και περισσότερο είναι λιγότερο απότομες. Το ίδιο συμβαίνει και στις χρονικές κατανομές ταχύτητας κατόντη του ανοικτού αγωγού. Τέλος, στα διαγράμματα της χρονικής κατανομής της ταχύτητας στο μέσο του ανοικτού αγωγού οι διακυμάνσεις της φθίνουσας ταλάντωσης είναι μικρότερες στο γρήγορο κλείσιμο.

Αργό Κλείσιμο του Θυροφράγματος

Στο αργό κλείσιμο οι διαβαθμίσεις στα πρώτα $100sec$ με $200sec$ στις χρονικές κατανομές βάθους και ταχύτητας δεν εμφανίζονται, όπως γίνεται στα προηγούμενα δύο είδη κλεισίματος και οι τιμές των μεγεθών μειώνονται με πιο ομαλό τρόπο. Εξάιρεση αποτελεί η χρονική κατανομή της ταχύτητας στο μέσο του ανοικτού αγωγού στην οποία το φαινόμενο της ταλάντωσης γίνεται τόσο ασθενές σε σχέση με

τα υπόλοιπα είδη κλεισίματος ώστε οι διακυμάνσεις να τείνουν να μετατραπούν σε διαβαθμίσεις ($s = 1,2,3$).

Στη χρονική κατανομή της ταχύτητας στο μέσο του ανοικτού αγωγού οι διαβαθμίσεις για τα πρώτα 100sec περίπου γίνονται μεγαλύτερες καθώς μειώνεται η πλευρική κλίση (ο αριθμός Froude αυξάνεται) για σταθερό αρχικό βάθος $y_d = 2.432m$ ($s = 1,2,3$). Στη συνέχεια και μετά τα 100sec για $s = 2,3$ οι διαβαθμίσεις γίνονται μεγαλύτερες στο σύστημα που μπορεί να εγκλωβίσει περισσότερο την αρχική ενέργεια, δηλαδή στο σύστημα με το μεγαλύτερο ποσοστό κάλυψης της διατομής της ροής του νερού από τον ορθογώνιο εκχειλιστή κατάντη του ανοικτού αγωγού.

Τέλος, παρατηρούμε ότι η τιμή του βάθους τείνει γύρω στο 1m (ύψος εκχειλιστή) και της ταχύτητας στο μηδέν στα διαγράμματα των διαφόρων χρονικών κατανομών τόσο πιο αργά, όσο το ποσοστό κάλυψης της διατομής της ροής του νερού από τον εκχειλιστή αυξάνει.

Στιγμιότυπα Βάθους και Ταχύτητας

Συγκρίνοντας τα στιγμιότυπα βάθους για πλευρικές κλίσεις $s = 0,1,2,3$ του ανοικτού αγωγού, για την εκάστοτε πλευρική κλίση, τα εύροι τιμών βάθους κατά μήκος του ανοικτού αγωγού για ίδιες χρονικές στιγμές στην χρονική περιοχή {83sec,304sec}, γίνονται μικρότερα καθώς μεταβαίνουμε από το απότομο, στο γρήγορο και στη συνέχεια στο αργό κλείσιμο. Αντίθετα, το εύρος τιμών των ταχυτήτων κατά μήκος του ανοικτού αγωγού, για όλα σχεδόν τα στιγμιότυπα που παρουσιάζουμε για την εκάστοτε πλευρική κλίση, αυξάνει καθώς μεταβαίνουμε από το απότομο, στο γρήγορο και στη συνέχεια στο αργό κλείσιμο για χρονικές στιγμές μετά από 41sec από την αρχή των χρόνων. Στα στιγμιότυπα βάθους στο απότομο κλείσιμο εμφανίζονται τοπικές μικροδιαταραχές και μάλιστα σε πολλές περιπτώσεις σε μορφή τοπικής ταλάντωσης. Ακόμη, σε πολλές περιπτώσεις στα στιγμιότυπα βάθους και ταχύτητας εμφανίζουν τοπικές μικροδιαβαθμίσεις. Οι τοπικές μικροδιαταραχές και μικροδιαβαθμίσεις μπορεί να οφείλονται και στην ίδια την υπολογιστική μέθοδο. Τέλος, σε πολλά στιγμιότυπα φαίνεται ότι η ταχύτητα συνδέεται γραμμικά με το μήκος του ανοικτού αγωγού, ακόμη και για ολόκληρο τον ανοικτό αγωγό με τον ίδιο συντελεστή γραμμικότητας.

ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

1. Ι. Δ. Δημητρίου, *Εφαρμοσμένη Υδραυλική*, για τους σπουδαστές της σχολής Πολιτικών Μηχανικών Ε.Μ.Π., Αθήνα 1995.
2. Ι. Δ. Δημητρίου, *Στοιχεία Υδραυλικής*, για τους σπουδαστές της σχολής Πολιτικών Μηχανικών Ε.Μ.Π., Αθήνα 1995.
3. Δ. Ε. Παπαντώνης, *Υδροδυναμικές Εγκαταστάσεις*, Εκδόσεις Συμεών, Αθήνα 1998.
4. Δ. Ε. Παπαντώνης, *Μικρά Υδροηλεκτρικά Έργα*, Εκδόσεις Συμεών, Αθήνα 2001.
5. Γ. Α. Τερζίδης, *Εφαρμοσμένη Υδραυλική*, Εκδόσεις Ζήτη, Θεσσαλονίκη 1997.
6. Μ. Η. Chaudhry, *Applied Hydraulic Transients*, Van Nostrand Reinhold Company Inc., New York 1987.
7. Μ. Η. Chaudhry, *Open-Channel Flow*, Prentice Hall, Englewood Cliffs, New Jersey 1993.
8. V. T. Chow, *Open-Channel Hydraulics*, McGraw-Hill Book Company, New York 1959.
9. F. M. Henderson, *Open-Channel Flow*, Prentice Hall Inc., New Jersey 1966.
10. S. C. Jain, *Open-Channel Flow*, John Wiley & Sons Inc., New York 2001.
11. J. A. Roberson, J. J. Cassidy, M. H. Chaudhry, *Hydraulic Engineering*, John Wiley & Sons Inc., New York 1995.

Αυτή η σελίδα είναι σκόπιμα λευκή.

ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ

ΧΡΗΣΙΜΟΠΟΙΗΘΕΝΤΑ ΠΡΟΓΡΑΜΜΑΤΑ ΣΕ ΓΛΩΣΣΑ FORTRAN 77

```
PROGRAM LAX
C
C      ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΟΣ ΜΗ ΜΟΝΙΜΗΣ ΡΟΗΣ ΜΕ ΕΛΕΥΘΕΡΗ ΕΠΙΦΑΝΕΙΑ ΜΕ ΤΗ
C      ΜΕΘΟΔΟ ΤΩΝ ΧΑΡΑΚΤΗΡΙΣΤΙΚΩΝ ΣΕ ΣΥΝΔΥΑΣΜΟ ΜΕ ΤΟ ΡΗΤΟ ΣΧΗΜΑ
C      ΔΙΑΧΥΣΗΣ LAX ΣΕ ΕΝΑΝ ΤΡΑΠΕΖΟΕΙΔΗ ΑΝΟΙΚΤΟ ΑΓΩΓΟ
C      ΣΤΑΘΕΡΟ ΒΑΘΟΣ ΡΟΗΣ ΚΑΤΑ ΜΗΚΟΣ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ
C      ΧΡΗΣΙΜΟΠΟΙΕΙΤΑΙ ΩΣ ΑΡΧΙΚΗ ΣΥΝΘΗΚΗ
C      ΜΕΤΑΒΑΤΙΚΕΣ ΣΥΝΘΗΚΕΣ ΠΑΡΑΓΟΝΤΑΙ ΑΠΟ ΤΟ ΓΡΗΓΟΡΟ/ΑΡΓΟ ΚΛΕΙΣΙΜΟ
C      ΤΟΥ ΚΑΤΑΝΤΗ ΘΥΡΟΦΡΑΓΜΑΤΟΣ
C
C      *****ΠΑΡΑΤΗΡΗΣΕΙΣ*****
C      A=ΠΕΡΙΟΧΗ ΤΗΣ ΡΟΗΣ
C      B=ΑΝΩ ΠΛΑΤΟΣ ΕΠΙΦΑΝΕΙΑΣ ΡΟΗΣ
C      BO=ΠΛΑΤΟΣ ΠΥΘΜΕΝΑ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ
C      L=ΜΗΚΟΣ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ
C      P=ΒΡΕΧΟΜΕΝΗ ΠΕΡΙΜΕΤΡΟΣ
C      MN=ΣΥΝΤΕΛΕΣΤΗΣ MANNING
C      QO=ΑΡΧΙΚΗ ΠΑΡΟΧΗ
C      M=ΕΚΘΕΤΗΣ ΣΤΟ ΝΟΜΟ ΚΛΕΙΣΙΜΑΤΟΣ ΤΟΥ ΘΥΡΟΦΡΑΓΜΑΤΟΣ
C      Q=ΠΑΡΟΧΗ
C      S=ΠΛΕΥΡΙΚΗ ΚΛΙΣΗ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ, S ΟΡΙΖΟΝΤΙΑ : 1 ΚΑΤΑΚΟΡΥΦΗ
C      SO=ΚΛΙΣΗ ΠΥΘΜΕΝΑ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ
C      X=ΑΠΟΣΤΑΣΗ ΚΑΤΑ ΜΗΚΟΣ ΤΟΥ ΠΥΘΜΕΝΑ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ ΘΕΤΙΚΗ
C      ΣΤΗΝ ΚΑΤΑΝΤΗ ΚΑΤΕΥΘΥΝΣΗ
C      YD=ΑΡΧΙΚΟ ΒΑΘΟΣ ΡΟΗΣ
C      Y=ΒΑΘΟΣ ΡΟΗΣ
C      YU=ΒΑΘΟΣ ΡΟΗΣ ΣΤΟ ΚΑΤΑΝΤΗ ΑΚΡΟ
C      TS=ΧΡΟΝΟΣ ΚΛΕΙΣΙΜΑΤΟΣ ΤΟΥ ΘΥΡΟΦΡΑΓΜΑΤΟΣ
C      TMAX=ΧΡΟΝΟΣ ΠΑΡΑΤΗΡΗΣΗΣ ΤΟΥ ΦΑΙΝΟΜΕΝΟΥ
C      G=ΕΠΙΤΑΧΥΝΣΗ ΤΗΣ ΒΑΡΥΤΗΤΑΣ
C      *****
C
C      REAL L, MN, MN2, M
C      COMMON BO, S
C      DIMENSION Y(101), YP(101), V(101), VP(101)
C      OPEN (201, FILE='DELTA1.DAT')
C      OPEN (202, FILE='DELTA2.DAT')
C      OPEN (203, FILE='DELTA3.DAT')
C      OPEN (204, FILE='DELTAΥ.DAT')
C      OPEN (205, FILE='DELTAΥ.DAT')
C
C      *****ΔΕΔΟΜΕΝΑ*****
C      IPRINT=0
C      N=100
C      BO=4.
C      L=100.
C      MN=0.013
C      QO=12.
```

```

M=3.2
S=2.
YD=3.
TS=1265.
TMAX=14000.
G=9.81
C *****
WRITE(6,10) N,QO,YD,MN,BO,S,L
10  FORMAT(5X,'N=',I3,'QO=',F8.3,'M3/S','YD=',F6.2,'M',
1  2X,'MN=',F6.3,'BO=',F6.2,'M'/5X,'S=',F8.4,'L=',F8.2,'M')
C
C  ΣΥΝΘΗΚΕΣ ΣΤΑΘΕΡΗΣ ΚΑΤΑΣΤΑΣΗΣ
C
      MN2=MN*MN
      NN=N+1
      A=AR(YD)
      VO=QO/A
      DO 30 I=1,NN
          Y(I)=YD
          V(I)=VO
30  CONTINUE
      B=BT(YD)
      P=WP(YD)
      R=A/P
      SO=(MN2*VO*VO)/(R**1.333)
      C=SQRT((G*A)/B)
      DX=L/FLOAT(N)
      DT=DX/(VO+C)
      T=0.0
60  WRITE(201,250) T,Y(1),V(1)
      WRITE(202,250) T,Y(N/2),V(N/2)
      WRITE(203,250) T,Y(NN),V(NN)
250  FORMAT(3F10.3)
70  T=T+DT
      R=0.5*(DT/DX)
      IF (T.GT.TMAX) GOTO 160
C
C  ANANTH AKPO
C
      YP(1)=YD
      AB=AR(Y(2))
      BB=BT(Y(2))
      CB=SQRT((G*BB)/AB)
      RB=AB/WP(Y(2))
      SFB=(MN2*V(2)*V(2))/(RB**1.333)
      CN=V(2)-CB*Y(2)+G*(SO-SFB)*DT
      VP(1)=CN+CB*YP(1)
C
C  KATANTH AKPO
C
      AA=AR(Y(N))
      BA=BT(Y(N))
      CA=SQRT((G*BA)/AA)
      RA=AA/WP(Y(N))
      SFA=(MN2*V(N)*V(N))/(RA**1.333)
      CP=V(N)+CA*Y(N)+G*(SO-SFA)*DT
      SQ=1.-T/TS
      IF (SQ.GT.0.0) THEN
          Q=QO*SQ**M
          DO 400 YPU=10.,0.1,-0.001

```

```

      F1=Q/AR(YPU)-CP+CA*YPU
      DF1=-((Q*(BO+2.*S*YPU))/AR(YPU)**2)+CA
      YU=YPU+F1/DF1
      IF (ABS(YU-YPU).LT.0.001) THEN
        YP(NN)=YU
        VP(NN)=CP-CA*YP(NN)
        GOTO 401
      ENDIF
400    CONTINUE
      ELSE
        YP(NN)=CP/CA
        VP(NN)=0.
      ENDIF
C
C    ΕΣΩΤΕΡΙΚΟΙ ΚΟΜΒΟΙ
C
401    DO 80 I=2,N
        I1=I-1
        IP1=I+1
        AA=AR(Y(I1))
        PA=WP(Y(I1))
        RA=AA/PA
        SFA=(MN2*V(I1)*V(I1))/(RA**1.333)
        BA=BT(Y(I1))
        AB=AR(Y(IP1))
        BB=BT(Y(IP1))
        PB=WP(Y(IP1))
        RB=AB/PB
        SFB=(MN2*V(IP1)*V(IP1))/(RB**1.333)
        DM=0.5*(AA/BA+AB/BB)
        SFM=0.5*(SFA+SFB)
        YM=0.5*(Y(I1)+Y(IP1))
        VM=0.5*(V(I1)+V(IP1))
        YP(I)=YM-R*DM*(V(IP1)-V(I1))-R*VM*(Y(IP1)-Y(I1))
        VP(I)=VM-R*G*(Y(IP1)-Y(I1))-R*VM*(V(IP1)-V(I1))+G*DT*(SO-SFM)
80    CONTINUE
C
C    ΕΛΕΓΧΟΣ ΓΙΑ ΕΥΣΤΑΘΕΙΑ
C
      DTN=1.
      DO 100 I=1,NN
        A=AR(YP(I))
        B=BT(YP(I))
        C=SQRT((G*A)/B)
        DTN=AMIN1(DTN,DX/(ABS(VP(I))+C))
100    CONTINUE
      IF (DTN.LT.DT) THEN
        T=T-DT
        DT=DTN
        GOTO 70
      ENDIF
      DO 130 I=1,NN
        Y(I)=YP(I)
        V(I)=VP(I)
130    CONTINUE
      IPRINT=IPRINT+1
      IF (MOD(IPRINT,1000).EQ.0) THEN
        WRITE(204,251) T
        WRITE(205,251) T
        DO 140 I=1,NN

```

```

                X=FLOAT(I-1)*(L/FLOAT(N))
                WRITE(204,252) X,Y(I)
                WRITE(205,252) X,V(I)
140             CONTINUE
                ENDIF
                GOTO 60
251             FORMAT(F10.3)
252             FORMAT(2F12.3)
160             STOP
                END
C
                FUNCTION BT(YY1)
                COMMON BO,S
                BT=BO+2.*S*YY1
                RETURN
                END
C
                FUNCTION AR(YY2)
                COMMON BO,S
                AR=YY2*(BO+S*YY2)
                RETURN
                END
C
                FUNCTION WP(YY3)
                COMMON BO,S
                WP=BO+2.*YY3*SQRT(1.+S*S)
                RETURN
                END
```


PROGRAM SPILL1

```

C
C      ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΟΣ ΜΗ ΜΟΝΙΜΗΣ ΡΟΗΣ ΜΕ ΕΛΕΥΘΕΡΗ ΕΠΙΦΑΝΕΙΑ ΜΕ ΤΗ
C      ΜΕΘΟΔΟ ΤΩΝ ΧΑΡΑΚΤΗΡΙΣΤΙΚΩΝ ΣΕ ΣΥΝΔΥΑΣΜΟ ΜΕ ΤΟ ΡΗΤΟ ΣΧΗΜΑ
C      ΔΙΑΧΥΣΗΣ LAX ΣΕ ΕΝΑΝ ΟΡΘΟΓΩΝΙΑΣ ΔΙΑΤΟΜΗΣ ΑΝΟΙΚΤΟ ΑΓΩΓΟ (S=0)
C      ΣΤΑΘΕΡΟ ΒΑΘΟΣ ΡΟΗΣ ΚΑΤΑ ΜΗΚΟΣ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ
C      ΧΡΗΣΙΜΟΠΟΙΕΙΤΑΙ ΩΣ ΑΡΧΙΚΗ ΣΥΝΘΗΚΗ
C      ΜΕΤΑΒΑΤΙΚΕΣ ΣΥΝΘΗΚΕΣ ΠΑΡΑΓΟΝΤΑΙ ΑΠΟ ΤΟ ΓΡΗΓΟΡΟ/ΑΡΓΟ ΚΛΕΙΣΙΜΟ
C      ΤΟΥ ΑΝΑΝΤΗ ΘΥΡΟΦΡΑΓΜΑΤΟΣ Η ΠΤΕΡΥΓΙΩΝ ΥΔΡΟΣΤΡΟΒΙΛΟΥ ΕΝΩ
C      ΚΑΤΑΝΤΗ ΥΠΑΡΧΕΙ ΕΚΧΕΙΛΙΣΤΗΣ
C
C      *****ΠΑΡΑΤΗΡΗΣΕΙΣ*****
C      A=ΠΕΡΙΟΧΗ ΤΗΣ ΡΟΗΣ
C      AS=ΠΕΡΙΟΧΗ ΡΟΗΣ ΠΑΝΩ ΑΠΟ ΤΟΝ ΕΚΧΕΙΛΙΣΤΗ
C      B=ΑΝΩ ΠΛΑΤΟΣ ΕΠΙΦΑΝΕΙΑΣ ΡΟΗΣ
C      BO=ΠΛΑΤΟΣ ΠΥΘΜΕΝΑ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ
C      L=ΜΗΚΟΣ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ
C      P=ΒΡΕΧΟΜΕΝΗ ΠΕΡΙΜΕΤΡΟΣ
C      MN=ΣΥΝΤΕΛΕΣΤΗΣ MANNING
C      QO=ΑΡΧΙΚΗ ΠΑΡΟΧΗ
C      M=ΕΚΘΕΤΗΣ ΣΤΟ ΝΟΜΟ ΚΛΕΙΣΙΜΑΤΟΣ ΤΟΥ ΘΥΡΟΦΡΑΓΜΑΤΟΣ
C      Q=ΠΑΡΟΧΗ
C      S=ΠΛΕΥΡΙΚΗ ΚΛΙΣΗ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ, S ΟΡΙΖΟΝΤΙΑ : 1 ΚΑΤΑΚΟΡΥΦΗ
C      SO=ΚΛΙΣΗ ΠΥΘΜΕΝΑ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ
C      X=ΑΠΟΣΤΑΣΗ ΚΑΤΑ ΜΗΚΟΣ ΤΟΥ ΠΥΘΜΕΝΑ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ ΘΕΤΙΚΗ
C      ΣΤΗΝ ΚΑΤΑΝΤΗ ΚΑΤΕΥΘΥΝΣΗ
C      YD=ΑΡΧΙΚΟ ΒΑΘΟΣ ΡΟΗΣ
C      Y=ΒΑΘΟΣ ΡΟΗΣ
C      YU=ΒΑΘΟΣ ΡΟΗΣ ΣΤΟ ΑΝΑΝΤΗ ΑΚΡΟ
C      HS=ΥΨΟΣ ΕΚΧΕΙΛΙΣΤΗ ΑΠΟ ΤΟΝ ΠΥΘΜΕΝΑ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ
C      TS=ΧΡΟΝΟΣ ΚΛΕΙΣΙΜΑΤΟΣ ΤΟΥ ΘΥΡΟΦΡΑΓΜΑΤΟΣ
C      TMAX=ΧΡΟΝΟΣ ΠΑΡΑΤΗΡΗΣΗΣ ΤΟΥ ΦΑΙΝΟΜΕΝΟΥ
C      G=ΕΠΙΤΑΧΥΝΣΗ ΤΗΣ ΒΑΡΥΤΗΤΑΣ
C      *****
C
C      REAL L, MN, MN2, M
C      DIMENSION Y(101), YP(101), V(101), VP(101)
C      OPEN (201, FILE='DELTA1.DAT')
C      OPEN (202, FILE='DELTA2.DAT')
C      OPEN (203, FILE='DELTA3.DAT')
C      OPEN (204, FILE='DELTAΥ.DAT')
C      OPEN (205, FILE='DELTAΥ.DAT')
C      *****ΔΕΔΟΜΕΝΑ*****
C      IPRINT=0
C      N=100
C      BO=4.
C      L=100.
C      MN=0.013
C      QO=12.
C      M=3.2
C      S=0.0
C      HS=1.
C      TS=120.
C      TMAX=1000.
C      G=9.81
C      *****
C      WRITE(6,10) N,QO,MN,BO,S,L
10     FORMAT(5X,'N=',I3,'QO=',F8.3,'M3/S',2X,'MN=',F6.3,'BO=',F6.2,'M'

```

```

1  5X,'S=',F8.4,'L=',F8.2,'M')
C
C  ΣΥΝΘΗΚΕΣ ΣΤΑΘΕΡΗΣ ΚΑΤΑΣΤΑΣΗΣ
C
      MN2=MN*MN
      NN=N+1
      YS1=4.
300  YS=YS1
      F=QO-(2./3.)*BO*(0.611+0.08*((YS-HS)/HS))*SQRT(2.*G*(YS-HS)**3)
      DF=-SQRT(2.*G*(YS-HS))*BO*(0.611+(0.4/3.)*((YS-HS)/HS))
      YS1=YS-F/DF
      IF(ABS(YS1-YS).GT.0.001) GOTO 300
      YD=YS1
      A=AR(YD)
      VO=QO/A
      DO 30 I=1,NN
          Y(I)=YD
          V(I)=VO
30  CONTINUE
      B=BT(YD)
      P=WP(YD)
      R=A/P
      SO=(MN2*VO*VO)/(R**1.333)
      C=SQRT((G*A)/B)
      DX=L/FLOAT(N)
      DT=DX/(VO+C)
      T=0.0
60  WRITE(201, 250) T, Y(1), V(1)
      WRITE(202,250) T, Y(N/2), V(N/2)
      WRITE(203,250) T, Y(NN), V(NN)
250  FORMAT(3F10.3)
70  T=T+DT
      R=0.5*(DT/DX)
      IF (T.GT.TMAX) GOTO 160
C
C  ANANTH AKPO
C
      AB=AR(Y(2))
      BB=BT(Y(2))
      CB=SQRT((G*BB)/AB)
      RB=AB/WP(Y(2))
      SFB=(MN2*V(2)*V(2))/(RB**1.333)
      CN=V(2)-CB*Y(2)+G*(SO-SFB)*DT
      SQ=1.-T/TS
      IF(SQ.GT.0.0) THEN
          Q=QO*SQ**M
          DO 400 YPU=0.1,10.,0.0001
              F1=Q/AR(YPU)-CN-CB*YPU
              DF1=-((Q*(BO+2.*S*YPU))/AR(YPU)**2)-CB
              YU=YPU-F1/DF1
              IF(ABS(YU-YPU).LT.0.001) THEN
                  YP(1)=YU
                  VP(1)=CN+CB*YP(1)
                  GOTO 401
              ENDIF
400  CONTINUE
      ELSE
          YP(1)=- (CN/CB)
          VP(1)=0.0
      ENDIF

```

```

C
C      KATANTH AKPO
C
401      AA=AR(Y(N))
          BA=BT(Y(N))
          CA=SQRT((G*BA)/AA)
          RA=AA/WP(Y(N))
          SFA=(MN2*V(N)*V(N))/(RA**1.333)
          CP=V(N)+CA*Y(N)+G*(SO-SFA)*DT
          DO 500 YPN=10.,1.,-0.0001
              F1=((2./3.)*(0.611+0.08*((YPN-HS)/HS))*SQRT(2.*G*(YPN-HS)**3))/YPN
1          -CP+CA*YPN
              DF1=(SQRT(2.*G*(YPN-HS))*(((0.4/3.)*((YPN-HS)/HS)+0.611)*YPN-(2./3
1          .)*(0.611+0.08*((YPN-HS)/HS))*(YPN-HS)))/YPN**2+CA
              YF1=YPN-F1/DF1
              IF(ABS(YF1-YPN).LT.0.001) GOTO 501
500      CONTINUE
          GOTO 502
501      IF(YF1.GT.HS) THEN
              YP(NN)=YF1
              VP(NN)=CP-CA*YP(NN)
              GOTO 600
          ELSE
              YP(NN)=CP/CA
              VP(NN)=0.0
              GOTO 600
          ENDIF
502      YP(NN)=CP/CA
          VP(NN)=0.0
C
C      ΕΣΩΤΕΡΙΚΟΙ ΚΟΜΒΟΙ
C
600      DO 80 I=2,N
          I1=I-1
          IP1=I+1
          AA=AR(Y(I1))
          PA=WP(Y(I1))
          RA=AA/PA
          SFA=(MN2*V(I1)*V(I1))/(RA**1.333)
          BA=BT(Y(I1))
          AB=AR(Y(IP1))
          BB=BT(Y(IP1))
          PB=WP(Y(IP1))
          RB=AB/PB
          SFB=(MN2*V(IP1)*V(IP1))/(RB**1.333)
          DM=0.5*(AA/BA+AB/BB)
          SFM=0.5*(SFA+SFB)
          YM=0.5*(Y(I1)+Y(IP1))
          VM=0.5*(V(I1)+V(IP1))
          YP(I)=YM-R*DM*(V(IP1)-V(I1))-R*VM*(Y(IP1)-Y(I1))
          VP(I)=VM-R*G*(Y(IP1)-Y(I1))-R*VM*(V(IP1)-V(I1))+G*DT*(SO-SFM)
80      CONTINUE
C
C      ΕΛΕΓΧΟΣ ΓΙΑ ΕΥΣΤΑΘΕΙΑ
C
          DTN=1.
          DO 100 I=1,NN
              A=AR(YP(I))

```

```

      B=BT(YP(I))
      C=SQRT((G*A)/B)
      DTN=AMIN1(DTN,DX/(ABS(VP(I))+C))
100  CONTINUE
      IF (DTN.LT.DT) THEN
          T=T-DT
          DT=DTN
          GOTO 70
      ENDIF
      DO 130 I=1,NN
          Y(I)=YP(I)
          V(I)=VP(I)
130  CONTINUE
      IPRINT=IPRINT+1
      IF (MOD(IPRINT,250).EQ.0) THEN
          WRITE(204,251) T
          WRITE(205,251) T
          DO 140 I=1,NN
              X=FLOAT(I-1)*(L/FLOAT(N))
              WRITE(204,252) X,Y(I)
              WRITE(205,252) X,V(I)
140  CONTINUE
      ENDIF
      GOTO 60
251  FORMAT(F10.3)
252  FORMAT(2F12.3)
160  STOP
      END

C
      FUNCTION BT(YY1)
      BT=4.+2.*0.0*YY1
      RETURN
      END

C
      FUNCTION AR(YY2)
      AR=YY2*(4.+0.0*YY2)
      RETURN
      END

C
      FUNCTION WP(YY3)
      WP=4.+2.*YY3*SQRT(1.+0.0*0.0)
      RETURN
      END
```

PROGRAM SPILL2

```

C
C
C      ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΟΣ ΜΗ ΜΟΝΙΜΗΣ ΡΟΗΣ ΜΕ ΕΛΕΥΘΕΡΗ ΕΠΙΦΑΝΕΙΑ ΜΕ ΤΗ
C      ΜΕΘΟΔΟ ΤΩΝ ΧΑΡΑΚΤΗΡΙΣΤΙΚΩΝ ΣΕ ΣΥΝΔΥΑΣΜΟ ΜΕ ΤΟ ΡΗΤΟ ΣΧΗΜΑ
C      ΔΙΑΧΥΣΗΣ LAX ΣΕ ΕΝΑΝ ΤΡΑΠΕΖΟΕΙΔΟΥΣ ΔΙΑΤΟΜΗΣ ΑΝΟΙΚΤΟ ΑΓΩΓΟ
C      ΣΤΑΘΕΡΟ ΒΑΘΟΣ ΡΟΗΣ ΚΑΤΑ ΜΗΚΟΣ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ
C      ΧΡΗΣΙΜΟΠΟΙΕΙΤΑΙ ΩΣ ΑΡΧΙΚΗ ΣΥΝΘΗΚΗ
C      ΜΕΤΑΒΑΤΙΚΕΣ ΣΥΝΘΗΚΕΣ ΠΑΡΑΓΟΝΤΑΙ ΑΠΟ ΤΟ ΓΡΗΓΟΡΟ/ΑΡΓΟ ΚΛΕΙΣΙΜΟ
C      ΤΟΥ ΑΝΑΝΤΗ ΘΥΡΟΦΡΑΓΜΑΤΟΣ Ή ΡΥΘΜΙΣΤΙΚΩΝ ΠΤΕΡΥΓΙΩΝ
C      ΥΔΡΟΣΤΡΟΒΙΛΟΥ ΕΝΩ ΚΑΤΑΝΤΗ ΥΠΑΡΧΕΙ ΕΚΧΕΙΛΙΣΤΗΣ
C
C      *****ΠΑΡΑΤΗΡΗΣΕΙΣ*****
C      A=ΠΕΡΙΟΧΗ ΤΗΣ ΡΟΗΣ
C      AS=ΠΕΡΙΟΧΗ ΡΟΗΣ ΠΑΝΩ ΑΠΟ ΤΟΝ ΕΚΧΕΙΛΙΣΤΗ
C      B=ΑΝΩ ΠΛΑΤΟΣ ΕΠΙΦΑΝΕΙΑΣ ΡΟΗΣ
C      BO=ΠΛΑΤΟΣ ΠΥΘΜΕΝΑ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ
C      L=ΜΗΚΟΣ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ
C      P=ΒΡΕΧΟΜΕΝΗ ΠΕΡΙΜΕΤΡΟΣ
C      MN=ΣΥΝΤΕΛΕΣΤΗΣ MANNING
C      QO=ΑΡΧΙΚΗ ΠΑΡΟΧΗ
C      M=ΕΚΘΕΤΗΣ ΣΤΟ ΝΟΜΟ ΚΛΕΙΣΙΜΑΤΟΣ ΤΟΥ ΘΥΡΟΦΡΑΓΜΑΤΟΣ
C      Q=ΠΑΡΟΧΗ
C      S=ΠΛΕΥΡΙΚΗ ΚΛΙΣΗ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ, S ΟΡΙΖΟΝΤΙΑ : 1 ΚΑΤΑΚΟΡΥΦΗ
C      SO=ΚΛΙΣΗ ΠΥΘΜΕΝΑ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ
C      X=ΑΠΟΣΤΑΣΗ ΚΑΤΑ ΜΗΚΟΣ ΤΟΥ ΠΥΘΜΕΝΑ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ ΘΕΤΙΚΗ
C      ΣΤΗΝ ΚΑΤΑΝΤΗ ΚΑΤΕΥΘΥΝΣΗ
C      YD=ΑΡΧΙΚΟ ΒΑΘΟΣ ΡΟΗΣ
C      Y=ΒΑΘΟΣ ΡΟΗΣ
C      YU=ΒΑΘΟΣ ΡΟΗΣ ΣΤΟ ΑΝΑΝΤΗ ΑΚΡΟ
C      HS=ΥΨΟΣ ΕΚΧΕΙΛΙΣΤΗ ΑΠΟ ΤΟΝ ΠΥΘΜΕΝΑ ΤΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ
C      TS=ΧΡΟΝΟΣ ΚΛΕΙΣΙΜΑΤΟΣ ΤΟΥ ΘΥΡΟΦΡΑΓΜΑΤΟΣ
C      TMAX=ΧΡΟΝΟΣ ΠΑΡΑΤΗΡΗΣΗΣ ΤΟΥ ΦΑΙΝΟΜΕΝΟΥ
C      G=ΕΠΙΤΑΧΥΝΣΗ ΤΗΣ ΒΑΡΥΤΗΤΑΣ
C      *****
C
C      REAL L, MN, MN2, M
C      DIMENSION Y(101), YP(101), V(101), VP(101)
C      COMMON BO,S
C      OPEN (201, FILE='DELTA1.DAT')
C      OPEN (202, FILE='DELTA2.DAT')
C      OPEN (203, FILE='DELTA3.DAT')
C      OPEN (204, FILE='DELTAΥ.DAT')
C      OPEN (205, FILE='DELTAΥ.DAT')
C      *****ΔΕΔΟΜΕΝΑ*****
C      IPRINT=0
C      N=100
C      BO=4.
C      L=100.
C      MN=0.013
C      QO=12.
C      M=3.2
C      S=1.0
C      HS=1.
C      TS=136.
C      TMAX=1000.
C      G=9.81
C      *****
C      WRITE(6,10) N,QO,MN,BO,S,L
10      FORMAT(5X,'N=',I3,'QO=',F8.3,'M3/S',2X,'MN=',F6.3,'BO=',F6.2,'M'
1      5X,'S=',F8.4,'L=',F8.2,'M')

```

```

C
C      ΣΥΝΘΗΚΕΣ ΣΤΑΘΕΡΗΣ ΚΑΤΑΣΤΑΣΗΣ
C
      MN2=MN*MN
      NN=N+1
      YS1=4.
300    YS=YS1
      F=QO-0.41*SQRT(2.*G*(YS-HS)**3)*(BO-0.1*(YS-HS))
      DF=0.615*SQRT(2.*G*(YS-HS))*((0.2/3.)*(YS-HS)-(BO-0.1*(YS-HS)))
      YS1=YS-F/DF
      IF(ABS(YS1-YS).GT.0.001) GOTO 300
      YD=YS1
      A=AR(YD)
      VO=QO/A
      DO 30 I=1,NN
          Y(I)=YD
          V(I)=VO
30    CONTINUE
      B=BT(YD)
      P=WP(YD)
      R=A/P
      SO=(MN2*VO*VO)/(R**1.333)
      C=SQRT((G*A)/B)
      DX=L/FLOAT(N)
      DT=DX/(VO+C)
      T=0.0
60    WRITE(201, 250) T,Y(1),V(1)
      WRITE(202,250) T,Y(N/2),V(N/2)
      WRITE(203,250) T,Y(NN),V(NN)
250   FORMAT(3F10.3)
70    T=T+DT
      R=0.5*(DT/DX)
      IF (T.GT.TMAX) GOTO 160

C
C      ANANTH AKPO
C
      AB=AR(Y(2))
      BB=BT(Y(2))
      CB=SQRT((G*BB)/AB)
      RB=AB/WP(Y(2))
      SFB=(MN2*V(2)*V(2))/(RB**1.333)
      CN=V(2)-CB*Y(2)+G*(SO-SFB)*DT
      SQ=1.-T/TS
      IF(SQ.GT.0.0) THEN
          Q=QO*SQ**M
          DO 400 YPU=0.1,10.,0.0001
              F1=Q/AR(YPU)-CN-CB*YPU
              DF1=-((Q*(BO+2.*S*YPU))/AR(YPU)**2)-CB
              YU=YPU-F1/DF1
              IF(ABS(YU-YPU).LT.0.001) THEN
                  YP(1)=YU
                  VP(1)=CN+CB*YP(1)
                  GOTO 401
              ENDIF
400    CONTINUE
      ELSE
          YP(1)=- (CN/CB)
          VP(1)=0.0
      ENDIF
C

```

```

C      KATANTH AKPO
C
401      AA=AR(Y(N))
          BA=BT(Y(N))
          CA=SQRT((G*BA)/AA)
          RA=AA/WP(Y(N))
          SFA=(MN2*V(N)*V(N))/(RA**1.333)
          CP=V(N)+CA*Y(N)+G*(SO-SFA)*DT
          DO 500 YPN=10.,1.001,-0.0001
              F1=(0.41*SQRT(2.*G*(YPN-HS)**3)*(BO-0.1*(YPN-HS)))/AR(YPN)-CP+CA*Y
1          PN
              DF1=(0.41*SQRT(2.*G*(YPN-HS))*(-0.1*(YPN-HS)+1.5*(BO-0.1*(YPN-HS))
1              )*((BO+S*YPN)*YPN)-(BO-0.1*(YPN-HS))*(YPN-HS)*(BO+2.*S*YPN))/AR(YP
2              N)**2+CA
              YF1=YPN-F1/DF1
              IF(ABS(YF1-YPN).LT.0.001) GOTO 501
500      CONTINUE
          GOTO 502
501      IF(YF1.GT.HS) THEN
              YP(NN)=YF1
              VP(NN)=CP-CA*YP(NN)
              GOTO 600
          ELSE
              YP(NN)=CP/CA
              VP(NN)=0.0
              GOTO 600
          ENDIF
502      YP(NN)=CP/CA
          VP(NN)=0.0
C
C      ΕΣΩΤΕΡΙΚΟΙ ΚΟΜΒΟΙ
C
600      DO 80 I=2,N
          I1=I-1
          IP1=I+1
          AA=AR(Y(I1))
          PA=WP(Y(I1))
          RA=AA/PA
          SFA=(MN2*V(I1)*V(I1))/(RA**1.333)
          BA=BT(Y(I1))
          AB=AR(Y(IP1))
          BB=BT(Y(IP1))
          PB=WP(Y(IP1))
          RB=AB/PB
          SFB=(MN2*V(IP1)*V(IP1))/(RB**1.333)
          DM=0.5*(AA/BA+AB/BB)
          SFM=0.5*(SFA+SFB)
          YM=0.5*(Y(I1)+Y(IP1))
          VM=0.5*(V(I1)+V(IP1))
          YP(I)=YM-R*DM*(V(IP1)-V(I1))-R*VM*(Y(IP1)-Y(I1))
          VP(I)=VM-R*G*(Y(IP1)-Y(I1))-R*VM*(V(IP1)-V(I1))+G*DT*(SO-SFM)
80      CONTINUE
C
C      ΕΛΕΓΧΟΣ ΓΙΑ ΕΥΣΤΑΘΕΙΑ
C
          DTN=1.
          DO 100 I=1,NN
              A=AR(YP(I))

```

```

        B=BT(YP(I))
        C=SQRT((G*A)/B)
        DTN=AMIN1(DTN,DX/(ABS(VP(I))+C))
100    CONTINUE
        IF (DTN.LT.DT) THEN
            T=T-DT
            DT=DTN
            GOTO 70
        ENDIF
        DO 130 I=1,NN
            Y(I)=YP(I)
            V(I)=VP(I)
130    CONTINUE
        IPRINT=IPRINT+1
        IF (MOD(IPRINT,250).EQ.0) THEN
            WRITE(204,251) T
            WRITE(205,251) T
            DO 140 I=1,NN
                X=FLOAT(I-1)*(L/FLOAT(N))
                WRITE(204,252) X,Y(I)
                WRITE(205,252) X,V(I)
140    CONTINUE
            ENDIF
            GOTO 60
251    FORMAT(F10.3)
252    FORMAT(2F12.3)
160    STOP
        END
C
        FUNCTION BT(YY1)
        COMMON BO,S
        BT=BO+2.*S*YY1
        RETURN
        END
C
        FUNCTION AR(YY2)
        COMMON BO,S
        AR=YY2*(BO+S*YY2)
        RETURN
        END
C
        FUNCTION WP(YY3)
        COMMN BO,S
        WP=BO+2.*YY3*SQRT(1.+S**2)
        RETURN
        END

```

Και στα τρία προγράμματα, αν το κλείσιμο του θυροφράγματος είναι απότομο (στιγμαίο), τότε η δομή IF(SQ.GT.0.0) THEN...ELSE...ENDIF αντικαθίσταται μόνο από τις εντολές που θα εκτελέσει το κάθε πρόγραμμα όταν η απάντηση στην παραπάνω λογική παράσταση είναι OXI (FALSE), δηλαδή τις εντολές που ακολουθούν μετά το ELSE. Σε αυτήν την περίπτωση, οι μεταβλητές SQ, TS, M παραλείπονται.