

Ο Μηχανισμός Διάβρωσης-Εναπόθεσης σε Ροές Συνθριμάτων

Erosion and Deposition Mechanism in Debris Flows

ΒΕΒΑΙΑΚΗΣ, Ε. Διπλ. Σ.Ε.Μ.Φ.Ε., Υποψήφιος Διδάκτορας Ε.Μ.Π.

ΣΤΕΦΑΝΟΥ, Ι. Πολιτικός Μηχανικός, Υποψήφιος Διδάκτορας Ε.Μ.Π.

ΠΑΠΑΝΙΚΟΛΟΠΟΥΛΟΣ, Σ-Α. Πολιτικός Μηχανικός, Υποψήφιος Διδάκτορας Ε.Μ.Π.

ΒΑΡΔΟΥΛΑΚΗΣ, Ι. Καθηγητής Ε.Μ.Π.

ΠΕΡΙΛΗΨΗ: Στην παρούσα εργασία παρουσιάζονται αποτελέσματα από μία προκαταρκτική πειραματική μελέτη ροής κοκκώδους υλικού σε κεκλιμένο αγωγό σταθερής διατομής. Συγκεκριμένα μελετάται ο μηχανισμός διάβρωσης-εναπόθεσης του υποστρώματος της ροής και η επιρροή του στην εξέλιξή της. Δίδονται αποτελέσματα οπτικών μετρήσεων, οι οποίες επιβεβαιώνουν την στρωματοποίηση της ροής. Τέλος παρουσιάζονται και ενδεικτικά και κάποια αποτελέσματα από σχετικές αναλυτικές και αριθμητικές προσομοιώσεις.

ABSTRACT: In the present paper we present some preliminary experimental results for granular flows in a channel chute. In particular, we study the erosion-deposition mechanism and its influence at the evolution of the flow. We present results that prove the stratification of the flow. Finally we present some indicative results from analytical and numerical modeling.

1. ΓΕΝΙΚΑ

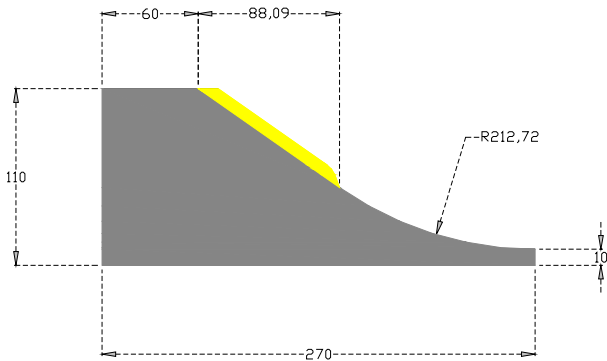
Τα κατολισθητικά είναι άρρηκτα συνδεδεμένα με την τοπογραφία και τις επί τόπου υδρογεωλογικές συνθήκες. Πριν από την εκδήλωσή τους οι γεωμάζες που τις συνιστούν θα περάσουν από μία κατάσταση ασταθούς ισορροπίας. Τα αίτια που τις προκαλούν είναι είτε φυσικά (π.χ. βροχόπτωση, σεισμός) είτε ανθρωπογενή (π.χ. οδοποιία). Στο πλαίσιο αυτό η κλασική ανάλυση ευστάθειας πρηνών θα δώσει μία κατ' αρχήν εκτίμηση της ασφάλειας της γεωκατασκευής έναντι κατάρρευσης αλλά δεν είναι σε θέση να δώσει καμία πληροφορία για την περαιτέρω εξέλιξη του φαινομένου.

Οι βίαιες κατολισθήσεις χαρακτηρίζονται από μία αλλαγή φάσης (δυναμική ρευστοποίηση) στο γεωυλικό (Savage & Hutter 1989, Iverson, R.M. 1997). Κατά τη τελική φάση της απόθεσης το γεωυλικό επανέρχεται σταδιακά στην στερεά του κατάσταση. Από την πλειάδα των μορφών και τρόπων εκδήλωσης των διαφόρων τύπων κατολισθήσεων η ερευνητική

προσπάθεια της Ομάδας του Τομέα Μηχανικής ΕΜΠ εντοπίστηκε εν προκειμένω στη μηχανική συμπεριφορά και τη μαθηματική περιγραφή ταχέων κινήσεων συνθριμάτων (debris flows) στη βάση του μαθηματικού προσομοιώματος της θεωρίας ρηχών υδάτων κατά Savage-Hutter] με έμφαση στο φαινόμενο διάβρωσης-εναπόθεσης κάνοντας χρήση πειραματικών μετρήσεων στον ολισθητήρα του Εργαστηρίου Γεωυλικών. Σε πρόσφατη εργασία τους οι Vardoulakis et al. (2006) προτείνουν μεταξύ των άλλων την επέκταση του κλασικού προσομοιώματος ροής κοκκωδών, έτσι ώστε να λαμβάνεται υπ' όψιν ο μηχανισμός διάβρωσης και εναπόθεσης στη βάση της κατολίσθησης κατ' επέκταση της θεωρίας Hungr et al. (1984).

Σκοπός της παρούσης εργασίας είναι να συμβάλει στο πρόβλημα της μελέτης φαινομένων ροής συνθριμάτων, μεγάλης κλίμακας, χρησιμοποιώντας διατάξεις εργαστηριακής κλίμακας. Παρουσιάζονται κατ' αρχήν τα αποτελέσματα από τα πρώτα πειράματα που πραγματοποιήθηκαν στον ολισθητήρα του Εργαστηρίου Γεωυλικών του

Ε.Μ.Π. (Μπασάνου 2000, Σχήμα 1) και που επαληθεύουν την ύπαρξη του εν λόγω μηχανισμού διάβρωσης-εναπόθεσης σε ροή συνθριμμάτων. Στη συνέχεια παρατίθεται η μαθηματική ανάλυση του στρώματος διάβρωσης-εναπόθεσης, και αναλύεται ειδικότερα η περίπτωση, που η κλίση του ολισθητήρα υπερβαίνει ελάχιστα τη κρίσιμη τιμή που αντιστοιχεί στο φυσικό πραινός.



Σχήμα 1. Ο ολισθητήρας του εργαστηρίου Γεωυλικών.

Figure 1. The granular-flow slider of NTUA's Geolab.

2. ΔΙΕΞΑΓΩΓΗ ΠΕΙΡΑΜΑΤΩΝ

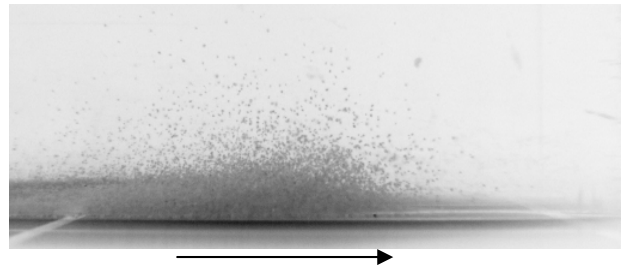
Εν προκειμένω αναφερόμαστε σε δύο (2) σειρές πειραμάτων ροής άμμου Hostun S₂₈, όπου έγινε χρήση επιφανειών ολίσθησης διαφορετικής στατικής τριβής αντίστοιχα. Η άμμος διοχετεύθηκε μέσω ενός σιλό αποθήκευσης σε ανοιχτό κανάλι σταθερής διατομής και κλίσης 35°. Οπτικές μετρήσεις λήφθηκαν με τη βοήθεια βιομηχανικής ψηφιακής κάμερας υψηλής ανάλυσης και δειγματοληψίας. Όλες οι μετρήσεις έγιναν στην απόληξη της γραμμικής περιοχής του ολισθητήρα.

2.1 Δοκιμές σε Λεία Επιφάνεια Ολίσθησης.

Η σειρά αυτή των πειραμάτων αφορά στη ροή της άμμου σε λείο υπόβαθρο ολίσθησης. Στην εργασία του Rouliquen (1999b) παρουσιάστηκε ένα κοίλο μέτωπο ροής για ροή άμμου σε επιφάνεια με κλίση 21°. Κατά τη διεξαγωγή των πειραμάτων στον ολισθητήρα του εργαστηρίου Γεωυλικών, με τη δεδομένη κλίση των 35°, το μέτωπο της ροής ήταν αυτό που φαίνεται στην Φωτογραφία 1. Δεν παρατηρήθηκε (κοίλο ή κυρτό) μέτωπο, αλλά μία τυρβώδης απόληξη, η οποία

συνοδεύεται από την παρουσία κοκκώδους αερίου.

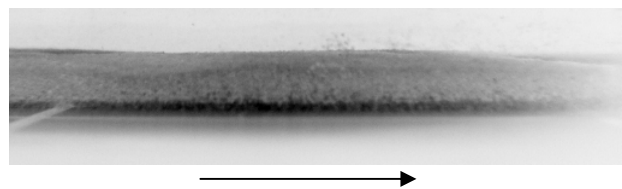
Η διαφορά στα δύο αυτά μέτωπα οφείλεται στην κλίση της επιφάνειας ολίσθησης, καταδεικνύοντας ότι, για μεγάλες κλίσεις η



Φωτογραφία 1. Το μέτωπο ταχείας ροής κοκκωδών υλικών. Το βέλος δηλώνει την κατεύθυνση της ροής.

Photograph 1. The front of a rapid granular flow. The arrow indicates the direction of the flow

εξέλιξη του μετώπου της ροής είναι ασταθής. Εν συνεχεία μετρήθηκε η μέση επιφανειακή ταχύτητα της ροής στην κατάληξη της γραμμικής περιοχής του ολισθητήρα και βρέθηκε πρακτικά σταθερή σ' όλο το εύρος της ροής και ίση με 0.96 m/sec. Ο υπολογισμός αυτός για σταθερή επιφανειακή ταχύτητα ροής μας επιτρέπει να μελετήσουμε την κατάσταση της ροής, απαντώντας στο ερώτημα, αν η ροή είναι μόνιμη ή όχι. Μια ροή βρίσκεται σε κατάσταση ισορροπίας (μόνιμη ροή) όταν τα διάφορα μεγέθη που τη χαρακτηρίζουν δεν εξελίσσονται με το χρόνο. Όπως φαίνεται και στην Φωτογραφία 2, η ροή τείνει προς μόνιμη, έχοντας μικρούς κυματισμούς στην επιφάνειά της, ενώ δεν σχηματίζεται στρώμα εναπόθεσης μετά το πέρας της ροής.



Φωτογραφία 2. Ασθενείς επιφανειακοί κυματισμοί, μεγάλου μήκους στην επιφάνεια της ροής.

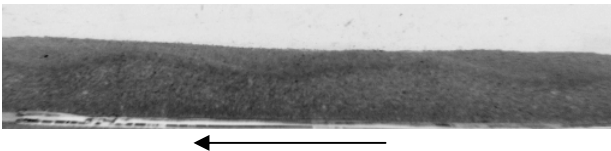
Photograph 2. Weak, long surface waves.

2.2 Δοκιμές σε Τραχεία Επιφάνεια Ολίσθησης.

Η δεύτερη σειρά των προκαταρκτικών πειραμάτων πραγματοποιήθηκε επάνω σε

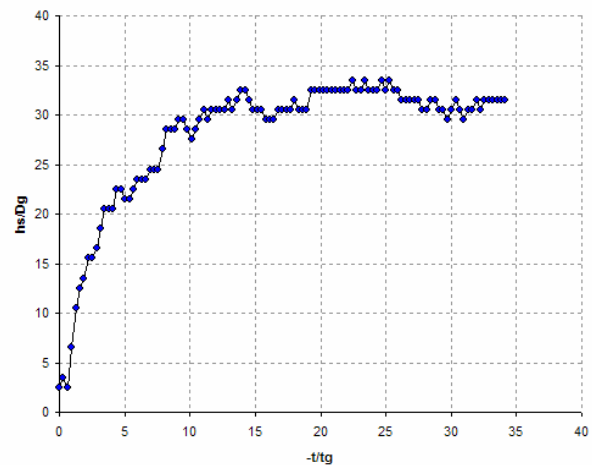
τραχεία επιφάνεια ολίσθησης στατικής γωνίας τριβής 31° περίπου. Καταγράφηκε οπτικά η ίδια περιοχή στο τέλος της γραμμικής περιοχής του ολισθητήρα.

Το μέτωπο της ροής και στην προκείμενη περίπτωση παραμένει ασταθές και δεν παρουσιάζει κοίλη ή κυρτή μορφή. Η μέση επιφανειακή ταχύτητα της ροής στο υπό εξέταση πλαίσιο μετρήθηκε ίση με 0.57 m/sec και ήταν σταθερή σε όλο το εύρος της ροής. Σε αντίθεση με τη ροή σε λείο υπόβαθρο και παρατηρώντας τους έντονους κυματισμούς της ροής (Φωτογραφία 3) συμπεραίνουμε ότι η ροή στην τραχεία επιφάνεια δεν έχει φτάσει σε ισορροπία. Καταλήγοντας με τη μελέτη της ροής σε τραχεία επιφάνεια ολίσθησης, οφείλουμε να παρατηρήσουμε ότι, τόσο κατά τη διάρκεια της ροής, όσο και μετά το πέρας αυτής δημιουργείται στρώμα εναπόθεσης στην επιφάνεια ολίσθησης.



Φωτογραφία 3. Έντονοι κυματισμοί μεγάλου μήκους στην επιφάνεια της ροής.
Photograph 3. Surface waves with long wavelength.

Το στρώμα εναπόθεσης στην υπό εξέταση περιοχή αυξάνει αρχικά, αλλά στο τέλος αποκτά σταθερό ύψος. Αυτή η εξέλιξη του στρώματος εναπόθεσης προσομοιώθηκε με τη μέθοδο των διακριτών στοιχείων, και τα αποτελέσματα παρουσιάζονται στο Σχήμα 2 (Alonso-Marroquin & Herrmann 2005). Για τις προσομοιώσεις αυτές, εισήχθησαν συνοριακές συνθήκες περιοδικού τύπου. Εντούτοις, και παρόλο που τα αποτελέσματα αυτά συμφωνούν με τα θεωρητικά αναμενόμενα, οι συγγραφείς παραμένουν επιφυλακτικοί για την ορθότητα της εφαρμογής των εν λόγω περιοδικών συνοριακών συνθηκών. Οι περιοδικές συνοριακές συνθήκες κρίνονται κατάλληλες για την προσομοίωση ροής σε ισορροπία, επάνω σε ομοιόμορφο, απειρομήκες πρσανές. Αυτή η κατάσταση αποτελεί μια εξιδανικευμένη προσέγγιση και σε καμία περίπτωση δεν μπορεί να χρησιμοποιηθεί για γενικότερες θεωρήσεις.



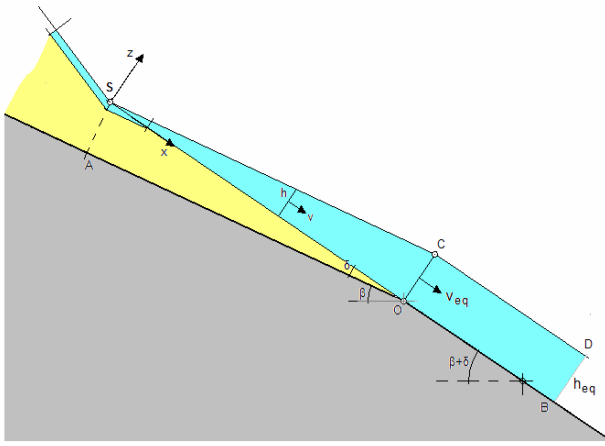
Σχήμα 2. Η χρονική εξέλιξη του ύψους στρώματος εναπόθεσης, όπως προέκυψε από την ανάλυση με τη μέθοδο των διακριτών στοιχείων.

Figure 2. The evolution of the basal layer derived from DEM simulations.

3. ΑΝΑΛΥΣΗ ΣΤΡΩΜΑΤΟΣ ΔΙΑΒΡΩΣΗΣ-ΕΝΑΠΟΘΕΣΗΣ ΥΠΟ ΚΡΙΣΙΜΗ ΓΩΝΙΑ ΦΥΣΙΚΟΥ ΠΡΑΝΟΥΣ

Σε πρόσφατη εργασία του ο Ancey (2001) παρατηρεί ότι οι αργές ροές σε μικρές γωνίες κλίσης χαρακτηρίζονται από το σχηματισμό ενός σταθερού σφηνοειδούς στρώματος (wedge-shaped layer) στη βάση της ροής. Χρησιμοποιώντας αυτή την παρατήρηση, αναλύουμε την περίπτωση που παρουσιάζεται στο Σχήμα 3: Το σημείο S του σχήματος είναι η πηγή της ροής, και το σημείο O η κατάληξή της. Υποθέτουμε συνεχή παροχή μάζας στην πηγή. Το σταθερό στρώμα (AOS) αποτελεί το μόνιμο στρώμα διάβρωσης-εναπόθεσης. Η βάση του στρώματος αυτού έχει γωνία κλίσης β ως προς το οριζόντιο επίπεδο. Η απόσταση $L=(SO)$ είναι η απόσταση απορροής του στρώματος διάβρωσης-εναπόθεσης. Η κλίση της διεπιφάνειας (SO) είναι δ . Η ελεύθερη επιφάνεια (SC) είναι παράλληλη στη διεπιφάνεια (SO). Στην έξοδο της ροής O δημιουργείται μια ασυνέχεια της γωνίας κλίσης. Η ροή στο τμήμα (OCDB) είναι μια ροή σε ισορροπία σε επιφάνεια με σταθερή κλίση $(\beta+\delta)$. Όπως φαίνεται στο Σχήμα 3, το πάχος h της ροής αυξάνει γραμμικά με την απόσταση x από την πηγή S,

$$h = x \cdot \tan \delta \quad (1)$$



Σχήμα 3. Το στρώμα διάβρωσης-εναπόθεσης.
Figure 3. The erosion/deposition sheet.

Συνεπώς, αν υποθέσουμε μια ταχύτητα διάβρωσης-εναπόθεσης \dot{s}_{er} , από την αρχή διατήρησης της μάζας παίρνουμε:

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(hv) = \dot{s}_{er} \quad (2)$$

Οι Hungr et al. (1984) πρότειναν μια σχέση αναλογίας μεταξύ της ταχύτητας διάβρωσης και της ταχύτητας ροής. Εν προκειμένω γενικεύουμε το νόμο αυτό, δεχόμενοι ότι σε περιοχές υψηλής ταχύτητας ροής κυριαρχεί η διάβρωση, ενώ αντίθετα σε περιοχές χαμηλής ταχύτητας ροής κυριαρχεί το φαινόμενο της εναπόθεσης, γεγονός που μας οδηγεί στο ακόλουθο καταστατικό μοντέλο για την ταχύτητα διάβρωσης,

$$\dot{s}_{er} = -C \cdot \left(v - \frac{v^2}{v_{eq}} \right), \quad (C = \text{σταθ.} > 0) \quad (3)$$

Η παραπάνω καταστατική σχέση περιέχει δυο παραμέτρους: τη σταθερά διάβρωσης C και την ταχύτητα ισορροπίας v_{eq} . Αυτό σημαίνει ότι φαινόμενα διάβρωσης-εναπόθεσης ($\dot{s}_{er} > 0$) λαμβάνουν χώρα σε μια περιοχή $0 < x < L$, κοντά στην πηγή S, όπου η ταχύτητα είναι μεγάλη ($v > v_{eq}$). Περνώντας αυτή την απόσταση L η ροή αποκτά πρακτικά σταθερό ύψος $h_{eq} = q/v_{eq}$ (όπου q η παροχή στο στρώμα διάβρωσης-εναπόθεσης), κινούμενη σταθερά με την ταχύτητα ισορροπίας v_{eq} . Συνδυάζοντας τις εξισώσεις (2) και (3) καταλήγουμε στην παρακάτω

εξίσωση διατήρησης μάζας με όρους διάβρωσης-εναπόθεσης,

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(hv) = -C \left(v - \frac{v^2}{v_{eq}} \right) \quad (4)$$

Εισάγοντας στην παραπάνω εξίσωση τη μόνιμη λύση του Σχήματος 3,

$$\frac{\partial h}{\partial t} = 0, \quad \frac{\partial h}{\partial x} = \tan \delta \quad (5)$$

λαμβάνουμε την παρακάτω διαφορική εξίσωση για την ταχύτητα,

$$x \frac{dv}{dx} + (1 + E)v - E \frac{v^2}{v_{eq}} = 0 \quad (6)$$

όπου

$$E = \frac{C}{\tan \delta} \quad (7)$$

Υποθέτουμε ότι η παράμετρος διάβρωσης E είναι ένας μεγάλος αριθμός,

$$E = \frac{1}{\varepsilon}, \quad 0 < \varepsilon \ll 1 \quad (8)$$

Στην περίπτωση αυτή, η παράμετρος C εκτιμάται της τάξης της μονάδας

$$C = \frac{1}{\varepsilon} \tan \delta = O(1) \quad (9)$$

Με τους παραπάνω μετασχηματισμούς η εξίσωση (6) γίνεται,

$$\varepsilon x \frac{dv}{dx} + (1 + \varepsilon)v - \frac{v^2}{v_{eq}} = 0 \quad (10)$$

Για να μπορέσουμε να συνεχίσουμε τη μελέτη της παραπάνω εξίσωσης, χρησιμοποιούμε τις εξής αδιάστατες ποσότητες,

$$v^* = \frac{v}{v_{eq}}, \quad x^* = \frac{x}{L} \quad (0 \leq x^* \leq 1) \quad (11)$$

όπου $L = h_{eq} / \tan \delta$ είναι η απόσταση από την πηγή, στην οποία πραγματοποιείται η μετάβαση στη λύση ισορροπίας,

$$v(L) = v_{eq} \Rightarrow v^*(1) = 1 \quad (12)$$

Χρησιμοποιώντας τις παραπάνω ποσότητες, η εξίσωση (10) μετασχηματίζεται σε μια εξίσωση Riccati,

$$\varepsilon x^* \frac{dv^*}{dx^*} + (1 + \varepsilon)v^* - v^{*2} = 0 \quad (13)$$

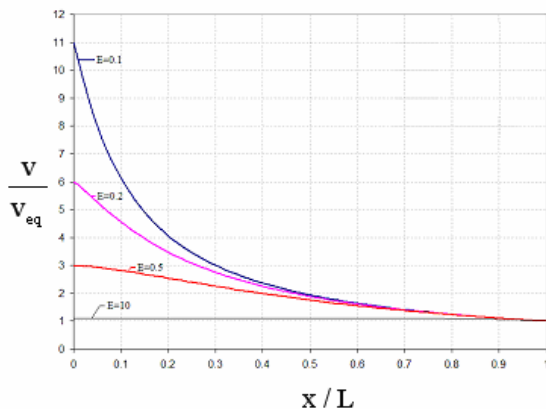
Η λύση της οποίας είναι,

$$v^* = \frac{1 + \varepsilon}{1 + \varepsilon x^{*1/\varepsilon} x^*} \quad (14)$$

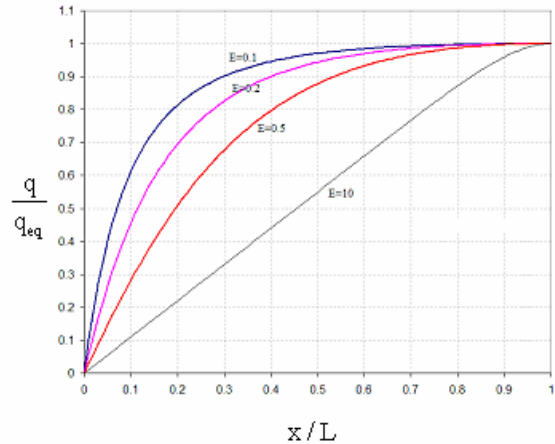
Παρατηρούμε ότι η παροχή στην περιοχή διάβρωσης-εναπόθεσης δίνεται ως εξής,

$$q^* = \frac{q}{q_{eq}} = v^* x^* \quad (15)$$

Στα παρακάτω Σχήματα 4 και 5 παρουσιάζουμε την ταχύτητα και την παροχή για τις διάφορες τιμές της παραμέτρου E .



Σχήμα 4. Κατανομή ταχύτητας ροής στο στρώμα διάβρωσης-εναπόθεσης για διάφορες τιμές της παραμέτρου διάβρωσης.
Figure 4. Flow velocity distribution along the erosion/deposition sheet for various values of the erosion parameter.



Σχήμα 5. Κατανομή παροχής στο στρώμα διάβρωσης-εναπόθεσης για διάφορες τιμές της παραμέτρου διάβρωσης.

Figure 5. Discharge distribution along the erosion/deposition sheet for various values of the erosion parameter.

Παρατηρούμε ότι για μεγάλες τιμές του E η ταχύτητα είναι πρακτικά σταθερή και η παροχή είναι μια γραμμική συνάρτηση της απόστασης από την πηγή S .

Παρατηρούμε επίσης ότι η εισαγωγή όρων διάβρωσης-εναπόθεσης στην αρχή διατήρησης της μάζας κανονικοποιεί τη λύση για την ταχύτητα, η οποία χωρίς αυτούς τους όρους θα ήταν μια ιδιόμορφη συνάρτηση, απειριζόμενη στη θέση της πηγής. Με την εισαγωγή των όρων αυτών η τιμή της ταχύτητας στη πηγή είναι πεπερασμένη,

$$v^* \Big|_{x \rightarrow 0^+} = \frac{1 + \varepsilon}{1 + \varepsilon x^* \lim_{x^* \rightarrow 0^+} (x^{*1/\varepsilon})} = 1 + \varepsilon \quad (16)$$

Παρατηρούμε επίσης ότι αυτή η λύση ικανοποιεί ακριβώς τη συνοριακή συνθήκη στην έξοδο της ροής,

$$\text{για: } x^* = 1 \Rightarrow v^* = 1 \quad (17)$$

Η εξίσωση (16) δίνει ότι στην πηγή S υπάρχει συνεχής παροχή μάζας ώστε να διατηρηθεί μια κατά το δυνατόν επιδερμική ροή,

$$v(0) = (1 + \varepsilon)v_{eq} \quad (18)$$

Συνεπώς, η ροή στην πηγή κατοπτρίζει την δράση της παραμέτρου διάβρωσης ε . Η

ασύμπτωτη της λύσης (14) δίνεται χρησιμοποιώντας τον παρακάτω μετασχηματισμό,

$$x^* = 1 - x', \quad 0 < x' \ll 1 \quad (19)$$

Με αυτόν, η εξίσωση (1.14) γίνεται,

$$v^* = \frac{1 + \varepsilon}{1 + \varepsilon(1 - x')^{1+1/\varepsilon}} \approx 1 + x' + \left(1 - \frac{1}{2\varepsilon}\right)x'^2 + \left(1 - \frac{7}{6\varepsilon} + \frac{1}{6\varepsilon^2}\right)x'^3 \quad (20)$$

Στην έξοδο, η μετάβαση στην κατάσταση ισορροπίας είναι συνεχής, με μια ασυνέχεια στην πρώτη παράγωγο της ταχύτητας ροής,

$$\left[\left[\frac{dv}{dx}\right]\right]_0 = \left(\frac{dv}{dx}\right)_{x=L^+} - \left(\frac{dv}{dx}\right)_{x=L^-} \quad (21)$$

Θέτοντας

$$\left(\frac{dv}{dx}\right)_{x=L^+} = 0 \quad (22)$$

και

$$\begin{aligned} \left(\frac{dv}{dx}\right)_{x=L^-} &= \frac{v_{eq}}{L} \left(\frac{dv^*}{dx^*}\right)_{x^*=1^-} = -\frac{v_{eq}}{L} \left(\frac{dv^*}{dx'}\right)_{x'=0^+} \Rightarrow \\ \Rightarrow \left(\frac{dv}{dx}\right)_{x=L^-} &= -\frac{v_{eq}}{L} \quad (23) \end{aligned}$$

Παίρνουμε ότι το άλμα της παραγώγου της ταχύτητας στη διαμήκη διεύθυνση στην έξοδο είναι,

$$\left[\left[\frac{dv}{dx}\right]\right]_0 = \frac{v_{eq}}{L} = \frac{v_{eq}}{h_{eq}} \tan \delta \quad (23)$$

Αν για παράδειγμα υιοθετήσουμε ένα μοντέλο τύπου Chézy-Poulíquien (1999a), τότε

$$\frac{v_{eq}}{h_{eq}} = \alpha \sqrt{\frac{g}{d}} \frac{1}{\sqrt{\tan(\beta + \delta) - \mu_{st}}} \quad (24)$$

και με αυτό προκύπτει

$$\left[\left[\frac{dv}{dx}\right]\right]_0 = \alpha \sqrt{\frac{g}{d}} \frac{\tan \delta}{\sqrt{\tan(\beta + \delta) - \mu_{st}}} \quad (25)$$

Συμπερασματικά καταλήγουμε ότι η εξίσωση διατήρησης μάζας

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(hv) = -\frac{1}{\varepsilon} \tan \delta \left(v - \frac{v^2}{v_{eq}}\right) \quad (26)$$

για μικρές τιμές της παραμέτρου ε δέχεται τη λύση,

$$v \approx (1 + \varepsilon)v_{eq} = \text{σταθ.} \quad (27)$$

Έχοντας υπ' όψιν αυτή την παρατήρηση μπορούμε να γράψουμε την εξίσωση διατήρησης της ορμής στη μορφή,

$$\mu_{dn} = \tan(\beta + \delta) - \mu_{st} - K \tan \delta \quad (28)$$

όπου το K είναι ο συντελεστής ωθήσεως γαιών. Αυτό σημαίνει ότι αυτή η λύση έχει νόημα αν υποθέσουμε ότι βρισκόμαστε σε περιοχή όπου

$$\mu_{dn} = 0 \Rightarrow \tan \delta = \frac{1}{K} (\tan(\beta + \delta) - \mu_{st}) \quad (29)$$

Σύμφωνα με τον Ancney (2001) τα πειράματα έδειξαν ότι η τιμή της γωνίας δ είναι τέτοια ώστε

$$\beta + \delta = \phi_{dep} = \text{σταθ.} \quad (30)$$

όπου ϕ_{dep} είναι η γωνία του εναποτιθέμενου υλικού η οποία «μόλις που υπερβαίνει την εσωτερική γωνία τριβής». Συνεπώς, από την εξίσωση (30) λαμβάνουμε ότι,

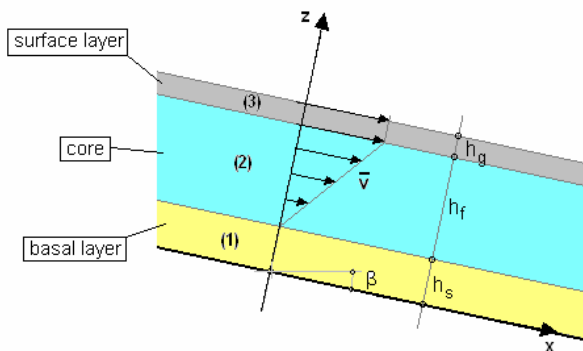
$$\tan \delta = \frac{1}{K} (\tan \phi_{dep} - \tan \phi_{st}) \ll 1 \quad (31)$$

και από αυτό συμπεραίνουμε ότι το άλμα στην πρώτη παράγωγο της ταχύτητας είναι επίσης μικρό,

$$\left[\left[\frac{dv}{dx}\right]\right]_0 = \alpha \sqrt{\frac{g}{Kd}} \sqrt{\tan \delta} \quad (32)$$

4. ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ

Αναλύοντας τα αποτελέσματα από τις μετρήσεις της ροής του κοκκώδους υλικού σε τραχεία επιφάνεια ολίσθησης, παρατηρούμε ότι δημιουργούνται διαφορετικά στρώματα της ροής με σημαντικά διαφορετική μηχανική συμπεριφορά. Έτσι, το στρώμα εναπόθεσης (basal layer), έχει πρακτικά μηδενική ταχύτητα. Τα υπερκείμενα στρώματα είναι (Σχήμα 6): Ένα στρώμα το οποίο ρέει επάνω στο στρώμα εναπόθεσης και ονομάζεται πυρήνας της ροής (core), κι ένα το οποίο είναι το επιφανειακό στρώμα (surface layer).



Σχήμα 6. Τα στρώματα της ροής.
Figure 6. The layers of the flow.

Σε συνέχεια των πειραματικών δεδομένων δείξαμε ότι υποθέτοντας ένα απλό μηχανισμό διάβρωσης-εναπόθεσης μπορούμε να περιγράψουμε το σχηματισμό του σφηνοειδούς στρώματος που δημιουργείται ως ένα στάσιμο στρώμα διάβρωσης-εναπόθεσης. Αυτή η ροή έχει μια γωνία κλίσης $\phi_{dep} = \beta + \delta = \sigma\alpha\theta.$, η οποία πρέπει να είναι ελάχιστα μεγαλύτερη από τη γωνία στατικού φυσικού πρανούς ϕ_{st} . Η ταχύτητα ροής μέσα σε αυτή τη δομή είναι σταθερή σχεδόν παντού και ελαφρώς μεγαλύτερη της ταχύτητας ισορροπίας στην ίδια κλίση. Αυτή η υπέρβαση της ταχύτητας ροής καθορίζεται από ένα μικρό παράγοντα διάβρωσης ε , εξ. (28). Στην έξοδο Ο της ροής η μετάβαση στην κατάσταση ισορροπίας είναι συνεχής με μια ασυνέχεια στην παράγωγο της ταχύτητας, που αποδεικνύεται ότι είναι μικρή. Η κλίση της ταχύτητας στην έξοδο είναι περίπου ανάλογη της μικρής ποσότητας $\sqrt{\delta} \approx \sqrt{\phi_{dep} - \phi_{st}}$.

Συμπερασματικά, παρουσιάστηκε μια πρώτη πειραματική και θεωρητική εργασία επάνω στον ρόλο του μηχανισμού διάβρωσης-εναπόθεσης σε ροές συνθριμμάτων. Λόγω

της πολυπλοκότητας των φυσικών φαινομένων, αυτή η θεώρηση μπορεί να χρησιμεύσει ως βάση για την κατασκευή πιο εξιδανικευμένων μοντέλων για τη μελέτη του φαινομένου.

Η παρούσα θεωρία ροής κοκκωδών με μηχανισμό διάβρωσης εναπόθεσης, που αναπτύσσεται και ελέγχεται στη βάση των πειραματικών μετρήσεων και επί τόπου παρατηρήσεων, θα επιτρέψει μια πρώτη ορθολογική προσέγγιση στην εκτίμηση της απόστασης εναπόθεσης, η οποία προφανώς έχει μεγάλη πρακτική σημασία σε σχέση με την ασφάλεια κατοικημένων περιοχών και υποδομών, κείμενων στους πρόποδες επικίνδυνων προς βίαιες κατολισθήσεις ασταθών πρανών.

5. ΕΥΧΑΡΙΣΤΙΕΣ

Οι συγγραφείς θα ήθελαν να ευχαριστήσουν το Πρόγραμμα «Πυθαγόρας Ι» στα πλαίσια του προγράμματος ΕΠΕΑΕΚ ΙΙ, με συγχρηματοδότηση από την Ε.Ε. (75%) και το Υπουργείο Παιδείας (25%).

6. ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

- Alonso-Marroquin F & Herrmann HJ (2005). "Investigation of the incremental response of soils using a discrete element model". J. of Eng. Math., Vol. 52, pp. 11-34.
- Ancey, C., Coussot, P. and Evesque, P. (1996). "Examination of the possibility of fluid mechanics treatment of dense granular flows", Mech. Coh. Frictional Mat., Vol. 4, pp. 305-319.
- Ancey, C. and Evesque, P. (2000). "Frictional-collisional regime for granular suspension flows down an inclined channel", Physical Review E, Vol. 62 (6), pp. 8349-8360.
- Ancey, C. (2001) "Dry granular flows down an inclined channel: Experimental investigations on the frictional-collisional regime". Physical Review E, Vol. 65, pp. 011304
- Bassanou, M., (2000): "Landslides Dynamics-Mathematical and Experimental Simulation of Debris Flow". Ph.D.-Thesis National Technical University of Athens (N.T.U.A.) - Department of Applied Mathematics and Physics – Section of Mechanics, Greece.
- Forterre, Y. and Pouliquen, O (2003). "Long surface wave instability in dense granular

- flows". *Journal Fluid Mechanics*, Vol. 486, pp. 21–50.
- Hutter, K. 1996. "Avalanche dynamics". *Hydrology of Disasters-Kluwer Academic Publications*, pp.317-394.
- Hungr, O., Morgan, G.C. and Kellerhals, R. (1984). "Quantitative analysis of debris torrent hazards for design of remedial measures." *Canadian Geotechnical Journal*, Vol. 21, pp. 663-677.
- Iverson, R.M. (1997). "The physics of debris flows". *Reviews of Geophysics*, Vol. 35 (3), pp. 245-296.
- Pouliquen, O. (1999a). "Scaling laws in granular flows down rough inclined planes." *Physics of Fluids*, Vol. 11, pp. 542-548.
- Pouliquen O. (1999b). "On the shape of granular fronts down rough inclined planes". *Physics of fluids*, Vol. 11 (7), pp. 1956-1958.
- Savage, S.B. (1979). "Gravity flow of cohesionless granular-materials in chutes and channels". *J. Fluid Mech.*, Vol. 92, pp. 53 -96.
- Savage, S.B. and Hutter, J. (1989). "The motion of a finite mass of granular material down a rough incline". *J. Fluid Mech.*, Vol. 199, pp. 177-215.
- Savage, S. B. and Hutter, K. (1991). "The dynamics of granular materials from initiation to runout. Part I: Analysis". *Acta Mech.*, Vol. 86, pp. 201-223.
- Vardoulakis I, Alevizos S, Gerolymatou E, Maroquin, F.A. and Stefanou I, (2006). "Mathematical modeling of granular flow-slides". In preparation.