ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ

ΣΧΟΛΗ ΜΗΧΑΝΟΛΟΓΩΝ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ

ΤΜΗΜΑ ΑΤΜΟΚΙΝΗΤΗΡΩΝ ΚΑΙ ΛΕΒΗΤΩΝ

ΔΙΠΛΩΜΑΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ

ΑΝΑΠΤΥΞΗ ΚΑΙ ΔΙΕΡΕΥΝΗΣΗ ΕΞΕΛΙΓΜΕΝΟΥ ΜΟΝΤΕΛΟΥ EMMS ΓΙΑ ΤΗΝ ΜΟΝΤΕΛΟΠΟΙΗΣΗ ΤΗΣ ΙΣΟΘΕΡΜΟΚΡΑΣΙΑΚΗΣ ΡΟΗΣ ΣΕ ΡΕΥΣΤΟΠΟΙΗΜΕΝΗ ΚΛΙΝΗ ΑΝΑΚΥΚΛΟΦΟΡΙΑΣ

ΜΥΡΤΩ ΖΕΝΕΛΗ

ΕΠΙΒΛΕΠΩΝ: Επίκουρος Καθηγητής Ε.Μ.Π., Καρέλλας Σωτήριος

Αθήνα, Ιούλιος 2012

ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΑ

ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΑ 1

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 1ο: ΕΙΣΑΓΩΓΗ 4

1) Ρευστοποιημένη Κλίνη Ανακυκλοφορίας (CFB) 4

2) Τεχνολογία Calcium Looping για δέσμευση CO_2 9

3) Μοντελοποίηση Μονάδων CFB 11

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2ο: ΒΑΣΙΚΑ ΜΕΓΕΘΗ ΡΕΥΣΤΟΠΟΙΗΣΗΣ 13

Α) Χαρακτηριστικά σωματιδίων 13

Α.1) Σφαιρικότητα (Sphericity) 13

Α.2) Μέση διάμετρος κόκκων (d_p) 13

Α.3) Πυκνότητα των σωματιδίων (ρs) 14

Α.4) Κατανομή των σωματιδίων κατά Geldart 15

Α.5) Πρότυπα ρευστοποίησης 16

Β) Άλλα μεγέθη ρευστοποίησης 19

Β.1) Ταχύτητα έναρξης ρευστοποίησης 19

Β.3) Τελική ταχύτητα u_t (terminal velocity) 22

Β.4) Κλάσμα κενού ε_g 23

Β.5) Κλάσμα κενού έναρξης ρευστοποίησης (ε_{mf}) 23

Β.6) Οπισθέλκουσα δύναμη (F_D) και συντελεστής οπισθέλκουσας (C_D) 24

Β.7) Φαινόμενη ταχύτητα (Superficial velocity) U 26

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 3ο: ΠΕΡΙΓΡΑΦΗ ΤΟΥ ΜΟΝΤΕΛΟΥ EMMS 27

3.1) Εισαγωγή 27

3.2) Κατάστρωση του συστήματος επίλυσης του μοντέλου 32

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 4ο: ΕΦΑΡΜΟΓΗ ΤΟΥ ΜΟΝΤΕΛΟΥ EMMS ΣΕ ΣΥΓΚΕΚΡΙΜΕΝΗ ΜΟΝΑΔΑ 40

4.1 Παραμετρική διερεύνηση του μοντέλου 40

4.2) Αλγόριθμος επίλυσης του μοντέλου 46

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 5ο: ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ ΜΟΝΤΕΛΟΥ EMMS 48

5.1) Αποτελέσματα του συντελεστή ετερογένειας Hd 48

5.2) Συμπληρωματικές παράμετροι επίλυσης του μοντέλου EMMS 53

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 6ο: ΠΑΡΕΜΒΟΛΗ ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΩΝ-ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΣΗ ΣΥΓΚΕΚΡΙΜΕΝΗΣ ΜΟΝΑΔΑΣ 70

6.1) Παρεμβολή αποτελεσμάτων συντελεστή ετερογένειας H_d 70

6.2) Προσομοίωση συγκεκριμένης μονάδας 71

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 7ο: ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ-ΜΕΛΛΟΝΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ 72

7.1) Συμπεράσματα 72

7.2) Προτεινόμενη Μελλοντική Έρευνα 74

ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ (REFERENCES) 75

ΟΡΟΛΟΓΙΑ (NOMENCLATURE) 80

ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ 82

ΣΥΝΟΨΗ

Στην παρούσα διπλωματική εργασία γίνεται μελέτη των υδροδυναμικών χαρακτηριστικών ρευστοποιημένης κλίνης ανακυκλοφορίας (CFB-Circulating Fluidized Bed) συγκεκριμένης πιλοτικής μονάδας 1.2MWth. Πιο συγκεκριμένα, σε πρώτα στάδιο διενεργείται η συσχέτιση και η επίλυση των διαφόρων μεγεθών της πυκνής σωματιδιακής ροής με την εφαρμογή του μοντέλου EMMS και στη συνέχεια η προσομοίωση των αποτελεσμάτων για ισοθερμική ροή μέσω κώδικα υπολογιστικής ρευστομηχανικής (CFD– Computational Fluid Dynamics). Η ανάλυση αυτή παρουσιάζει ιδιαίτερο επιστημονικό και βιομηχανικό ενδιαφέρον, καθώς η εφαρμογή των μονάδων CFB αυξάνεται ολοένα και περισσότερο σε παγκόσμιο επίπεδο, προκαλώντας αναπόφευκτα προβλήματα βελτιστοποίησης. Τα προβλήματα αυτά ανακύπτουν κατά τη διάρκεια της κατασκευής και λειτουργίας τέτοιων μονάδων και σχετίζονται με διάφορα ζητήματα, όπως είναι το δαπανούμενο κόστος, η βέλτιστη δυνατή απόδοση, οι περιβαλλοντολογικές επιπτώσεις κλπ. Η αντιμετώπιση τέτοιων σημαντικών ζητημάτων έχει γίνει πιο εύκολη τα τελευταία χρόνια , καθώς έχουν αρχίσει να εφαρμόζονται ευρύτατα οι τεχνικές της υπολογιστικής ρευστομηχανικής για προσομοίωση της ροής των μονάδων CFB. Οι τεχνικές αυτές γίνονται πιο ακριβείς μέσω επιπρόσθετης εφαρμογής του μοντέλου EMMS. Το μοντέλο EMMS (Energy Minimization Multi-Scale Analysis) βασίζεται στη θεωρία ότι τα σωματίδια κατά τη διάρκεια της ροής τους τείνουν να ελαχιστοποιήσουν την συναλλασσόμενη ορμή με το περιβάλλον αέριο μέσω σχηματισμού συμπλεγμάτων σωματιδίων (clusters). Για την διατύπωσή του διάφορες αναλυτικές και εμπειρικές σχέσεις έχουν χρησιμοποιηθεί κατά και καιρούς η σωστή εκλογή των οποίων, ιδιαίτερα την εξίσωσης που προβλέπει το προκύπτον μέγεθος των συμπλεγμάτων σωματιδίων, επιδρά σημαντικά στην ακρίβεια της προσομοίωσης. Για αυτόν ακριβώς τον λόγο , στην παρούσα εργασία γίνεται μία προσπάθεια για σωστή διατύπωση και εφαρμογή του συγκεκριμένου μοντέλου και αξιολόγηση των αποτελεσμάτων.

Ευχαριστίες:

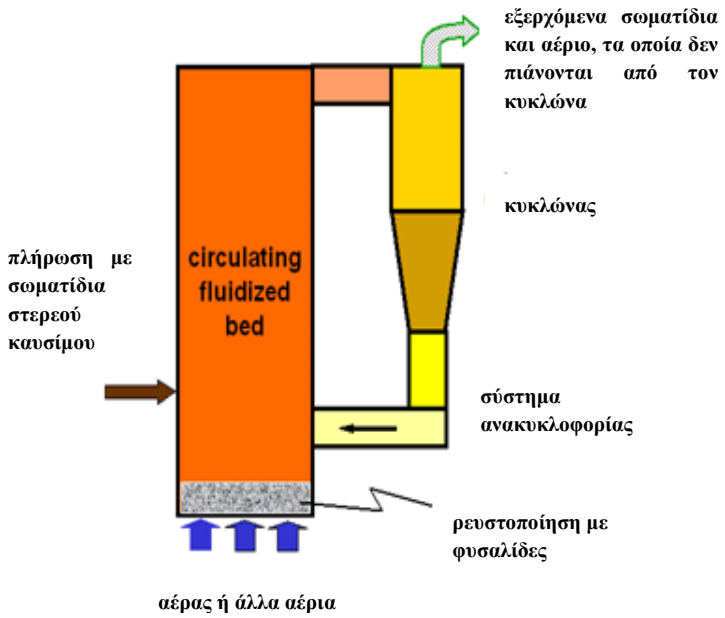
Θα ήθελα να ευχαριστήσω τον καθηγητή κ. Εμμ. Κακαρά για τη δυνατότητα που παρείχε να ασχοληθώ με την παρούσα διπλωματική εργασία, καθώς και τον επιβλέποντα κ. Σωτήριο Καρέλλα για τις πολύτιμες συμβουλές και βοήθεια που προσέφερε, ώστε να έλθει εις πέρας. Επίσης θα ήθελα να ευχαριστήσω θερμά τον υποψ. Διδάκτορα κ. Αριστείδη Νικολόπουλο, για την άψογη συνεργασία και τη μείζονος σημασίας για την εκπόνηση της εργασίας μου βοήθειά του, καθώς και τον Δρ. κ. Νικόλαο Νικολόπουλο για την σημαντικότατη στήριξη που μου προσέφερε αναφορικά με την επαγγελματική μου σταδιοδρομία. Τέλος, θα ήθελα να ευχαριστήσω τους λοιπούς συναδέλφους, τους φίλους και την οικογένεια μου για τη στήριξή τους.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 1ο

ΕΙΣΑΓΩΓΗ

1) Ρευστοποιημένη Κλίνη Ανακυκλοφορίας (CFB)

Στις αρχές της δεκαετίας του ‘70 εμφανίζονται στην παγκόσμια αγορά αντιδραστήρες ρευστοποιημένης κλίνης ανακυκλοφορίας (CFB -Circulating Fluidized Bed), οι οποίοι χρησιμοποιούνται κυρίως στην ασβεστοποίηση του αργιλίου [1]. Έκτοτε, η εφαρμογή τους επεκτείνεται και σε άλλες φυσικές και χημικές διεργασίες με αποκορύφωμα την σημαντική ανάπτυξη της παραγωγικής χρήσης τους, τα τελευταία χρόνια, στα εργοστάσια ηλεκτρικής ενέργειας. Αυτό αποτέλεσε φυσικό επακόλουθο της ανάγκης που ανέκυψε παγκοσμίως για αποδοτικότερη ενεργειακή αξιοποίηση των ήδη χρησιμοποιούμενων συμβατικών καυσίμων, αλλά και για αξιοποίηση των εναλλακτικών πηγών ενέργειας[1] [2].



Σχήμα 1.1 Σχηματική απεικόνιση μονάδας CFB

---

[1] *Ως εναλλακτικά καύσιμα χαρακτηρίζονται το φυσικό αέριο, το υδρογόνο, η αιθανόλη, η μεθανόλη, καθώς και τα βιοκαύσιμα και τα συνθετικά καύσιμα. Η βασική διαφορά τους από τα συμβατικά καύσιμα είναι ότι αποτελούν πηγές ενέργειας ιδιαίτερα φιλικές προς το περιβάλλον ,κυρίως επειδή δεν το ρυπαίνουν με τοξικά απαέρια (ή καυσαέρια), όπως τα οξείδια του αζώτου και του θείου, ή με σωματίδια αιθάλης.* [3]

Στη γενική περιγραφή της μία μονάδα CFB αποτελείται από τρία βασικά μέρη: το τμήμα της κλίνης (ή αλλιώς τον αγωγό ανόδου), τον κυκλώνα και το σύστημα ανακυκλοφορίας [4]. Σε κάθε ένα από τα μέρη αυτά, τα οποία απεικονίζονται παραπάνω, εκτελείται μία σειρά εργασιών, οι οποίες είναι απαραίτητες για τη σωστή λειτουργία της μονάδας. Στον αγωγό ανόδου (riser) το στρώμα των στερεών σωματιδίων που βρίσκεται στον πυθμένα, αρχίζει να αιωρείται υπό την επίδραση ενός ανοδικού ρεύματος αερίου ή άλλου ρευστού. Όταν η ταχύτητα των σωματιδίων αποκτήσει μία ικανοποιητικά υψηλή τιμή, τα σωματίδια εξέρχονται του αγωγού και εισέρχονται στο σύστημα του κυκλώνα (cyclone). Στο σύστημα αυτό τα σωματίδια διαχωρίζονται από το εξερχόμενο ρεύμα αέρα και με τη βοήθεια του συστήματος ανακυκλοφορίας (return leg) εισέρχονται ξανά στον αγωγού ανόδου.

Η παρούσα εργασία επικεντρώνεται στην προσομοίωση των υδροδυναμικών χαρακτηριστικών που σχετίζονται με το τμήμα της κλίνης, το οποίο παρουσιάζει και το μεγαλύτερο ενδιαφέρον, από άποψη ρευστοδυναμικής ανάλυσης.

Βασικές έννοιες και εφαρμογές

Ρευστοποίηση (fluidization) ονομάζεται η φυσική διαδικασία κατά την οποία ένα στρώμα ακίνητων σωματιδίων εξαναγκάζεται να συμπεριφερθεί ως ψευδοπλαστικό ρευστό μεγάλης πυκνότητας, κάτω από την επενέργεια ενός ανερχόμενου ρεύματος ρευστού (αέρα ή υγρού). Το στρώμα των αιωρούμενων σωματιδίων που προκύπτει καλείται **ρευστοποιημένη κλίνη** [5].

Η ρευστοποιημένη κλίνη συνδυάζει τα χαρακτηριστικά στρωτής και ταυτόχρονα καλά αναμειγμένης ροής [6]. Κατά μία ευρύτερη έννοια, αντιπροσωπεύει την αλληλεπίδραση στερεών σωματιδίων με μία ή περισσότερες φάσεις αερίων σε ένα κατακόρυφο αγωγό, κάτω από συνθήκες στις οποίες δεν υπάρχει διακριτή επιφάνεια της κλίνης, αλλά υπάρχει υψηλή συγκέντρωση των στερεών σωματιδίων. Καλείται δε κλίνη ανακυκλοφορίας γιατί η συγκέντρωση αυτή των σωματιδίων διατηρείται, τουλάχιστον κατά ένα μέρος, μέσω της ανακυκλοφορίας όλων (ή τουλάχιστον των περισσότερων) στερεών σωματιδίων που εγκαταλείπουν τον αγωγό κατά την έξοδό τους. [1]

Το πεδίο εφαρμογής των ρευστοποιημένων κλινών είναι ευρύτατο λόγω των σαφέστατων πλεονεκτημάτων που παρουσιάζουν, όπως είναι η ομοιόμορφη διανομή θερμοκρασίας, το υψηλό ποσοστό μεταφοράς μάζας και θερμότητας και η ευέλικτη λειτουργία τους. Μερικά από τα παραδείγματα χρήσης τους σε χημικές, πετροχημικές, μεταλλουργικές και φαρμακευτικές βιομηχανίες αναφέρονται [7], [8], [9]:

- Σε τεχνολογίες λεπτής σκόνης και κεραμικών
- Σε τεχνολογίες περιβαλλοντικής αποκατάστασης οι οποίες συμπεριλαμβάνουν θερμική επεξεργασία των απορριμμάτων (π.χ. πυρόλυση, αεριοποίηση, αποτέφρωση βιομάζας) και ανάκτηση ενέργειας από αυτά.
- Στην καύση του άνθρακα, βιομάζας, αποβλήτων, απαερίων. Πραγματοποιούνται κυρίως στην Ασία, στη Νότιο Αμερική και στην Ευρώπη.
- Στην ασβεστοποίηση (π.χ. του υδροξειδίου του αργιλίου)
- Στην καταλυτική πυρόλυση με ρευστοαιώρηση (FCC- Fluid Catalytic Cracking), η οποία χρησιμοποιείται σε εκατοντάδες μονάδες παγκοσμίως, και αποτελεί κύριο μέσο για τη διύλιση του πετρελαίου.
- Στην εφαρμογή της μεθόδου Fischer –Tropsch για παραγωγή ΄΄συνθετικού΄΄ πετρελαίου, η οποία έχει ιδιαίτερη οικονομική σημασία για χώρες που διαθέτουν γαιάνθρακες και όχι πετρέλαια. Χρησιμοποιήθηκε για αρκετά χρόνια στη νότιο Αφρική
- Σε φυσικές διεργασίες, όπως είναι η θέρμανση, η ψύξη, η ξήρανση, η απορρόφηση πτητικών από στερεά σωματίδια , καθώς και στη μεταφορά στερεών σωματιδίων

Ρευστοποιημένες κλίνες για καύση (FBC)

Από τις παραπάνω παραδείγματα εφαρμογών αυτό που προκαλεί το μεγαλύτερο ενδιαφέρον αυτήν την στιγμή στον τομέα της ηλεκτροπαραγωγής είναι η χρήση **ρευστοποιημένων κλινών για καύση (FBC)**. Τείνουν μάλιστα να υπερισχύσουν έναντι των συμβατικών μονάδων κονιορτοποιημένου καυσίμου (PC - Pulverized Coal) λόγω των **πλεονεκτημάτων** που προσφέρουν [10], [11], [4]:

Καταρχάς, χαρακτηρίζονται από την αποδοτική καύση και από τη μεγάλη μεταφορά θερμότητας που επιτυγχάνουν. Αυτό οφείλεται στη καλή ανάμειξη μεταξύ στερεών σωματιδίων και αερίου, η οποία οδηγεί σε ομοιόμορφη καύση με την ταυτόχρονη αποφυγή δημιουργίας σημείων πολύ υψηλών θερμοκρασιών (hot spots) [12]. Έτσι ο βαθμός απόδοσης καύσης που επιτυγχάνουν κυμαίνεται σε αρκετά υψηλά επίπεδα (από 97,5 έως 99,5) για ένα μεγάλο εύρος φορτίου λειτουργίας (από 50% ως 100%). Η ιδιότητά τους αυτή τις κάνει να υπερισχύουν έναντι των συμβατικών μονάδων, οι οποίες είναι σχεδιασμένες να λειτουργούν για συγκεκριμένες συνθήκες και όταν λειτουργούν υπό μερικό φορτίο (partial load) ο βαθμός απόδοσής τους πέφτει σημαντικά [13].

Επιπρόσθετα, η καύση μπορεί να εφαρμοστεί σε μεγάλη ποικιλία καυσίμων (fuel flexibility), ακόμα και σε αυτά που είναι δύσκολο να χρησιμοποιηθούν από συμβατικές μονάδες, όπως είναι π.χ. η βιομάζα ή τα απορρίμματα. Η καύση μάλιστα πραγματοποιείται, χωρίς σημαντικές απώλειες, λόγω της καλής ανάμειξης μεταξύ στερεού και αερίου, όπως αναλύθηκε παραπάνω. Έτσι παρουσιάζουν σημαντική υπεροχή έναντι των συμβατικών μονάδων οι οποίες σχεδιάζονται για να καίγουν καύσιμα με συγκεκριμένα χαρακτηριστικά και χάνουν πολύ σε βαθμό απόδοσης όταν μεταβάλλονται οι συνθήκες λειτουργίας τους. Άλλα καύσιμα που μπορούν να χρησιμοποιηθούν επίσης σε μία μονάδα ρευστοποιημένης κλίνης είναι ο ανθρακίτης, ο λιθάνθρακας, ο λιγνίτης, το κοκ, υπολείμματα του άνθρακα και ιλύς καθώς και η μείξη αυτών των καυσίμων [11].

Επίσης, η θερμοκρασία καύσης σε μία μονάδα CFB (800-900°C) διατηρείται σε πολύ χαμηλότερα επίπεδα σε σχέση με τη θερμοκρασία καύσης σε μία εστία κονιορτοποιημένου καυσίμου (1200-1500 ^{o}C), λόγω της σταδιακής προσθήκης του αέρα και ανακυκλοφορίας του εντός της κλίνης. Αυτό έχει σαν άμεσο περιβαλλοντολογικό όφελος τη χαμηλή εκπομπή βλαβερών ουσιών, όπως είναι τα οξείδια του αζώτου NOx , τα οξείδια θείου SOx και το HCl [11] η οποία εξηγείται ως εξής: Η μεν μείωση των εκπομπών του NOx επιτυγχάνεται, επειδή δεν ευνοείται ο σχηματισμός θερμικών οξειδίων του αζώτου, λόγω των χαμηλών θερμοκρασιών. Οι δε εκπομπές του SO_2 διατηρούνται σε χαμηλά επίπεδα λόγω του ότι επειδή η θερμοκρασία στην κλίνη είναι χαμηλότερη από τη θερμοκρασία τήξης της τέφρας, αποφεύγονται οι συσσωματώσεις και οι επικαθίσεις της τελευταίας στις επιφάνειες συναλλαγής θερμότητας. Αυτό το γεγονός καθιστά πιο εύκολη τη δέσμευση του SO_2 από αυτήν με πρωτογενή μέτρα χωρίς να χρειάζονται επιπρόσθετες διατάξεις καθαρισμού των καυσαερίων, οι οποίες αυξάνουν το κόστος των μονάδων και μειώνουν τον βαθμό απόδοσης. Ένα τέτοιο πρωτογενές μέτρο είναι η **φυσική αποθείωση** η οποία έχει σαν αποτέλεσμα τη μετατροπή του SO_2 σε γύψο ($CaSO_4$) μέσω της αντίδρασής του με το CaO. Η διεργασία αυτή στις ρευστοποιημένες κλίνες πραγματοποιείται αποκλειστικά μέσω της προσθήκης ασβεστόλιθου ($CaCO_3$), επιτυγχάνεται μέσα στον ίδιο τον λέβητα και μπορεί να φτάσει ποσοστά μέχρι και 97%. Οι χημικές αντιδράσεις που την περιγράφουν είναι οι ακόλουθες:

$$CaCO_3 \rightarrow CaO + CO_2 \quad \textit{ασβεστοποίηση}$$

$$CaO + SO_2 \rightarrow CaSO_2 \quad \textit{δημιουργία γύψου}$$

Εν κατακλείδι, στις μονάδες CFB επιτυγχάνεται η υψηλή και ελεγχόμενη παραμονή των στερεών σωματιδίων εντός της κλίνης, η έλλειψη παράκαμψης (bypass) του αερίου με επακόλουθο τη βέλτιστη μεταφορά μάζας και τέλος υπάρχει δυνατότητα εφαρμογής τους σε ξεχωριστές και συμπληρωματικές λειτουργίες (όπως είναι π.χ. η καταλυτική αναγέννηση κατά την ψύξη των σωματιδίων) [9].

Πέρα από τα παραπάνω πλεονεκτήματα οι μονάδες ρευστοποιημένης κλίνης παρουσιάζουν και κάποια **μειονεκτήματα**, για την αντιμετώπιση των οποίων καταβάλλονται σημαντικές προσπάθειες σε διάφορα εργαστήρια παγκοσμίως. Τα σημαντικότερα από αυτά είναι τα εξής [4],[13],[14]:

- Οι φθορές στα τοιχώματα και στις επιφάνειες συναλλαγής μπορούν μερικές φορές να είναι ιδιαίτερα εμφανείς, εξαιτίας των υψηλών ταχυτήτων των σωματιδίων που αναπτύσσονται.
- Υπάρχει πιθανότητα, να εξέρχεται ικανοποιητικός αριθμός των στερεών σωματιδίων εκτός της κλίνης. Για αυτόν ακριβώς τον σκοπό χρειάζεται να καταναλώνεται περαιτέρω ενέργεια για να διαχωρίζονται τα στερεά σωματίδια από την εκροή του αέρα.
- Οι εκπομπές του διοξειδίου του αζώτου (N_2O) μπορεί να είναι αυξημένες σε σχέση με μία μονάδα κονιορτοποιημένου καυσίμου. Ενδεικτικά αναφέρεται ότι οι εκπομπές αυτές μπορούν να φτάνουν σε μέγεθος τα 100-200 ppm.

Παρά τα μειονεκτήματά τους αυτά οι ρευστοποιημένες κλίνες ανακυκλοφορίας αποτελούν μία τεχνολογία η οποία χρησιμοποιείται ευρύτατα στις εγκαταστάσεις ηλεκτροπαραγωγής.

2) Τεχνολογία Calcium Looping για δέσμευση CO_2

Ένα σημαντικό πεδίο εφαρμογής των ρευστοποιημένων κλινών ανακυκλοφορίας, το οποίο χρησιμοποιείται και στην συγκεκριμένη μονάδα που εξετάζεται στην παρούσα εργασία είναι ο κύκλος του ασβεστίου ή αλλιώς η τεχνολογία Calcium Looping. Η συγκεκριμένη τεχνολογία αποτελεί μία πολύ σημαντική εφαρμογή των μονάδων CFB για τη δέσμευση του διοξειδίου του άνθρακα CO_2. Στο ινστιτούτο του πανεπιστήμιου της Στουτγάρδης IFK (Institut für Feuerungs- und Kraftwerkstechnik) έχουν διενεργηθεί και εξακολουθούν να διενεργούνται από τους Charitos, Hawthorne, Bidwe, Korovesis, Schuster, and Scheffknecht [15], καθώς και από τους Nikolopoulos et al. [16] σημαντικές έρευνες οι οποίες σχετίζονται με τη δέσμευση του CO_2. Η μονάδα που χρησιμοποιείται για τις έρευνες αυτές αποτελείται από δύο συζυγείς κλίνες (DFB) στις οποίες συντελείται η δέσμευση του CO_2 και οι οποίες συνδέονται μέσω αγωγών για τη μεταφορά στερεών σωματιδίων.

Βασικά του κύκλου ασβεστοποίησης-ενανθράκωσης

Η διαδικασία του κύκλου του ασβεστοποίησης-ενανθράκωσης (Calcium Looping Process) χρησιμοποιεί έναν απορροφητή που έχει ως βάση το οξείδιο του ασβεστίου CaO, το οποίο τυπικά το λαμβάνουμε από τον ασβεστόλιθο. Ο απορροφητής αυτός αντιδρά μέσω της αντιστρέψιμης χημικής αντίδρασης [17]:

$$CaCO_{3(s)} \leftrightarrow CaO_{(s)} + CO_{2(g)}$$

Η αντίδραση από τα αριστερά προς τα δεξιά είναι ενδόθερμη, ονομάζεται ασβεστοποίηση (calcination) και επιτυγχάνεται υπό ένα μεγάλο εύρος συνθηκών μέσα στη μία από τις δύο ρευστοποιημένες κλίνες της μονάδας, τον ασβεστοποιητή (calciner). Η αντίστροφη αντίδραση είναι εξώθερμη, ονομάζεται ενανθράκωση (carbonation) και πραγματοποιείται στη δεύτερη ρευστοποιημένη κλίνη της μονάδας, τον αντιδραστήρα ενανθράκωσης (carbonator).

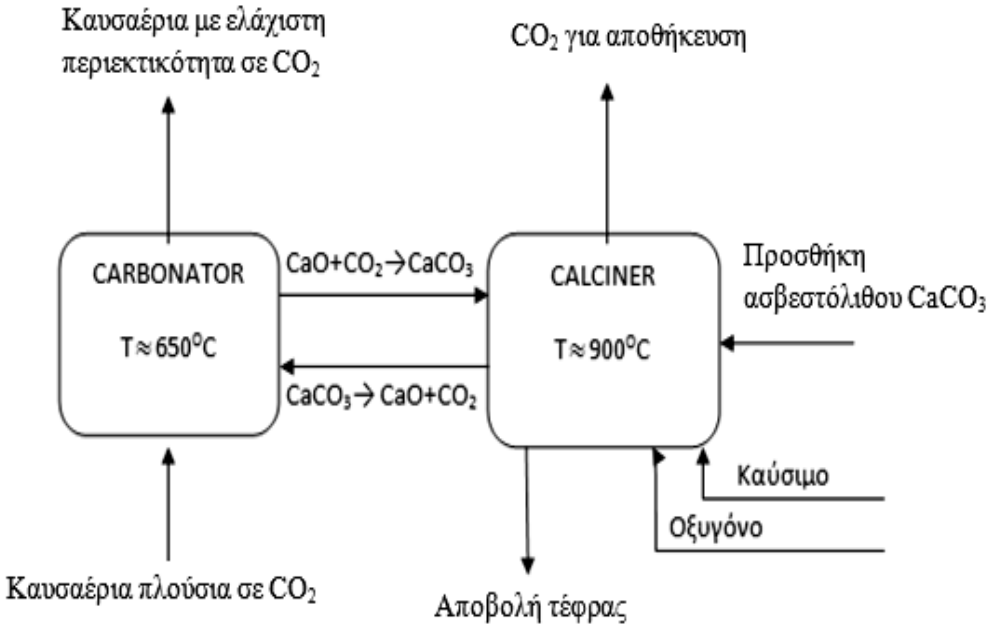
Τα καυσαέρια αρχικά εισέρχονται στον αντιδραστήρα ενανθράκωσης και εξέρχονται από αυτόν με χαμηλή περιεκτικότητα σε CO_2. Το παραγόμενο $CaCO_3$ εισέρχεται στον ασβεστοποιητή (calciner), όπου η αντίδραση της ασβεστοποίησης λαμβάνει χώρα, έτσι ώστε να αναγεννηθεί το CaO και να παραχθεί καθαρό ρεύμα διοξειδίου του άνθρακα CO_2. Το CaO που παράχθηκε μεταφέρεται πίσω στον αντιδραστήρα ενανθράκωσης για περαιτέρω δέσμευση του CO_2, ενώ το CO_2 που απελευθερώνεται από τον ασβεστοποιητή μπορεί να οδηγηθεί για καθαρισμό, συμπίεση και αποθήκευση.

Ένα μοναδικό πλεονέκτημα της συγκεκριμένης διαδικασίας είναι ότι επιπρόσθετη ενέργεια αναγεννάται από το σύστημα των δύο κλινών. Η αύξηση της ενέργειας μπορεί να φτάσει σε ποσοστό μέχρι και το 50%.

Επιπρόσθετα, το υπολογιζόμενο κόστος αποφυγής του CO_2 μπορεί να είναι λιγότερο από 20ευρώ/t, ενώ οι δαπάνες για τον ηλεκτρισμό που δαπανάται για τον κύκλο του ασβεστίου είναι προσεγγιστικά κοντά στα 40ευρώ/MWth [18],[19]

Τα παραπάνω πολύτιμα οφέλη του κύκλου του ασβεστίου στηρίζονται επιπρόσθετα σε μία σειρά από τεχνικές απόψεις οι οποίες σχετίζονται κυρίως με το είδος του απορροφητή και του αντιδραστήρα που χρησιμοποιείται. Καταρχάς, ο ασβεστόλιθος μπορεί να βρεθεί εύκολα και σε πολύ χαμηλό κόστος. Επιπρόσθετα, το CaO που απομονώνεται από αυτόν για το σύστημα DFB μπορεί να χρησιμοποιηθεί και για την παραγωγή τσιμέντου. Επίσης, το CaO μπορεί να χρησιμοποιηθεί στους αντιδραστήρες κλίνης ταχείας ρευστοποίησης, εξαιτίας των αναβαθμισμένων ιδιοτήτων δέσμευσης των οξειδίων του θείου SOx σε σύγκριση με τον καθαρό ασβεστόλιθο.

Η διαδικασία που περιγράφηκε παραπάνω φαίνεται εποπτικά με τη βοήθεια του παρακάτω σχήματος



Σχήμα 1.2 Σχηματική απεικόνιση της μεθόδου Calcium Looping

3) Μοντελοποίηση Μονάδων CFB

Έχοντας επιτύχει πλήρως την μοντελοποίηση της μονοφασικής ροής, τα εργαλεία της υπολογιστικής ρευστομηχανικής καλούνται τα τελευταία χρόνια να μοντελοποιήσουν και την πολυφασική ροή. Ως πολυφασική ροή (multiphase flow) ορίζεται η ταυτόχρονη ροή δύο ή περισσοτέρων φάσεων εντός ενός αγωγού, στην περίπτωση δε της ρευστοποιημένης κλίνης περιλαμβάνει φάσεις τόσο στην στερεή, όσο και στην αέρια κατάσταση. Η μοντελοποίηση τέτοιας ροής εντός μίας βιομηχανικής μονάδας, όπως είναι π.χ. μία μονάδα CFB αν και πραγματοποιείται σε διάφορα εργαστήρια παγκοσμίως, είναι ακόμα υπό εξέταση για την ακρίβεια ή όχι των αποτελεσμάτων. Αυτό οφείλεται στο ότι, ακόμα δεν υπάρχουν αρκετές μελέτες οι οποίες θα μπορούσαν να βοηθήσουν στην μοντελοποίηση μίας ροής στην οποία η επίδραση της γεωμετρίας (είσοδος, έξοδος, τείχος) να μην υπερνικά την υδροδυναμική του προβλήματος, με ταυτόχρονη επιλογή ικανοποιητικά μεγάλων σωματιδίων και ικανοποιητικά μεγάλου πλέγματος, έτσι ώστε να επιτευχθεί ακριβής προσομοίωση [6]. Επιπρόσθετα, ο σχεδιασμός των αντιδραστήρων CFB μέχρι στιγμής βασίζεται περισσότερο σε εμπειρικούς συσχετισμούς οι οποίοι σπάνια λαμβάνουν υπόψη τους κυρίαρχους μηχανισμούς [20]. Επομένως για την άρση των προαναφερθέντων προβλημάτων καταβάλλονται διάφορες προσπάθειες για την βελτίωση των μεθόδων που χρησιμοποιούνται, με την εισαγωγή διαφόρων τεχνικών.

Τις τελευταίες δεκαετίες, μοντέλα που χρησιμοποιούν εξισώσεις συνέχειας (continuum models) και βασίζονται στην υπολογιστική ρευστομηχανική έχουν χρησιμοποιηθεί εκτεταμένα για να γίνει πιο αντιληπτή η υδροδυναμική του αγωγού ανόδου, ώστε η υπολογιστική ρευστομηχανική να γίνει πρότυπο εργαλείο για την μοντελοποίηση της πολυφασικής ροής. Μερικοί από τους ερευνητές που ασχολήθηκαν με τα μοντέλα αυτά είναι οι Neri και Gidaspow [21], οι Yang et al. [22] και οι Jiradilok et al. [23]. Οι μελέτες αυτές δίνουν μεγάλη έμφαση στην ακριβή μοντελοποίηση της αλληλεπίδρασης μεταξύ στερεών σωματιδίων και ρευστού, η οποία μπορεί να περιγραφεί μέσω της οπισθέλκουσας δύναμης που ασκείται στα στερεά σωματίδια κατά την ροή τους μέσα στο ρευστό. Στη βιβλιογραφία έχουν προταθεί μοντέλα από διάφορους μελετητές, όπως είναι οι Gidaspow [24], Matsen [25] , Li and Kwauk [26], Gibilaro et al. [27], για τον υπολογισμό αυτής της δύναμης, τα οποία για την διατύπωσή τους βασίστηκαν σε διαφορετικές συνθήκες ροής Εντούτοις, τα τελευταία χρόνια, ένα νέο μοντέλο έχει εφαρμοστεί το οποίο προσεγγίζει τη ροή υπό διάφορες κλίμακες. Το μοντέλο αυτό ονομάζεται EMMS (Energy Minimization Multi-Scale Analysis) και τείνει να υπερισχύσει έναντι των συμβατικών μοντέλων οπισθέλκουσας.

Για να σχεδιαστεί και να λειτουργήσει επιτυχώς μία ρευστοποιημένη κλίνη πρέπει να υπάρχει πλήρης γνώση αναφορικά με τα υδροδυναμικά χαρακτηριστικά του στερεού-αερίου. Μερικές από τις βασικές παραμέτρους αποτελούν: η ελάχιστη ταχύτητα ρευστοποίησης, η επέκταση του ύψους της ρευστοποιημένης κλίνης, η διακύμανση πίεσης στην κλίνη.

Στο εργαστήριο Ατμοπαραγωγών και Λεβήτων του Ε.Μ.Π. γίνεται εκτεταμένη έρευνα τα τελευταία χρόνια για την εφαρμογή και βελτίωση του μοντέλου EMMS στην προσομοίωση μονάδων ρευστοποιημένης ανακυκλοφορίας. Στην εργασία του Παπαφωτίου, έγινε διεξοδική μελέτη αναφορικά με τη χρήση του μοντέλου για τη προσομοίωση της ροής σωματιδίων τύπου Geldart B. Εντούτοις, οι σχέσεις και οι περιορισμοί που χρησιμοποιήθηκαν δανείζονται πολλά στοιχεία από τη βιβλιογραφία, για σωματίδια τύπου Geldart A. Στην παρούσα διπλωματική εργασία, το επίκεντρο του ενδιαφέροντος αποτέλεσε επίσης η ροή των σωματιδίων τύπου Geldart B, αλλά ταυτόχρονα έγινε μία προσπάθεια να προχωρήσει το μοντέλο που χρησιμοποιήθηκε από τον Παπαφωτίου σε επόμενο στάδιο. Αυτό κατέστη εφικτό, με την ανάπτυξη ενός εργαλείου υπολογισμού του μοντέλου το οποίο είναι πιο γενικό, λαμβάνει υπόψη του και πιο ακραίες περιπτώσεις ροής μέσα στην κλίνη, ενώ μπορεί να χρησιμοποιηθεί και από επόμενους ερευνητές. Παράλληλα, οι σχέσεις και οι περιορισμοί που χρησιμοποιήθηκαν διερευνήθηκαν πιο διεξοδικά και επιλέχθηκαν κατάλληλα, ώστε να αφορούν αυστηρά σωματίδια τύπου Geldart B.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2^{ο}

ΒΑΣΙΚΑ ΜΕΓΕΘΗ ΡΕΥΣΤΟΠΟΙΗΣΗΣ

Α) Χαρακτηριστικά σωματιδίων

Για να καταστεί εφικτή η ακριβής μελέτη των ιδιοτήτων ενός μεμονωμένου σωματιδίου, κρίνεται απαραίτητο να υπολογιστούν και να προσδιοριστούν ορισμένα χαρακτηριστικά του, όπως είναι το σχήμα, το μέγεθος, η πυκνότητα και η επιφανειακή μορφολογία του. [14]. Τα χαρακτηριστικά αυτά αναλύονται στην παρούσα ενότητα.

Α.1) Σφαιρικότητα (Sphericity)

Η **σφαιρικότητα (*φ*)** ενός σωματιδίου δείχνει πόσο κοντά στη μορφή μιας σφαίρας είναι το υπό εξέταση σωματίδιο. Ισούται με το πηλίκο της επιφάνειας της σφαίρας (που έχει ίσο όγκο με το σωματίδιο) προς την επιφάνεια του σωματιδίου.

*Ως **σφαιρική** νοείται η επιφάνεια η οποία έχει σταθερή και ίση ακτίνα προς όλες τις κατευθύνσεις.*

Ισχύει δηλαδή:

$$\phi = \frac{A_{\sigma\varphi\alpha\acute{\iota}\rho\alpha\varsigma}}{A_{\sigma\omega\mu\alpha\tau\iota\delta\iota o\upsilon}} \tag{2.1}$$

όπου $A_{\sigma\varphi\alpha\acute{\iota}\rho\alpha\varsigma} = (36\pi V_{\sigma\omega\mu\alpha\tau\iota\delta\iota o\upsilon})^{\frac{1}{3}}$ (2.2)

Είναι φανερό ότι, για τέλεια σφαιρικά σωματίδια ισχύει φ=1, ενώ για σωματίδια που παρεκκλίνουν από το σφαιρικό σχήμα ισχύει $0<\varphi<1$.

Α.2) Μέση διάμετρος κόκκων (d_p)

Τα στερεά σωματίδια παρουσιάζουν διάφορα χαρακτηριστικά. Ένα από αυτά σχετίζεται με την κατανομή του μεγέθους τους, η οποία μπορεί να ακολουθεί είτε μονοδιασπορά (όλα τα σωματίδια έχουν το ίδιο μέγεθος) ή, στην περίπτωση της ρευστοποιημένης κλίνης, η κατανομή μπορεί να ακολουθεί πολυδιασπορά (τα σωματίδια έχουν διαφορετικό μέγεθος). Κρίνεται λοιπόν αναγκαίο στην δεύτερη περίπτωση να εισαχθεί ένα στοχαστικό μέγεθος το οποίο θα περιγράφει μία αντιπροσωπευτική-μέση τιμή του μεγέθους των σωματιδίων, για διευκόλυνση των υπολογισμών. Αυτό το μέγεθος είναι η μέση διάμετρος των σωματιδίων d_p.

Ως **μέση διάμετρος** ορίζεται ο λόγος του αθροίσματος των διαμέτρων όλων των σωματιδίων προς τον αριθμό *N* των σωματιδίων.

Ισχύει δηλαδή:

$$d_p = \frac{\Sigma d}{N} = \frac{\Sigma n_i d_i}{\Sigma n_i} = \int_0^{oo} d_p f(d_p) dd_p \qquad (2.3)$$

Α.3) Πυκνότητα των σωματιδίων (*ρs*)

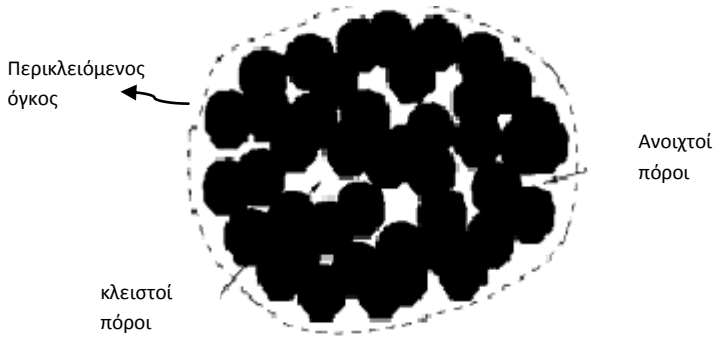
Στην βιβλιογραφία υπάρχουν πολλών ειδών προσδιορισμοί της πυκνότητας, εξαρτώμενοι από την εφαρμογή. Για μη πορώδη σωματίδια υπάρχει ο εξής απλούστατος ορισμός [14]:

$$\rho_s = \frac{M_p}{V_p}, \qquad (2.4)$$

όπου

M_p=μάζα του σωματιδίου ,
V_p=όγκος που καταλαμβάνει το σωματίδιο που έχει μη πορώδη επιφάνεια

Η παραπάνω σχέση χρησιμοποιείται και για πορώδη σωματίδια με τη μόνη διαφορά ότι ο όγκος που ορίζεται πρέπει να αντικατασταθεί από έναν ισοδύναμο όγκο για πορώδες σωματίδιο. Ο όγκος αυτός περικλείει το πορώδες σωματίδιο, έτσι ώστε το σωματίδιο που προκύπτει να έχει μη πορώδη επιφάνεια, όπως φαίνεται στην παρακάτω εικόνα:

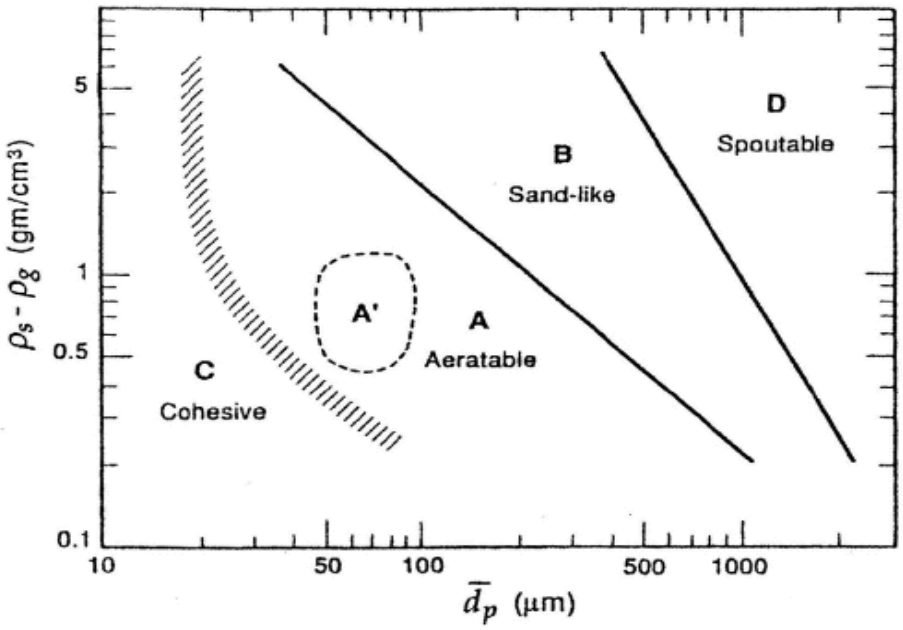


Σχήμα 2.1 Σχηματική απεικόνιση πορώδους επιφάνειας

Α.4) Κατανομή των σωματιδίων κατά Geldart

Το 1973, ο καθηγητής D. Geldart, ύστερα από εκτεταμένη έρευνα, πρότεινε την ταξινόμηση των στερεών σωματιδίων που ρευστοποιούνται υπό την επίδραση αερίων σε τέσσερις ομάδες. Κριτήριο για την κατηγοριοποίηση αυτή, η οποία χρησιμοποιείται ευρέως στη βιομηχανία, είναι η μέση διάμετρος των σωματιδίων d_p και η διαφορά πυκνότητας μεταξύ του στερεού και του μέσου ρευστοποίησης (ρ_s-ρ_g) [14].

Οι τέσσερις κατηγορίες είναι οι ακόλουθες [28],[29]:



Σχήμα 2.2 Κατηγοριοποίηση σωματιδίων κατά Geldart

Ομάδα C Τα σωματίδια που ανήκουν σε αυτήν την ομάδα είναι λεπτόκοκκα και εξαιρετικά συνεκτικά. Το μέγεθός τους κυμαίνεται από 20 έως 30 μm και ρευστοποιούνται πολύ δύσκολα διότι οι δυνάμεις μεταξύ τους υπερισχύουν έναντι αυτών που προκύπτουν από την αλληλεπίδραση σωματιδίων και αέρα. Για να επιτευχθεί επομένως η ρευστοποίησή τους ίσως απαιτείται μία εξωτερική δύναμη, όπως είναι η μηχανική ανάδευση. Σε μικρής διαμέτρου κλίνες σχηματίζουν ανομοιογενείς δομές που κινούνται προς τα πάνω. *Υλικά σε αυτήν την κατηγορία: το ταλκ, το αλεύρι.*

Ομάδα A Σε αυτήν την ομάδα η διάμετρος των σωματιδίων κυμαίνεται από 20 έως 100 μm, και η πυκνότητά τους είναι τυπικά λιγότερη από 1.4g/cm^3. Ρευστοποιούνται πολύ εύκολα με χαμηλές ταχύτητες αέρα και σε υψηλότερες ταχύτητες αέρα σχηματίζουν ελεγχόμενες φυσαλίδες οι οποίες ανέρχονται γρηγορότερα από τον περιβάλλοντα αέρα. *Το πιο σημαντικό παράδειγμα σε αυτήν την κατηγορία είναι οι FCC καταλύτες.*

Ομάδα B Η διάμετρος των σωματιδίων κυμαίνεται από 40 έως 500 μm και η πυκνότητα τους από 1.4-4g/cm^3. Τα σωματίδια αυτής της κατηγορίας ρευστοποιούνται εύκολα, με έντονο σχηματισμό φυσαλίδων. Οι φυσαλίδες σχηματίζονται αμέσως στην αρχή της ρευστοποίησης, όταν δηλαδή η ταχύτητα του αέρα λαμβάνει τιμή ίση με την ελάχιστη ταχύτητα ρευστοποίησης και αποκτούν μεγάλο μέγεθος κατά τη διάρκεια της αιώρησής τους. *Τυπικό υλικό σε αυτήν την κατηγορία: άμμος*

Ομάδα D Σε αυτήν την ομάδα ανήκουν σωματίδια υψηλών πυκνοτήτων με τυπική διάμετρο μεγαλύτερη από 600 μm. Η ρευστοποίηση επιτυγχάνεται δύσκολα και απαιτεί ρευστό με πολύ υψηλά ενεργειακά επίπεδα και τυπικά συνδέεται με υψηλά επίπεδα τριβής. Στην κατηγορία αυτή ανήκουν αποξηραμένα δημητριακά, μπιζέλια, κόκκοι καφέ, ο αεριοποιημένος άνθρακας κ.α. Η επεξεργασία των τελευταίων γίνεται σε ρηχές κλίνες, καθώς όταν η κλίνη είναι βαθιά ο αέρας διέρχεται από μεγάλα κενά και έτσι επιτυγχάνεται δύσκολα η ρευστοποίηση.

Από τα παραπάνω φαίνεται, ότι για επιτυχημένη γρήγορη ρευστοποίηση (fast fluidization regime) επιθυμητή περιοχή κονιοποίησης των σωματιδίων θεωρείται ότι βρίσκεται στο εύρος τιμών 50-200μm.

Α.5) Πρότυπα ρευστοποίησης

Το φαινόμενο της ρευστοποίησης παρουσιάζει κάποια ιδιαίτερα χαρακτηριστικά, η διαμόρφωση των οποίων εξαρτάται σε σημαντικό βαθμό από την ταχύτητα με την οποία το ρευστό εισέρχεται στη βάση της κλίνης. Έτσι, υπό διαφορετικές ταχύτητες του ρευστού διαμορφώνονται και διαφορετικές υδροδυναμικές συνθήκες οι οποίες επηρεάζουν τον τύπο της κλίνης που προκύπτει. Οι συνθήκες αυτές ονομάζονται **πρότυπα ρευστοποίησης** (fluidization regimes) και αναλύονται στη συνέχεια [5].

Σε πρώτη φάση, αν το ανερχόμενο ρεύμα ρευστού εξαναγκαστεί να περάσει με πολύ χαμηλή ταχύτητα ανάμεσα από ένα στρώμα λεπτόκοκκων σωματιδίων, ύψους L_m (λαμβανόμενο από τον πυθμένα του αγωγού μέσα στον οποίο αλληλεπιδρούν στερεό και ρευστό μέσο), τότε ίσα που καταφέρνει να διεισδύσει ανάμεσα από τα κενά τους. Στην περίπτωση αυτή σχηματίζεται **μόνιμη κλίνη** (fixed bed). Με ελάχιστη αύξηση της ταχύτητας της ροής τα σωματίδια αρχίζουν να κινούνται ξεχωριστά, ενώ μερικά πάλλονται και κινούνται σε περιορισμένες περιοχές. Το ύψος του στρώματος L_m που σχηματίζεται από τα σωματίδια στη βάση της κλίνης αυξάνεται και η κλίνη που προκύπτει ονομάζεται **εκτεταμένη κλίνη** (expanded bed).

Αν αυξηθεί ακόμα περισσότερο η ταχύτητα του ρευστού, προσεγγίζεται ένα σημείο (για κάποια τιμή της ταχύτητας του αέρα) στο οποίο όλα τα σωματίδια αρχίζουν να αιωρούνται υπό την επίδραση του ανερχόμενου ρεύματος του ρευστού. Η δύναμη της τριβής ανάμεσα στα σωματίδια και το ρευστό εξισορροπεί τη δύναμη της βαρύτητας που ασκείται στα σωματίδια, η κατακόρυφη συνιστώσα της δύναμης πίεσης ανάμεσα

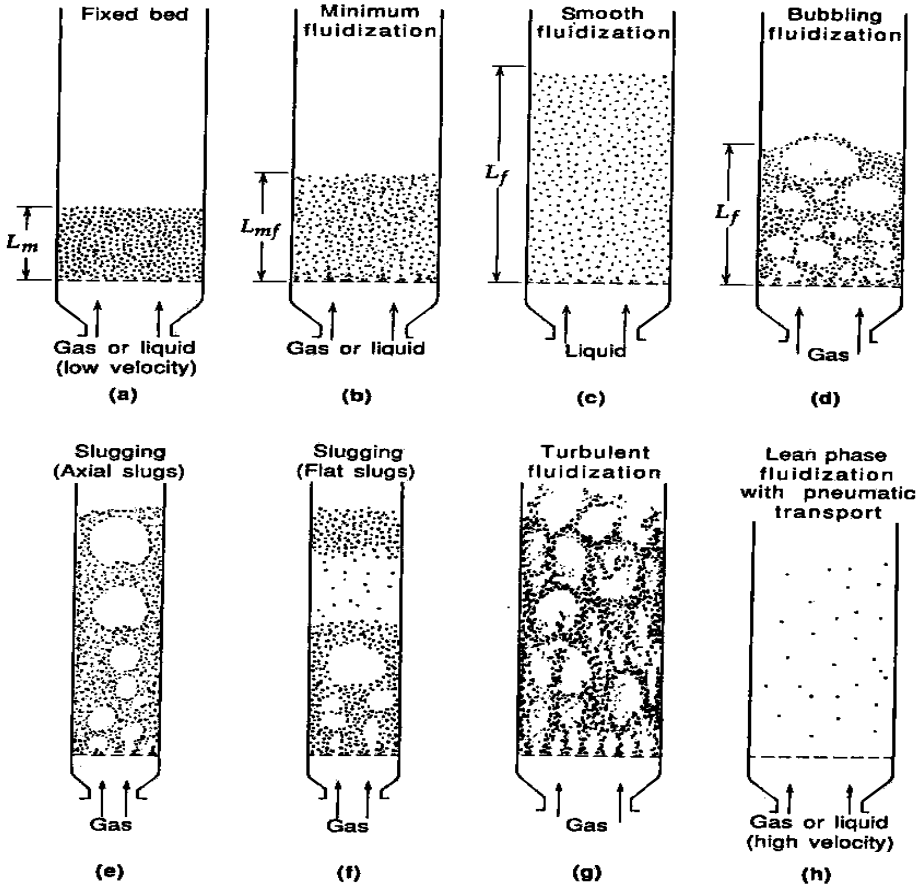
σε γειτονικά σωματίδια εξαφανίζεται και σε οποιοδήποτε τμήμα της κλίνης η πτώση πίεσης που παρατηρείται σχεδόν εξισορροπείται με το βάρος του ρευστού και των σωματιδίων. Στην περίπτωση αυτή η κλίνη που προκύπτει αναφέρεται ως **πρωτογενώς ρευστοποιημένη κλίνη** (incipient fluidized bed) ή κλίνη **σε κατάσταση ελάχιστης ρευστοποίησης** (minimum fluidization). Μόλις η κλίνη των σωματιδίων αρχίσει να ρευστοποιείται, η συμπεριφορά της εξαρτάται από την φαινόμενη ταχύτητα του ρευστού, την πυκνότητα και το είδος των σωματιδίων, τις ιδιότητες του ρευστού και ανάλογα με τα κριτήρια αυτά γενικά ακολουθεί ένα από τα πρότυπα ρευστοποίησης [30].

Σε συστήματα στα οποία το ρευστό μέσο είναι υγρό, η αύξηση της ταχύτητας της ροής πέρα από αυτήν στην οποία επιτυγχάνεται η ελάχιστη ρευστοποίηση, έχει σαν αποτέλεσμα την ομαλή επέκταση της κλίνης. Στην περίπτωση αυτή προκύπτει **ομαλή ρευστοποίηση** (smooth fluidization).

Σε συστήματα στα οποία το ρευστό μέσο είναι αέριο, η αύξηση της ταχύτητας της ροής πέρα αυτήν της ελάχιστης ρευστοποίησης, συνοδεύεται από το σχηματισμό φυσαλίδων (bubbling) και αυλακιών του αέρα. Οι φυσαλίδες αυτές ακολουθούν ανοδική πορεία και διαλύονται όταν φτάνουν στην επιφάνεια της κλίνης. Σε υψηλές ταχύτητες του αέρα η ροή καθίσταται ακόμα πιο βίαιη και εξωθεί τα σωματίδια να κινούνται πιο έντονα. Η κλίνη που σχηματίζεται ονομάζεται **κλίνη φυσαλίδων** (bubbling fluidized bed) ή **ετερογενώς ρευστοποιημένη κλίνη** (heterogeneous fluidized bed).

Περαιτέρω αύξηση της ταχύτητας του ρευστού, έχει σαν αποτέλεσμα την αύξηση της συχνότητας δημιουργίας φυσαλίδων και οι φυσαλίδες αρχίζουν να συνενώνονται. Όταν η διάμετρος των φυσαλίδων γίνει συγκρίσιμη με τη διάμετρο του αγωγού ,αρχίζουν να λαμβάνουν στη χώρα έντονα ρευστοδυναμικά φαινόμενα και το ύψος της κλίνης δεν είναι πλέον διακριτό. Το πρότυπο αυτό ονομάζεται **slugging regime** και κατατάσσεται σε **flat slug** αν τα σωματίδια της κλίνης είναι χονδρόκοκκα και **axial slug** αν είναι λεπτόκοκκα.

Στη συνέχεια εμφανίζεται το πρότυπο ρευστοποίησης της **τυρβώδους κλίνης** (turbulent regime), κατά το οποίο οι φυσαλίδες διαλύονται πιο έντονα, όταν φτάνουν στην κορυφή του αγωγού και τα εξέρχονται από αυτόν (entrainment).



Σχήμα 2.3 Σχηματική απεικόνιση προτύπων ρευστοποίησης [5]

Κρίνεται αναγκαίο να αναφερθεί ότι στις διάφορες φυσικές και χημικές εφαρμογές που αναλύθηκαν, η σωστή επιλογή του τύπου της ρευστοποιημένης κλίνης που θα χρησιμοποιηθεί είναι μείζονος σημασίας. Για παράδειγμα, στις καταλυτικές αντιδράσεις η συνήθης επιλογή είναι ανάμεσα σε εκτεταμένη κλίνη και ρευστοποιημένη κλίνη, ενώ στις φυσικές διεργασίες μπορούν να χρησιμοποιηθεί σε ρευστοποιημένη κλίνη τύπου πίδακα (spouted bed). Στον τομέα της ηλεκτροπαραγωγής, σημαντική εφαρμογή βρίσκουν οι κλίνες ταχείας ρευστοποίησης.

Τέλος, αξίζει να σημειωθεί ότι στην βιβλιογραφία συναντάται άλλη μία κατηγοριοποίηση των ρευστοποιημένων κλινών, ανάλογα με την πίεση λειτουργίας τους. Με βάση το κριτήριο αυτό διακρίνονται σε ατμοσφαιρικές (FBC, atmospheric systems) και ρευστοποιημένες κλίνες υπό πίεση (PFBC, pressurized systems)

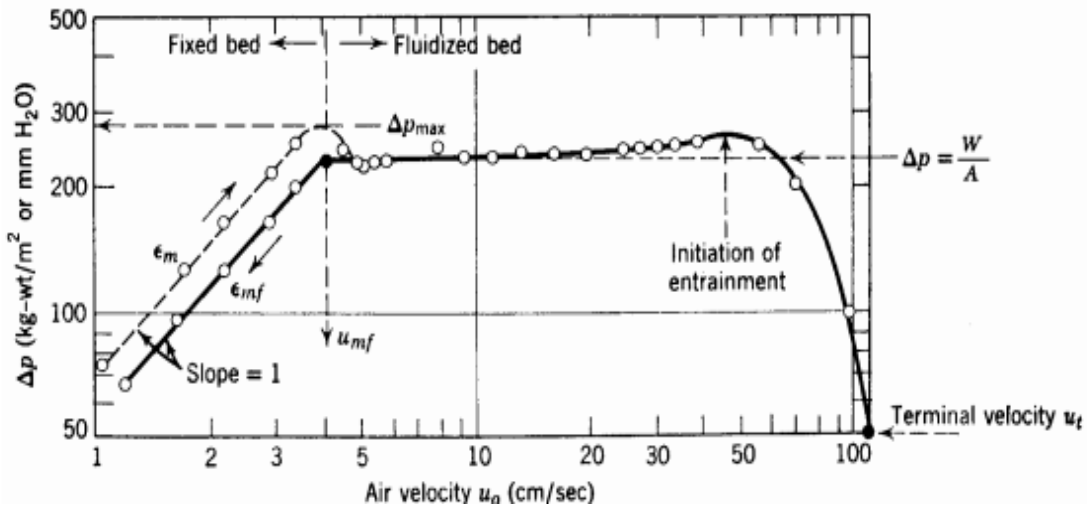
Β) Άλλα μεγέθη ρευστοποίησης

Β.1) Ταχύτητα έναρξης ρευστοποίησης

Ταχύτητα έναρξης ρευστοποίησης U_{mf} (minimum fluidization velocity) καλείται η ελάχιστη φαινόμενη ταχύτητα του αέρα που απαιτείται για να επιτευχθεί η αιώρηση των στερεών σωματιδίων εντός της κλίνης (ή αλλιώς η ελάχιστη ταχύτητα στην οποία η πτώση πίεσης κατά μήκος της κλίνης εξισώνεται με το βάρος της κλίνης, ανά μονάδα διατομής). Ο προσδιορισμός της κρίνεται απαραίτητος, καθώς αποτελεί μία από τις σημαντικότερες παραμέτρους σχεδίασης μίας μονάδας CFB και έχει καταστεί εφικτός με τη βοήθεια διάφορων εμπειρικών ή ημι-εμπειρικών σχέσεων.

- ***Πειραματική προσέγγιση υπολογισμού***

Οι Kunii και Levenspiel [5],[31], σε μία προσπάθεια πειραματικού προσδιορισμού της ταχύτητας U_{mf}, εξίσωσαν την σχέση του Ergun, η οποία υπολογίζει την πτώση πίεσης ΔP που συντελείται κατά μήκος της κλίνης χωρίς ρευστοποίηση (fixed bed), με την εξίσωση που υπολογίζει την πτώση πίεσης για ρευστοποιημένη κλίνη κάτω από συγκεκριμένες (σταθερές) συνθήκες. Για να το καταστήσουν αυτό εφικτό βασίστηκαν σε πειραματικά δεδομένα τα οποία δείχνουν ότι στις κλίνες χωρίς ρευστοποίηση η πτώση πίεσης αυξάνει ανάλογα με την ταχύτητα του αέρα u_o έως κάποια ταχύτητα στην οποία ξεκινά η ρευστοποίηση, οπότε και η πτώση πίεσης σταθεροποιείται. Η ταχύτητα αυτή είναι η U_{mf}



Σχήμα 2.4 Διάγραμμα πτώσεως πίεσης ανά φαινόμενη ταχύτητα

Οι εξισώσεις που χρησιμοποιήθηκαν από τον Kunii είναι οι εξής:

- Η εξίσωση του Ergun (για κλίνη χωρίς ρευστοποίηση):

$$\frac{\Delta P}{\mathrm{H}_{mf}} = \frac{150(1-\varepsilon_{mf})\mu_g U_{mf}}{\phi^2 \varepsilon_{mf}^3 d_p^2} + \frac{1.75(1-\varepsilon_{mf})U_{mf}^2 \rho_g}{\phi\, \varepsilon_{mf}^3 d_p} \tag{2.5}$$

- Η εξίσωση που υπολογίζει την πτώση πίεσης για την περίπτωση της ρευστοποιημένης κλίνης:

$$\frac{\Delta P}{H_{mf}} = (1-\varepsilon_{mf})(\rho_s - \rho_g)g \tag{2.6}$$

Με συνδυασμό των δύο εξισώσεων προκύπτει :

$$\frac{150(1-\varepsilon_{mf})\mu_g U_{mf}}{\phi^2 \varepsilon_{mf}^3 d_p^2} + \frac{1.75(1-\varepsilon_{mf})U_{mf}^2 \rho_g}{\phi\, \varepsilon_{mf}^3 d_p} = (1-\varepsilon_{mf})(\rho_s - \rho_g)g \tag{2.7}$$

Η παραπάνω σχέση υπολογισμού του U_{mf}, αν και δίνει ακριβή αποτελέσματα, παρουσιάζει ένα βασικό μειονέκτημα. Εξαρτάται από μεγέθη, όπως είναι η σφαιρικότητα (ϕ) και το κλάσμα κενού ε_{mf} (κλάσμα κενού έναρξης ρευστοποίησης), τα οποία δεν μπορούν να προσδιοριστούν ακριβώς σε μία πραγματική μονάδα [31],[32].

Για αντιμετώπιση αυτού του προβλήματος η παραπάνω εξίσωση μπορεί να μετασχηματιστεί στην μορφή: $K_1 \mathrm{Re}_{mf}^2 + K_2 \mathrm{Re}_{mf} = Ar$ (2.8)

,όπου

$$\mathrm{Re}_{mf} = \frac{U_{mf} d_p \rho_g}{\mu_g}, \tag{2.9}$$

είναι ο αριθμός Reynolds που αντιστοιχεί στην ταχύτητα έναρξης ρευστοποίησης για ένα μεμονωμένο σωματίδιο,

$$Ar = \frac{d_p^3 g \rho_g (\rho_s - \rho_g)}{\mu_g^2}, \tag{2.10}$$

είναι ο αριθμός του Αρχιμήδη (λόγος της δύναμης βαρύτητας προς τη δύναμη συνεκτικότητας)

και $K_1 = \dfrac{1.75}{\phi \varepsilon_{mf}^3}$ (2.11)

$$\mathrm{K}_2 = \frac{150(1-\varepsilon_{mf})}{\phi^2 \varepsilon_{mf}^3} \tag{2.12}$$

οι συντελεστές που αντιστοιχούν στον αδρανειακό όρο και στον συνεκτικό όρο αντίστοιχα

Σύμφωνα με τη πειραματική θεώρηση των Wen and Yu, οι τιμές των συντελεστών K_1 και K_2 παραμένουν σχεδόν σταθερές για διαφορετικά είδη σωματιδίων και για μεγάλο εύρος τιμών του αριθμού Re(μεγάλο εύρος συνθηκών λειτουργίας). Έτσι για λεπτόκοκκα σωματίδια μπορεί να εφαρμοστεί η προτεινόμενη σχέση των Wen and Yu:

$$\mathrm{Re}_{mf} = [(33.7)^2 + 0.0408Ar]^{\frac{1}{2}} - 33.7, \tag{2.13}$$

ενώ για χοντρόκοκκα σωματίδια η σχέση του Chitester:

$$\mathrm{Re}_{mf} = [(28.7)^2 + 0.0494Ar]\frac{1}{2} - 28.7 \tag{2.14}$$

Οι σχέσεις αυτές πράγματι είναι ανεξάρτητες των παραμέτρων ϕ και ε_{mf}

- ***Θεωρητική προσέγγιση υπολογισμού***

Στη διεθνή βιβλιογραφία πέρα από την παραπάνω πειραματική διατύπωση βρέθηκαν επιπρόσθετα και άλλες σχέσεις υπολογισμού της ταχύτητας U_{mf} (βλ. Leva et al., Baeyens and Geldart, Goroshko et al, Bena, Rowe and Henwood κλπ) [5]. Ανάμεσα σε αυτές ιδιαίτερο ενδιαφέρον παρουσιάζει η θεώρηση του Fletcher, η οποία εφαρμόστηκε και στην παρούσα εργασία. Ο Fletcher διατυπώνει μια σειρά εξισώσεων υπολογισμού του U_{mf} , για ατμοσφαιρικές συνθήκες, με τη βοήθεια διάφορων περιορισμών οι οποίες είναι οι ακόλουθες:

Για σωματίδια με $\phi > 0.9$ και ε_{mf}<0.48 (σφαιρικά σωματίδια) ισχύει:

$$\begin{aligned} \mathrm{Re}_{mf} &= \frac{Ar}{1400 + 5\sqrt{Ar}} \qquad & Ar \geq 1480 \\ \mathrm{Re}_{mf} &= \frac{Ar}{1400} \qquad & Ar < 1480 \end{aligned} \tag{2.15}$$

Για σωματίδια με ϕ=0.8-0.9 και ε_{mf}<0.55 (πλησιάζουν αρκετά ικανοποιητικά στο σφαιρικό σχήμα) ισχύει:

$$\mathrm{Re}_{mf} = \frac{Ar}{1170 + \sqrt{Ar}} \tag{2.16}$$

Για σωματίδια με σφαιρικότητα $\phi < 0.8$ (μη σφαιρικά) ισχύει:

$$\mathrm{Re}_{mf} = \frac{Ar}{790 + 7\sqrt{Ar}} \tag{2.17}$$

B.3) Τελική ταχύτητα u_t (terminal velocity)

Στο γενικό της ορισμό, η **τελική (ή οριακή) ταχύτητα** είναι η (σταθερή) ταχύτητα που αποκτά ένα σωματίδιο το οποίο εκτελεί ελεύθερη πτώση σε ένα σταθερό μέσο. Στην περίπτωση της ρευστοποιημένης κλίνης αποτελεί την μέγιστη ταχύτητα ολίσθησης που μπορεί να εμφανίσει ένα μεμονωμένο σωματίδιο, ώστε η οπισθέλκουσα δύναμη που ασκείται σε αυτό από το ανερχόμενο ρεύμα του αέρα να μην υπερβαίνει τη δύναμη της βαρύτητας. Έτσι όταν η ταχύτητα του σωματιδίου ξεπεράσει την οριακή ταχύτητα, η οπισθέλκουσα δύναμη υπερνικά τις βαρυτικές δυνάμεις και το σωματίδιο παρασύρεται από το ρεύμα του αέρα και εξέρχεται εκτός της κλίνης. Αποτελεί ουσιαστικό χαρακτηριστικό ενός μεμονωμένου σωματιδίου και μία ιδιαίτερα σημαντική παράμετρο ρευστοποίησης, καθώς θέτει το άνω όριο για την ταχύτητα ολίσθησης του σωματιδίου. Για τον υπολογισμό της έχουν χρησιμοποιηθεί διάφορες μέθοδοι στην βιβλιογραφία.[5],[33]

Για μη σφαιρικά σωματίδια οι Kunii & Levenspiel [5] υπολογίζουν την οριακή ταχύτητα με τη βοήθεια της αδιάστατης διαμέτρου d_p^* και της αδιάστατης οριακής ταχύτητας U_t^*:

$$U_t^* = \left[\frac{18}{(d_p^*)^2} + \frac{2.335 - 1.744\phi}{(d_p^*)^5} \right]^{-1} \qquad 0.5 < \phi < 1 \tag{2.18}$$

$$d_p^* = d_p \left[\frac{\rho_g(\rho_s - \rho_g)g}{\mu^2} \right]^{\frac{1}{3}} = Ar^{\frac{1}{3}} \tag{2.19}$$

$$U_t = U^*_t \left[\frac{\mu(\rho_s - \rho_g)g}{\rho_g^2} \right]^{\frac{1}{3}} \tag{2.20}$$

Για σφαιρικά σωματίδια η οριακής ταχύτητα μπορεί να υπολογιστεί με τη βοήθεια των εξής σχέσεων [33]:

$$u_t = \frac{(\rho_s - \rho_g)g{d_p}^2}{18\mu_g} \quad \text{για Re<1} \tag{2.21}$$

$$u_t = [\frac{4(\rho_s - \rho_g)gd_p}{3\rho_g Cd}]^{\frac{1}{2}} \quad \text{για 1<Re<500} \tag{2.22}$$

$$u_t = [\frac{3(\rho_s - \rho_g)gd_p}{\rho_g}]^{\frac{1}{2}} \quad \text{για } 500<Re<2*10^5 \tag{2.23}$$

,όπου ο αριθμός Reynolds μεμονωμένου σωματιδίου, ο οποίος είναι ίσος με

$$\mathrm{Re} = \frac{\varepsilon_g \cdot \rho_g \cdot d_p \cdot |u_g - u_s|}{\mu_g} \tag{2.24}$$

και Cd ο συντελεστής οπισθέλκουσας μεμονωμένου σωματιδίου, ο οποίος αναλύεται παρακάτω.

Β.4) Κλάσμα κενού ε_g

Το κλάσμα κενού ε_g ενός στρώματος σωματιδίων (ή αλλιώς πορώδες κλίνης, όπως αναφέρεται συχνά στην ελληνική βιβλιογραφία ή voidage, όπως αναφέρεται στη διεθνή), ορίζεται το κλάσμα του όγκου του στρώματος που είναι ελεύθερο σωματιδίων. Με άλλα λόγια είναι το ποσοστό όγκου λαμβανόμενου επί του συνολικού όγκου ελέγχου που καταλαμβάνεται από το αέριο. Δηλαδή

$$\varepsilon_g = \frac{V - V_p}{V} = \frac{V_g}{V}, \tag{2.25}$$

όπου V ο συνολικός όγκος ελέγχου, V_p ο όγκος των στερεών σωματιδίων και V_g ο όγκος του αερίου

Μερικές φορές χρησιμοποιείται και ο αριθμός ε_s ο οποίος αντιπροσωπεύει το ποσοστού του όγκου που καταλαμβάνουν τα στερεά σωματίδια σε έναν όγκο ελέγχου και είναι ίσος με

$$\varepsilon_s = \frac{V_s}{V} \tag{2.26}$$

Όπως φαίνεται ισχύει η σχέση $\varepsilon_g + \varepsilon_s = 1$ (2.27)

Β.5) Κλάσμα κενού έναρξης ρευστοποίησης (ε_{mf})

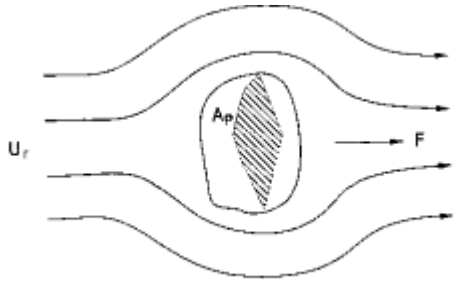
Ως κλάσμα κενού έναρξης ρευστοποίησης ε_{mf} καλείται το κλάσμα του όγκου που καταλαμβάνει το αέριο κάτω από συνθήκες ελάχιστης ρευστοποίησης [33]. Μπορεί να υπολογιστεί πειραματικά με τη βοήθεια διάφορων μεθόδων. Μια απλουστευμένη σχέση για μη σφαιρικά σωματίδια συσχετίζει το ε_{mf} με την σφαιρικότητα ϕ του σωματιδίου [34].

$$\varepsilon_{mf} = (14\phi)^{-\frac{1}{3}} \tag{2.28}$$

Όπως είναι φανερό για σφαιρικά σωματίδια σύμφωνα με την παραπάνω σχέση το ε_{mf} γίνεται ελάχιστο στην τιμή 0.415

Τυπικές τιμές για εφαρμογές ρευστοποιημένης κλίνης: 0.8 για την πυκνή περιοχή (πυθμένα) ενός αντιδραστήρα ταχείας ρευστοποίησης, 0.99-0.999 για το άνω μέρος του ίδιου αντιδραστήρα, 0.6 για ρευστοποιημένη κλίνη φυσαλίδων και 0.4 για σταθερή κλίνη. Στην παρούσα εργασία (όπως και σε άλλες), η τιμή του ε_{mf} λαμβάνεται ίση με 0.55

Β.6) Οπισθέλκουσα δύναμη (F_D) και συντελεστής οπισθέλκουσας (C_D)



Σχήμα 2.5 Σχηματική απεικόνιση ροής γύρω από ένα στερεό σωματίδιο

Όταν ένα σωματίδιο κινείται εντός ενός ρεύματος ρευστού μέσου, ασκείται σε αυτό μία δύναμη. Η δύναμη αυτή ονομάζεται οπισθέλκουσα δύναμη (drag force) και η τιμή της εξαρτάται από το σχήμα του σωματιδίου και τις ιδιότητες του ρευστού στην άμεση περιοχή του.

<u>Συντελεστής οπισθέλκουσας</u>

Η επίδραση της γεωμετρίας του σωματιδίου ποσοτικοποιείται μέσω του συντελεστή οπισθέλκουσας *Cd*, ο οποίος μπορεί να υπολογιστεί με βάση τρία πρότυπα [14]:

Α) Το πρότυπο Stokes

$$C_d = \frac{24}{\mathrm{Re}} \quad \text{για } \mathrm{Re} < 0.2 \tag{2.29}$$

Κατά το πρότυπο αυτό κυριαρχεί το ιξώδες της ροής

Β) **Το ενδιάμεσο πρότυπο (Intermediate Regime)**

$$C_d = F(\mathrm{Re}) \ \text{για } 0.2 < \mathrm{Re} < 500 \tag{2.30}$$

Κατά το πρότυπο αυτό το Cd λαμβάνεται ως συνάρτηση του αριθμού Reynolds.

Στην παρούσα εργασία χρησιμοποιήθηκε η σχέση

$$C_D = \frac{24}{\mathrm{Re}}\left(1 + 0.15 \cdot \mathrm{Re}^{0.687}\right) \tag{2.31}$$

από την προσέγγιση των Wen&Yu [35]

Γ) Το πρότυπο του νόμου του Νεύτωνα

$$C_d = 0.44 \text{ για } 500<\mathrm{Re} \tag{2.32}$$

Κατά το πρότυπο αυτό το *Cd* είναι σταθερό και η οπισθέλκουσα δύναμη λαμβάνει υψηλές τιμές εξαιτίας της αδράνειας της ροής και όχι του ιξώδους της ροής.

Οπισθέλκουσα δύναμη

Στη γενικότερη μορφή της η οπισθέλκουσα δύναμη, ανά μονάδα όγκου περιγράφεται από την εξής σχέση:

$$F_D = \beta u_{slip} \text{ σε μονάδες N/m}^2, \tag{2.33}$$

όπου β ο συντελεστής εναλλαγής ορμής και

$$u_{slip} = u_g - u_s, \tag{2.34}$$

η ταχύτητα ολίσθησης μεταξύ αερίου και στερεών σωματιδίων.
Η οπισθέλκουσα δύναμη, όπως διατυπώθηκε από τους Wen&Yu (1966)[35] είναι ίση με:

$$F = F_{Wen,Yu} = \frac{3}{4} \cdot C_D \cdot \frac{\rho_g \varepsilon_g \varepsilon_s \cdot \left|u_g - u_s\right| \cdot \left(u_g - u_s\right)}{d_p} \cdot \varepsilon_g^{-2.65} \tag{2.35}$$

Και εξαρτάται, όπως φαίνεται από το συντελεστή οπισθέλκουσας, το κλάσμα κενού του αέρα ε_g και την ταχύτητα ολίσθησης u_{slip}

Κατά ένα επόμενο στάδιο ο Gidaspow στην ανάλυση του χρησιμοποίησε την παραπάνω σχέση των Wen&Yu για την αραιή ροή, καθώς και τη σχέση του Ergun για την πυκνή ροή και διατύπωσε την εξής σχέση για την οπισθέλκουσα δύναμη:

$$F_D = \frac{3}{4} C_D \frac{\rho_g \varepsilon_g \varepsilon_s \left|u_g - u_s\right| (u_g - u_s)}{d_p} \varepsilon_g^{-2.65}, \text{ για } \varepsilon_g > 0.8 \tag{2.36}$$

$$F_D = 150 \frac{\varepsilon_s^2 \mu_g (u_g - u_s)}{\varepsilon_g d_p^2} + 1.75 \frac{\varepsilon_s \rho_g \left|u_g - u_s\right| (u_g - u_s)}{d_p}, \text{ για } \varepsilon_g < 0.8 \tag{2.37}$$

B.7) Φαινόμενη ταχύτητα (Superficial velocity) *U*

Ως φαινόμενη ταχύτητα, ορίζεται η ταχύτητα του ρευστού πριν συναντήσει το πρώτο στρώμα σωματιδίων ή με διαφορετική διατύπωση είναι η ταχύτητα του ρευστού που διέρχεται από μία ιδανική διατομή Α, η οποία θεωρείται ότι δεν καταλαμβάνεται από σωματίδια (ε_g=1).

Αν συμβολίζεται με $\dot{V}$ η παροχή του ρευστού, τότε η φαινόμενη ταχύτητα είναι ίση με:

$$U = \frac{\dot{V}}{A} \tag{2.38}$$

Η ταχύτητα αυτή είναι λογιστικό μέγεθος, καθώς αναφέρεται σε μη πραγματικές συνθήκες.

Η αντίστοιχη πραγματική ταχύτητα (real velocity) του ρευστού, δηλαδή η ταχύτητα του ρευστού που διέρχεται από μία πραγματική διατομή που καταλαμβάνεται από στερεά σωματίδια (ε_g<1) είναι ίση με:

$$u = \frac{\dot{V}}{\varepsilon_g A} \tag{2.39}$$

Η πραγματική και η φαινόμενη ταχύτητα συνδέονται μέσω της σχέσης:

$$U = \varepsilon_g u \tag{2.40}$$

,ενώ είναι φανερό από τις παραπάνω σχέσεις ότι για δεδομένη διατομή Α και συνθήκες ροής ισχύει η σχέση:

$$U \leq u \tag{2.41}$$

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 3ο

ΠΕΡΙΓΡΑΦΗ ΤΟΥ ΜΟΝΤΕΛΟΥ EMMS

3.1) Εισαγωγή

Το μοντέλο EMMS (Πολυδιαστατική Ανάλυση της Ελαχιστοποίησης Ενέργειας - Energy Minimization Multi-Scale Analysis) αναπαριστά τη ροή που αποτελείται από δύο 'ψευδό'-φάσεις, την αραιή και την πυκνή φάση [36]. Βασίζεται δε στην θεώρηση, η οποία έχει αποδειχθεί και πειραματικά από τους Harris et al. [37], Chen et al. [38] και άλλους ερευνητές, ότι τα στερεά σωματίδια κατά την αιώρησή τους τείνουν να σχηματίζουν *συμπλέγματα σωματιδίων* (clusters) με κύριο σκοπό την ελαχιστοποίηση της συνολικής ορμής που συναλλάσσουν (ανά μονάδα μάζας σωματιδίων) με το περιβάλλον ρευστό. Τα συμπλέγματα δε συμπεριφέρονται σαν μεγάλα σωματίδια και αλληλεπιδρούν με το εξωτερικό ρεύμα αέρα σαν μεμονωμένες μονάδες μιας και αυτό ελάχιστα περνά από το εσωτερικό τους.

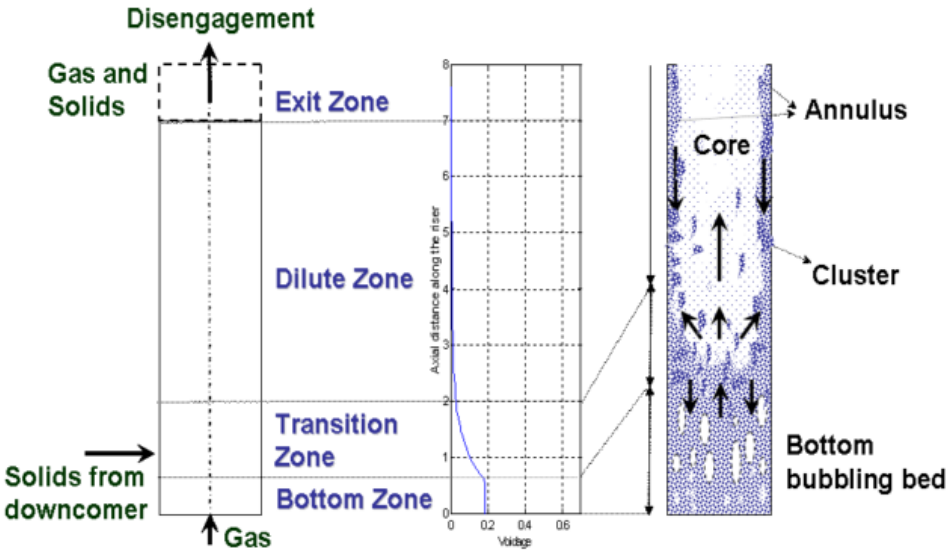
Κατά μία πιο λεπτομερή ανάλυση η πολυφασική ροή στερεού-αερίου εξαρτάται από **τρεις κυρίαρχους μηχανισμούς** (όπως αναλύεται και από τον Li) [20]:

1) Ο πρώτος μηχανισμός έχει σαν αποτέλεσμα η ροή των στερεών σωματιδίων να υπερισχύει έναντι της ροής του ρευστού μέσου (*Particle Dominated-PD*) και να μην επηρεάζεται από την ανοδική πορεία αυτού. Ενδεικτικό παράδειγμα τέτοιου μηχανισμού είναι οι μόνιμες κλίνες.
2) Κατά τον δεύτερο μηχανισμό υπερισχύει η ροή του ρευστού (*Fluid Dominated-FD*). Στην περίπτωση αυτή το ρευστό ασκεί ικανοποιητική δύναμη στα σωματίδια, ώστε να επηρεάσει την κίνησή τους και να τα εξωθήσει να ακολουθήσουν την ανοδική πορεία του, όπως συμβαίνει για παράδειγμα στην αραιή μεταφορά (dilute transport)
3) Στον τρίτο μηχανισμό υπάρχει μία σύμπραξη των δύο παραπάνω μηχανισμών. Με άλλα λόγια διαμορφώνονται οι κατάλληλες συνθήκες, ώστε να συνυπάρχουν η ροή του ρευστού μέσου και η ροή των σωματιδίων (*Particle-Fluid Compromising-PFC)*. Ο τρίτος μηχανισμός λαμβάνει χώρα κατά την ρευστοποίηση.

Με βάση τους παραπάνω μηχανισμούς σχηματίζονται συνακόλουθα τρεις φάσεις α) η *αραιή φάση* (dilute phase), στην οποία κυριαρχεί η ροή του ρευστού (PD) β) η *πυκνή φάση* (dense phase) στην οποία κυριαρχεί η ροή των στερεών σωματιδίων (FD) και γ) η *φάση αλληλεπίδρασης* (inter-phase) στην οποία υπάρχει η συνύπαρξη των δύο ροών (PFC). Η συνολική ενεργούσα δύναμη αντίστασης που ασκείται στη πολυφασική ροή

στερεού-αερίου, αναλύεται σε τρεις συνιστώσες, κάθε μία από τις οποίες αντιπροσωπεύει έναν από τους παραπάνω μηχανισμούς [39].

Οι Berruti and Kalogerakis [40],[41] επεκτείνοντας τις γνώσεις σχετικά με τους μηχανισμούς που αναλύθηκαν διαπίστωσαν ότι μέσα στην κλίνη διαμορφώνονται δύο διαφορετικές ζώνες, ανάλογα με το αν κυριαρχεί η πυκνή ή η αραιή φάση. Στη μία ζώνη (core) που βρίσκεται στο κέντρο της κλίνης κυριαρχεί η αραιή φάση και τα σωματίδια ταξιδεύουν ανοδικά, ενώ στην άλλη ζώνη (annulus) που βρίσκεται κοντά στα τοιχώματα κυριαρχεί η πυκνή φάση η οποία κινείται καθοδικά. Οι ζώνες αυτές διαμορφώνονται στην περίπτωση ρευστοποιημένων κλινών ταχείας ρευστοποίησης ή τυρβώδους ροής.

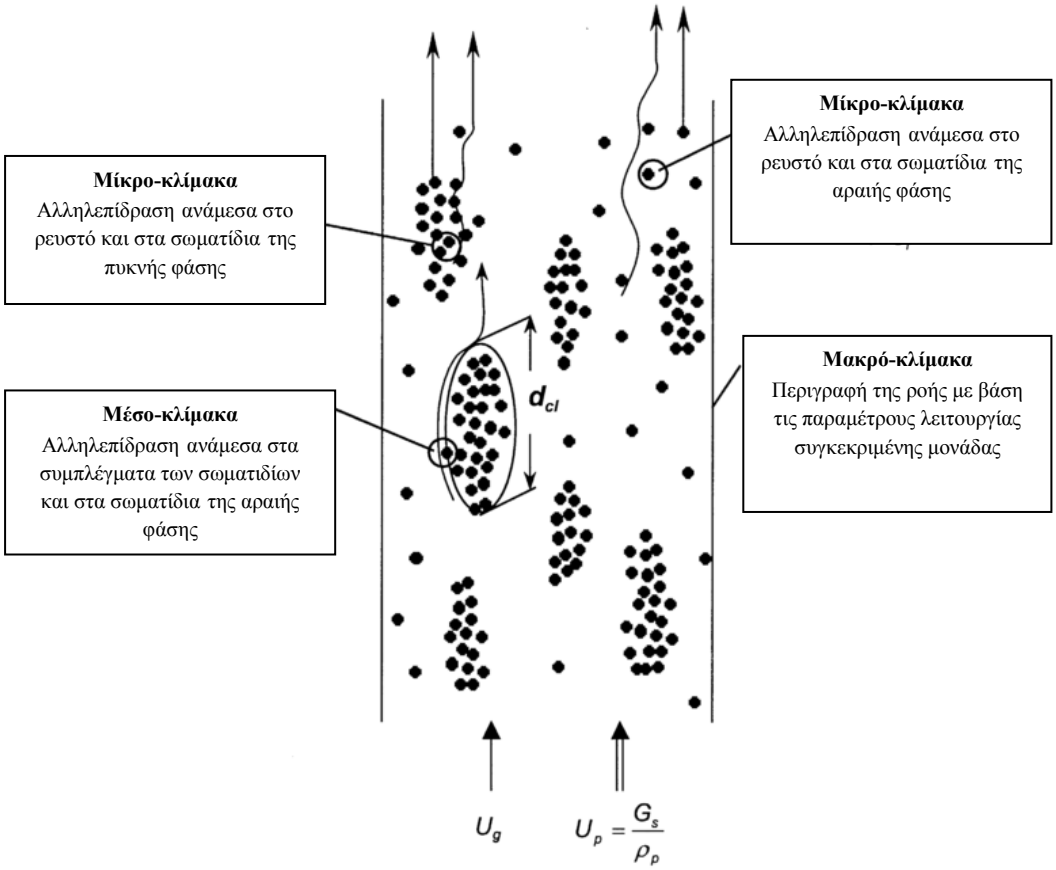


Σχήμα 3.1 Η διαμόρφωση των ζωνών core-annulus εντός του αγωγού [41]

Το μοντέλο EMMS καλείται επομένως να περιγράψει τον σχηματισμό και την αλληλεπίδραση των παραπάνω φάσεων. Η ανάλυση που χρησιμοποιεί γίνεται σε τρεις διαφορετικές κλίμακες (micro-meso-macro scale) [20]:

- Στην πρώτη κλίμακα, τη μίκρο-κλίμακα (micro scale), εξετάζει την αραιή φάση και την πυκνή φάση,
- Στη δεύτερη κλίμακα, τη μεσαία κλίμακα (meso scale) εξετάζει την φάση αλληλεπίδρασης κατά την οποία τα συμπλέγματα των σωματιδίων αλληλεπιδρούν ως ενιαίες δομές με την αραιή φάση.
- Στην τρίτη κλίμακα, την μάκρο-κλίμακα (macro-scale) εξετάζει την ροή στερεού-ρευστού συνολικά, μέσα στα όρια που επιβάλλει το πρόβλημα και η μονάδα που χρησιμοποιείται (γεωμετρία, παράμετροι λειτουργίας). Δηλαδή, εξετάζει τη ροή σε συγκεκριμένη μονάδα ρευστοποιημένης κλίνης.

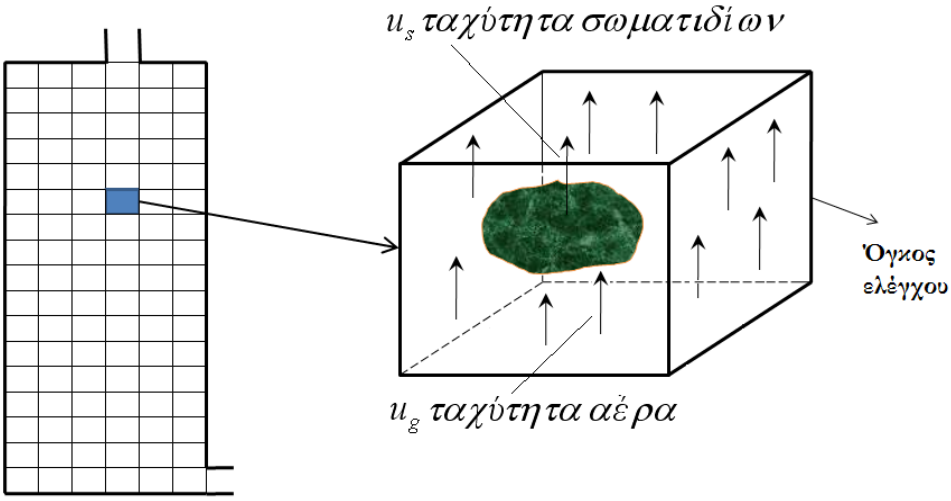
Οι κλίμακες αυτές εμφανίζονται σχηματικά στην επόμενη εικόνα



Σχήμα 3.2 Σχηματική απεικόνιση των κλιμάκων ανάλυσης του μοντέλου EMMS

Παράμετροι του μοντέλου

Το μοντέλο της ανομοιογενούς ροής στερεού-αερίου περιγράφεται πλήρως από <u>*οχτώ παραμέτρους*</u> οι οποίες είναι: το κλάσμα κενού της αραιής φάσης (ε_f), το κλάσμα κενού της πυκνής φάσης (ε_c), το κλάσμα όγκου της πυκνής φάσης (f), η φαινόμενη ταχύτητα του αερίου στην πυκνή φάση (U_c), η φαινόμενη ταχύτητα του αερίου στην αραιή φάση (U_f), η φαινόμενη ταχύτητα ολίσθησης στην αραιή φάση (U_{sf}), η φαινόμενη ταχύτητα ολίσθησης στην πυκνή φάση (U_{sc}), και η διάμετρος των συμπλεγμάτων των στερεών σωματιδίων (d_{cl}). Οι παράμετροι αυτοί συμπληρώνονται από τις παραμέτρους που περιγράφουν τις ιδιότητες των στερεών σωματιδίων (πυκνότητα ρ_s και κινηματικό ιξώδες μ_s) και του αέρα (πυκνότητα ρ_g και κινηματικό ιξώδες μ_g) και επιλύονται με τη βοήθεια ενός συστήματος αναλυτικών, εμπειρικών και ημι-εμπειρικών εξισώσεων για έναν συγκεκριμένο **όγκο ελέγχου**. Ο κάθε **όγκος ελέγχου** αποτελεί έναν από τους επί μέρους όγκους στους οποίους χωρίζεται η ρευστοποιημένη κλίνη, ο αριθμός και των μέγεθος των οποίων δεν επηρεάζει τα αποτελέσματα επίλυσης του EMMS [42].



Σχήμα 3.3 Σχηματική απεικόνιση του όγκου ελέγχου [42]

Η διακριτοποίηση της κλίνης σε επί μέρους όγκους αποτυπώνεται στην παραπάνω εικόνα. Κάθε όγκος χαρακτηρίζεται από ένα κλάσμα κενού ε_g και περιέχει και τις δύο διακριτές φάσεις, πυκνή και αραιή. Το ποσοστό δε της ετερογένειας[2] διαφέρει από όγκο σε όγκο και εξαρτάται από τη θέση στην οποία βρίσκεται αυτός μέσα στην κλίνη.

Μία από τις παραπάνω οχτώ παραμέτρους που χρησιμοποιείται στην ποσοτικοποίηση της ετερογένειας του υπολογιστικού κελιού, είναι το κλάσμα όγκου f (volume fraction) που καταλαμβάνει η πυκνή φάση σε έναν όγκο ελέγχου. Ισχύει δηλαδή:

$$f = \frac{\text{όγκος πυκνής φάσης}}{\text{όγκος ελέγχου}} \tag{3.1}$$

Δύο σημαντικές παράμετροι του προβλήματος αποτελούν επίσης τα κλάσματα κενού στις δύο φάσεις: το ε_c, που αποτελεί το κλάσμα κενού στην πυκνή φάση και το ε_f που αποτελεί το κλάσμα κενού στην αραιή φάση. Ορίζεται δηλαδή:

$$\varepsilon_c = \frac{\text{όγκος αέρα εντός πυκνής φάσης}}{\text{όγκος πυκνής φάσης}} \tag{3.2}$$

και

$$\varepsilon_f = \frac{\text{όγκος αέρα εντός αραιής φάσης}}{\text{όγκος αραιής φάσης}} \tag{3.3}$$

[2] *Ο όρος <u>ετερογένεια</u> τοπικά αναφέρεται στην συνύπαρξη της αραιής φάσης και της πυκνής φάσης και εξαρτάται από την χωρική οργάνωση των στερεών σωματιδίων και του ρευστού κατά την μη-γραμμική και χωρίς ισορροπία αλληλεπίδρασή τους [20].*

Συμβατικά μοντέλα και το μοντέλο EMMS

Στη διεθνή βιβλιογραφία έχει επιχειρηθεί από διάφορους μελετητές κατά καιρούς η περιγραφή της ροής των στερεών σωματιδίων εντός της κλίνης. Σε μία από τις πιο ενδιαφέρουσες αναλύσεις, ο Gidaspow επιχείρησε να διατυπώσει ένα συσχετισμό για τη δύναμη οπισθέλκουσας τόσο στην αραιή φάση (με εφαρμογή της σχέσης των Wen&Yu), όσο και στην πυκνή φάση (με εφαρμογή της σχέσης του Ergun). Εντούτοις οι σχέσεις αυτές προέκυψαν πειραματικά για ομογενείς συνθήκες, οι οποίες διαμορφώνονται είτε σε μία μόνιμη κλίνη είτε κατά την διφασική ροή στερεού-υγρού και αδυνατούν να περιγράψουν τις ετερογενείς συνθήκες που διαμορφώνονται στην περίπτωση μίας ρευστοποιημένης κλίνης ανακυκλοφορίας με ρευστό μέσο αέρα. Η ετερογένεια αυτή που επικρατεί εντός της κλίνης οφείλεται στην ανάπτυξη των συμπλεγμάτων (clusters) που σχηματίζουν τα σωματίδια κατά την αιώρησή τους.

Έτσι η θεωρία του Gidaspow μπορεί μεν να εφαρμοστεί στην αραιή φάση, στην οποία θεωρείται ότι τα σωματίδια κινούνται ως μεμονωμένες μονάδες και αλληλεπιδρούν μόνο με το περιβάλλον ρευστό, αλλά δεν μπορεί να περιγράψει σωστά την ροή των σωματιδίων στην πυκνή φάση, όπου αλληλεπιδρούν τόσο με τον περιβάλλοντα αέρα όσο και μεταξύ τους [43]. Μάλιστα τα αποτελέσματα που προκύπτουν απέχουν πιο πολύ από την πραγματικότητα όσο πιο πολύ αυξάνεται το ποσοστό της πυκνής φάσης εντός ενός υπολογιστικού κελιού.

Η ανάπτυξη και εφαρμογή του μοντέλου EMMS καλύπτει τις εγγενείς αδυναμίες του συσχετισμού του Gidaspow να περιγράψει ροές στις οποίες επικρατούν ετερογενείς συνθήκες.

Ένας σημαντικός παράγοντας που χρησιμοποιείται για να ποσοτικοποιήσει την απόκλιση των αποτελεσμάτων των δύο αναλύσεων και κατ' επέκταση την ετερογένεια του υπολογιστικού κελιού είναι ο συντελεστής ετερογένειας H_d (heterogeneity index). Ο συντελεστής αυτός αποτελεί και την βασική παράμετρο επίλυσης του μοντέλου EMMS, η παρεμβολή του οποίου με διάφορες εξισώσεις προβλέπει τη διαμόρφωση των συνθηκών ροής κατά μήκος της κλίνης.

Ο H_d ισούται αριθμητικά με το λόγο της υπολογιζόμενης δύναμης των Wen &Yu, προς την δύναμη που υπολογίζεται από το μοντέλο EMMS.

Ισχύει δηλαδή:

$$H_d = \frac{F_{\text{Wen\&Yu}}}{F_{\text{Emms}}} \tag{3.4}$$

3.2) Κατάστρωση του συστήματος επίλυσης του μοντέλου

Το μοντέλο EMMS αποτελείται από ένα σύστημα αναλυτικών, εμπειρικών και ημι-εμπειρικών εξισώσεων, το οποίο έχει ως τελικό σκοπό την ελαχιστοποίηση της συνάρτησης της ενέργειας N_{st}. Το όλο σύστημα συμπληρώνεται από ένα σύνολο περιορισμών. Η σωστή εκλογή των εξισώσεων και περιορισμών επηρεάζει το τελικό αποτέλεσμα.

- **Αναλυτικές εξισώσεις του μοντέλου**

Οι αναλυτικές εξισώσεις που περιλαμβάνονται στο μοντέλο είναι οι ακόλουθες [2],[36]:

Ισορροπία δυνάμεων στη πυκνή φάση σε έναν όγκο ελέγχου(dense phase):

$$\frac{3}{4}C_{dc}\frac{f(1-\varepsilon_c)}{d_p}\rho_g U_{sc}^{\ 2}+\frac{3}{4}C_{di}\frac{f}{dcl}\rho_g^{\ *}U_{si}^{\ 2}=f(1-\varepsilon_c)(\rho_s-\rho_g)(g+a_c) \tag{3.5}$$

Ισορροπία δυνάμεων στην αραιή φάση σε έναν όγκο ελέγχου(dilute phase):

$$\frac{3}{4}C_{df}\frac{(1-f)(1-\varepsilon_f)}{d_p}\rho_g U_{sf}^{\ 2}=(1-f)(1-\varepsilon_f)(\rho_s-\rho_g)(g+a_f) \tag{3.6}$$

Πτώση πίεσης ανάμεσα στην αραιή φάση και στα συμπλέγματα σωματιδίων (clusters)

$$C_{df}\frac{(1-\varepsilon_f)}{d_p}\rho_g U_{sf}^{\ 2}+\frac{f}{1-f}C_{di}\frac{\rho_g^{\ *}U_{si}^{\ 2}}{d_{cl}}=C_{dc}\frac{(1-\varepsilon_c)}{d_p}\rho_g U_{sc}^{\ 2} \tag{3.7}$$

Ισολογισμός μάζας για το αέριο

$$U_g=U_f(1-f)+U_c f \tag{3.8}$$

Ισολογισμός μάζας για το σωματίδιο

$$U_s=U_{pf}(1-f)+U_{pc}f \tag{3.9}$$

Ορισμός του κλάσματος κενού του όγκου ελέγχου ε_g

$$\varepsilon_g=f\varepsilon_c+(1-f)\varepsilon_f \tag{3.10}$$

Οι εξισώσεις αυτές συμπληρώνονται από ένα επιπρόσθετο σύνολο εξισώσεων οι οποίες συνοψίζονται στον ακόλουθο πίνακα [44]&[2]:

	Πυκνή Φάση	Αραιή Φάση	Φάση Αλληλεπίδρασης
Συντελεστής οπισθέλκουσας	$C_{dc} = C_{doc}\varepsilon_c^{-4.8}$	$C_{df} = C_{dof}\varepsilon_f^{-4.8}$	$C_{di} = C_{oi}(1-f)^{-4.8}$
Στατικός συντελεστής οπισθέλκουσας[3]	$C_{doc} = \frac{24}{\mathrm{Re}_c} + \frac{3.6}{\mathrm{Re}_c^{0.313}}$	$C_{dof} = \frac{24}{\mathrm{Re}_f} + \frac{3.6}{\mathrm{Re}_f^{0.313}}$	$C_{doi} = \frac{24}{\mathrm{Re}_i} + \frac{3.6}{\mathrm{Re}_i^{0.31}}$
Χαρακτηριστικός αριθμός Reynolds	$\mathrm{Re}_c = \frac{\rho_g d_p U_{sc}}{\mu_g}$	$\mathrm{Re}_f = \frac{\rho_g d_p U_{sf}}{\mu_g}$	$\mathrm{Re}_i = \frac{\rho_g^* d_{cl} U_{si}}{\mu_g^*}$
Φαινόμενη ταχύτητα ολίσθησης	$U_{sc} = U_c - \frac{\varepsilon_c U_{pc}}{1-\varepsilon_c}$	$U_{sf} = U_f - \frac{\varepsilon_f U_{pf}}{1-\varepsilon_f}$	$U_{si} = (U_f - \frac{\varepsilon_f U_{pc}}{1-\varepsilon_c})(1-f)$
Οπισθέλκουσα δύναμη	$F_c = C_{dc}\frac{\pi d_p^2}{4}\frac{\rho_g}{2}U_{sc}^2$	$F_f = C_{df}\frac{\pi d_p^2}{4}\frac{\rho_g}{2}U_{sf}^2$	$F_i = C_{di}\frac{\pi d_{cl}^2}{4}\frac{\rho_g^*}{2}U_{si}^2$
Αριθμός σωματιδίων ή clusters σε έναν όγκο ελέγχου	$m_c = \frac{f(1-\varepsilon_c)}{\pi d_p^3/6}$	$m_f = \frac{(1-f)(1-\varepsilon_f)}{\pi d_p^3/6}$	$m_f = \frac{f}{\pi d_{cl}^3/6}$

Πίνακας 3.1 Συμπληρωματικές εξισώσεις μοντέλου EMMS

[3] Αξίζει να σημειωθεί ότι σε διάφορες εργασίες [44] χρησιμοποιείται για τον στατικό συντελεστή οπισθέλκουσας η εξής σχέση:

$$Cdo = (\frac{23.067}{\mathrm{Re}} + 0.448) \tag{3.11}$$

Ο Subbarao επίσης στην θεώρησή του πρότεινε μία ενδιαφέρουσα σχέση για τον στατικό συντελεστή οπισθέλκουσας στη φάση αλληλεπίδρασης [45].

$$\begin{aligned} Cdo_i &= f\frac{432}{Ar_{cl}} && \text{για } 0 < Ar_{cl} < 36 \\ &= f\frac{56.9}{Ar_{cl}^{0.4242}}, && \text{για } 36 < Ar_{cl} < 83750 \\ &= 0.44\,f && \text{για } 83750 < Ar_{cl} \end{aligned} \tag{3.12}$$

,όπου Ar_{cl} ο αριθμός του Αρχιμήδη για τα clusters ο οποίος είναι ίσος με

$$Ar_{cl} = \frac{d_{cl}^3 g(\rho_s^* - \rho_g^*)\rho_g^*}{\mu_g^2} \tag{3.13}$$

Το f δεν πρέπει να συγχέεται με το κλάσμα όγκου της πυκνής φάσης (volume fraction), αλλά είναι ένας συντελεστής ο οποίος προβλέπει ότι το Cdo_i είναι μεγαλύτερο από την προβλεπόμενη τιμή του, λόγω της μη σφαιρικότητας των σωματιδίων. Ο Subbarao θεώρησε ότι ο συντελεστής αυτός είναι 3.

Τα μεγέθη $\rho_g^*, \rho_s^*, \mu_g^*$ αποτελούν τα αντίστοιχα ισοδύναμα μεγέθη πυκνότητας και δυναμικού ιξώδους για τη φάση αλληλεπίδρασης και είναι ίσα με:

$$\rho_g^* = \varepsilon_f \rho_g + (1-\varepsilon_f)\rho_s \tag{3.14}$$

$$\rho_s^* = \varepsilon_c \rho_g + (1-\varepsilon_c)\rho_s \tag{3.15}$$

$$\mu_g^* = \mu_g (1 + 2.5(1-\varepsilon_f)) \tag{3.16}$$

- **Εμπειρικές και ημι-εμπειρικές εξισώσεις του μοντέλου**

Το σύνολο των παραπάνω εξισώσεων συμπληρώνεται και από δύο εξισώσεις για τον υπολογισμό της διαμέτρου των σωματιδίων και του κλάσματος κενού της πυκνής φάσης οι οποίες βασίζονται σε ημιεπειρικούς ή εμπειρικούς συσχετισμούς:

Διάμετρος των clusters (Cluster Diameter)

Ένα βασικό θέμα που έχει απασχολήσει τη διεθνή βιβλιογραφία είναι η επιλογή της σχέσης που προβλέπει το μέγεθος των σχηματιζόμενων συμπλεγμάτων των στερεών σωματιδίων (clusters). Η διάμετρος των clusters είναι μία από τις βασικές παραμέτρους ροής στο μοντέλο EMMS και η τιμή της επηρεάζει κατευθείαν το αποτέλεσμα. Ο παρακάτω πίνακας παρουσιάζει ενδεικτικά τις πιο αντιπροσωπευτικές σχέσεις που έχουν προταθεί κατά καιρούς από διάφορους ερευνητές [46]:

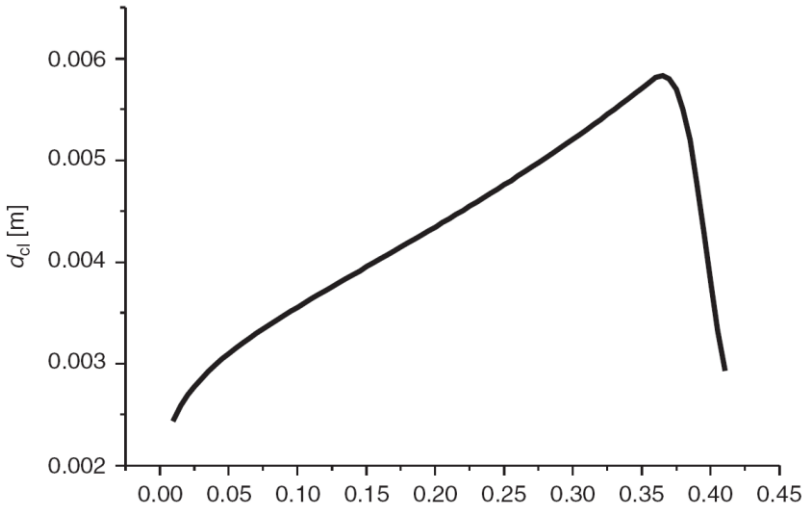
Li and Kwauk (1994)	$dcl = \dfrac{d_p[U_s/(1-\varepsilon_{\max}) - (U_{mf} + \varepsilon_{emf}U_s/(1-\varepsilon_{mf}))]g}{N_{st}\rho_s/(\rho_s - \rho_g) - (U_{mf} + \varepsilon_{mf}U_s/(1-\varepsilon_{mf}))g}$
Zou et al. (1994)	$dcl = 1.8543[\varepsilon_g^{-1.5}(1-\varepsilon_g)^{0.25}/(\varepsilon_g - \varepsilon_{mf})^{2.41}]^{1.3889} d_p + d_p$
Gu and Chen (1998)	$dcl = d_p + (0.27 - 10d_p)\varepsilon_s + 32\varepsilon_s^6$
Harris et al. (2002)	$dcl = \dfrac{\overline{\varepsilon_s}}{(40.8 - 94.5\overline{\varepsilon_s})}$, όπου $\overline{\varepsilon_s}$ η μέση τιμή του ε_s στη διατομή
Wang (2008)	$dcl = \dfrac{U_s/\varepsilon_{\max} - (U_{mf} + \varepsilon_{mf}U_s/(1-\varepsilon_{mf}))}{U_g - (U_{mf} + \varepsilon_{mf}U_s/(1-\varepsilon_{mf}))}$
Subbarao (2010)	$dcl = (\dfrac{1-\varepsilon_g}{\varepsilon_g - \varepsilon_c})^{\frac{1}{3}} \dfrac{2u_t^2}{g}(1 + u_t^2/u_{sr}^2)^{-1} + d_p$, όπου $u_{sr} = 0.35(gD_t)^{\frac{1}{2}}$

Πίνακας 3.2 Συγκεντρωτικός πίνακας εξισώσεων υπολογισμού διαμέτρου συμπλεγμάτων

Παρατηρήσεις:

- Η σχέση των Li and Kwauk [26] (προτάθηκε αρχικά από τον Chavan), χρησιμοποιήθηκε στην πρωτότυπη μορφή του μοντέλου EMMS και λαμβάνει υπόψη της σημαντικά μεγέθη της ροής, όπως είναι η ενέργεια N_{st} που δαπανάται για τη μεταφορά και αιώρηση των σωματιδίων, η φαινόμενη ταχύτητα των στερεών σωματιδίων U_s και η ταχύτητα U_{mf} έναρξης της ρευστοποίησης. Σε σύγκριση με τις άλλες σχέσεις υπερτερεί από άποψη σωστότερης πρόβλεψης ποιοτικά των σχηματιζόμενων συμπλεγμάτων των σωματιδίων τα οποία αυξάνονται σε μέγεθος, έως κάποιο ανώτατο όριο στο οποίο πλέον γίνονται ασταθή και διασπώνται.

  Η κατάρρευση των συμπλεγμάτων, είναι ένα πολύ σημαντικό θέμα που πρέπει να ληφθεί υπόψη στο συσχετισμό της διαμέτρου και αποτυπώνει ακριβώς την αστάθεια των clusters και την αδυναμία τους να αυξήσουν περεταίρω το μέγεθός τους. Αυτό συντελείται στην πυκνή φάση, όπου ο όγκος ελέγχου γίνεται τόσο πυκνός που να πλησιάζει τη ρευστοποίηση με φυσαλίδες (bubbling regime). Έτσι, όπως διατυπώθηκε και από τους Wang&Li [47], και επιβεβαιώθηκε και από τον Παπαφωτίου [42] η σχέση του Chavan μπορεί να προβλέψει αυτό το φαινόμενο αρκετά ικανοποιητικά. Αυτό φαίνεται σχηματικά με τη βοήθεια του παρακάτω διαγράμματος το οποίο προέκυψε από την εργασία των Wang&Li για σωματίδια τύπου Geldart A.



Σχήμα 3.4 Προβλεπόμενη κατάρρευση των συμπλεγμάτων σωματιδίων τύπου Geldart A [47]

Αξίζει ωστόσο να σημειωθεί ότι η σχέση του Chavan παρουσιάζει ένα πολύ βασικό μειονέκτημα: δεν λαμβάνει υπόψη του, ως γεωμετρικό περιορισμό την διάμετρο του αγωγού (riser) [36]. Έτσι ενώ για σωματίδια τύπου Geldart A, (τα οποία έχουν μικρές σχετικά μέσες διαμέτρους) προβλέπει ικανοποιητικά το μέγεθος των clusters, στην περίπτωση των σωματιδίων τύπου B, τα οποία

εξετάζονται και στην παρούσα εργασία, οι τιμές των clusters που προκύπτουν παρουσιάζουν ιδιαίτερα αυξημένες τιμές σε σχέση με τη διάμετρο του αγωγού. Σε συγκεκριμένες περιοχές μάλιστα και για μικρές ταχύτητες ολίσθησης προκύπτουν, ύστερα από επίλυση του μοντέλου, τιμές d_{cl} μεγαλύτερες από την διάμετρο του αγωγού έως και δύο τάξεις μεγέθους.

- Η σχέση του Wang μπορεί να χρησιμοποιηθεί για σωματίδια τύπου Geldart B, καθώς προβλέπει μικρότερες τιμές για το dcl σε σύγκριση με το συσχετισμό του Chavan για σημαντικό εύρος τιμών του ε_g, εντούτοις δεν ακολουθεί τον αναλυτικό συσχετισμό του, δεν προβλέπει την κατάρρευση των συμπλεγμάτων, ούτε λαμβάνει επίσης υπόψη της ούτε τη διάμετρο του αγωγού.
- .Η σχέση του Harris προβλέπει εμπειρικά την τιμή της διαμέτρου των clusters κοντά στα τοιχώματα του αγωγού, ως συνάρτηση του ε_s (ποσοστό των σωματιδίων εντός του όγκου ελέγχου), ενώ ο Subbarao εισάγει στην σχέση του την επίδραση της διαμέτρου του αγωγού. [36]
- Οι σχέσεις των Gu and Chen και των Zou et al., αποτελούν πιο απλοποιημένες εκφράσεις του προβλεπόμενου μεγέθους των συμπλεγμάτων, οι οποίες βασίζονται σε πειραματικά αποτελέσματα.

Κλάσμα κενού της πυκνής φάσης ε_c

Η επιλογή της σωστής σχέσης για το κλάσμα κενού της πυκνής φάσης εc επηρεάζει επίσης τα αποτελέσματα που προκύπτουν.

Στην εργασία των Wang et al. [44] προτείνεται η εξής σχέση υπολογισμού του εc :

$$\varepsilon_c = \varepsilon_s - n\sigma_E \tag{3.17}$$

Η σχέση αυτή προκύπτει από τη θεώρησή ότι το σύμπλεγμα των σωματιδίων αρχίζει να γίνεται διακριτό, όταν η τοπική συγκέντρωση των σωματιδίων σε αυτό γίνει n φορές μεγαλύτερη κατά την τυπική απόκλιση σ_E από την ολική συγκέντρωση των σωματιδίων εντός του όγκου ελέγχου.

Η τυπική απόκλιση υπολογίζεται από τη σχέση [48]:

$$\sigma_E = \varepsilon_s \sqrt{\frac{(1-\varepsilon_s)^4}{1+4\varepsilon_s+4\varepsilon_s^{\,2}-4\varepsilon_s^{\,3}+\varepsilon_s^{\,4}}} \tag{3.18}$$

Η επιλογή του αριθμού n (ο οποίος μπορεί να πάρει και μη ακέραιες τιμές), γίνεται λίγο αυθαίρετα. Στη βιβλιογραφία έχουν χρησιμοποιηθεί διάφορες τιμές: Οι Soong et al. [49],[50] και οι Nikolopoulos et al. [51] εκλέγουν την τιμή n=3, οι Gu & Chen

[52] την τιμή n =2.5, οι Tuzla et al. [53] ,οι Sharma et al. [54] και οι Liu et al. [55] την τιμή n=2 και οι Manyele et al. [56], Yan et al. [57] την τιμή n =1

Παρατηρώντας τη σχέση 3.17 και σύμφωνα με τη θεώρηση των Wang et al. μπορεί να σημειωθεί περαιτέρω ότι το ε_c ελαττώνεται όσο αυξάνεται η πυκνή φάση εντός ενός όγκου ελέγχου (δηλαδή όσο αυξάνεται το ε_s ή αντίστοιχα όσο ελαττώνεται το ε_g). Για κάποια τιμή του κλάσματος κενού κοντά στην πυκνή φάση, το ε_c προσεγγίζει ένα κατώτατο όριο στο οποίο και σταθεροποιείται. Το όριο αυτό είναι ίσο με το κλάσμα κενού έναρξης της ρευστοποίησης ε_{mf}, ενώ η τιμή του ε_g στην οποία παρατηρείται αυτή η σταθεροποίηση του εc εξαρτάται από την τιμή του αριθμού n. Το γεγονός αυτό οφείλεται στην αδυναμία της πυκνής φάσης να ξεπεράσει ένα δεδομένο όριο πυκνότητας,

- **Συνάρτηση ελαχιστοποίησης N_{st}**

Το σύνολο των εξισώσεων (3.5)-(3.10) συμπληρώνεται εκτός από τις παραπάνω εμπειρικές και ημι-εμπειρικές σχέσεις και από μία συνάρτηση ελαχιστοποίησης της συναλλασσόμενης ενέργειας N_{st}.

Βασικοί ορισμοί

Η συνολική ενέργεια που καταναλώνεται στο σύστημα ανά μονάδα μάζας σωματιδίων και η οποία συμβολίζεται με N_T μπορεί να αναλυθεί σε δύο συνιστώσες: την ενέργεια N_{st} και την ενέργεια N_d [20].

- N_{st} : είναι η ενέργεια που καταναλώνεται για τη μεταφορά και αιώρηση των σωματιδίων
- N_d : είναι η ενέργεια που καταναλώνεται σε διαδικασίες άλλες από την αιώρηση των σωματιδίων

Η σχέση που έχει χρησιμοποιηθεί στην κλασσική μορφή του μοντέλου EMMS προτείνει την εξής σχέση για την ελαχιστοποίηση της συναλλασσόμενης ενέργειας [21]:

$$N_{st} = \frac{\rho_s - \rho_g}{\rho_s}[U_g - \frac{(\varepsilon_f - \varepsilon_g) f (1-f) U_f}{1-\varepsilon_g}]g \rightarrow \min \tag{3.19}$$

Εντούτοις σε νεώτερες μελέτες έχει προταθεί επίσης η εξής σχέση:

$$N_{st} = \frac{1}{(1-\varepsilon_g)\rho_s}[m_f F_f U_f + m_c F_c U_c + m_i F_i U_i] \rightarrow \min \tag{3.20}$$

- **Περιορισμοί του προβλήματος**

Το πρόβλημα συμπληρώνεται από μία σειρά περιορισμών οι οποίοι είναι οι ακόλουθοι [5]:

Περιορισμοί για τις ταχύτητες ολίσθησης στις διάφορες φάσεις

$$U_{sc} \geq 0, U_{sf} \geq 0, U_{si} \geq 0 \tag{3.21}$$

Με τον συγκεκριμένο περιορισμό εξασφαλίζεται σε κάθε φάση η ταχύτητα του αερίου U_g να είναι μεγαλύτερη από την ταχύτητα των σωματιδίων, ώστε να επιτυγχάνεται η αιώρησή τους. Σε αντίθετη περίπτωση έχουμε καθοδική πορεία των σωματιδίων. Ο περιορισμός αυτός χρησιμοποιείται και σε άλλες αναλύσεις [20]

Δύο άλλοι σημαντικοί περιορισμοί που χρησιμοποιήθηκαν στην παρούσα εργασία, αναφορικά με τις ταχύτητες ολίσθησης είναι οι εξής:

$$U_{sf} \leq \varepsilon_f u_t \tag{3.22}$$

,όπου u_t η οριακή ταχύτητα η οποία διατυπώθηκε παραπάνω. Ο συγκεκριμένος περιορισμός θέτει ένα άνω όριο στην ταχύτητα των σωματιδίων στην αραιή φάση, έτσι ώστε να μην ξεπεράσουν την οριακή ταχύτητα και βγουν εκτός κλίνης

$$U_{si} \leq U_{si\max}, \tag{3.23}$$

όπου $U_{si\max}$ είναι η μέγιστη ταχύτητα που μπορεί να έχει το σύμπλεγμα των σωματιδίων και είναι ίση με [20]:

$$U_{si\max} = (1-f)\varepsilon_f u_t \left(\frac{cdo_s d_{cl}(1-\varepsilon_c)}{cdo_i d_p}\right)^{\frac{1}{2}} (1-f)^{(n-1)} \tag{3.24}$$

Περιορισμοί για τα κλάσματα κενού στις διάφορες φάσεις

$$\varepsilon_g < \varepsilon_f \leq \varepsilon_{\max} \tag{3.25}$$

$$\varepsilon_{mf} \leq \varepsilon_c < \varepsilon_g \tag{3.26}$$

Γενικά το ε_{max} εξαρτάται από τις ιδιότητες των στερεών σωματιδίων και του ρευστού, όπως διατυπώνεται στην ανάλυση του Chen et al. [5] , οι οποίοι μάλιστα υποθέτουν ότι ε_{max}=0.9994. Σε άλλες μελέτες, όπως στην ανάλυση του Matsen , αλλά και στην παρούσα εργασία λαμβάνεται η τιμή ε_{max}=0.9997.

Περιορισμοί για τους αδρανειακούς όρους

$$a_c \geq 0$$
$$a_f \geq 9.801 \qquad (3.27)$$

Ο περιορισμός για το a_f υποδηλώνει ότι η δύναμη που ασκείται στα σωματίδια υπερνικά τη δύναμη της βαρύτητας και έτσι αυτά ακολουθούν ανοδική πορεία.

Στις περισσότερες βιομηχανικές εφαρμογές οι βασικές παράμετροι λειτουργίας λαμβάνουν τις εξής τιμές [15]:

ΠΑΡΑΜΕΤΡΟΙ ΛΕΙΤΟΥΡΓΙΑΣ

• Φαινόμενη ταχύτητα του αερίου	2-12 m/s
• Καθαρή ροή των στερεών δια μέσου του αγωγού	10-1000 kg/m^{2}s
• Θερμοκρασία	20-950 ^{o}C
• Πίεση	100-2000 kPa
• Μέση διάμετρος των σωματιδίων	50-500 μm
• Συνολικό ύψος αγωγού	15-40 m

Στην παρούσα εργασία χρησιμοποιήθηκαν οι εξής τιμές για τις αντίστοιχες παραμέτρους λειτουργίας:

• Φαινόμενη ταχύτητα του αερίου	3 m/s
• Θερμοκρασία	650 ^{o}C
• Πίεση	1 bar
• Μέση διάμετρος των σωματιδίων	350 μm
• Συνολικό ύψος αγωγού	12.7 m
• Κλάσμα κενού έναρξης ρευστοποίησης	0.55

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 4ο

ΕΦΑΡΜΟΓΗ ΤΟΥ ΜΟΝΤΕΛΟΥ EMMS ΣΕ ΣΥΓΚΕΚΡΙΜΕΝΗ ΜΟΝΑΔΑ

4.1 Παραμετρική διερεύνηση του μοντέλου

Το σύνολο των αναλυτικών εξισώσεων (3.5)-(3.10), σε συνδυασμό με την εμπειρική εξίσωση (3.17) για τον υπολογισμό του κλάσματος κενού της πυκνής φάσης ε_c επιλύθηκε ως ένα σύστημα μη γραμμικού προγραμματισμού. Το σύστημα αυτό συμπληρώθηκε από την εξίσωση ελαχιστοποίησης ενέργειας (3.19), τους περιορισμούς (3.21)-(3.23) & (3.25)-(3.27) και τον πίνακα με τις συμπληρωματικές εξισώσεις που συσχετίζει τα μεγέθη των επί μέρους φάσεων (closure equations). Ως εξίσωση που προβλέπει τη διάμετρο των συμπλεγμάτων των σωματιδίων επιλέχθηκε μία από τις αντίστοιχες του πίνακα 3.2.

Επειδή κάποιες από τις παραπάνω εξισώσεις είναι ημι-εμπειρικές ή εμπειρικές, ενώ για κάποιες από τις αναλυτικές έχουν διατυπωθεί διάφορες θεωρίες στη βιβλιογραφία κατά καιρούς ήταν δύσκολο εξαρχής να προβλεφθεί ποιές από αυτές είναι οι καταλληλότερες για να εφαρμοστούν στην προσομοίωση της συγκεκριμένης πιλοτικής μονάδας των 1.2MWth. Έτσι εξετάστηκαν διάφορες υποπεριπτώσεις, ανάλογα με τις σχέσεις που επιλύθηκαν κάθε φορά και ο συνδυασμός αυτών που κρίθηκε ο πιο κατάλληλος εφαρμόστηκε στο τελικό μοντέλο EMMS. Σε πρώτη φάση έγινε παραμετρική διερεύνηση ως προς τη σχέση που προβλέπει το μέγεθος των συμπλεγμάτων, το οποίο αποτελεί και ένα από τα καίρια ζητήματα επίλυσης του μοντέλου. Στη συνέχεια, αφού επιλέχθηκε η κατάλληλη σχέση για το dcl έγινε μια πιο προσεκτική μελέτη όσον αφορά, την κατάλληλη σχέση που έπρεπε να χρησιμοποιηθεί για τον συντελεστή οπισθέλκουσας στη φάση αλληλεπίδρασης, ώστε αν χρειαστεί να γίνει αναδιατύπωση του πίνακα των συμπληρωματικών σχέσεων. Τέλος, έγινε διερεύνηση αν η προς ελαχιστοποίηση ενέργεια που επιλέχθηκε (3.19) είναι η σωστή.

<u>Παραμετρική διερεύνηση διαμέτρου συμπλεγμάτων σωματιδίων</u>

Σε πρώτη φάση διερευνήθηκε ποια από τις σχέσεις των Li and Kwauk, Wang, Subbarao και Gu and Chen κρίνεται η καταλληλότερη για να εφαρμοστεί στο παρόν μοντέλο.

Ως κριτήρια καταλληλότητας θεωρήθηκαν τα εξής:

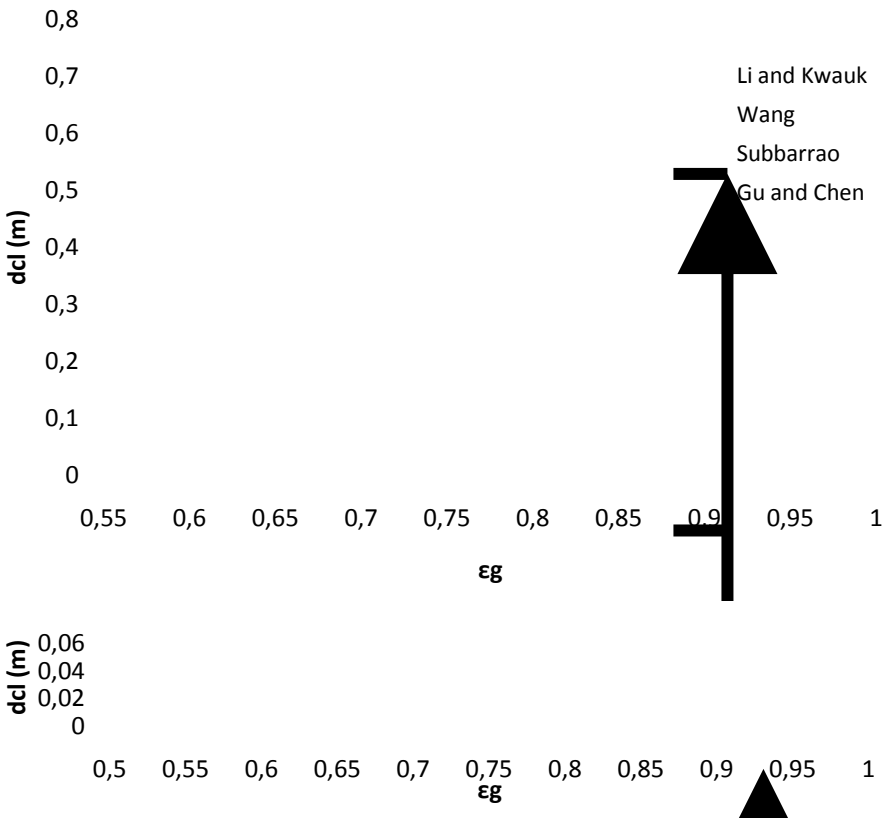
- το μέγιστο προβλεπόμενο μέγεθος των συμπλεγμάτων των σωματιδίων να μην υπερβαίνει πολύ τη διάμετρο του αγωγού (d_t=0.071m)
- η χρησιμοποιούμενη σχέση να καταλήγει σε λογικά συμπεράσματα από φυσικής απόψεως. Έτσι θα ήταν επιθυμητό να προβλέπει στην πυκνή φάση την κατάρρευση των συμπλεγμάτων των σωματιδίων και στην αραιή φάση την μη ύπαρξη συμπλεγμάτων.
- ο συντελεστής ετερογένειας H_d να λαμβάνει λογικές τιμές και να μην παρουσιάζει έντονες διακυμάνσεις (μεγάλες αυξομειώσεις στην τιμή του), ώστε να μπορέσει εύκολα να γίνει η παρεμβολή των τιμών του μέσω κατάλληλων πολυωνύμων
- ο συντελεστής ετερογένειας H_d να εξαρτάται από το όσο δυνατόν λιγότερες παραμέτρους επίλυσης.
- να επιτυγχάνεται γρήγορη επίλυση του μοντέλου και σύγκλιση των αποτελεσμάτων

Οι υποπεριπτώσεις αυτές συνοψίζονται στον παρακάτω πίνακα, όπως επιλύθηκαν για μία αντιπροσωπευτική τιμή της ταχύτητας ολίσθησης u_{slip}=1.

a/a	**Σχέση d_{cl}**	**H_d max**	**d_{cl} max**	**Ευστάθεια τιμών H_d**	**Περιγραφή φαινομένου κατάρρευσης**	**Παράμετροι εξάρτησης H_d**
1	Li and Kwauk	~800	~0.8m	ΝΑΙ	ΝΑΙ	U_s, U_g, ε_g
2	Wang	~400	~0.9m	ΝΑΙ	ΟΧΙ	U_s, U_g, ε_g
3	Subbarao	18,2073	0,026	ΝΑΙ	ΝΑΙ	U_{slip}, ε_g
4	Gu and Chen	~200	~0.15	ΝΑΙ	ΟΧΙ	U_{slip}, ε_g

Πίνακας 4.1 Αποτελέσματα παραμετρικής διερεύνησης για τη διάμετρο d_{cl}

Όπως κρίνεται από τον παραπάνω πίνακα, καταλληλότερη σχέση για να εφαρμοστεί στην παρούσα εργασία είναι αυτή του Subbarao, λόγω του ότι πληροί όλα τα παραπάνω κριτήρια καταλληλότητας. Τα αποτελέσματα αυτά, όπως προέκυψαν ύστερα από την επίλυση του μοντέλου EMMS για διαφορετικές σχέσεις της διαμέτρου των συμπλεγμάτων dcl, απεικονίζονται και με τη βοήθεια των παρακάτω διαγραμμάτων.



Σχήμα 4.1 Γραφική απεικόνιση των τιμών του $d_{cl,}$ των διάφορων σχέσεων

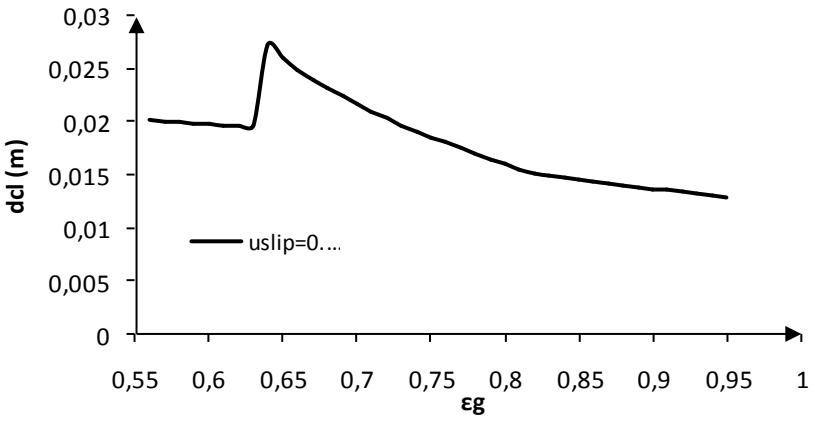
<u>Αξιολόγηση</u>

- ✓ Η σχέση των Li and Kwauk από φυσικής πλευράς υπερτερεί έναντι των άλλων σχέσεων, λόγω του ότι προβλέπει την κατάρρευση των συμπλεγμάτων των σωματιδίων για πολύ πυκνές περιοχές σε έντονο βαθμό, αλλά παρουσιάζει αρκετά μειονεκτήματα. Βασικό μειονέκτημα της είναι ότι προβλέπει πολύ αυξημένες τιμές των συμπλεγμάτων των σωματιδίων για σωματίδια τύπου Geldart B. Η αντίστοιχη σχέση για μικρότερα σωματίδια (Geldart A) προβλέπει πιο ρεαλιστικά αποτελέσματα. Αυτό επιβεβαιώνεται και από τους Wang & Li [47] , οι οποίοι στην ανάλυσή τους προτείνουν τη συγκεκριμένη σχέση για σωματίδια τύπου Geldart A.

  Επίσης ένα σημαντικό μειονέκτημα της προτεινόμενης σχέσεως των Li and Kwauk είναι ότι συσχετίζουν τη διάμετρο των clusters και με τις τρεις παραμέτρους λειτουργίας u_g, u_s, ε_g με αποτέλεσμα ο συντελεστής ετερογένειας H_d που προκύπτει κατά την επίλυση του μοντέλου να είναι συνάρτηση τριών παραμέτρων (ε_g,u_g,u_s). Αυτός ο τρόπος προσέγγισης είναι μεν πληρέστερος και ακριβέστερος, αλλά αυξάνει το υπολογιστικό κόστος, το οποίο πρέπει να ληφθεί υπόψη κατά την επίλυση τέτοιου είδους περίπλοκων προβλημάτων. Η αύξηση του υπολογιστικού κόστους συντελείται, καθώς για να επιτευχθεί η σωστή επίλυση του προβλήματος θα πρέπει να γίνει εξαγωγή τιμών του H_d για όλες τις δυνατές

τιμές των ε_g, u_s, u_g. Μάλιστα το προβλεπόμενο μέγεθος των συμπλεγμάτων εξαρτάται σε μεγαλύτερο βαθμό από την ταχύτητα U_s των σωματιδίων. Μάλιστα όσο αυξάνει το U_s, τόσο αυξάνει και η παράμετρος d_{cl}. Ύστερα από διάφορες δοκιμές που έγιναν παρατηρήθηκε ότι για να εξαχθούν ρεαλιστικά αποτελέσματα για τη διάμετρο των συμπλεγμάτων των σωματιδίων τύπου Geldart B με βάση αυτή τη σχέση, πρέπει να επιλεχθούν πολύ χαμηλές ταχύτητες του U_s, σχεδόν κοντά στην ταχύτητα έναρξης της ρευστοποίησης, γεγονός που περιορίζει την πλήρη προσομοίωση της ροής για οποιαδήποτε τιμή του U_s.

- ✓ Η σχέση των Gu and Chen αν και από φυσικής πλευράς δεν προβλέπει το φαινόμενο της κατάρρευσης των συμπλεγμάτων, εντούτοις συνδυάζει πολλά πλεονεκτήματα, όπως ρεαλιστικές τιμές για το d_{cl} (για όλο σχεδόν το εύρος τιμών του ε_g εκτός από το πολύ πυκνό άκρο), εξάρτηση του H_d από δύο παραμέτρους κ.α. Επειδή, όμως χρησιμοποιήθηκε σε πρότερη έρευνα για την συγκεκριμένη μονάδα [42], κρίθηκε σκόπιμο να χρησιμοποιηθεί κάποια άλλη σχέση.
- ✓ Η σχέση του Subbarao κρίθηκε η καταλληλότερη να χρησιμοποιηθεί στο παρόν μοντέλο, λόγω των πλεονεκτημάτων που συγκεντρώνει σε σχέση με τους άλλους συσχετισμούς. Καταρχάς, προβλέπει την κατάρρευση των συμπλεγμάτων των σωματιδίων, έστω και πιο συντηρητικά σε σχέση με το συσχετισμό των Li and Kwauk. Επίσης, λαμβάνει υπόψη του τη διάμετρο του αγωγού dt και δεν προβλέπει υπερβολικά μεγάλες τιμές για τα συμπλέγματα. Τέλος, ο συντελεστής ετερογένειας που προκύπτει με εφαρμογή αυτής της σχέσης αποτελεί συνάρτηση δύο μόνο παραμέτρων. Επομένως, τα πλεονεκτήματα αυτά, την καθιστούν πιο εύχρηστη για την επίλυση του μοντέλου EMMS. Το παρακάτω διάγραμμα δείχνει την μορφή της καμπύλης d_{cl}-ε_g για μια ενδεικτική τιμή της ταχύτητας ολίσθησης u_{slip}=0.5m/s



Σχήμα 4.2 Γραφική απεικόνιση των τιμών του dcl ύστερα από εφαρμογή της σχέσης του Subbarao

Αξίζει βέβαια να σημειωθεί, ότι στην παρούσα εργασία κρίθηκε σκοπιμότερο να χρησιμοποιηθεί η σχέση του Subbarao, στην κλασσική της όμως μορφή και όχι στην απλουστευτική μορφή που χρησιμοποίησε ο ίδιος στην ανάλυσή του. Ο Subbarao στην μελέτη του [45] βασίστηκε στη θεώρηση ότι ο λόγος του όγκου των συμπλεγμάτων προς τον όγκο του κενού είναι ίσος με τον λόγο των ογκομετρικών κλασμάτων των συμπλεγμάτων και του κενού στην κλίνη. Δηλαδή, θεώρησε ότι ισχύει:

$$\frac{d_{cl}^{\ 3}}{d_v^{\ 3}} = \frac{f}{1-f} \tag{4.1}$$

Από αυτή τη σχέση κατέληξε στη σχέση

$$dcl = \left(\frac{1-\varepsilon_g}{\varepsilon_g - \varepsilon_c}\right)^{\frac{1}{3}} \frac{2u_t^{\ 2}}{g}(1+u_t^{\ 2}/u_{sr}^{\ 2})^{-1} + d_p \tag{4.2}$$

ύστερα από την απλουστευτική υπόθεση ότι

$$1-\varepsilon_g = f(\varepsilon_g - \varepsilon_c) \tag{4.3}$$

με ε_f=1.

Η υπόθεση όμως αυτή παρουσιάζει αδυναμίες σωστής πρόβλεψης του συντελεστή ετερογένειας κοντά στο αραιό κυρίως άκρο. Οπότε στην παρούσα εργασία μελετήθηκε η σχέση (4.1)

Παραμετρική διερεύνηση συντελεστή οπισθέλκουσας

Αφού επιλέχθηκε ως κατάλληλη η σχέση του Subbarao το σύστημα των εξισώσεων επιλύθηκε εκ νέου, αλλά αυτή τη φορά για διαφορετικούς συντελεστές οπισθέλκουσας στη φάση αλληλεπίδρασης. Ως case 1 ονομάστηκε η επίλυση του μοντέλου με χρήση του συμβατικού συντελεστή οπισθέλκουσας από τον πίνακα, ως case 2 η σχέση για τον συντελεστή οπισθέλκουσας που εφαρμόστηκε και στο μοντέλο του Subbarao με συντελεστή $f=3$, και ως case 3 η ίδια σχέση με $f=1$. Ως κριτήρια επιλογής της κατάλληλης σχέσης χρησιμοποιήθηκαν αυτή τη φορά μόνο αυτά που συσχετίζονται με τον συντελεστή ετερογένειας H_d. Με βάση τα δεδομένα αυτά προέκυψαν τα ακόλουθα αποτελέσματα για δύο διαφορετικές ταχύτητες ολίσθησης u_{slip}=1 m/s και u_{slip}=6 m/s:

a/a	*Hd max*	Ευστάθεια τιμών H_d	Παράμετροι εξάρτησης H_d
1	~18	ΝΑΙ	U_{slip}, ε_g
2	~6	ΝΑΙ	U_{slip}, ε_g
3	~18	ΝΑΙ	U_{slip}, ε_g

Πίνακας 4.2 Αποτελέσματα παραμετρικής διερεύνησης για τον συντελεστή Cdo_i για u_{slip}=1m/s

a/a	H_d max	Ευστάθεια τιμών H_d	Παράμετροι εξάρτησης H_d
1	~8.5	ΝΑΙ	U_{slip}, ε_g
2	~2	ΟΧΙ	U_{slip}, ε_g
3	~8.5	ΟΧΙ	U_{slip}, ε_g

Πίνακας 4.3 Αποτελέσματα παραμετρικής διερεύνησης για τον συντελεστή Cdo_i για u_{slip}=6m/s

Με βάση τα δεδομένα των παραπάνω πινάκων, επιλέχθηκε ως κατάλληλη σχέση για τον συντελεστή οπισθέλκουσας η συμβατική σχέση του Cdo_i , όπως διατυπώνεται στον πίνακα 3.1. Με τη χρήση της συγκεκριμένης σχέσεις, αποφεύγονται έντονες διακυμάνσεις στην τιμή του H_d, οι οποίες εμφανίστηκαν κατά τη χρήση τη σχέσης 3.12, ενώ ταυτόχρονα προκύπτουν πιο λογικές τιμές για τον συντελεστή ετερογένειας H_d,

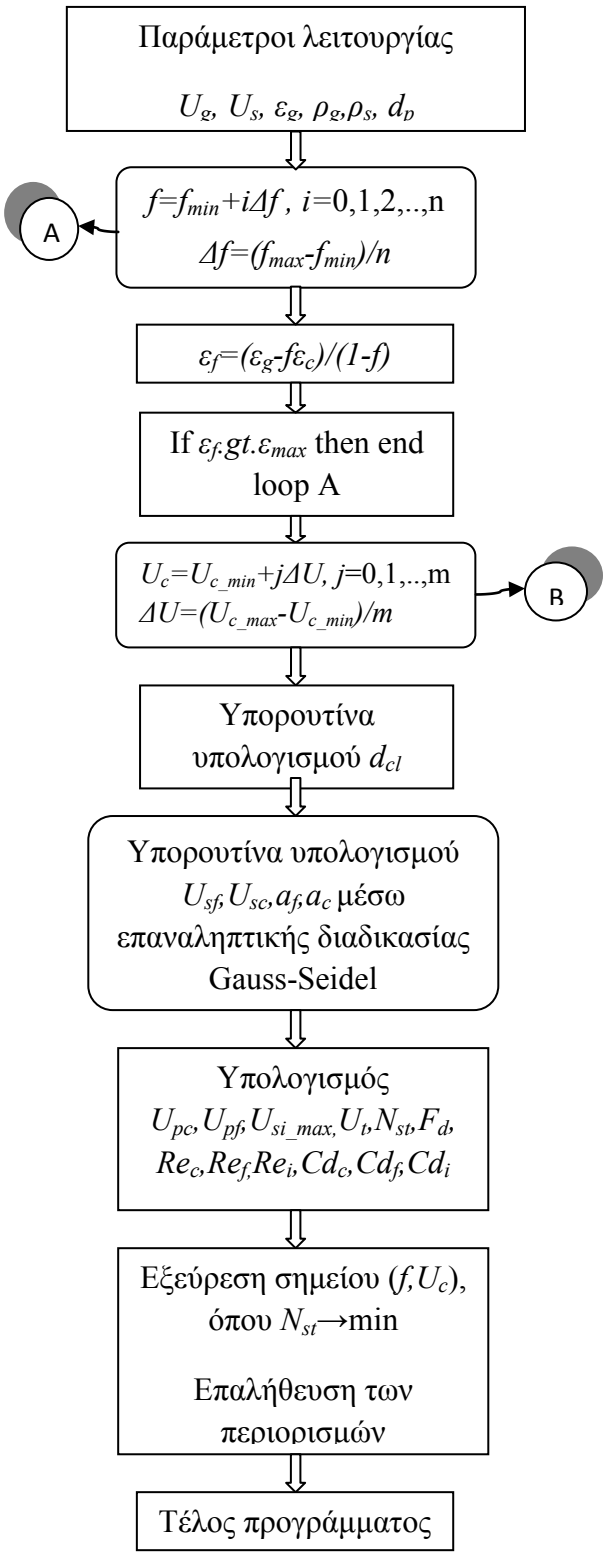
4.2) Αλγόριθμος επίλυσης του μοντέλου

Για την επίλυση του μοντέλου EMMS κρίθηκε σκόπιμο να χρησιμοποιηθεί αυτοσχέδιος κώδικας σε γλώσσα προγραμματισμού FORTRAN, έτσι ώστε να υπάρχει καλύτερη εποπτεία και ακριβέστερη εξαγωγή των αποτελεσμάτων. Ο συγκεκριμένος κώδικας εκτελεί δύο εξωτερικά loop στα οποία σαρώνονται οι τιμές των παραμέτρων ε_g, u_{slip} με όρια τιμών ε_g= [ε_{mf}, ε_{max}], u_{slip}=[0.25,6] m/s. Για κάθε σετ των τιμών (ε_g, u_{slip}) επιλύονται οι εξισώσεις του EMMS και υπολογίζονται τα μεγέθη που αφορούν τις επιμέρους φάσεις, καθώς και ο συντελεστής ετερογένειας H_d. Το βήμα σάρωσης του u_{slip} είναι σταθερό και επιλέγεται ίσο με 0.25, ενώ μπορεί να πάρει οποιαδήποτε άλλη τιμή ανάλογα με το πρόβλημα που εξετάζεται. Το αντίστοιχο βήμα σάρωσης του ε_g δεν είναι σταθερό, αλλά εξαρτάται από τη δυσκολία ή όχι επίλυσης του μοντέλου στις διάφορες περιοχές (πυκνή ή αραιή περιοχή). Έτσι ύστερα από δοκιμές κρίνεται σκόπιμο ότι για περιοχές του ε_g στις οποίες το μοντέλο EMMS επιλύεται με ευκολία επιλέγεται βήμα ίσο με 0.1, ενώ για περιοχές στις οποίες το μοντέλο επιλύεται με δυσκολία (συνήθως πρόκειται για τις πολύ αραιές περιοχές) επιλέγεται μεγαλύτερο βήμα ίσο με 0.01 και σε κάποιες εξαιρετικά δυσμενείς περιπτώσεις ίσο με 0.001.

Το σύστημα εξισώσεων που πρέπει να επιλυθεί κάθε φορά για ένα συγκεκριμένο σετ παραμέτρων λειτουργίας (ε_g, u_s, u_g)= (ε_g, u_{slip}) είναι αόριστο με βαθμό αοριστίας N = *αριθμός αγνώστων - αριθμός εξισώσεων = 2*. Σε κάποιες μελέτες [47], για να καταστεί δυνατή η επίλυση, γίνεται μία αρχική εκτίμηση για τις δύο από τις οχτώ άγνωστες παραμέτρους, που αναφέρθηκαν παραπάνω και στη συνέχεια με διάφορες μεθόδους προσεγγίζεται η τιμή τους. Στην συγκεκριμένη εργασία οι παράμετροι αυτές είναι οι f, U_c οι οποίες σαρώνονται με όρια τιμών f=[0,1] και U_c=[0,U_g]. Για όλες τις δυνατές τιμές των f, U_c επιλύονται οι εξισώσεις του μοντέλου EMMS και το σημείο (f,U_c), στο οποίο ανιχνεύεται την ελάχιστη τιμή της ενέργειας N_{st} είναι το σημείο επίλυσής μας. Αξίζει να σημειωθεί ότι οι εξισώσεις επίλυσης είναι μη γραμμικές τοποθετούνται κατάλληλα στον κώδικα και επιλύονται με την βοήθεια επαναληπτικής διαδικασίας Gauss-Seidel.

Ύστερα από την επίλυση του συστήματος και την εξαγωγή των αποτελεσμάτων οι τιμές του συντελεστή ετερογένειας H_d που προκύπτουν για κάθε σετ τιμών (ε_g, u_s, u_g) παρεμβάλλονται με τη βοήθεια ειδικών πολυωνύμων, μέσω του υπολογιστικού πακέτου Excel, ώστε να μπορέσουν να εισαχθούν συνέχεια στον κώδικα CFD.

Η παραπάνω διαδικασία απεικονίζεται σχηματικά με τη βοήθεια του εξής λογικού διαγράμματος:



Σχήμα 4.3 Αλγόριθμος επίλυσης του μοντέλου EMMS

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 5ο

ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ ΤΟΥ ΜΟΝΤΕΛΟΥ EMMS

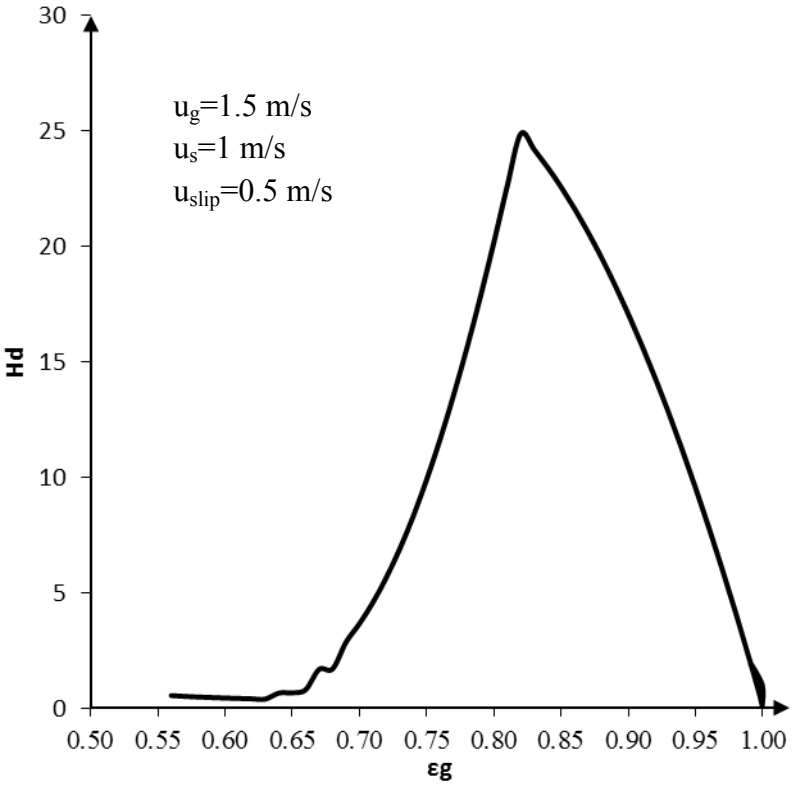
5.1) Αποτελέσματα του συντελεστή ετερογένειας Hd

Ύστερα από την εφαρμογή του μοντέλου EMMS προκύπτουν οι τιμές του συντελεστή ετερογένειας H_d οι οποίες, όπως αναφέρθηκε, αποτελούν συνάρτηση μόνο της ταχύτητας ολίσθησης u_{slip} και του κλάσματος κενού ε_g.

Ισχύει δηλαδή:

$$H_d = F(u_{slip}, \varepsilon_g)$$

Η θεώρηση αυτή η οποία επιβεβαιώθηκε και από τους Zhang & Lu [59], καθώς και από τους Nikolopoulos et al. [51], απλοποιεί αρκετά την επίλυση του μοντέλου. Με δεδομένη τη σχέση αυτή εξήχθησαν αποτελέσματα για διάφορες τιμές των u_{slip}, ε_g και προέκυψε μια γενική μορφή του συντελεστή ετερογένειας η οποία απεικονίζεται στο παρακάτω διάγραμμα



Σχήμα 5.1.1 Γενική μορφή συντελεστή ετερογένειας H_d για u_{slip}=0.5 m/s

Συμπεράσματα

Το συμπεράσματα που μπορούν να εξαχθούν από το παραπάνω διάγραμμα είναι τα εξής:

Για χαμηλές τιμές του u_{slip} $(u_{slip} = 0.5,1,2,4)$ m/s οι τιμές του H_d παρουσιάζουν ομοιογένεια για όλο σχεδόν το εύρος τιμών του ε_g, εκτός από το σημείο για $\varepsilon_g=0.82$, το οποίο αποτελεί το σημείο ασυνέχειας του διαγράμματος (σημείο καμπής).

Ξεχωρίζουν τρεις διακριτές περιοχές:

Περιοχή Α. Είναι η περιοχή του διαγράμματος για εύρος τιμών του εg=[0.55,0.82], η οποία αντιπροσωπεύει την πυκνή περιοχή στην οποία έχουμε σχηματισμό συμπλεγμάτων σωματιδίων με γρήγορο ρυθμό (περιοχή της κλίνης κοντά στα τοιχώματα και στο κάτω μέρος του αγωγού, η οποία αποτελεί και το πιο δύσκολο κομμάτι για προσομοίωση). Μέσα στο εύρος αυτό οι τιμές του H_d αυξάνονται καθώς αυξάνεται το ε_g έως το σημείο ε_g=0.82 όπου το H_d γίνεται μέγιστο. Το σημείο αυτό αποτελεί το σημείο καμπής και ασυνέχειας του διαγράμματος και η τιμή του εξαρτάται από την κατανομή που ακολουθεί το ε_c.

Οι τιμές του H_d που προκύπτουν για το συγκεκριμένο εύρος τιμών παρουσιάζουν σχετικά καλή ομοιογένεια, εκτός από την περιοχή κοντά στο πυκνό άκρο όπου υπάρχουν τοπικές αυξομειώσεις της τιμής του. Οι συγκεκριμένες αυξομειώσεις είναι ανεπιθύμητες, καθώς καθιστούν δυσκολότερη την παρεμβολή των αποτελεσμάτων και η εμφάνισή τους ίσως οφείλεται στο γεγονός, ότι για πολύ πυκνές περιοχές υπάρχει δυσκολία επίλυσης του μοντέλου. Μάλιστα στο πολύ πυκνό άκρο (για τιμές του ε_g κοντά στο ε_{mf}=0.55) το H_d λαμβάνει τιμές κοντά στη μονάδα, έως κάποιο οριακό σημείο όπου το H_d γίνεται μικρότερο της μονάδας και σταθεροποιείται σε τιμές κάτω από 1. Αυτό ίσως να οφείλεται στο γεγονός ότι πολύ κοντά στο πυκνό άκρο υπάρχει κατάρρευση των συμπλεγμάτων των σωματιδίων (όπως αναφέρθηκε παραπάνω) και η ροή τους πλέον δεν περιγράφεται ικανοποιητικά από το μοντέλο του EMMS. Στην οριακή αυτή περίπτωση ίσως θα έπρεπε να διερευνηθεί η εφαρμογή κάποιου άλλου συσχετισμού.

Επιπρόσθετα, αξίζει να αναφερθεί ότι το οριακό σημείο στο πολύ πυκνό άκρο, στο οποίο το H_d αρχίζει να λαμβάνει τιμές μικρότερες από τη μονάδα εξαρτάται σε σημαντικό βαθμό από την ταχύτητα ολίσθησης u_{slip}. Έτσι για μεγαλύτερες ταχύτητες ολίσθησης το σημείο στο οποίο $H_d < 1$ απομακρύνεται από το πολύ πυκνό άκρο. Δηλαδή, η επίλυση του μοντέλου είναι εφικτή για μεγαλύτερα ε_g, όσο αυξάνει η ταχύτητα ολίσθησης, ενώ σε μερικές περιπτώσεις, όπως για uslip=4,6 m/s η επίλυση ξεκινά από ε_g =0.7. Αυτό ίσως να οφείλεται στο γεγονός ότι για μεγάλες ταχύτητες ολίσθησης ευνοείται η κατάρρευση των clusters πιο γρήγορα, λόγω των έντονων ταχυτήτων που αναπτύσσονται.

Για την επίλυση του μοντέλου στην περιοχή αυτή χρησιμοποιήθηκε βήμα για το ε_g ίσο με $\delta\varepsilon_g$=0.01 για όλο σχεδόν το εύρος τιμών του ε_g (περίπου για $0.65<\varepsilon_g<0.82$), καθώς δεν παρουσιάστηκαν σημαντικές δυσκολίες κατά την εκτέλεσή του και εξαγωγή των συμπερασμάτων. Αντίθετα, πολύ κοντά στο πυκνό άκρο ($\varepsilon_g<0.65$) χρησιμοποιήθηκε βήμα επίλυσης μικρότερο από την υπόλοιπη περιοχή και ίσο με $\delta\varepsilon_g$=0.001, λόγω των δυσκολιών επίλυσης που αναφέρθηκαν.

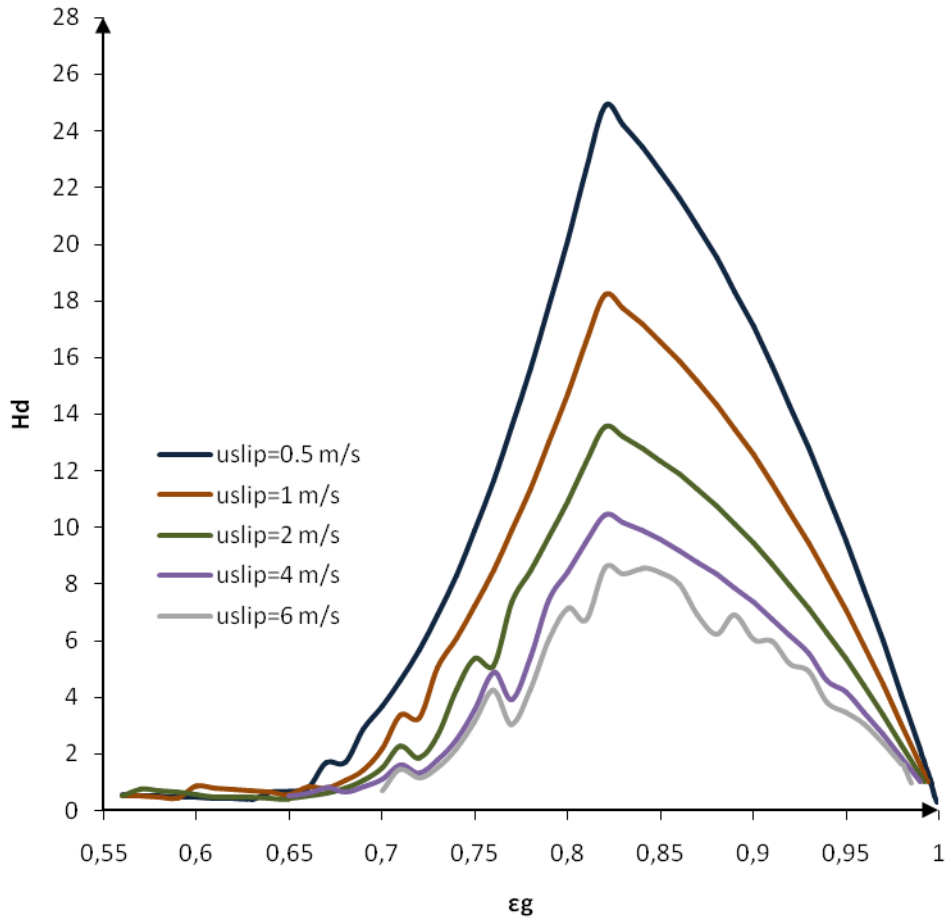
Περιοχή Β Είναι η περιοχή διαγράμματος για εύρος τιμών του ε_g=[0.83,0.95], η οποία αντιπροσωπεύει την περιοχή της κλίνης στην οποία έχουμε σχηματισμό συμπλεγμάτων σωματιδίων με αργότερο ρυθμό. Αυτό έχει σαν αποτέλεσμα να μην αναπτύσσονται έντονα φαινόμενα και τα αποτελέσματα που προκύπτουν να παρουσιάζουν σχετικά καλή ομοιογένεια. Μέσα στο συγκεκριμένο εύρος τιμών του ε_g οι τιμές του H_d μειώνονται καθώς αυξάνεται το ε_g και η καμπύλη που προκύπτει είναι συνεχής για όλες τις τιμές του H_d.

Το βήμα επίλυσης που χρησιμοποιήθηκε είναι αρκετά μικρό ($\delta\varepsilon_g$=0.01), λόγω ευκολίας επίλυσης του μοντέλου για οποιαδήποτε τιμή της ταχύτητας ολίσθησης.

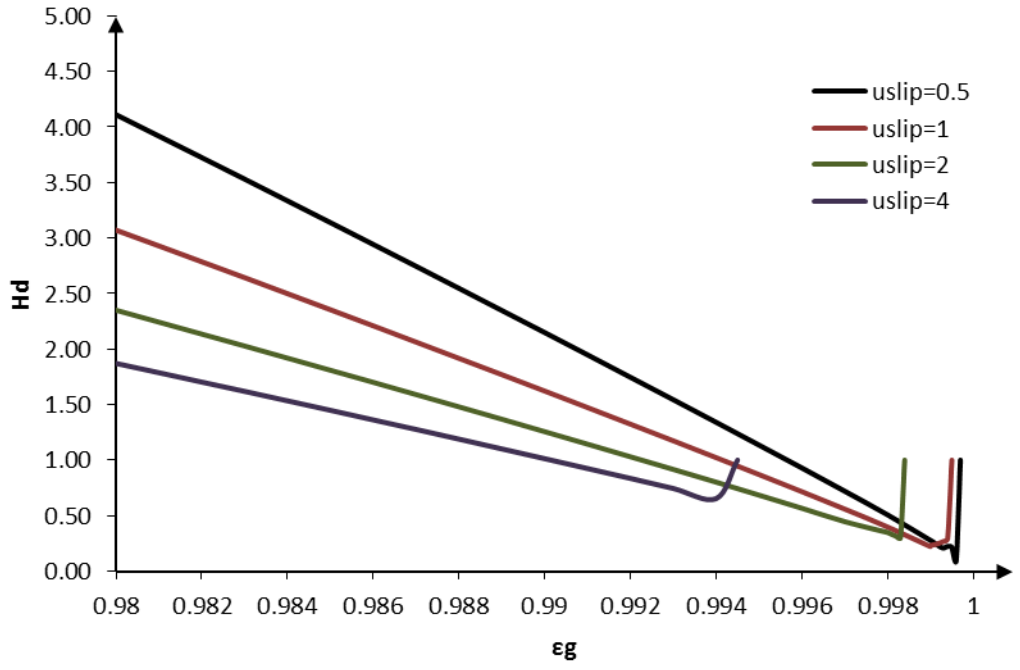
Περιοχή C Είναι η περιοχή του διαγράμματος για εύρος τιμών του ε_g=[0.96,ε_{max}], η οποία αντιπροσωπεύει το τμήμα της κλίνης όπου υπάρχουν πολύ αραιές συνθήκες. Όσο πιο πολύ αυξάνεται το ε_g η αραιή περιοχή τείνει να επικρατήσει της πυκνής περιοχής (δηλαδή τα σωματίδια κινούνται σε πολύ αραιές μονάδες) με αποτέλεσμα ο συντελεστής ετερογένειας να γίνεται ίσος με τη μονάδα. Αυτό το αποτέλεσμα επιβεβαιώνει την αρχική θεώρηση κατά την οποία η σχέση του Gidaspow περιγράφει επιτυχώς την πολυφασική ροή στις πολύ αραιές συνθήκες, οπότε δεν αποκλίνει πολύ από τα αποτελέσματα της επίλυσης του μοντέλου EMMS. Για ακόμα πιο αραιές συνθήκες (περίπου για ε_g μεγαλύτερο από 0.99) ο συντελεστής ετερογένειας λαμβάνει τιμές μικρότερες από τη μονάδα, μέχρι κάποιο σημείο κοντά στο ε_{max}, όπου ξαναγίνεται απότομα ίσο με τη μονάδα. Το σημείο αυτό είναι το ε^* (ή αλλιώς $\varepsilon_{_critical}$) στο οποίο ισχύει f=0 και $d_{cl}=d_p$, δηλαδή είναι το σημείο στο οποίο επέρχεται κατάρρευση των συμπλεγμάτων των σωματιδίων.

Το βήμα επίλυσης που χρησιμοποιήθηκε για αυτήν την περιοχή ήταν ιδιαίτερο μικρό, λόγω της δυσκολίας που αντιμετωπίστηκε να βρεθεί το ακριβές σημείο κατάρρευσης των συμπλεγμάτων των σωματιδίων. Έτσι για όλο το εύρος της πολύ αραιής περιοχής επιλέχθηκε βήμα ίσο με $\delta\varepsilon_g$=0.001, ενώ στο πολύ αραιό άκρο επιλέχθηκε βήμα μέχρι και $\delta\varepsilon_g$=0.0001, για να βρεθεί το ακριβές σημείο ε^*.

Στη συνέχεια ακολουθεί ένα συγκεντρωτικό διάγραμμα για όλες τις φάσεις και όλες τις ταχύτητες ολίσθησης, καθώς και διάγραμμα το οποίο απεικονίζει την πολύ αραιή περιοχή.

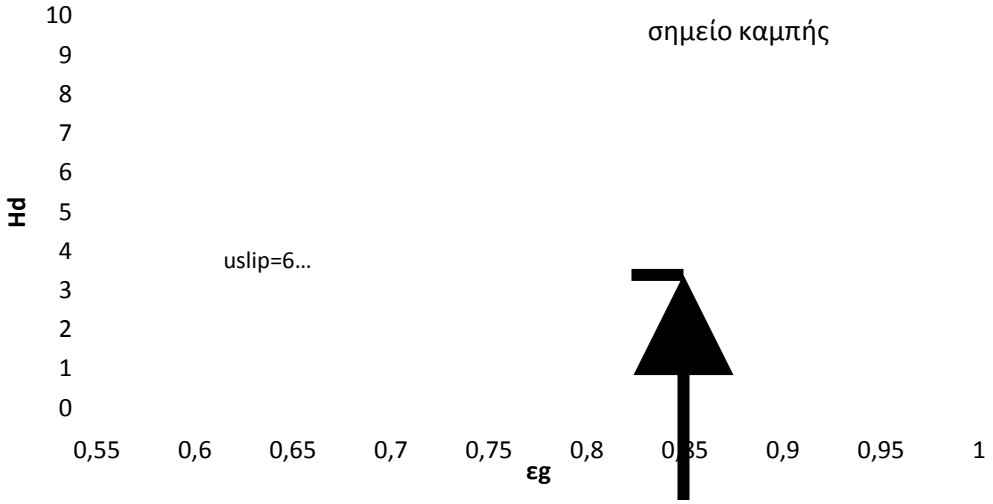


Σχήμα 5.1.2 Αποτελέσματα του συντελεστή ετερογένειας H_d για όλες τις φάσεις

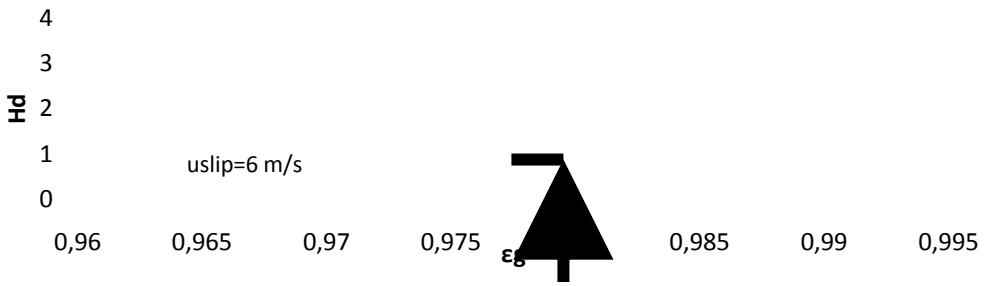


Σχήμα 5.1.3 Αποτελέσματα του συντελεστή ετερογένειας H_d για το αραιό άκρο

Παρατηρείται, ύστερα από την επίλυση του μοντέλου, ότι για μεγάλες τιμές της ταχύτητας ολίσθησης u_{slip} (u_{slip}=6 m/s) οι τιμές του H_d παρουσιάζουν έντονες διακυμάνσεις οι οποίες καθιστούν δύσκολη την παρεμβολή των αποτελεσμάτων. Αυτό διαφαίνεται και στα δύο παρακάτω διαγράμματα, τα οποία παρουσιάζουν τις τιμές του συντελεστή ετερογένειας σε όλες τις φάσεις, καθώς και στην αραιή φάση, ενώ η συμπεριφορά αυτή του H_d παρατηρήθηκε και από άλλους μελετητές σε άλλες αναλύσεις. Οι διαταραχές του H_d παρατηρούνται σε όλο το εύρος τιμών του ε_g, ενώ είναι πιο έντονες για την πιο πυκνή περιοχή και εξομαλύνονται όσο προσεγγίζεται το πολύ αραιό άκρο. Παράλληλα, λόγω αυτών των αυξομειώσεων, το σημείο καμπής είναι δυσδιάκριτο. Η εμφάνιση τέτοιων αυξομειώσεων, ίσως να οφείλεται στο γεγονός ότι για μεγάλες ταχύτητες ολίσθησης ευνοείται η εμφάνιση έντονων ρευστοδυναμικών φαινομένων, τα οποία καθιστούν δύσκολη την επίλυση του μοντέλου. Παράλληλα αποδεικνύεται ότι για μεγάλες ταχύτητες ολίσθησης, τα στερεά σωματίδια σχηματίζουν συμπλέγματα με μεγαλύτερη δυσκολία, λόγω των μεγάλων επιταχύνσεων που αναπτύσσουν.



Σχήμα 5.1.4 Συντελεστής ετερογένειας H_d για u_{slip}=6 m/s



Σχήμα 5.1.5 Συντελεστής ετερογένειας H_d στην αραιή φάση για u_{slip}=6 m/s

5.2) Συμπληρωματικές παράμετροι επίλυσης του μοντέλου EMMS

Κατά την επίλυση του μοντέλου EMMS, με τη βοήθεια των εξισώσεων που αναλύθηκαν, εξήχθησαν αποτελέσματα όχι μόνο για τον συντελεστή ετερογένειας H_d, ο οποίος αποτελεί και τη βασική παράμετρο επίλυσης, αλλά και για μία σειρά από συμπληρωματικές παραμέτρους. Οι παράμετροι αυτές κρίνεται απαραίτητο να εξεταστούν, καθώς βοηθούν στην κατανόηση των μηχανισμών σχηματισμού των συμπλεγμάτων των σωματιδίων (clusters) (πάνω στον οποίο βασίζεται και η θεώρηση του EMMS) και εν γένει στην ευρύτερη αντίληψη της ρευστοδυναμικής του προβλήματος που εξετάζεται στην παρούσα εργασία.

Μερικές από αυτές τις παραμέτρους είναι: οι ταχύτητες ολίσθησης στις επί μέρους φάσεις, η διάμετρος των συμπλεγμάτων των σωματιδίων, η ενέργεια που δαπανάται κατά τη μεταφορά και αιώρηση των σωματιδίων, τα κλάσματα κενού στις επί μέρους φάσεις κ.λπ. Οι παράμετροι αυτές αναλύονται στη συνέχεια του παρόντος κεφαλαίου.

Αδρανειακοί όροι α_c, α_f

Ο όρος α_f αποτελεί τον αδρανειακό όρο στην αραιή φάση και αντιπροσωπεύει κατά μία έννοια την επιτάχυνση των σωματιδίων στην συγκεκριμένη φάση. Αντίστοιχα, ο όρος α_c είναι ο αδρανειακός όρος των σωματιδίων της πυκνής φάσης και αντιπροσωπεύει την επιτάχυνση των σωματιδίων στην πυκνή φάση.

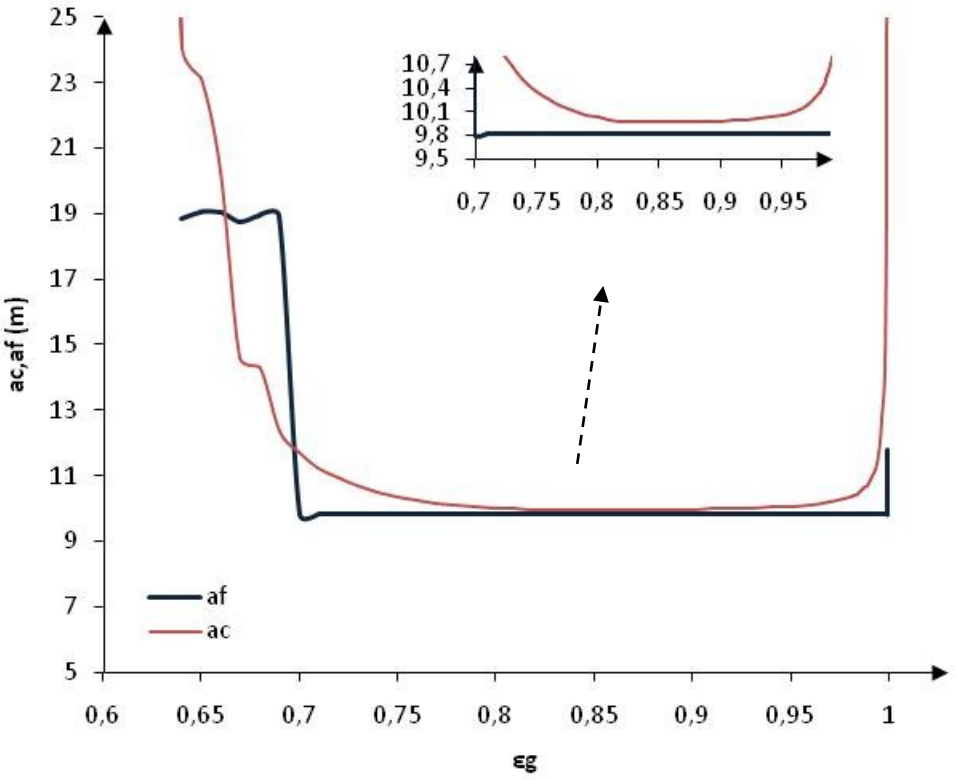
- ✓ Για χαμηλές τιμές της ταχύτητας ολίσθησης u_{slip}, παρατηρείται ότι ο αδρανειακός όρος α_f διατηρεί μία σταθερή τιμή για όλο σχεδόν το εύρος τιμών του ε_g (εκτός από το πολύ πυκνό και το πολύ αραιό άκρο), περίπου ίση κατά απόλυτη τιμή με την επιτάχυνση της βαρύτητας ($\alpha_f \approx -g$). Αυτό σημαίνει ότι τα σωματίδια της αραιής φάσης λόγω της μικρής τους αδράνειας φτάνουν εύκολα την ταχύτητα του αερίου και δεν επιταχύνονται σχεδόν καθόλου. Το γεγονός αυτό επιβεβαιώνεται και από τις τιμές της ταχύτητας ολίσθησης στην αραιή φάση U_{sf}, οι οποίες είναι ιδιαίτερα μειωμένες (της τάξης του 10^{-5}).

  Ο αδρανειακός όρος α_c διατηρεί επίσης σταθερή τιμή για όλο σχεδόν το εύρος τιμών του ε_g λίγο μεγαλύτερη κατά απόλυτη τιμή από την επιτάχυνση της βαρύτητας και κατ' επέκταση και από τον αδρανειακό όρο α_f. Το γεγονός το οποίο είναι πολύ λογικό, καθώς ο όρος αυτός δεν αναφέρεται σε μεμονωμένα σωματίδια, αλλά σε σωματίδια που συμμετέχουν σε συμπλέγματα (clusters), οπότε έχουν και μεγαλύτερη ισοδύναμη μάζα.

  Σημειώνεται ότι στο πολύ πυκνό άκρο (για ε_g<0.7) και στο πολύ αραιό άκρο (ε_f >0.99) οι τιμές των α_c, α_f παρουσιάζουν ιδιαίτερα αυξημένες τιμές, οι οποίες απέχουν πολύ από την επιτάχυνση της βαρύτητας. Στις περιοχές αυτές παρουσιάζονται ιδιαίτερα ρευστοδυναμικά φαινόμενα, λόγω κατάρρευσης

των συμπλεγμάτων των σωματιδίων τα οποία έχουν ως αποτέλεσμα την επιτάχυνση των δύο φάσεων. Μάλιστα στις πολύ οριακές περιπτώσεις η τιμή της ταχύτητας ολίσθησης της αραιής φάσης U_{sf} αγγίζει την τιμή της οριακής ταχύτητας U_t, οπότε και στο σημείο αυτό η επιτάχυνση των σωματιδίων της αραιής φάσης λαμβάνει τη μέγιστη τιμή.

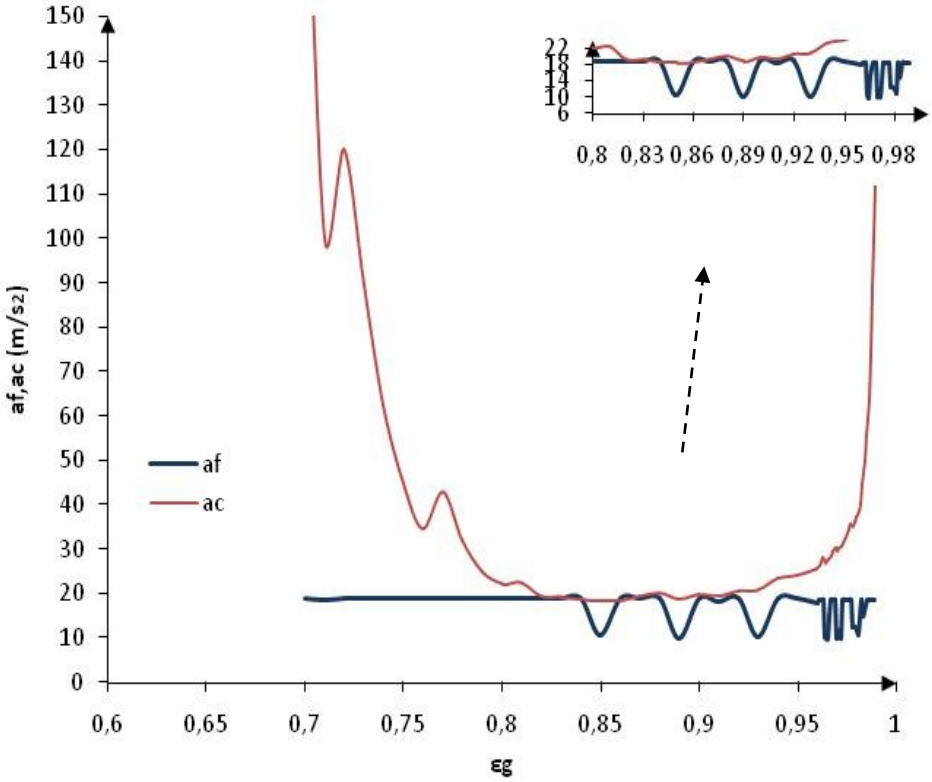
Τα αποτελέσματα αυτά, τα οποία φαίνονται σχηματικά στο παρακάτω διάγραμμα, ταυτίζονται και με την εργασία των Wang κ.α. [44], στην οποία υποθέτουν ότι a_f=-g, καθώς και με την ανάλυση του Παπαφωτίου για σωματίδια τύπου Geldart B.



Σχήμα 5.2.1 Αποτελέσματα αδρανειακών όρων για u_{slip}=0.5 m/s

- Για μεγάλες τιμές της ταχύτητας ολίσθησης (u_{slip}=6 m/s) οι αδρανειακοί όροι παρουσιάζουν ιδιαίτερα αυξημένες τιμές σε όλο το εύρος τιμών του εg. Αυτό ίσως να οφείλεται στο γεγονός ότι έχουμε σωματίδια τύπου Geldart B τα οποία ρευστοποιούνται με τη βοήθεια φυσαλίδων οι οποίες εμφανίζονται αμέσως κατά την έναρξη της ρευστοποίησης. Έτσι όσο αυξάνει η ταχύτητα ολίσθησης, τόσο ευνοείται ο έντονος σχηματισμός φυσαλίδων και οι υψηλές επιταχύνσεις των σωματιδίων. Μάλιστα οι τιμές των αδρανειακών όρων (και ειδικά του αδρανειακού όρου a_f) δεν ακολουθούν μία ομαλή κατανομή, αλλά παρουσιάζουν διάφορες αυξομειώσεις.

Και σε αυτήν την περίπτωση, η ταχύτητα ολίσθησης των σωματιδίων της αραιής φάσης U_{sf} λαμβάνει τιμές κοντά στην οριακή ταχύτητα, αλλά όχι μόνο κοντά στο αραιό άκρο, αλλά σε όλο σχεδόν το εύρος τιμών του ε_g. Αυτό επιβεβαιώνεται από το παρακάτω διάγραμμα για ταχύτητα ολίσθησης u_{slip}=6 m/s

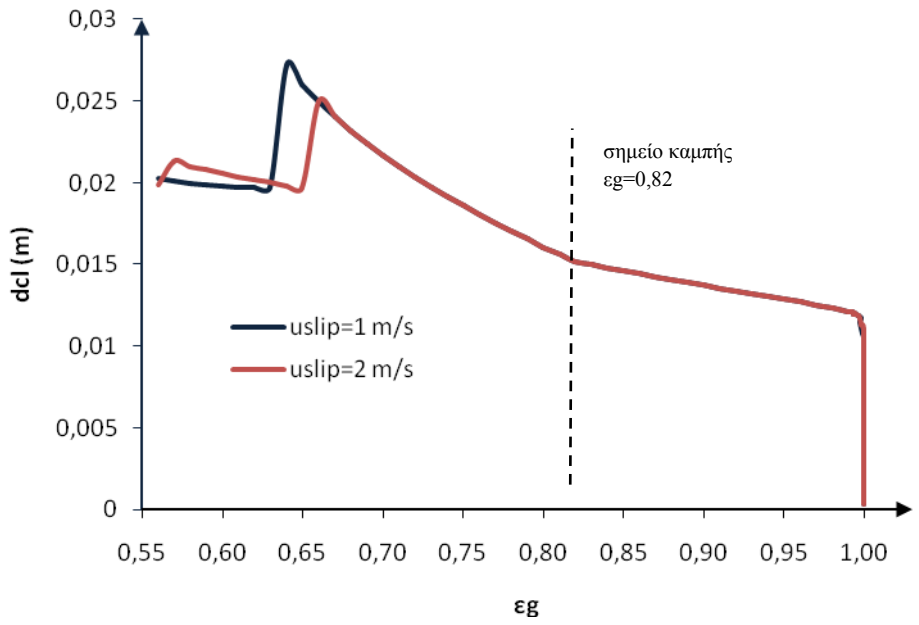


Σχήμα 5.2.2 Αποτελέσματα αδρανειακών όρων για u_{slip}=6 m/s

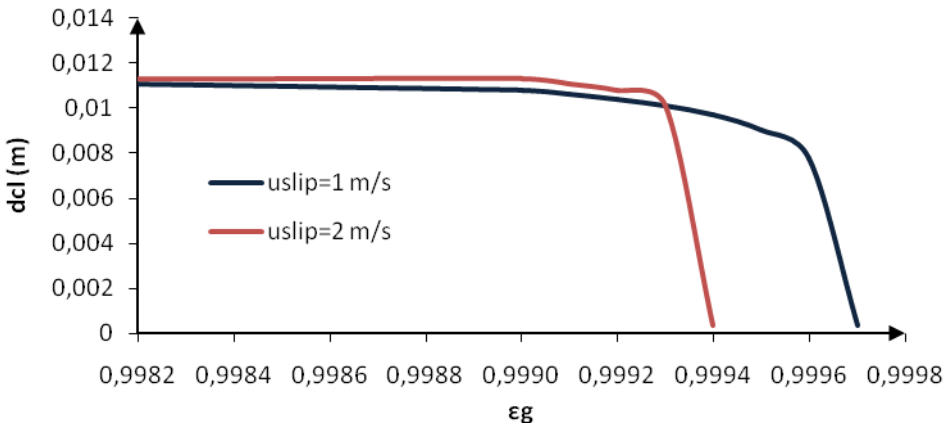
Διάμετρος των συμπλεγμάτων σωματιδίων d_{cl}

Τα στερεά σωματίδια κατά την αιώρησή τους εντός της κλίνης, τείνουν να σχηματίζουν συσσωματώματα (η αλλιώς συμπλέγματα ή clusters). Ένα χαρακτηριστικό μέγεθος για να περιγράψει το μέγεθος αυτών είναι η διάμετρος τους. Η διάμετρος των συμπλεγμάτων των σωματιδίων d_{cl}, όπως αναλύθηκε και παραπάνω, αποτελεί μία σημαντική παράμετρο επίλυσης του μοντέλου EMMS και οι τιμές που λαμβάνει επηρεάζουν άμεσα τα αποτελέσματα του συντελεστή ετερογένειας H_d και κατ' επέκταση της προσομοιώσεως. Με εφαρμογή της σχέσης του Subbarao, η οποία εκλέχθηκε ύστερα από διάφορες δοκιμές ως η καταλληλότερη, προέκυψαν τα αποτελέσματα για το προβλεπόμενο μέγεθος της διαμέτρου των συμπλεγμάτων, τα οποία απεικονίζονται με τη βοήθεια των παρακάτω διαγραμμάτων για δύο αντιπροσωπευτικές τιμές της ταχύτητας ολίσθησης (u_{slip}=1,2 m/s).

Με μία γρήγορη παρατήρηση επί των αποτελεσμάτων, διαφαίνεται ότι και η συγκεκριμένη παράμετρος εξαρτάται (σε μικρότερο βέβαια βαθμό) από την ταχύτητα ολίσθησης u_{slip} κυρίως στη διαμόρφωση των αποτελεσμάτων στο πολύ πυκνό και στο πολύ αραιό άκρο.



Σχήμα 5.2.3 Διάμετρος των συμπλεγμάτων για u_{slip}=1,2 m/s σε όλες τις περιοχές



Σχήμα 5.2.4 Διάμετρος των συμπλεγμάτων για u_{slip}=1,2 m/s στο πολύ αραιό άκρο

Αναλυτικότερα μπορεί να παρατηρηθεί ότι για όλο το εύρος τιμών του ε_g η κατανομή του d_{cl} παρουσιάζει την ίδια μορφή για οποιαδήποτε τιμή της ταχύτητας ολίσθησης u_{slip}. Η μόνη παράμετρος από την οποία εξαρτάται είναι το κλάσμα κενού ε_g.

Εντούτοις, όπως αναφέρθηκε, παρατηρείται μία μικρή διαφοροποίηση των τιμών της στα δύο άκρα (πυκνό και αραιό) για διαφορετικά u_{slip}. Ταυτόχρονα στα δύο αυτά άκρα υπάρχει μία απότομη μείωση των τιμών του d_{cl}, λόγω της απότομης κατάρρευσης των συμπλεγμάτων των σωματιδίων (clusters). Ο σχηματισμός των συσσωματωμάτων μπορεί να περιγραφεί από φυσικής πλευράς ως εξής:

Στην αραιή περιοχή (περιοχή C) τα συμπλέγματα των σωματιδίων αρχίζουν να διαμορφώνονται με ταυτόχρονη αύξηση του μεγέθους τους (δηλαδή της διαμέτρου τους), αλλά και της πυκνότητάς τους. Η αύξηση της διαμέτρου οφείλεται στο γεγονός, ότι όσο αυξάνει το ποσοστό της πυκνής φάσης, νέα σωματίδια προσεγγίζουν τα συμπλέγματα και συνενώνονται με αυτά με αποτέλεσμα να υπάρχει αύξηση του όγκου τους. Παράλληλα, τα ήδη υπάρχοντα σωματίδια μέσα στα συμπλέγματα ανακατατάσσονται, έτσι ώστε το ποσοστό του αέρα που διαρρέει στο εσωτερικό τους να μειώνεται (αυτό επιβεβαιώνεται και από το γεγονός ότι το κλάσμα κενού της πυκνής φάσης ε_c δεν διατηρεί μία σταθερή τιμή, άλλα μειώνεται συνεχώς για πιο πυκνές περιοχές του διαγράμματος).

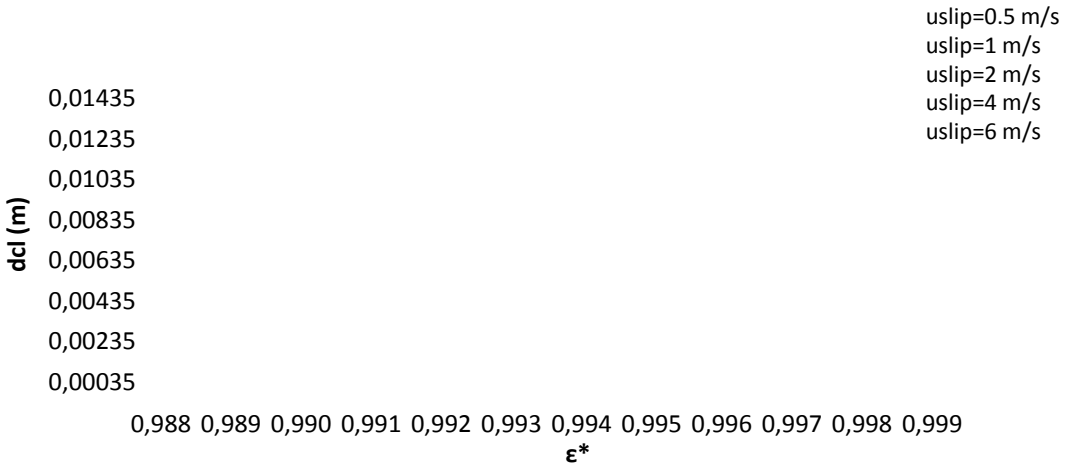
Στο πολύ αραιό άκρο το ποσοστό του αέρα εντός των συμπλεγμάτων προσεγγίζει σχεδόν τη μονάδα, οπότε τα συμπλέγματα είναι ασταθή και παύουν να υπάρχουν. Το σημείο στο οποίο επέρχεται η κατάρρευση των συμπλεγμάτων ο συντελεστής ετερογένειας H_d γίνεται ίσος με τη μονάδα. Το σημείο αυτό ταυτίζεται με το ε^*, που αναλύθηκε παραπάνω. Για χαμηλές τιμές της ταχύτητας ολίσθησης (u_{slip}=0.5,1m/s) το σημείο ε^* ταυτίζεται με το ε_{max}=0.9997, ενώ για μεγαλύτερες τιμές του u_{slip}, η κατάρρευση γίνεται για μικρότερες τιμές του ε_g (ενδεικτικά αναφέρεται ότι για u_{slip}=2m/s η κατάρρευση επέρχεται για ε_g=0.9984). Παρακάτω ακολουθεί διάγραμμα για το ε^* στο οποίο επέρχεται η κατάρρευση των συμπλεγμάτων για όλες τις ταχύτητες ολίσθησης

Στην περιοχή B οι τιμές του d_{cl} είναι ανεξάρτητες του u_{slip}. Τα συμπλέγματα εξακολουθούν να σχηματίζονται υπό την παράλληλη αύξηση της διαμέτρου τους και της πυκνότητάς τους. Στις δύο περιοχές (B και C) η αύξηση της διαμέτρου των συμπλεγμάτων συντελείται με αργούς ρυθμούς, γεγονός το οποίο αποτυπώνεται και την καμπύλη του σχήματος 4.2.3 η οποία για ε_g>0.82 παρουσιάζει μικρή κλίση. Από αυτό το γεγονός συμπεραίνουμε ότι σε αυτές τις περιοχές κυριαρχεί περισσότερο ο μηχανισμός αύξησης της πυκνότητας των συμπλεγμάτων.

Στην πυκνή περιοχή (περιοχή A) επικρατούν ιδιαίτερα πυκνές συνθήκες εντός του όγκου ελέγχου. Τα συμπλέγματα αυξάνονται πλέον σε μέγεθος με πολύ πιο εντατικούς ρυθμούς (το γεγονός αυτό αποτυπώνεται και από την κλίση της καμπύλης του d_{cl} του σχήματος 5.2.3 η οποία παρουσιάζει μεγάλη κλίση). Η πυκνότητα των συμπλεγμάτων πλέον παύει να αυξάνεται, καθώς τα σωματίδια εντός τους έχουν αναδιαταχθεί με το βέλτιστο δυνατό τρόπο, έτσι ώστε το κλάσμα κενού ε_c, παύει να ελαττώνεται και λαμβάνει την ελάχιστη οριακή του τιμή η οποία είναι ίση με το κλάσμα κενού έναρξης της ρευστοποίησης. Το σημείο στο οποίο το ε_c λαμβάνει την

οριακή του τιμή είναι στο σημείο καμπής του διαγράμματος το οποίο είναι για ε_g=0.82

Κοντά στο πολύ πυκνό άκρο τα συμπλέγματα αυξάνονται αρκετά πλέον σε όγκο, ώστε σε κάποιο σημείο γίνονται ασταθή, δεν μπορούν να αυξηθούν σε όγκο περισσότερο και καταρρέουν. Το γράφημα 4.2.3 των τιμών του d_{cl} προβλέπει την κατάρρευση των συμπλεγμάτων. Μετατοπίζεται δε ελάχιστα προς τα δεξιά του άξονα του ε_g (προς πιο αραιές περιοχές) και προς τα κάτω του άξονα των d_{cl} (σε πιο μικρές τιμές του d_{cl}), όσο αυξάνει η ταχύτητα ολίσθησης. Δηλαδή, όσο αυξάνεται η ταχύτητα ολίσθησης u_{slip}, υπάρχει μεγαλύτερη δυσκολία στο σχηματισμό των συμπλεγμάτων. Αυτό ίσως να οφείλεται στο γεγονός, ότι όσο πιο πολύ αυξάνεται η ταχύτητα ολίσθησης, τόσο πιο πολύ ευνοείται η επιτάχυνση των δύο φάσεων, επομένως και τα συμπλέγματα των σωματιδίων παρουσιάζουν μεγαλύτερη αστάθεια και καταρρέουν πιο εύκολα.



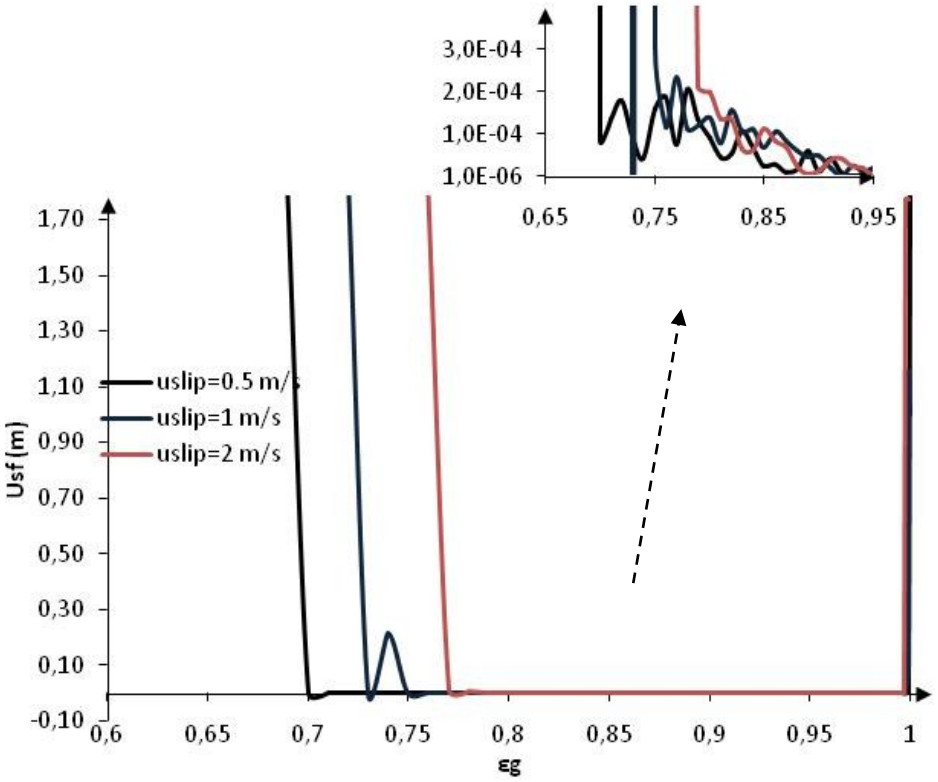
Σχήμα 5.2.5 Γραφική απεικόνιση του ε* κατάρρευσης των συμπλεγμάτων

Ταχύτητες ολίσθησης στις επί μέρους φάσεις

Η ταχύτητα ολίσθησης σε κάθε φάση αντιπροσωπεύει τη σχετική ταχύτητα που έχουν τα σωματίδια (ή τα συμπλέγματα των σωματιδίων) ως προς το ρευστό μέσο στην αραιή ή στην πυκνή φάση (ή στη φάση αλληλεπίδρασης).

Φαινόμενη ταχύτητα ολίσθησης στην αραιή φάση U_{sf}

Η φαινόμενη ταχύτητα ολίσθησης της αραιής φάσης $U_{sf,}$ λαμβάνει πολύ μικρές τιμές, σχεδόν μηδενικές για όλο το εύρος των τιμών του κλάσματος κενού $\varepsilon_{g,}$ εκτός από τις το πολύ πυκνό και από το πολύ αραιό άκρο, όπου η ταχύτητα λαμβάνει τιμές κοντά στην οριακή ταχύτητα U_t[4]. Σε αυτήν την περίπτωση τα σωματίδια επιταχύνονται τόσο πολύ, ώστε τείνουν να βγουν εκτός κλίνης, οπότε και έχουν μεγάλη σχετική ταχύτητα σε σχέση με τον αέρα. Αντίθετα στις ενδιάμεσες περιοχές, όπως επαληθεύτηκε και από την ανάλυση που έγινε για τον αδρανειακό όρο $\alpha_{f,}$ (καθώς και από τους Wang & Li και τον Παπαφωτίου), τα στερεά σωματίδια δεν επιταχύνονται, αλλά ίσα που δέχονται μία δύναμη αντίθετη του βάρους τους και αιωρούνται. Αυτό σημαίνει ότι τα μεμονωμένα σωματίδια κινούνται υπό την επίδραση μόνο του αέρα, οπότε και λαμβάνουν ταχύτητες ίσες με την ταχύτητά του.

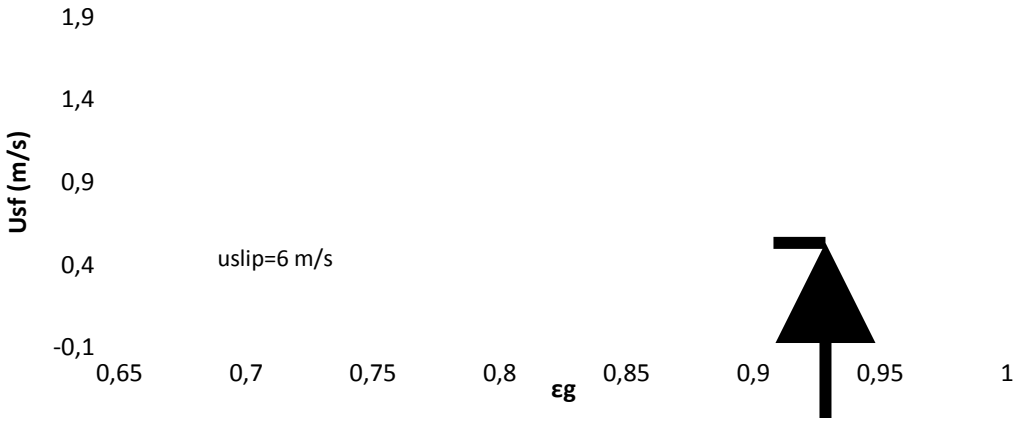


Σχήμα 5.2.6 Γραφική απεικόνιση του U_{sf} για ταχύτητες ολίσθησης u_{slip}=0.5,1,2 m/s

[4] Η οριακή ταχύτητα στην παρούσα εργασία υπολογίσθηκε ίση με U_t=1.86 m/s.

Μία άλλη σημαντική παρατήρηση, η οποία αξίζει να γίνει, είναι ότι όσο αυξάνεται η ταχύτητα ολίσθησης u_{slip}, τόσο πιο πολύ ευνοείται η επιτάχυνση των σωματιδίων της αραιής φάσης. Μάλιστα για ταχύτητα ολίσθησης u_{slip}=6 m/s η φαινόμενη ταχύτητα U_{sf} λαμβάνει τιμές κοντά στην οριακή ταχύτητα για όλο σχεδόν το εύρος τιμών του ε_g.

Όπως φαίνεται και από το παρακάτω διάγραμμα, στα περισσότερα σημεία του ε_g, τα ελεύθερα σωματίδια της αραιής φάσης κινούνται με μεγάλες ταχύτητες σε σχέση με τον αέρα και τείνουν να βγουν εκτός της κλίνης, ενώ σε ελάχιστα σημεία υπάρχουν μικρές διακυμάνσεις της τιμής της, οι οποίες έχουν σαν αποτέλεσμα η U_{sf} να λαμβάνει λίγο χαμηλότερες (εντούτοις μεγάλες σε τάξη μεγέθους) τιμές. Η διαμόρφωση χαμηλότερων τιμών οφείλεται στην επίδραση του αέρα, ο οποίος προσπαθεί ακόμα αν και με μικρότερη πλέον ισχύ να συμπαρασύρει τα ελεύθερα σωματίδια στην ροή του.



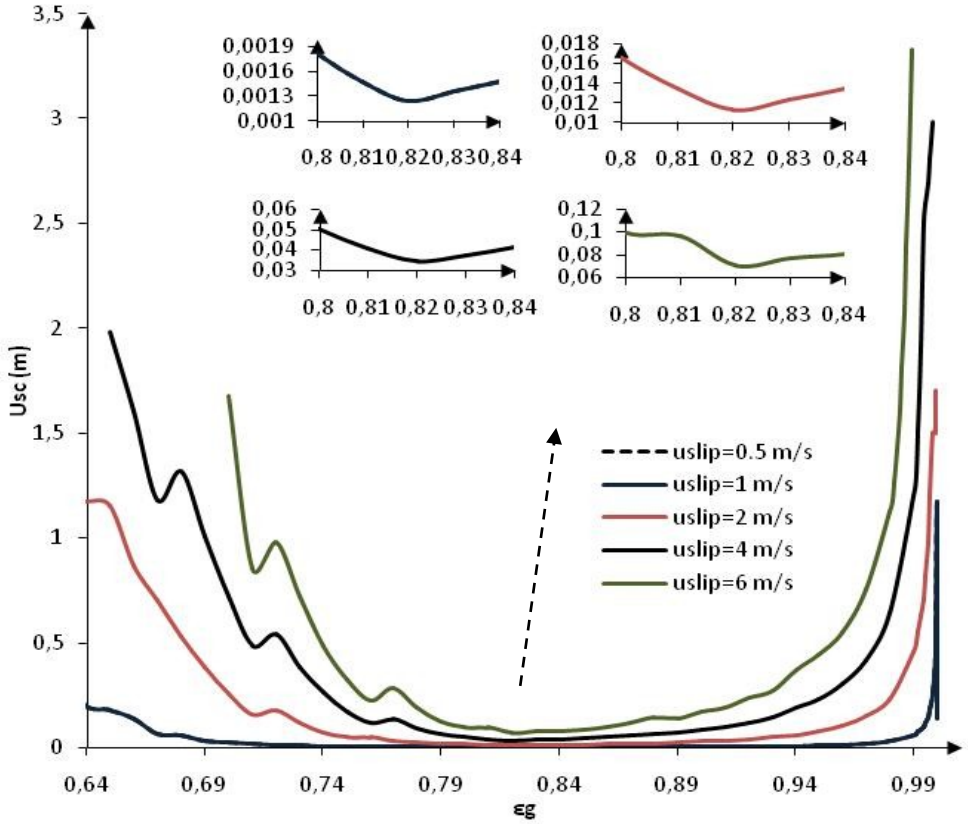
Σχήμα 5.2.7 Γραφική απεικόνιση του U_{sf} για ταχύτητα ολίσθησης u_{slip}=6 m/s

<u>Φαινόμενη ταχύτητα ολίσθησης στην πυκνή φάση U_{sc}</u>

Το ανερχόμενο ρεύμα του αέρα κατά την κίνησή του εντός του αγωγού ανόδου αλληλεπιδρά εξωτερικά με τα συμπλέγματα των σωματιδίων τα οποία δρουν ως ενιαίες δομές, αλλά και με τα επί μέρους σωματίδια που τα αποτελούν στο εσωτερικό τους. Η ταχύτητα ολίσθησης στην πυκνή φάση U_{sc} δείχνει την αλληλεπίδραση του ρεύματος του αέρα που διεισδύει στο εσωτερικό των συμπλεγμάτων των σωματιδίων με τα επί μέρους σωματίδια. Ύστερα από την επίλυση του μοντέλου παρατηρήθηκε ότι οι τιμές που λαμβάνει το U_{sc} είναι σχετικά μικρές (της τάξης του 10^{-2}) για όλο σχεδόν το εύρος τιμών του ε_g, εκτός από το πυκνό και το αραιό άκρο.

Πιο συγκεκριμένα, στις ενδιάμεσες περιοχές του ε_g ($\varepsilon_g \approx 0.7 \div 0.96$) η ταχύτητα ολίσθησης U_{sc} κινείται σε σχετικά χαμηλά επίπεδα, λόγω του ότι τα επί μέρους στερεά σωματίδια που συμμετέχουν στον σχηματισμό των συσσωματωμάτων δεν μπορούν να ακολουθήσουν δική τους πορεία, οπότε παρουσιάζουν ελάχιστη κινητικότητα σε σχέση με τον αέρα που έχει διεισδύσει στο εσωτερικό τους. Για

(ε_g<0.82) η ταχύτητα ολίσθησης συνεχώς αυξάνεται καθώς μειώνεται το ε_g (δηλαδή καθώς κινούμαστε σε πιο πυκνές περιοχές) με οριακό σημείο το σημείο κατάρρευσης των συμπλεγμάτων (κατάρρευση η οποία επέρχεται για ε_g >0.7 και εξαρτάται όπως ειπώθηκε από την ταχύτητα u_{slip}.) Η ανοδική πορεία της ταχύτητας για πιο πυκνές περιοχές οφείλεται στο γεγονός ότι για ε_g μεγαλύτερα από το σημείο καμπής (ε_g=0.82) τα συμπλέγματα των σωματιδίων αυξάνονται πιο εντατικά σε μέγεθος, οπότε και καθίστανται πιο ασταθή. Λόγω της αστάθειας αυτής τα σωματίδια παρουσιάζουν μεγαλύτερη κινητικότητα σε σχέση με το ρεύμα του αέρα που έχει εισχωρήσει στο εσωτερικό των συμπλεγμάτων. Στο σημείο μάλιστα στο οποίο τα συσσωματώματα γίνονται ασταθή και καταρρέουν, καταργείται ο διαχωρισμός του ρεύματος του αέρα σε εσωτερικό και εξωτερικό, οπότε και τα επί μέρους σωματίδια αλληλεπιδρούν με το ρεύμα του αέρα και λαμβάνουν ταχύτητες πολύ υψηλές.



Σχήμα 5.2.8 Γραφική απεικόνιση του U_{sc} για όλες τις ταχύτητες ολίσθησης

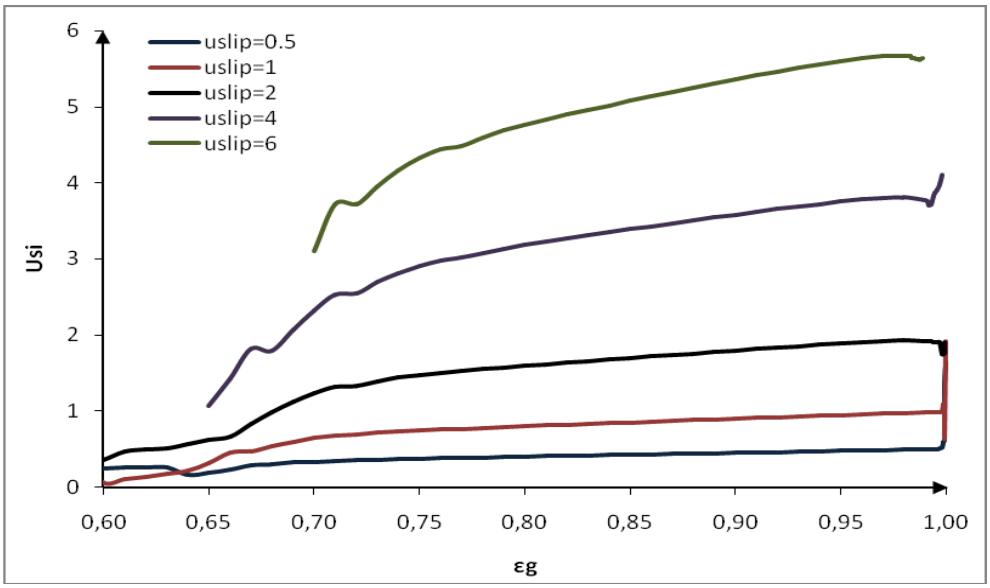
Για ε_g>0.82 και όσο οι συνθήκες εντός του όγκου ελέγχου γίνονται πιο αραιές, τα σωματίδια εντός των συμπλεγμάτων απομακρύνονται το ένα σε σχέση με το άλλο, παρουσιάζουν μεγαλύτερη κινητικότητα σε σχέση με τον αέρα που έχει εισχωρήσει στο εσωτερικό τους, οπότε παρατηρείται και άνοδος των τιμών του U_{sc}. Στο πολύ αραιό άκρο μάλιστα η ταχύτητα ολίσθησης U_{sc} προσεγγίζει την οριακή ταχύτητα U_t και στην συνέχεια την ξεπερνά σε τιμή. Το γεγονός αυτό θεωρείται λογικό καθώς τα

σωματίδια τα σωματίδια της πυκνής αλληλεπιδρούν μεν πιο έντονα με το ρεύμα του αέρα σε αυτές τις περιοχές, αλλά εξακολουθούν ακόμα να συμμετέχουν στο σχηματισμό των συμπλεγμάτων των σωματιδίων, οπότε οι ταχύτητες που λαμβάνουν είναι λογικό να είναι πιο υψηλές σε τάξη μεγέθους από τις αντίστοιχες των σωματιδίων της αραιής φάσης, τα οποία κινούνται ως μεμονωμένες δομές. Η μέγιστη τιμή της ταχύτητας ολίσθησης της πυκνής φάσης U_{sc}, μεταβάλλεται και σε αυτήν την περίπτωση αναλογικά με την τιμή της ταχύτητας ολίσθησης u_{slip}.

Τα αποτελέσματα για την ταχύτητα ολίσθησης της πυκνής φάσης U_{sc} για όλες τις ταχύτητες $u_{slip,}$ καθώς και τα σημεία καμπής των επί μέρους καμπυλών εμφανίζονται με τη βοήθεια του διαγράμματος 5.2.8.

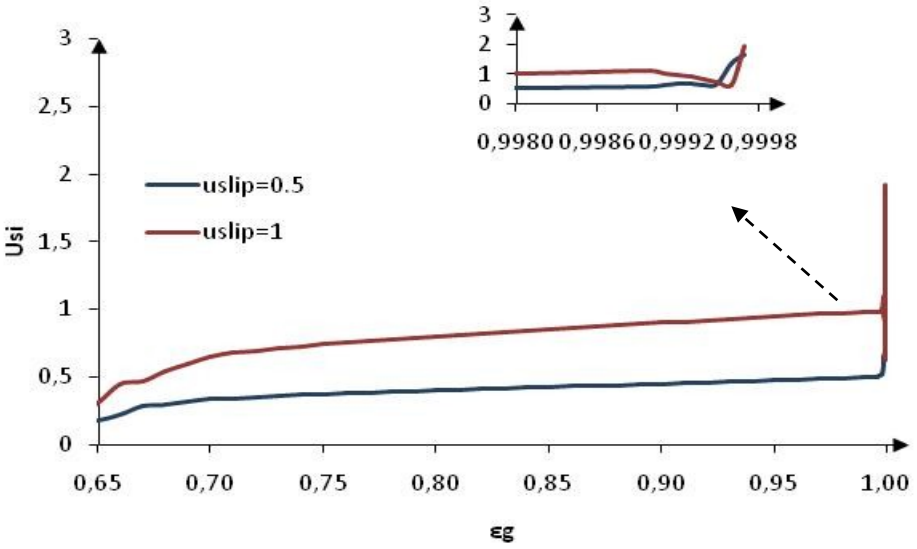
Φαινόμενη ταχύτητα ολίσθησης στη φάση αλληλεπίδρασης U_{si}

Η φαινόμενη ταχύτητα ολίσθησης στη φάση αλληλεπίδρασης U_{si} περιγράφει την ταχύτητα που αναπτύσσουν τα συμπλέγματα των σωματιδίων, όταν αλληλεπιδρούν με το ανερχόμενο ρεύμα του αέρα ως ενιαίες δομές. Η ταχύτητα αυτή αυξάνεται όσο αυξάνεται η ταχύτητα ολίσθησης u_{slip}. Επίσης, όσο πιο πολύ αυξάνεται το ε_g (δηλαδή όσο πιο πολύ προσεγγίζονται πιο αραιές περιοχές του διαγράμματος) τόσο πιο πολύ αυξάνεται και η ταχύτητα U_{si}. Αυτό συμβαίνει έως το πολύ αραιό άκρο, όπου η ταχύτητα ολίσθησης ελαττώνεται ελάχιστα και στη συνέχεια μεταβαίνει απότομα στη μέγιστη τιμή της για $\varepsilon_g=\varepsilon^*$, όπου τα συμπλέγματα των σωματιδίων παύουν να υπάρχουν. Η μέγιστη τιμή που λαμβάνει η U_{si} εξαρτάται επίσης αναλογικά από την ταχύτητα $u_{slip,}$ ενώ η απότομη μεταπήδηση της U_{si} από χαμηλές σε υψηλές τιμές στο αραιό άκρο φαίνεται πιο έντονα για χαμηλές ταχύτητες ολίσθησης u_{slip}.



Σχήμα 5.2.9 Γραφική απεικόνιση του U_{si} για όλες τις ταχύτητες ολίσθησης

Ενδιαφέρον παρουσιάζει το γεγονός ότι στις πολύ πυκνές περιοχές η ταχύτητα ολίσθησης λαμβάνει χαμηλές τιμές. Αυτό ίσως να οφείλεται στο γεγονός ότι η σχέση του Subbarao που χρησιμοποιήθηκε για τη διάμετρο των συμπλεγμάτων προβλέπει την κατάρρευσή τους στο πολύ πυκνό άκρο και επομένως τα σωματίδια σε αυτήν την περιοχή αν και είναι πολύ κοντά το ένα με το άλλο, δεν συμμετέχουν πλέον στο σχηματισμό των συμπλεγμάτων. Έτσι η ταχύτητα ολίσθησης είναι λογικό να παρουσιάζει σε αυτήν την περιοχή χαμηλές τιμές.



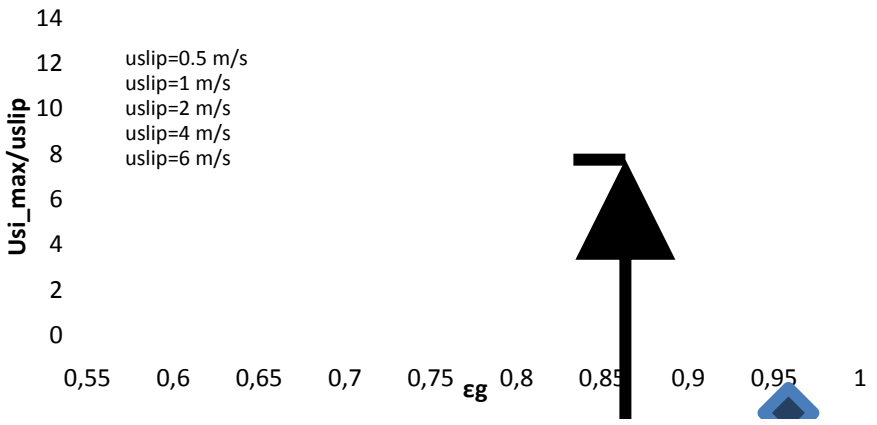
Σχήμα 5.2.10 Γραφική απεικόνιση του U_{si} για όλες τις ταχύτητες ολίσθησης

<u>Μέγιστη ταχύτητα ολίσθησης στη φάση αλληλεπίδρασης U_{si_max}</u>

Η μέγιστη ταχύτητα ολίσθησης της φάσης αλληλεπίδρασης, η οποία υπολογίζεται από τη σχέση 3.21, εκτός του ότι θέτει ένα άνω όριο για τις τιμές της ταχύτητας U_{si} έτσι ώστε να προκύπτουν λογικά αποτελέσματα επίλυσης του μοντέλου, μπορεί επίσης να οδηγήσει και σε σημαντικά συμπεράσματα αναφορικά με τον σχηματισμό των συμπλεγμάτων των σωματιδίων. Επομένως, για υψηλές ταχύτητες της U_{si_max}, ευνοείται ο σχηματισμός των συσσωματωμάτων, καθώς αυτά μπορούν να αναπτύσσουν υψηλότερες ταχύτητες σε σχέση με τον αέρα, ενώ για μικρότερες τιμές της ταχύτητας U_{si_max} καθίσταται πιο δύσκολος ο σχηματισμός τους.

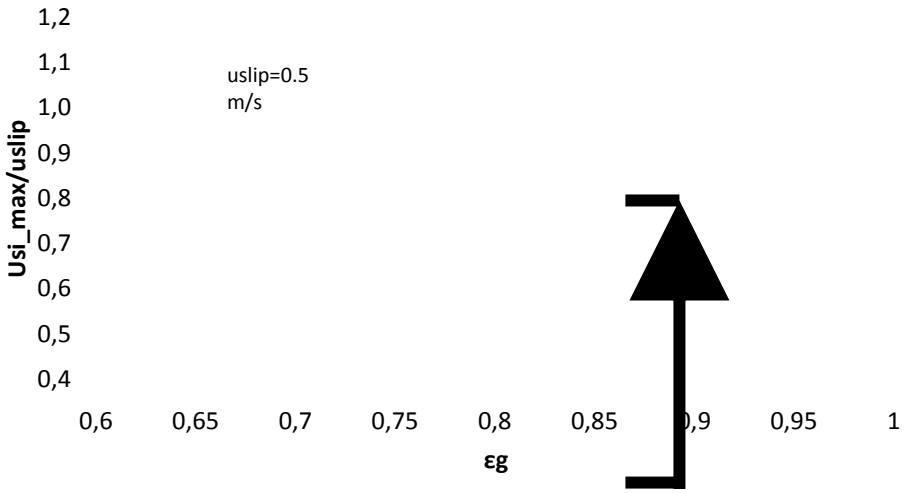
Το παρακάτω διάγραμμα το οποίο έχει προκύψει για στερεά σωματίδια τύπου Geldart B επιβεβαιώνει τα παραπάνω σχόλια αναφορικά με τον σχηματισμό των συμπλεγμάτων των σωματιδίων και την εξάρτησή τους από την ταχύτητα ολίσθησης u_{slip}. Πιο συγκεκριμένα, φαίνεται ότι για μεγάλες ταχύτητες ολίσθησης δεν ευνοείται ο σχηματισμός των συμπλεγμάτων. Για αυτό ακριβώς το λόγο υπάρχει δυσκολία επίλυσης του μοντέλου με οριακή περίπτωση για u_{slip}=6. Αντίθετα, για μικρές ταχύτητες ολίσθησης, τα φαινόμενα που αναπτύσσονται εντός της κλίνης ευνοούν τον

σχηματισμό των συμπλεγμάτων, τα οποία δεν παρουσιάζουν ιδιαίτερη αστάθεια εκτός από τα δύο άκρα, οπότε και καθίσταται εύκολη η επίλυση του μοντέλου.



Σχήμα 5.2.10 Γραφική απεικόνιση του U_{si_max} για σωματίδια τύπου Geldart B

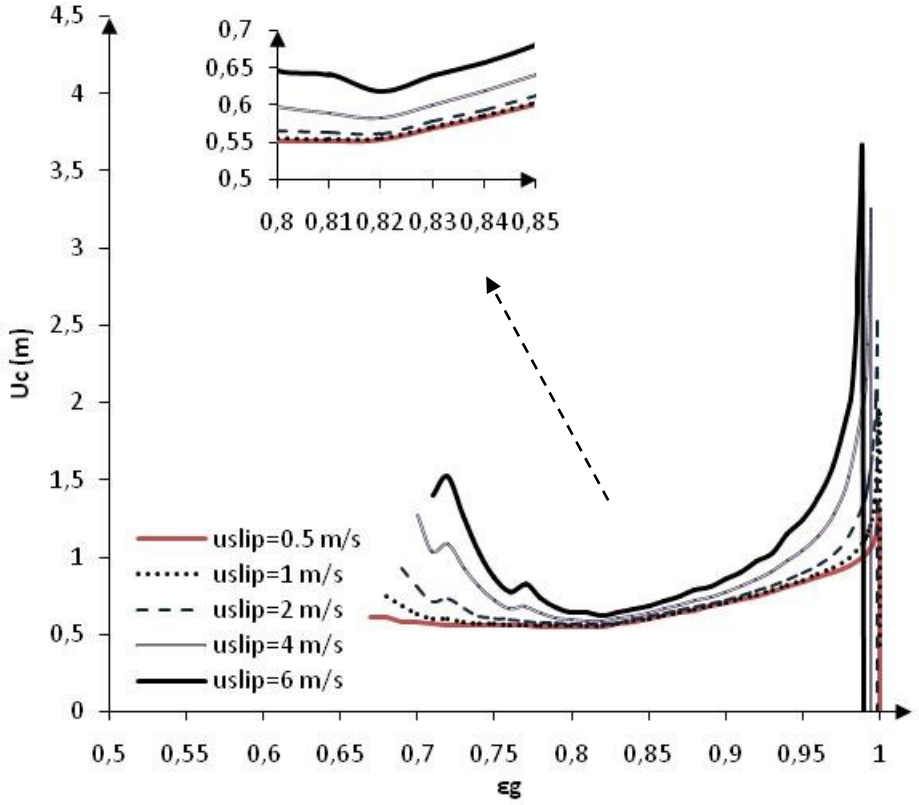
Από το σχήμα 5.2.11 μπορούν να εξαχθούν επίσης συμπεράσματα σχετικά με την ικανότητα των σωματιδίων τύπου Geldart A να σχηματίζουν συμπλέγματα σωματιδίων. Τα σωματίδια αυτού του τύπου παρουσιάζουν μικρότερες μέσες διαμέτρους σε σχέση με τα σωματίδια τύπου Geldart B. Από το συγκεκριμένο διάγραμμα επιβεβαιώνεται ότι μικρότερα σωματίδια δύνανται να σχηματίζουν συμπλέγματα μικρότερης διαμέτρου (αφού οι ταχύτητες U_{si} που μπορούν να αναπτύξουν είναι μικρότερες σε σύγκριση τις ταχύτητες που αναπτύσσουν τα σωματίδια τύπου Geldart B), ενώ η ικανότητα σχηματισμού των συμπλεγμάτων σε αυτήν την περίπτωση επηρεάζεται λιγότερο από την ταχύτητα ολίσθησης u_{slip}.



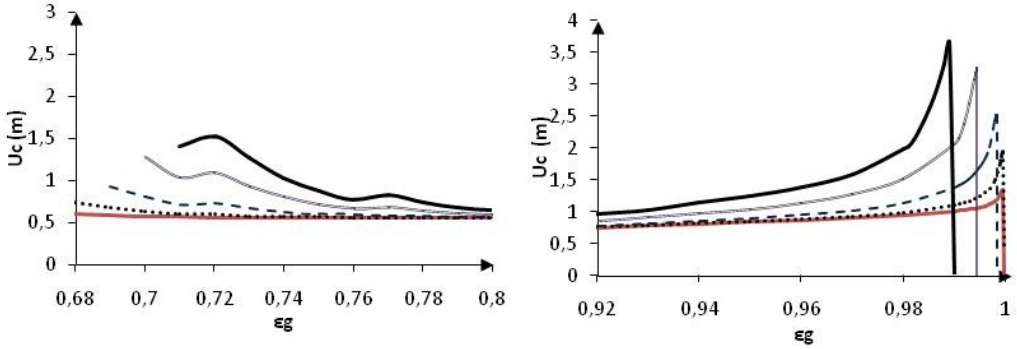
Σχήμα 5.2.11 Γραφική απεικόνιση του U_{si_max} για σωματίδια τύπου Geldart B

Ταχύτητα ρευστού στην αραιή U_f και στην πυκνή φάση U_c

Η ταχύτητα U_c αντιπροσωπεύει την ταχύτητα του αερίου που ρέει εντός της πυκνής φάσης. Στο συγκεκριμένο μοντέλο που επιλύθηκε, η παράμετρος αυτή μαζί με το κλάσμα όγκου της πυκνής φάσης *f* (volume fraction) επιλύθηκε ως ελεύθερη μεταβλητή. Οπότε οι τιμές που λαμβάνει η συγκεκριμένη παράμετρος συνδέονται άμεσα με τα σημεία στα οποία η ενέργεια που εναλλάσσεται μεταξύ στερεών σωματιδίων και αερίου γίνεται ελάχιστη.



Σχήμα 5.2.12 Ταχύτητα αερίου στην πυκνή φάση U_c για όλο το εύρος τιμών του ε_g

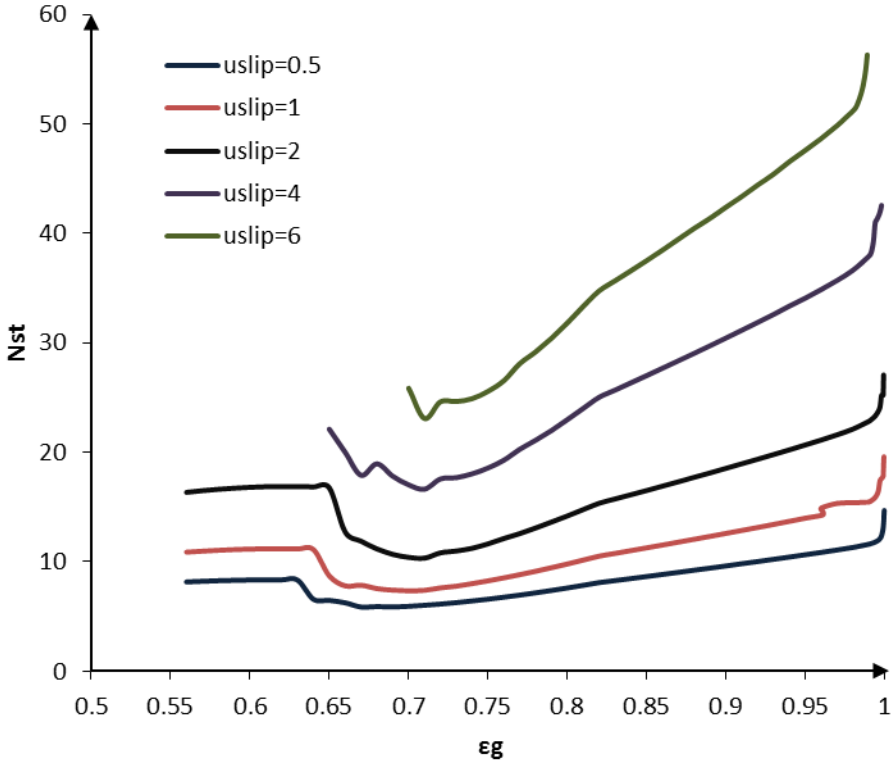


Σχήμα 5.2.13 Ταχύτητα U_c κοντά στο πολύ πυκνό και στο πολύ αραιό άκρο

Όπως φαίνεται από τα παραπάνω σχήματα η ταχύτητα U_c κοντά στο πολύ πυκνό και στο πολύ αραιό άκρο, παρουσιάζει αυξημένες τιμές. Αυτό οφείλεται στο γεγονός ότι τα συμπλέγματα των σωματιδίων στις περιοχές αυτές είναι πιο ασταθή, οπότε και το αέριο μπορεί να κινείται με μεγαλύτερες ταχύτητες. Αντίθετα κοντά στο σημείο καμπής η U_c παρουσιάζει την ελάχιστη τιμή της, καθώς στην περιοχή αυτή τα clusters αποτελούν πιο σταθερές δομές, οπότε και επιτρέπουν ελάχιστη διέλευση και κίνηση του αέρα στο εσωτερικό τους. Οριακό σημείο του διαγράμματος είναι το πολύ αραιό άκρο, όπου για $\varepsilon_g=\varepsilon^*$, τα συμπλέγματα παύουν να υπάρχουν, οπότε και η ταχύτητα του αέρα της πυκνής φάσης λαμβάνει την τιμή U_c=0 m/s, καθώς παύει πλέον να έχει φυσική σημασία.

Συναλλασσόμενη ενέργεια N_{st}

Μέσω της συνάρτησης N_{st} υπολογίζεται η ενέργεια που δαπανάται για την αιώρηση και μεταφορά των στερεών σωματιδίων. Η ενέργεια αυτή αποτελεί μία από τις βασικότατες παραμέτρους υπολογισμού του μοντέλου EMMS. Από φυσικής απόψεως μπορεί να σημειωθεί ότι τείνει να γίνει ελάχιστη όταν τα αιωρούμενα σωματίδια σχηματίζουν συμπλέγματα (clusters), οπότε και αλληλεπιδρούν λιγότερο με τον περιβάλλοντα αέρα. Όσο πιο πολύ αυξάνεται η διάμετρος των σχηματιζόμενων συμπλεγμάτων, τόσο πιο πολύ ελαχιστοποιείται η συναλλασσόμενη ανά μονάδα μάζας ενέργεια των στερεών σωματιδίων με το ρευστό μέσο.



Σχήμα 5.2.14 Αποτελέσματα της ενέργειας N_{st} για όλες τις φάσεις

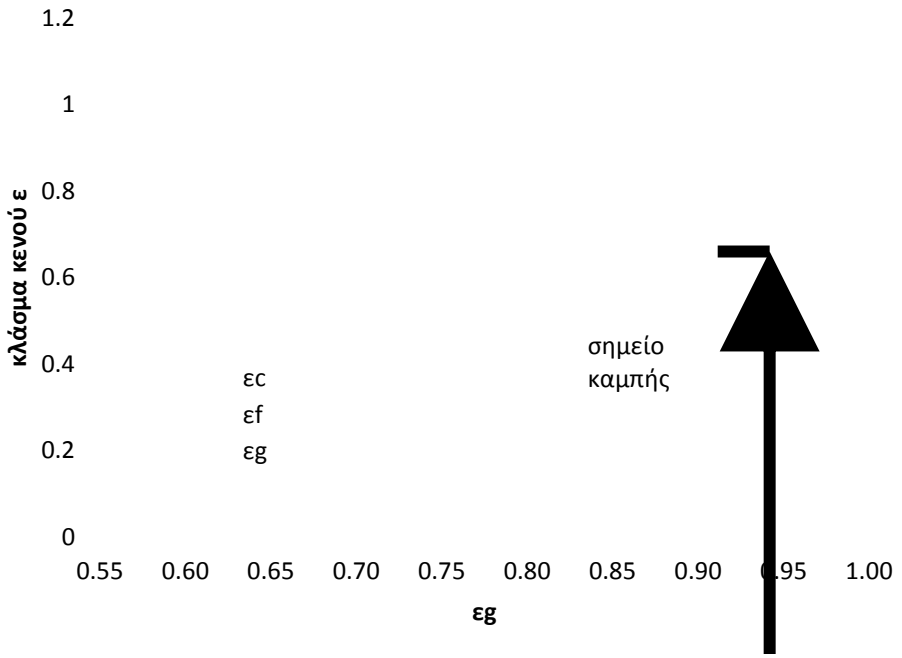
Η θεώρηση αυτή επιβεβαιώνεται από το παραπάνω διάγραμμα, το οποίο μας παρέχει αρκετές πληροφορίες σχετικά με το μηχανισμό δημιουργίας συμπλεγμάτων και την περιγραφή του από το μοντέλο EMMS. Κοντά στην πυκνή περιοχή (περίπου για ε_g=0.65 με 0.7) η ενέργεια Nst γίνεται ελάχιστη, καθώς στο σημείο αυτό τα σωματίδια σχηματίζουν συμπλέγματα με τη μέγιστη διάμετρο. Αντίθετα για πιο αραιές περιοχές η ενέργεια αυτή αυξάνεται καθώς τα σωματίδια συμμετέχουν όλο και λιγότερο στο σχηματισμό των συμπλεγμάτων. Η κλίση μάλιστα στης καμπύλης N_{st} αυξάνει για μεγαλύτερες ταχύτητες ολίσθησης, γεγονός που επιβεβαιώνει ότι για μεγάλα u_{slip} ευνοείται λιγότερο ο σχηματισμός των συμπλεγμάτων (επομένως και η ενέργεια που συναλλάσσεται αυξάνεται με πιο έντονο ρυθμό για πιο αραιές περιοχές).

Οριακά σημεία του διαγράμματος είναι το πολύ πυκνό και το πολύ αραιό άκρο. Στο πολύ αραιό άκρο τα συμπλέγματα παύουν να υπάρχουν για $\varepsilon_g=\varepsilon^*$, οπότε υπάρχει και μία απότομη αύξηση της ενέργειας. Η ενέργεια που συναλλάσσει το αέριο με το στερεό είναι αυξημένη καθώς πρακτικά αποτελεί το άθροισμα της συναλλασσόμενης ενέργειας κάθε σωματιδίου χωριστά. Αντίστοιχα στην πολύ πυκνή περιοχή τα συμπλέγματα δεν μπορούν πλέον να αυξηθούν περαιτέρω σε μέγεθος και διασπώνται. Η κατάρρευση αυτή των clusters συνοδεύεται στο διάγραμμα με μία απότομη αύξηση της ενέργειας και στο πυκνό άκρο.

Κλάσματα κενού στις επί μέρους φάσεις ε_c, ε_f, ε_g

Το παρακάτω διάγραμμα παρουσιάζει την διακύμανση των τιμών των τριών κλασμάτων κενού: του ε_f, το οποίο είναι το κλάσμα κενού της αραιής φάσης, του ε_c το οποίο είναι το κλάσμα κενού της πυκνής φάσης και του ε_g το οποίο είναι το κλάσμα κενού συνολικά του όγκου ελέγχου. Όπως φαίνεται συνολικά τα τρία κλάσματα κενού συμπίπτουν στην ίδια τιμή τόσο στο πολύ πυκνό όσο και στο πολύ αραιό άκρο, ενώ παρουσιάζουν διαφορετικές τιμές στις ενδιάμεσες περιοχές.

Όσον αφορά στο κλάσμα κενού της αραιής φάσης ε_f μπορεί να παρατηρηθεί ότι αυτό διατηρείται σε μία σταθερή τιμή για όλο σχεδόν το εύρος τιμών του ε_g. Η τιμή αυτή είναι ε_f=0.9997 και είναι ίση με την τιμή του $\varepsilon_{max.}$ Το παραπάνω αποτέλεσμα επιβεβαιώνεται τόσο από την εργασία των Naren et al. [60] , όσο και από την εργασία του Παπαφωτίου [42]. Για πολύ πυκνές περιοχές αυτές η τιμή του ε_f παύει να είναι σταθερή, λόγω της κατάρρευσης των συμπλεγμάτων. Για κάποια τιμή μάλιστα του ε_g (περίπου για ε_g=0.65) το ε_f αλλάζει απότομα και διαφοροποιείται από την σταθερή τιμή και αρχίζει να λαμβάνει τιμές κοντά στο κλάσμα κενού ε_g, έως το πολύ πυκνό άκρο όπου το ε_f γίνεται ίσο με το ε_g.



Σχήμα 5.2.15 Κλάσματα κενού των επί μέρους φάσεων

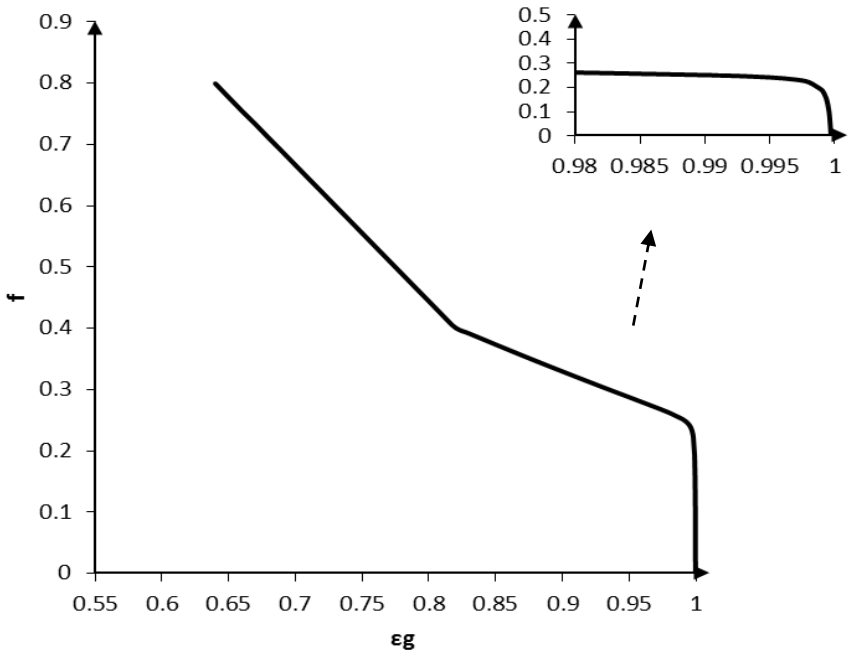
Όσον αφορά στο κλάσμα κενού της πυκνής φάσης ε_c, μπορεί να λεχθεί ότι λαμβάνει μία σταθερή τιμή ίση με ε_c=0.55 για την περιοχή του διαγράμματος $0.55<\varepsilon_g<0.82$. Στην περιοχή αυτή τα συμπλέγματα των σωματιδίων αυξάνονται μόνο σε διάμετρο, ενώ το ποσοστό του αερίου που διαρρέει στο εσωτερικό τους, άρα και η πυκνότητά τους διατηρείται σταθερή. Αντίθετα, για ε_g>0.82, το ε_c, αρχίζει να αυξάνεται., έως το πολύ αραιό άκρο όπου για ε_g>0.999 αρχίζει να λαμβάνει τιμές κοντά στο κλάσμα κενού ε_g. Η αύξηση του ε_c, για τις συγκεκριμένες περιοχές του διαγράμματος, επιβεβαιώνει ακριβώς όσο ειπώθηκαν για τα συμπλέγματα των σωματιδίων, ότι δηλαδή αυξάνονται όχι μόνο σε διάμετρο, αλλά και σε πυκνότητα όσο προσεγγίζεται το πολύ αραιό άκρο.

Κλάσμα όγκου της πυκνής φάσης *f* (volume fraction)

Το κλάσμα όγκου *f,* χρησιμοποιείται για την ποσοτικοποίηση της ετερογένειας εντός ενός υπολογιστικού κελιού, ή αλλιώς για τον υπολογισμό του ποσοστού που καταλαμβάνει η πυκνή φάση. Η συγκεκριμένη παράμετρος, όπως και η ταχύτητα της πυκνής φάσης U_c, χρησιμοποιήθηκε ως ελεύθερη παράμετρος κατά την επίλυση του μοντέλου EMMS. Επομένως οι τιμές που λαμβάνει, επηρεάζουν άμεσα τόσο την προκύπτουσες τιμές της διαμέτρου d_{cl} (όπως φαίνεται και από τη σχέση 4.1 που χρησιμοποιήθηκε κατά την επίλυση του μοντέλου), όσο και της τιμές της συνάρτησης ελαχιστοποίησης $N_{st.}$

Η μορφή της καμπύλης της παραμέτρου *f* συναρτήσει του κλάσματος κενού ε_g, η οποία αποτυπώνεται με τη βοήθεια του παρακάνω διαγράμματος, επιβεβαιώνει τα συμπεράσματα που εξάγαμε για τη διάμετρο των συσσωματωμάτων $d_{cl.}$ Κοντά στο

πολύ αραιό άκρο, το f ξεκινά από μία σχετικά υψηλή τιμή (f≈0.25), ενώ για $\varepsilon_g=\varepsilon^*$, στο σημείο δηλαδή κατάρρευσης των συμπλεγμάτων των σωματιδίων, λαμβάνει απότομα την τιμή f=0, η οποία αντιπροσωπεύει ακριβώς την απουσία ύπαρξης της πυκνής φάσης (ή αλλιώς του των συμπλεγμάτων) εντός του υπολογιστικού κελιού. Καθώς αυξάνει το ε_g μέχρι την τιμή ε_g<0.82 παρατηρείται αύξηση του f με κάποιο ρυθμό (ο οποίος μπορεί εύκολα να υπολογιστεί από την κλίση της καμπύλης του f), ενώ για ακόμα πιο πυκνές περιοχές του διαγράμματος, δηλαδή για ε_g>0.82 το f αυξάνεται με γρηγορότερο ρυθμό (η καμπύλη του f παρουσιάζει μεγαλύτερη κλίση). Η αυξημένη κλίση της καμπύλης του f για ε_g>0.82 επιβεβαιώνει ακριβώς, ότι για τις περιοχές του διαγράμματος κοντά στο πυκνό άκρο, η διάμετρος των συμπλεγμάτων των σωματιδίων αυξάνεται με ιδιαίτερα εντατικούς ρυθμούς, μέχρι το σημείο στο οποίο καθίστανται ασταθή και καταρρέουν.



Σχήμα 4.2.16 Αποτελέσματα του κλάσματος όγκου f για όλες τις φάσεις

Αξίζει τέλος να σημειωθεί ότι η μορφή της καμπύλης της παραμέτρου f, σε αντίθεση με τις υπόλοιπες παραμέτρους που αναλύθηκαν, είναι ανεξάρτητη της ταχύτητας ολίσθησης u_{slip}.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 6^{Ο}

ΠΑΡΕΜΒΟΛΗ ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΩΝ- ΠΡΟΣΩΜΟΙΩΣΗ ΣΥΓΚΕΚΡΙΜΕΝΗΣ ΜΟΝΑΔΑΣ

6.1) Παρεμβολή αποτελεσμάτων συντελεστή ετερογένειας H_d

Οι τιμές του συντελεστή ετερογένειας που προέκυψαν από την επίλυση του μοντέλου EMMS για συγκεκριμένα u_{slip},ε_g παρεμβλήθηκαν με τη βοήθεια πολυωνύμων, έτσι ώστε να καταστεί εφικτός ο υπολογισμός του H_d για οποιοδήποτε σετ τιμών (ε_g,u_{slip}). Το εργαλείο που χρησιμοποιήθηκε για την παρεμβολή των αποτελεσμάτων είναι το υπολογιστικό πακέτο Excel.

Για διευκόλυνση των υπολογισμών ορίστηκαν τρεις περιοχές ενδιαφέροντος:

Περιοχή Α: ε_g=[0.55, 0.82]

Περιοχή Β: ε_g=[0.83, 0.95]

Περιοχή C: ε_g=[0.96, ε^*],

όπου ε^* είναι το ε_g=ε_{max} και το οποίο εξαρτάται από την τιμή της u_{slip}

Τα πολυώνυμα που προέκυψαν, ακολουθούν την γενική μορφή:

$$Hd = \alpha_6\varepsilon_g^{\ 6}+\alpha_5\varepsilon_g^{\ 5}+\alpha_4\varepsilon_g^{\ 4}+\alpha_3\varepsilon_g^{\ 3} +\alpha_2\varepsilon_g^{\ 2} + \alpha_1\, \varepsilon g +\alpha_0 \qquad (6.1)$$

Τα συγκεκριμένα πολυώνυμα που προέκυψαν για κάθε σετ τιμών (ε_g,u_{slip}), καθώς και οι συντελεστές αυτών, βρίσκονται στο Παράρτημα της παρούσας εργασίας.

Όπως φαίνεται από τα αποτελέσματα που προέκυψαν, η διαδικασία της παρεμβολής πραγματοποιήθηκε για συγκεκριμένες τιμές της ταχύτητας ολίσθησης u_{slip}=0.5,1,2,4,6. Για εξεύρεση των τιμών του H_d σε ενδιάμεσες τιμές του u_{slip} χρησιμοποιείται γραμμική παρεμβολή μεταξύ γειτονικών ταχυτήτων ολίσθησης.

Δηλαδή χρησιμοποιείται η γενική σχέση:

$$H_d(u_{slip}) = (1-x)H_d(u_{slip}^{\ +}) + xH_d(u_{slip}^{\ -}) \qquad (6.2)$$

όπου

$$x = \frac{u_{slip}^{\ +} - u_{slip}}{u_{slip}^{\ +} - u_{slip}^{\ -}} \qquad (6.3)$$

6.2) Προσομοίωση συγκεκριμένης μονάδας

Τα πολυώνυμα που προέκυψαν από την παρεμβολή των αποτελεσμάτων για τον συντελεστή ετερογένειας H_d, εισήχθησαν με τη βοήθεια κατάλληλου κώδικα (UDF-User Defined Function) γλώσσας προγραμματισμού C, στο πρόγραμμα μοντελοποίησης ANSYS Fluent. Το συγκεκριμένο πρόγραμμα επιλέχθηκε να μοντελοποιήσει τα ρευστοδυναμικά χαρακτηριστικά της συγκεκριμένης μονάδας των 1.2 MWth. Παράλληλα, επιλέχθηκε να τρέξει και το συμβατικό μοντέλο του Gidaspow για καλύτερη σύγκριση των αποτελεσμάτων.
Το συμβατικό μοντέλο υπερεκτιμά τη δύναμη οπισθέλκουσας F_D που δέχονται τα σωματίδια με αποτέλεσμα να μην προσομοιώνεται πλήρως η ροή καθώς τα σωματίδια φαίνεται ότι εξέρχονται εκτός της κλίνης. Αντίθετα, το μοντέλο EMMS, υποεκτιμά τη δύναμη οπισθέλκουσας σε σχέση με το συμβατικό μοντέλο, οπότε αναμένεται κατά την μοντελοποίηση να συγκεντρώνεται περισσότερη μάζα των στερεών σωματιδίων εντός του λέβητα.

Η μοντελοποίηση της ροής που πραγματοποιήθηκε τρισδιάστατα και με τη παραδοχή ότι δεν υπάρχουν μόνιμες συνθήκες, λόγω του τρισδιάστατου χρονικά μη σταθερού χαρακτήρα που παρουσιάζει η ροή.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 7^{ο}

ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ – ΜΕΛΛΟΝΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ

7.1) Συμπεράσματα

Στην παρούσα εργασία έγινε μία προσπάθεια να προσομοιωθεί η διφασική ροή σωματιδίων τύπου Geldart B σε αγωγό ρευστοποιημένης κλίνης ανακυκλοφορίας διαμέτρου (~0.07m), με τη βοήθεια του μοντέλου EMMS. Μία τέτοιου είδους ανάλυση κρίθηκε ότι ήταν ιδιαίτερα σημαντική, καθώς στη διεθνή βιβλιογραφία έχει μελετηθεί εκτεταμένα κυρίως η ροή σωματιδίων τύπου Geldart A (τα οποία έχουν μικρότερη μέση διάμετρο, οπότε και μπορεί να μελετηθεί πιο εύκολα η ροή τους), ενώ σωματίδια τύπου Geldart B έχουν προσομοιωθεί κυρίως σε αγωγούς μεγαλύτερων διαμέτρων (~0.1m). Στην εργασία των Nikolopoulos, Papafotiou et al διεξήχθη ανάλογή ανάλυση για σωματίδια τύπου Geldart B για τη συγκεκριμένη μονάδα που εξετάζεται και με βάση αυτήν την ανάλυση, αλλά και με τη βοήθεια της διεθνούς βιβλιογραφίας έγινε μία προσπάθεια για αναδιατύπωση του μοντέλου EMMS και βελτιστοποίηση των αποτελεσμάτων.

Η προσομοίωση πραγματοποιήθηκε με τη βοήθεια του προγράμματος υπολογιστικής ρευστομηχανικής Fluent μέσα στο οποίο ενσωματώθηκαν διάφορα πολυώνυμα παρεμβολής για τον συντελεστή ετερογένειας H_d. Τα πολυώνυμα αυτά προέκυψαν από την επίλυση του μοντέλου EMMS, η διατύπωση του οποίου αποτέλεσε και το επίκεντρο ενδιαφέροντος της παρούσας εργασίας. Το μοντέλο αυτό επιλύθηκε με τη βοήθεια κώδικα γλώσσας προγραμματισμού FORTRAN, ο οποίος εξάγει τα ίδια αποτελέσματα με ένα αντίστοιχο πρόγραμμα γραμμικού προγραμματισμού (όπως για παράδειγμα το GAMS, το οποίο έχει χρησιμοποιηθεί και από άλλες μελέτες) ενώ ταυτόχρονα συνδυάζει διάφορα πλεονεκτήματα. Ανάμεσα σε αυτά αναφέρονται η καλύτερη εποπτεία των προς επίλυση εξισώσεων και τον εξαγόμενων αποτελεσμάτων με τη συγκεκριμένη δομή που περιέχει ο κώδικας, τα οποία τον καθιστούν ιδιαίτερα εύχρηστο για την μετέπειτα επίλυση του μοντέλου EMMS και από άλλους μελετητές.

Η χρήση πιο αποτελεσματικού εργαλείου επίλυσης του μοντέλου αποτέλεσε το πρώτο στάδιο ενδιαφέροντος, καθώς στη συνέχεια έγινε μία εκτεταμένη έρευνα γύρω από τη σωστότερη διατύπωση του ίδιου του μοντέλου EMMS, αναφορικά πάντα με συγκεκριμένη μονάδα λειτουργίας. Το μοντέλο EMMS αποτελείται από ένα σύνολο αναλυτικών εξισώσεων, ενώ συμπληρώνεται και από εμπειρικούς και ημιεμπειρικούς συσχετισμούς, καθώς και από ένα σύνολο περιορισμών. Η σωστή εκλογή των εμπειρικών συσχετισμών που περιγράφουν καταλληλότερα την υδροδυναμική του προβλήματος αποτέλεσε ένα από τα βασικά θέματα της παρούσας εργασίας.

Πιο συγκεκριμένα, η σωστή εκλογή σχέσεως που προβλέπει το μέγεθος των σχηματιζόμενων συμπλεγμάτων των σωματιδίων (clusters) αποτέλεσε ένα από τα καίρια ζητήματα, καθώς μέσω αυτής επηρεάζεται άμεσα η ορθότητα των αποτελεσμάτων και η ταχύτητα επίλυσης του μοντέλου. Μέσα από εκτεταμένη

έρευνα αποδείχθηκε ότι αν επιλεγεί ο κατάλληλος συσχετισμός, τότε ο συντελεστής ετερογένειας H_d μπορεί να είναι συνάρτηση μόνο δύο παραμέτρων, της ταχύτητας ολίσθησης u_{slip} και του κλάσματος κενού ε_g. Αυτό είναι ένα επιθυμητό αποτέλεσμα, καθώς η επίλυση του μοντέλου και προσομοίωση των αποτελεσμάτων επιτυγχάνεται πιο εύκολα. Σε αντίθετη περίπτωση, μπορεί να επιλεγεί συσχετισμός ο οποίος θα έχει ως άμεσο αποτέλεσμα ο συντελεστής ετερογένειας να εξαρτάται από περισσότερες από δύο παραμέτρους, οπότε και να καθίσταται πιο αργή και δύσκολη η επίλυση του μοντέλου.

Επομένως, ύστερα από παραμετρική διερεύνηση και επίλυση του μοντέλου υπό τη χρήση διαφορετικών σχέσεων για το d_{cl} επιλέχθηκε ως καταλληλότερη η σχέση του Subbarao, λόγω των σαφέστατων πλεονεκτημάτων που παρουσίασε σε σύγκριση με τους άλλους συσχετισμούς. Ενδεικτικά αναφέρεται, ότι η συγκεκριμένη σχέση λαμβάνει υπόψη της και θέτει ως γεωμετρικό περιορισμό τη διάμετρο του αγωγού ανόδου ώστε τα συμπλέγματα που προκύπτουν να έχουν ρεαλιστικές τιμές, ενώ παράλληλα σέβεται από φυσικής πλευράς το πρόβλημα και προβλέπει την κατάρρευση των συμπλεγμάτων. Επιπρόσθετα, ο συντελεστής ετερογένειας H_d που προκύπτει με τη χρήση της συγκεκριμένης σχέσης εξαρτάται μόνο από δύο παραμέτρους. Η υπεροχή της έναντι των άλλων σχέσεων ως προς την καλύτερη πρόβλεψη της συμπεριφοράς των συμπλεγμάτων των σωματιδίων τύπου Geldart B επαληθεύτηκε όχι μόνο από τα αποτελέσματα του ίδιου του EMMS, αλλά και από την βελτίωση των αποτελεσμάτων της προσομοίωσης της μονάδας.

Ένα άλλο σημαντικό ζήτημα της παρούσας εργασίας αποτέλεσε επίσης η σωστή χρήση των περιορισμών που επιβάλλει η γεωμετρία και η ρευστοδυναμική του προβλήματος. Οι τελικοί περιορισμοί που χρησιμοποιήθηκαν στην επίλυση του μοντέλου συλλέχθηκαν σε κάποιο βαθμό από τη βιβλιογραφία, αλλά και επαναδιατυπώθηκαν και επαληθεύτηκαν για την ορθότητά τους ύστερα από διάφορες επιλύσεις του μοντέλου EMMS με τη βοήθεια του υπολογιστικού κώδικα. Οι περιορισμοί που οδηγούσαν σε ορθότερα αποτελέσματα από φυσικής απόψεως χρησιμοποιήθηκαν τελικά στην εργασία.

Τα τελικά αποτελέσματα για τις επί μέρους παραμέτρους, απεικονίστηκαν με τη βοήθεια διαγραμμάτων και συγκρίθηκαν σε σχέση με πρότερες μελέτες. Όπως διαπιστώθηκε, κατά το μεγαλύτερο μέρος ήρθαν σε συμφωνία με τα αποτελέσματα των Papafotiou, Nikolopoulos et al., καθώς και με τους Wang et al.

7.2) Προτεινόμενη Μελλοντική Έρευνα

Το πεδίο έρευνας σε σχέση με την σωστή εφαρμογή του μοντέλου EMMS στην προσομοίωση της ροής ρευστοποιημένης κλίνης ανακυκλοφορίας δεν έχει διερευνηθεί στο έπακρο. Υπάρχουν πολλά ζητήματα που μπορούν ακόμα να εξεταστούν.

Αρχικά, κρίνεται απαραίτητο να εφαρμοστεί μία σχέση για το κλάσμα κενού της πυκνής φάσης ε_c η οποία να μην βασίζεται σε εμπειρικούς, αλλά σε αναλυτικούς συσχετισμούς. Μπορεί επίσης, το κλάσμα κενού ε_c να χρησιμοποιηθεί ως ελεύθερη μεταβλητή, όπως χρησιμοποιήθηκαν το f και το U_c στην παρούσα εργασία. Μία τέτοια προσπάθεια για αποδέσμευση του ε_c, αν και επιχειρήθηκε δεν οδήγησε σε ορθά αποτελέσματα, ενώ παράλληλα αύξησε σημαντικά και το χρόνο εκτέλεσης του προβλήματος. Η χρήση κατάλληλων περιορισμών και κατάλληλου υπολογιστικού κώδικα ενδέχεται να οδηγήσει στην αποδέσμευση του ε_c.

Επίσης, μπορεί να χρησιμοποιηθεί ένας συσχετισμός για τη διάμετρο των σωματιδίων η οποία να μην βασίζεται επίσης σε εμπειρικούς, αλλά σε αναλυτικούς συσχετισμούς.

Τέλος, κρίνεται απαραίτητο να εφαρμοστεί το παρόν προτεινόμενο μοντέλο και σε άλλες μονάδες ρευστοποιημένης κλίνης ανακυκλοφορίας, υπό διαφορετικές συνθήκες λειτουργίας. Διαφορετικά, είναι αρκετά σημαντικό να βρεθεί ένα μοντέλο το οποίο να μην εξαρτάται από τις ιδιότητες των σωματιδίων και του ρευστού, ούτε από τη γεωμετρία της μονάδας.

ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ (REFERENCES)

[1] John R. Grace and Franco Berruti, "Introduction and Overview'', The Canadian Journal of Chemical Engineering'', vol.73 pp. 577-578.1995

[2] Junwu Wang, Wei Ge, Jinghai Li, "Eulerian simulation of heterogeneous gas-solid flows in CFB risers: EMMS-based sub-grid scale model with a revised cluster description'', Chemical Engineering Science, vol. 63, pp. 1553-1571.2008.

[3] Κ. Τριανταφυλλίδης, "Στοιχεία Χημικών Διεργασιών'', σελ. 194-234

[4] Claus Hübbe Ibsen, "An Experimental and Computational Study of Gas-Particle Flow in Circulating Fluidized Reactors", Aalborg University Esbjerg. 2002.

[5] Kunii, D. and Levenspiel, O., "Fluidization Engineering". 1969.

[6] Lawrence J. Shadle, J. Christopher Ludlow, Josheph S. Mei, and Christopher Guenther, ''Circulating Fluid-Bed Technology for Advanced Power Systems'', National Energy Technology Laboratory,

[7] F. Berruti, J. Chaouki, L. Godfroy, T.S. Pugsley and G.S. Patience, "Hydrodynamics of Circulating Fluidized Bed Risers: A Review'', The Canadian Journal Of Chemical Engineering, vol. 73, pp.579-601.1994.

[8] Nan Zhang, Bona Lu, Wei Wang, Jinghai Li, "Virtual experimentation through 3D full-loop simulation of a circulating fluidized bed'', Particuology, vol. 6, pp.529-539.2008.

[9] John R. Grace and Hsiaotao Bi, "Handbook of Fluidization and Fluid-Particle Systems'', Chapter 19: Circulating Fluidized Beds.2003.

[10] Kakaras E., Grammelis P., Panopoulos K., Nikolopoulos A., "CFB applications in the coal sector- The experience with the Greek lignite'', 13 March 2009, Athens, Greece

[11] Ε. Κακαράς, Σ. Καρέλλας, Π. Βουρλιώτης, Δ. Γιαννακόπουλος, Χ. Χατζηλάου, Αντιρρυπαντική τεχνολογία θερμικών σταθμών, Σημειώσεις-Παρουσιάσεις του μαθήματος, 2011

[12] S. Benzarti, H. Mhiri, and H. Bournot, "Drag models for Simulation Gas-Solid Flow in the Bubbling Fluidized Bed of FCC Particles'', World Academy of Science, Engineering and Technology, vol. 61, pp.1138-1143.2012

[13] Basu P., "Combustion of coal in circulating fluidized-bed boilers: a review''. Chemical Engineering Science, vol.54, num. 22, pp. 5547-5557.1999.

[14] Wen-Ching Wang, "Handbook of Fluidization and Fluid-particle systems''.2003.

[15] Charitos A., Hawthorne C., Bidwe A.R., Korovesis L., Schuster A., and Scheffknecht G., "Hydrodynamic analysis of a 10 kWth calcium looping dual fluidized bed for post combustion CO2 capture'', Powder Technology, vol. 200, pp.117-127.2010.

[16] Nikolopoulos A., "Hydrodynamic study and design of solid circulation devices and configurations for dual fluidized bed system for CO2 capture", Diploma thesis Nr. 2816, University of Stuttgart.2006.

[17] C.C. Dean, J. Blamey, N.H. Florin, M.J. Al-Jaboori, P.S. Fennell, "The calcium looping cycle for CO_2 capture from power generation, cement manufacture and hydrogen production'', Chemical Engineering Research and Design, vol. 89, pp.836-855.2011.

[18] Romeo LM, Abanades JC, Escosa JM, Pańo J, Giménez A, Sánchez-Biezma A, Ballesteros JC, "Oxyfuel carbonation/ calcination cycle for low cost CO_2 capture in existing power plants'', Ener. Conv., Manag., pp. 2809-2814.2008.

[19] Hawthorne C., Charitos A., Perez-Pulido C.A., Bing Z., Scheffknecht G., "Design of a dual Fluidized bed system for the post-combustion removal of CO_2 using CaO. Part I: CFB carbonator reactor model'', 9th International Conference on Circulating Fluidized Beds.2008.

[20] Jinghai Li, Congli Cheng, Zhongdong Zhang, Jie Yuan, Anton Nemet, Franz N. Fett, " The EMMS model – its application, development and updated concepts'', Chemical Engineering Science, vol. 54, pp. 5409-5425.1999.

[21] Neri A., Gidaspow D., "Riser hydrodynamics: simulation using kinetic theory. ALChe Journal, vol. 46, pp. 52-67.2000.

[22] Yang N., Wang W., Ge W., Li J., "CFB simulation of concurrent-up gas-solid flow in circulating fluidized beds with structure-dependent drag coefficient'', Chemical Engineering Journal, vol.96, pp. 71-80.2003b.

[23] Jiradilok V., Gidaspow D., Damronglerd S., Koves W.J., Mostofi R.,"Kineric theory based CFD simulation of turbulent fluidization of FCC particles in a riser'', Chemical Engineering Science, vol. 61, pp. 5544-5559.2006

[24] Gidaspow D., "Multiphase Flow and Fluidization: Continuum and Kinetic Theory Descriptions'', Academic Press.1994.

[25] Matsen J.M., "Mechanics of chocking and entrainment'', Powder Technology, vol. 32, pp. 22-33.1982.

[26] Li J., Kwauk M., "Particle-Fluid Two-Phase Flow: The Energy-Minimization Multi-Scale Method'', Metallurgical Industry Press.1994

[27] Gibilaro L.G., Di Felice R., Waldram P.U., "Generalized friction factor and drag coefficient correlations for fluid-particle interactions'', Chemical Engineering Science, vol. 40, pp. 1817-1823.1985.

[28] Geldart D., "Types of gas fluidization'', Powder technology, vol. 7 (5), pp. 285–292.1973.

[29]Ανακτήθηκε μέσω Internet: Robert P. Hesketh, ''Fluidization'', http://users.rowan.edu/~hesketh/0906-309/Laboratories/Fluidized%20Bed%20flow%20regimes%20rev1.pdf

[30]Ανακτήθηκε μέσω Internet: http://twophasefluidizedbed.blogspot.gr/2009/06/2-phase-fluidized-bed.html

[31] K. Suksankraisorn, S. Patumsawad and B. Fungtammasan, "Prediction of Minimum Fluidisation Velocity from Correlations: An Observation'', pp. 145-154.2001.

[32] Paulo Douglas S. de Vasconcelos and Andre L. Amarante Mesquita, "Minimum and Full Fluidization Velocity for Alumina Used in the Aluminum Smelter".2011.

*[33] Ανακτήθηκε μέσω Internet: N. Fueyo and C. Dopazo, "Fluidization fundamentals'',*http://www.unizar.es/dopazo/PUBS/Refereed%20Journals%20CD/28PresFluidiBedComb.pdf

[34] Ron Darby, "Chemical Engineering Fluid Mechanics, Second Edition, Revised And Expanded".2001.

[35] Wen, C. Y., Yu, Y.H., "Mechanics of fluidization'', Chemical Engineering Progress Symposium Series, vol.62, pp. 100–111.1966.

[36] Milinkumar T. Shah, Ranjeet P. Utikar, Moses O. Tade, Vishnu K. Pareek, Goeffrey M. Evans, "Simulation of gas-solid flows in riser using energy minimization multiscale model: Effect of cluster diameter correlation'', Chemical Engineering Science, vol. 66, pp. 3291-3300.2011.

[37] A.T. Harris, J.F. Davidson, R.B. Thorpe, "The prediction of particle cluster properties in the near wall region of a vertical riser'', Powder Technology, vol. 127, pp. 128-143.2002

[38] Chen J.C., "Experiments that address phenomenological issues in fast fluidization'', Chemical Engineering Science, vol. 54, issue 22, pp.5529-5539. 1999

[39] P.R. Naren , A. M. Lali, V.V Ranade, "Evaluating EMMS Model For Simulating High Solid Flux Risers'', Chemical Engineering Research and Design, vol.85, pp. 1188-1202.2007.

[40] Franco Berruti, Nicolas Kalogerakis, "Modeling the internal flow structure of circulating fluidized beds'', The Canadian Journal Of Chemical Engineering, vol. 67, pp. 1010-1014.2009.

[41] Al-Dahhan, Muthanna, "Flow Mapping In a Gas-Solid Riser via Computer Automated Radioactive Particle Tracking (CARPT) '', Department of Chemical Engineering, Final Report, pp.1-257.2005

[42] Παπαφωτίου Δ., "Ανάπτυξη και εφαρμογή μοντέλου EMMS για τη μελέτη της υδροδυναμικής πυκνών διφασικών ροών των ρευστοποιημένων κλινών, μεταπτυχιακή εργασία στο Διατμηματικό Πρόγραμμα Μεταπτυχιακών Σπουδών «Παραγωγή και Διαχείριση Ενέργειας» στο Ε.Μ.Π..2009.

[43] Ning Yang, Wei Wang, Wei Ge and Jinghai Li, "Choosing structure-dependent drag coefficient in Modeling gas-solid two-phase flow'', China Particuology, vol.1, No.1, pp.38-41.2003.

[44] Junwu Wang, Wei Ge, Jinghai Li, "Eulerian simulation of heterogeneous gas-solid flows in CFB risers: EMMS-based sub-grid scale model with a revised cluster description'', Chemical Engineering Science, vol. 63, pp. 349-358.2008.

[45] Duvvuri Subbarao, "A model for cluster size in risers'', Powder Technology, vol. 199, pp.48-54.2010.

[46] Kun Hong, Wei Wang, Quan Zhou, Junwu Wang, Jinghai Li, "An EMMS-based multi-fluid model (EFM) for heterogeneous gas-solid riser flows: Part I. Formulation of structure-dependent conservation equations'', Chemical Engineering Science, vol.75, pp.376-389.2012.

[47] Wei Wang, Jinghai Li, "Simulation of gas-solid two-phase flow by a multi-scale CFD approach- Extension of the EMMS model to the sub-grid level'', Chemical Engineering Science,pp.208-231.2007.

[48] De Wilde J.,"Reformulating and quantifying the generalized added mass in filtered gas-solid flows models''. Physics of Fluids, vol. 17, num. 11, pp.113-304. 2005.

[49] Soong, C.H., Tuzla, K., Chen, J.C., "Experimental determination of cluster size and velocity in circulating fluidized bed'', Fluidization VIII. Engineering Foundation, pp.219–227.1995.

[50] Soong, C.H., Tuzla, K., Chen, J.C., "Identification of particle clusters in circulating fluidized bed", Circulating Fluidized Bed Technology, vol. IV. A.I.Ch.E., pp. 615–620. 1994.

[51] A. Nikolopoulos, D. Papafotiou, N. Nikolopoulos, P. Grammelis, E. Kakaras, "An advanced EMMS scheme for the prediction of drag coefficient under a 1.2MWth

CFBC isothermal flow- Part I: Numerical formulation'', Chemical Engineering Science, vol. 65, pp. 4089-4099.2010.

[52] Gu W.K., Chen J.C., "A model for solid concentration in circulating fluidized beds'', Fluidization IX. Engineering Foundation, pp. 501-508.1998.

[53] Tuzla K., Sharma A.K., Chen J.C., Schiewe T., Wirth K.E., Molerus O., "Transient dynamics of solid concentration in downer fluidized bed'', Powder Technology, vol. 100, num. 2, pp. 166–172.1998.

[54] Sharma, A.K., Tuzla, K., Matsen, J., Chen J.C., "Parametric effects of particle size and gas velocity on cluster characteristics in fast fluidized beds'', Powder Technology, vol. 111, num. 1, pp. 114-122.2000.

[55] Liu X., "Aggregation and lateral transfer behaviour of particles in gas–solid fluidized beds''. Ph.D. Thesis, Institute of Process Engineering, Chinese Academy of Science.2005.

[56] Manyele, S.V., Parssinen, J.H., Zhu, J.X., "Characterizing particle aggregates in a high-density and high-flux CFB riser'', Chemical Engineering Journal, vol. 88, num. 1, pp. 151–161.2002.

[57] Yan A., Manyele S.V., Parssinen J.H., Zhu J.X., "The interdependence of micro and macro flow structures under a high-flux flow'', In: Proceedings of the Seventh International Circulating Fluidized Beds Conference. Canadian Society for Chemical Engineering, pp. 357–364.2002.

[58] Junwu Wang, Quan Zhou, Kun Hong, Wei Wang, Jinghai Li, "An EMMS-based multi-fluid model (EFM) for heterogeneous gas-solid riser flows: Part II. An alternative formulation from dominant mechanisms'', Chemical Engineering Science 75, pp.349-358.2012

[59] Nan Zhang, Bona Lu, Wei Wang, Jinghai Li, " Virtual experimentation through 3D full-loop simulation of a circulating fluidized bed'', Particuology, vol.6, pp.529-539.2008.

[60] P.R. Naren, A. M. Lali, and V.V Ranade, "Evaluating EMMS Model For Simulating High Solid Flux Risers'', Chemical Engineering Research and Design, vol.85, pp.1188-1201.2007.

ΟΡΟΛΟΓΙΑ (NOMENCLATURE)

Σύμβολο (Symbol)	Ποσότητα (Quantity)
α_c	αδρανειακός όρος για τα σωματίδια της πυκνής φάσης (m/sec^2)
α_f	αδρανειακός όρος για τα σωματίδια της αραιής φάσης (m/sec^2)
α_i	αδρανειακός όρος του συμπλέγματος των σωματιδίων (m/sec^2)
Ar	αριθμός του Αρχιμήδη (-)
C_D	συνολικός συντελεστής οπισθέλκουσας (-)
C_{Dc}	συντελεστής οπισθέλκουσας σωματιδίου στην πυκνή φάση (-)
C_{Df}	συντελεστής οπισθέλκουσας σωματιδίου στην αραιή φάση (-)
C_{Di}	συντελεστής οπισθέλκουσας στην ενδιάμεση φάση (-)
d_{cl}	διάμετρος συμπλέγματος σωματιδίων, (m)
d_p	διάμετρος σωματιδίου (m)
F_D	οπισθέλκουσα δύναμη (Nt)
f	κλάσμα όγκου (m^3 πυκνής φάσης/m^3 όγκου ελέγχου)
g	επιτάχυνση της βαρύτητας (m/sec^2)
H_d	συντελεστής ετερογένειας (-)
Re_{emf}	αριθμός Reynolds για συνθήκες έναρξης ρευστοποίησης (-)
Re_f	αριθμός Reynolds σωματιδίου στην αραιή φάση (-)
Re_c	αριθμός Reynolds σωματιδίου στην πυκνή φάση (-)
Re_i	αριθμός Reynolds των συμπλεγμάτων σωματιδίων (-)
U_o	φαινόμενη ταχύτητα του αερίου εντός της κλίνης (m/sec)
U_c	φαινόμενη ταχύτητα του αερίου στην πυκνής φάση (m/sec)
u_c	πραγματική ταχύτητα του αερίου στην πυκνή φάση (m/sec)
U_f	φαινόμενη ταχύτητα του αερίου στην αραιή φάση (m/sec)
u_f	πραγματική ταχύτητα του αερίου στην αραιή φάση (m/sec)
U_g	πραγματική ταχύτητα του αερίου εντός του όγκου ελέγχου (m/sec)
u_{slip}	πραγματική ταχύτητα ολίσθησης του όγκου έλεγχου (m/sec)
U_{mf}	ταχύτητα έναρξης ρευστοποίησης (m/sec)
U_{pc}	φαινόμενη ταχύτητα των σωματιδίων στην πυκνή φάση (m/sec)
u_{pc}	πραγματική ταχύτητα των σωματιδίων στην πυκνή φάση (m/sec)
U_{pf}	φαινόμενη ταχύτητα των σωματιδίων στην αραιή φάση (m/sec)
u_{pf}	πραγματική ταχύτητα των σωματιδίων στην αραιή φάση (m/sec)
U_s	πραγματική ταχύτητα των σωματιδίων στην του όγκου ελέγχου (m/sec)
U_{sc}	φαινόμενη ταχύτητα ολίσθησης στην πυκνή φάση (m/sec)
u_{sc}	πραγματική ταχύτητα ολίσθησης στην πυκνή φάση (m/sec)
U_{sf}	φαινόμενη ταχύτητα ολίσθησης στην αραιή φάση (m/sec)

u_{sf}	πραγματική ταχύτητα ολίσθησης στην αραιή φάση (m/sec)
U_{si}	φαινόμενη ταχύτητα ολίσθησης στην ενδιάμεση φάση (m/sec)
u_{si}	πραγματική ταχύτητα ολίσθησης στην ενδιάμεση φάση (m/sec)
U_t	οριακή ταχύτητα μεμονωμένου σωματιδίου (m/sec)
U_t^*	αδιάστατη οριακή ταχύτητα μεμονωμένου σωματιδίου (-)

Ελληνικά γράμματα

β	συντελεστής συναλλαγής ορμής (Kg/m^{3}s)
ε_c	κλάσμα κενού του αερίου στην πυκνή φάση (m^3 αερίου/m^3 αραιής φάσης)
ε_f	κλάσμα κενού του αερίου στην αραιή φάση (m^3 αερίου/m^3 πυκνής φάσης)
ε_g	κλάσμα κενού του όγκου ελέγχου (m^3 αερίου/m^3 όγκου ελέγχου)
ε_{mf}	κλάσμα κενού στην έναρξη της ρευστοποίησης (-)
ε_s	ποσοστό σωματιδίων εντός του όγκου ελέγχου (m^3 στερεού/m^3 όγκου ελέγχου)
μ_g	κινηματική συνεκτικότητα του αερίου, (PaS)
ρ_g	πυκνότητα αερίου (kg/m^3)
ρ_s	πυκνότητα στερεού (kg/m^3)
φ	σφαιρικότητα των σωματιδίων (-)

ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ

Πολυώνυμα παρεμβολής H_d

Οι τιμές του συντελεστή ετερογένειας που προέκυψαν για τα συγκεκριμένα u_{slip},ε_g παρεμβάλλονται με τη βοήθεια πολυωνύμων.

Οι περιοχές ενδιαφέροντος είναι

Περιοχή A: ε_g=[0.55, 0.82]

Περιοχή B: ε_g=[0.83, 0.95]

Περιοχή C: ε_g=[0.96, ε^*],

, όπου ε^* *είναι το* $\varepsilon_g=\varepsilon_{max}$

Τα πολυώνυμα που προκύπτουν είναι τα ακόλουθα:

Περιοχή A

u_{slip}=0.5	$H_d = -0.0656842126(10\varepsilon_g)^5+1.5519878626(10\varepsilon_g)^4-10.3243666848(10\varepsilon_g)^3 - 6.6938085422(10\varepsilon_g)^2 + 279.5706969878(10\varepsilon_g) - 706.5762230292$
u_{slip}=1	$H_d = -0.16902(10\varepsilon_g)^5 + 4.73694(10\varepsilon_g)^4 - 48.87189(10\varepsilon_g)^3 + 220.06337(10\varepsilon_g)^2 - 360.42539(10\varepsilon_g) - 27.45209$
u_{slip}=2	$H_d = 1.02238(10\varepsilon_g)^3 - 17.46771(10\varepsilon_g)^2 + 98.40400(10\varepsilon_g) - 181.97893$
u_{slip}=4	$H_d = 0.06501(10\varepsilon_g)^4 - 0.62069(10\varepsilon_g)^3 - 3.10527(10\varepsilon_g)^2 + 48.24033(10\varepsilon_g) - 127.63368$
u_{slip}=6	$H_d = -0.31961(10\varepsilon_g)^4 + 9.53034(10\varepsilon_g)^3 - 103.21238(10\varepsilon_g)^2 + 485.08636(10\varepsilon_g) - 839.03513$

Περιοχή B

u_{slip} =0.5	$H_d = 0.0887427779(10\varepsilon_g)^3 - 6.4396621587(10\varepsilon_g)^2 + 81.3036221090(10\varepsilon_g) - 257.7397552287$
u_{slip} =1	$H_d = -3.04058(10\varepsilon_g)^2 + 45.24577(10\varepsilon_g) - 148.35407$
u_{slip} =2	$H_d = -2.32179(10\varepsilon_g)^2 + 34.77793(10\varepsilon_g) - 115.50329$
u_{slip} =4	$H_d = -1.98820(10\varepsilon_g)^2 + 30.30845(10\varepsilon_g) - 104.40760$
u_{slip} =6	$H_d = -10.88828(10\varepsilon_g)^4 + 386.85379(10\varepsilon_g)^3 - 5.151.81403(10\varepsilon_g)^2 + 30.473.77504(10\varepsilon_g) - 67.539.41739$

Περιοχή C

u_{slip} =0.5	$H_d = -4.37587(10\varepsilon_g)^2 + 66.44654(10\varepsilon_g) - 226.80123$
u_{slip} =1	$H_d = -2.86484(10\varepsilon_g)^2 + 41.94369(10\varepsilon_g) - 132.83878$
u_{slip} =2	$H_d = -2.50384(10\varepsilon_g)^2 + 38.36697(10\varepsilon_g) - 133.17797$
u_{slip} =4	$H_d = -5.74127(10\varepsilon_g)^2 + 103.74789(10\varepsilon_g) - 463.46105$
u_{slip} =6	$H_d = -97.88043(10\varepsilon_g)^3 + 2.845.36706(10\varepsilon_g)^2 - 27.577.42276(10\varepsilon_g) + 89.115.58492$

Συντελεστές των πολυωνύμων

Οι αντίστοιχοι συντελεστές των πολυωνύμων που προέκυψαν. είναι οι εξής:

Συντελεστές του πολυωνύμου της περιοχής A

u_{slip}	a0	a1	a2	a3	a4	a5	a6
0.5	-706.57622	279.57070	-6.69381	-10.32437	1.55199	-0.06568	0
1	-27.45209	-360.42539	220.06337	-48.87189	4.73694	-0.16902	0
2	-181.97893	98.40400	-17.46771	1.02238	0	0	0
4	-127.63368	48.24033	-3.10527	-0.62069	0.06501	0	0
6	-839.03513	485.08636	-103.21238	9.53034	-0.31961	0	0

Συντελεστές του πολυωνύμου της περιοχής B

u_{slip}	b0	b1	b2	b3	b4	b5	b6
0.5	-257.739755	81.303622	-6.4396622	0.08874278	0	0	0
1	148.35407	45.24577	-3.04058	0	0	0	0
2	-115.50329	34.77793	-2.32179	0	0	0	0
4	-104.4076	30.20845	-1.9882	0	0	0	0
6	-67539.41739	30473.77504	-5151.81403	386.85379	-10.88828	0	0

Συντελεστές του πολυωνύμου της περιοχής C

u_{slip}	c0	c1	c2	c3	c4	c5	c6
0.5	-226.80123	66.44654	-4.37587	0	0	0	0
1	- 132.83878	41.94369	-2.86484	0	0	0	0
2	- 133.17797	38.36697	-2.50384	0	0	0	0
4	-463.46105	103.74789	-5.74127	0	0	0	0
6	89115.5849	-27577.4227	2845.36706	-97.88043	0	0	0

Για την καλύτερη παρεμβολή των αποτελεσμάτων και για να επιτευχθούν χαμηλότεροι συντελεστές πολυωνύμων. έγινε γραμμική παρεμβολή για τις τιμές του Hd συναρτήσει του ε_g*10. Επίσης τα παραπάνω πολυώνυμα ελήφθησαν το πολύ μέχρι 5^{ου} βαθμού. γιατί για μεγαλύτερους βαθμούς μπορεί μεν να αυξάνεται η ακρίβεια. αλλά οι συντελεστές παρουσιάζουν ιδιαίτερα αυξημένες τιμές.

Για το ε^* προκύπτουν τα εξής αποτελέσματα:

u_{slip}	ε^*
0.5	0.9997
1	0.9997
2	0.9984
4	0.9945
6	0.989

Όπως φαίνεται από τον παραπάνω πίνακα οι τιμές του ε^* μειώνονται. όσο αυξάνεται η ταχύτητα ολίσθησης. Αυτό υποδηλώνει ότι επέρχεται η κατάρρευση των συμπλεγμάτων των σωματιδίων σε λιγότερο αραιές συνθήκες για μεγάλες ταχύτητες (εκεί δηλαδή που κυριαρχούν πιο έντονα ρευστοδυναμικά φαινόμενα). ενώ για μικρές ταχύτητες ολίσθησης (u_{slip}=[0.5.1]) τα συμπλέγματα καταρρέουν στην τιμή του μέγιστου κλάσματος κενού ε_{max})