

ΑΠΟΚΡΙΣΗ ΑΞΟΝΟΣΥΜΜΕΤΡΙΚΗΣ ΜΙΚΡΟΦΥΣΑΛΙΔΑΣ ΣΕ ΑΚΟΥΣΤΙΚΕΣ ΔΙΑΤΑΡΑΧΕΣ ΚΟΝΤΑ ΣΕ ΓΕΙΤΟΝΙΚΟ ΤΟΙΧΩΜΑ

Ευθυμίου Κωνσταντίνος^{1,α}, Πελεκάσης Νικόλαος^{2,α}

¹Υποψήφιος Διδάκτωρ, ²Καθηγητής

^αΕργαστήριο Ρευστομηχανικής & Στροβιλομηχανών,
Τμήμα Μηχανολόγων Μηχανικών, Πανεπιστήμιο Θεσσαλίας,

Πεδίον Άρεως, 38334, Βόλος

E-mails: konefthim@mie.uth.gr, pel@mie.uth.gr

ΠΕΡΙΛΗΨΗ

Διεξάγονται προσομοιώσεις αλληλεπίδρασης φυσαλίδας με ελαστικό περίβλημα με γειτονικό τοίχωμα, παρουσία ακουστικών διαταραχών. Γίνεται υπόθεση αξονικής συμμετρίας, θεωρώντας ελαστικό λεπτότοιχο κέλυφος για τη φυσαλίδα και επιβάλλοντας είτε βηματική, είτε ημιτονοειδή αλλαγή του πεδίου πίεσης του περιβάλλοντος ρευστού. Μελετάται η επίδραση της απόστασης μεταξύ φυσαλίδας και τοιχώματος, καθώς επίσης και του πλάτους της εξωτερικής διαταραχής, στις ταλαντώσεις και στον τρόπο κατάρρευσης της μικροφυσαλίδας. Οι προσομοιώσεις έδειξαν ότι η ύπαρξη του κελύφους δρα σταθεροποιητικά αποτρέποντας τη δημιουργία jet, είτε πρόκειται για βηματική, είτε για ημιτονοειδή αλλαγή της πίεσης του περιβάλλοντος ρευστού. Πιο συγκεκριμένα, για την περίπτωση βηματικής αλλαγής της πίεσης, η φυσαλίδα αρχικά ταλαντώνεται με τη φυσική της συχνότητα, καθώς πλησιάζει στο τοίχωμα. Το ιξώδες του κελύφους δρα ως μηχανισμός απόσβεσης αποσβένοντας τελικά τις ταλαντώσεις. Ωστόσο, η μεταφορική κίνηση της φυσαλίδας διατηρείται λόγω αδράνειας. Η φυσαλίδα διατηρεί το σφαιρικό της σχήμα υπό συμπίεση και, για ικανή συμπίεση, παρουσιάζει τελικά λυγισμό καθώς πλησιάζει στο τοίχωμα και παραμορφώνεται στο πίσω μέρος της, χωρίς να δείχνει σημάδια δημιουργίας jet. Στα τελευταία στάδια της προσομοίωσης παρατηρείται δημιουργία περιοχών πολύ μεγάλης καμπυλότητας κατά τη διάρκεια της συμπίεσης, στις οποίες η κινητική ενέργεια μετατρέπεται σε καμπτική, εκφράζοντας έτσι την αντίσταση του κελύφους σε λυγισμό, οδηγώντας τοπικά σε σχηματισμό κωνικής γωνίας. Για την περίπτωση ημιτονοειδούς αλλαγής της πίεσης, η φυσαλίδα πλησιάζει σημαντικά το τοίχωμα ταλαντούμενη με τη συχνότητα της εξωτερικής διαταραχής επιδεικνύοντας παραμορφώσεις σχήματος κυρίως στη φάση συμπίεσης, λόγω αρμονικού συντονισμού. Οι παραμορφώσεις αυτές έχουν συγκεκριμένο προσανατολισμό, ο οποίος είναι κάθετος ως προς το τοίχωμα. Καθώς το πλάτος διαταραχής αυξάνει, η εμφάνιση αρμονικού συντονισμού και η επακόλουθη παραμόρφωση του κελύφους επιταχύνονται, με αποτέλεσμα την εμφάνιση περιοχών μεγάλης καμπυλότητας παρόμοιων με την περίπτωση βηματικής αλλαγής της πίεσης.

Λέξεις Κλειδιά: Contrast Agent, Bubble Wall Interaction, Boundary Element Method

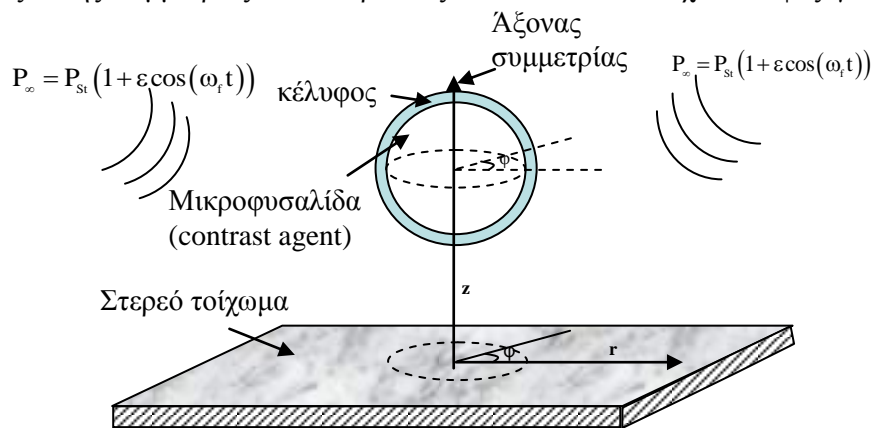
1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Γίνονται προσομοιώσεις, με χρήση συνοριακών στοιχείων, της αλληλεπίδρασης μικροφυσαλίδας με ελαστικό περίβλημα (Contrast Agent ή CA) με γειτονικό τοίχωμα παρουσία ακουστικών διαταραχών. Γίνεται υπόθεση αξονικής συμμετρίας θεωρώντας ελαστικό λεπτότοιχο κέλυφος για τη φυσαλίδα. Μελετάται η επίδραση της απόστασης μεταξύ φυσαλίδας και τοιχώματος, καθώς επίσης και του πλάτους της εξωτερικής διαταραχής, στις ταλαντώσεις και στον τρόπο κατάρρευσης της μικροφυσαλίδας. Για το ελαστικό περίβλημα (πάχος ~1nm), λαμβάνονται υπ' όψιν δύο καταστατικοί

νόμοι: Mooney-Rivlin (ψευδοπλαστικό υλικό) και Skalak (διασταλτικό υλικό). Το ιξώδες του κελύφους παρέχει τον κύριο μηχανισμό απόσβεσης, ενώ γίνεται θεώρηση δυναμικής ροής για το περιβάλλον ρευστό. Το κάθετο και εφαπτομενικό ισοζύγιο δυνάμεων στη διεπιφάνεια περιλαμβάνει τη σύζευξη της δυναμικής υπερπίεσης με τις εφελκυστικές και καμπτικές ελαστικές τάσεις μαζί με την ιξώδη απόσβεση στο κέλυφος. Κύριος στόχος της παρούσας εργασίας είναι η μελέτη της συμπεριφοράς της μικροφουσαλίδας κοντά σε γειτονική επιφάνεια και η διερεύνηση ενδεχόμενης έναρξης ταλαντώσεων σχήματος της πρώτης ή δημιουργίας υγρής δέσμης υψηλής ταχύτητας «jet» που μπορεί να επηρεάσει την ακουστική της υπογραφή ή ακόμα και να προκαλέσει ζημιά στη γειτονική επιφάνεια.

2. ΜΟΝΤΕΛΟΠΟΙΗΣΗ ΚΑΙ ΜΕΘΟΔΟΛΟΓΙΑ ΕΠΙΛΥΣΗΣ

Αναπτύχθηκε αριθμητική μεθοδολογία συντοκικών στοιχείων για την επίλυση της αλληλεπίδρασης μικροφουσαλίδας με ελαστικό περιβλήμα τύπου (Contrast Agent) με στερεό τοίχωμα, διατηρώντας την υπόθεση της αξονικής συμμετρίας και θεωρώντας ελαστικό λεπτότοιχο κέλυφος για τη φουσαλίδα (Σχήμα 1).



Σχήμα 1: Σχηματικό διάγραμμα πεδίου ροής και αλληλεπίδρασης

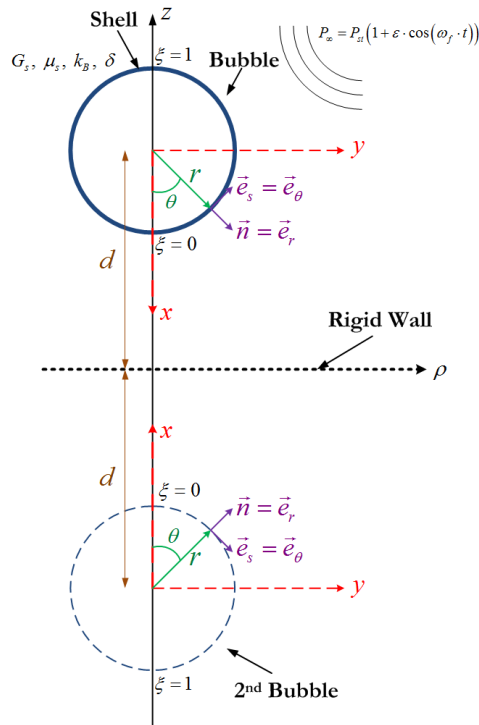
Για το σκοπό αυτό γίνεται διακριτοποίηση του κελύφους της μικροφουσαλίδας και του γειτονικού τοιχώματος. Εδώ αξίζει να σημειωθεί ότι η υπάρχουσα σχετική βιβλιογραφία δε λαμβάνει υπ' όψιν την ελαστικότητα [Klaseboer & Khoo (2004)] ή την αντίσταση σε κάμψη [Qin & Ferrara (2006)] του κελύφους. Στην παρούσα εργασία θεωρούμε το γειτονικό τοίχωμα στερεό και άκαμπτο, ότι έχει άπειρο μήκος σε σχέση με την ακτίνα της φουσαλίδας και γίνεται εξέταση του βέλτιστου αριθμού στοιχείων ώστε να ανακτηθεί με ακρίβεια η συμπεριφορά του δυναμικού ταχύτητας για μεγάλες αποστάσεις [Wang et al. (1996)], [Boulton-Stone & Blake (1993)]. Στην περίπτωση αυτή η ολοκληρωτική εξίσωση σε κυλινδρικές συντεταγμένες γράφεται:

$$\begin{aligned} \Phi(r_0, z_0, t) = & \int_{S_b} \frac{\partial \Phi}{\partial n}(r, z, t) G(r_0, z_0, r, z) dS_b - \int_{S_b} [\Phi(r, z, t) - \Phi(r_0, z_0, t)] \frac{\partial G}{\partial n}(r_0, z_0, r, z) dS_b + \\ & + \int_{S_w} \frac{\partial \Phi}{\partial n}(r, z, t) G(r_0, z_0, r, z) dS_w - \int_{S_w} \Phi(r, z, t) \frac{\partial G}{\partial n}(r_0, z_0, r, z) dS_w \end{aligned} \quad (1)$$

Στην παραπάνω σχέση S_b και S_w συμβολίζουν τις διεπιφάνειες της μικροφουσαλίδας και του τοιχώματος, αντίστοιχα, με το περιβάλλον ρευστό. Επιπλέον έχει θεωρηθεί ότι το πεδιακό σημείο (r_0, z_0) βρίσκεται στην επιφάνεια της μικροφουσαλίδας, ώστε να εξομαλυνθεί η ολοκλήρωση του πυρήνα διπλής στοιβάδας, $\partial G/\partial n$, της ιδιόμορφης λύσης πάνω στην εν λόγω επιφάνεια S_b . Ανάλογη διαδικασία χρησιμοποιείται και για την περίπτωση που το πεδιακό σημείο βρεθεί στη διεπιφάνεια του τοιχώματος S_w .

Στην περίπτωση στερεού τοιχώματος, η συνιστώσα της ταχύτητας που είναι κάθετη σε αυτό μηδενίζεται. Πιο συγκεκριμένα, μηδενική κάθετη ταχύτητα επιτυγχάνεται με τη θεώρηση

πανομοιότυπης αξονοσυμμετρικής φυσαλίδας τοποθετημένης συμμετρικά ως προς την αρχική (Σχήμα 2). Έτσι, αντί του συστήματος φυσαλίδα – τοίχωμα έχουμε το σύστημα φυσαλίδα – φυσαλίδα.



Σχήμα 2: Σχηματική απεικόνιση μικροφυσαλίδας – στερεού τοιχώματος (τοποθέτηση δεύτερης συμμετρικής φυσαλίδας συμμετρικά ως προς τον άξονα του τοιχώματος)

Επομένως, η ολοκληρωτική εξίσωση σε κυλινδρικές συντεταγμένες γράφεται:

$$\begin{aligned} \Phi(r_0, z_0, t) = & \int_{S_{b_1}} \frac{\partial \Phi}{\partial n}(r, z, t) G(r_0, z_0, r, z) dS_{b_1} - \int_{S_{b_1}} [\Phi(r, z, t) - \Phi(r_0, z_0, t)] \frac{\partial G}{\partial n}(r_0, z_0, r, z) dS_{b_1} + \\ & + \int_{S_{b_2}} \frac{\partial \Phi}{\partial n}(r, z, t) G(r_0, z_0, r, z) dS_{b_2} - \int_{S_{b_2}} \Phi(r, z, t) \frac{\partial G}{\partial n}(r_0, z_0, r, z) dS_{b_2} \end{aligned} \quad (2)$$

Η εξίσωση (2) αναφέρεται στις διεπιφάνειες των δύο φυσαλίδων (s_{b_1}, s_{b_2}) και το πεδιακό σημείο (r_0, z_0) βρίσκεται στη διεπιφάνεια της πρώτης φυσαλίδας. Ανάλογη διαδικασία χρησιμοποιείται και για την περίπτωση που το πεδιακό σημείο βρεθεί στη διεπιφάνεια της δεύτερης φυσαλίδας s_{b_2} .

Για τη μικροφυσαλίδα θεωρούμε τοπικό σφαιρικό σύστημα συντεταγμένων με αρχή των αξόνων το αρχικό κέντρο μάζας της. Η αρχή των αξόνων επικαιροποιείται ανάλογα με το μέγεθος της μετατόπισης της φυσαλίδας, ούτως ώστε να μη βρεθεί η αρχή των αξόνων του τοπικού συστήματος εκτός της μικροφυσαλίδας. Οι συνοριακές συνθήκες στους πόλους της μικροφυσαλίδας που προκύπτουν λόγω αξονικής συμμετρίας είναι:

$$\frac{\partial r}{\partial \xi} = \frac{\partial \Phi}{\partial \xi} = \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \xi \partial n} = \frac{\partial^2 \theta}{\partial \xi^2} = 0 \quad \text{στο } \xi_1 = 0, 1 \quad (\text{i.e. } \theta = 0, \theta = \pi) \quad (3)$$

Η εύρεση της θέσης της διεπιφάνειας της φυσαλίδας, καθώς και του δυναμικού της ταχύτητας κοντά σε αυτή, γίνεται με χρήση της μεθόδου των πεπερασμένων στοιχείων. Ο υπολογισμός γίνεται μόνο για την πρώτη φυσαλίδα, λόγω της συμμετρίας του συστήματος φυσαλίδας – φυσαλίδας. Πιο συγκεκριμένα, ο υπολογισμός των συντεταγμένων r, θ της διεπιφάνειας γίνεται μέσω της κινηματικής συνθήκης στην r -διεύθυνση:

$$\frac{dr}{dt} = \frac{\Phi_\xi \cdot r_\xi}{s_\xi^2} + \frac{\Phi_n \cdot r \cdot \theta_\xi}{s_\xi} \quad (4)$$

και του εφαπτομενικού ισοζυγίου δυνάμεων στη διεπιφάνεια:

$$\Delta F_t = 0 \Rightarrow \frac{\partial \tau_{ss}}{\partial s} + \frac{1}{\sigma} \cdot \frac{\partial \sigma}{\partial s} (\tau_{ss} - \tau_{\varphi\varphi}) + k_s \cdot q = 0, \text{ όπου } q = \frac{1}{\sigma} \cdot \frac{\partial \sigma}{\partial s} \left[\frac{\partial}{\partial \sigma} (\sigma \cdot m_s) - m_\varphi \right] \quad (5)$$

Για τον υπολογισμό του δυναμικού της ταχύτητας στη διεπιφάνεια της μικροφουσαλίδας έχουμε τη δυναμική συνθήκη, η οποία προκύπτει από το συνδυασμό της εξίσωσης Bernoulli μεταξύ απείρου και διεπιφάνειας της μικροφουσαλίδας και του ισοζυγίου των κάθετων δυνάμεων:

$$\frac{D\Phi}{Dt} = \frac{1}{2} \left[\left(\frac{\partial \Phi}{\partial s} \right)^2 + \left(\frac{\partial \Phi}{\partial n} \right)^2 \right] + P_\infty - P_G + \frac{2 \cdot k_m}{We} + \Delta F_n, \quad (6)$$

όπου Φ : το δυναμικό της ταχύτητας, P_∞ : η πίεση πολύ μακριά από τη φουσαλίδα («στο άπειρο»), P_G : η πίεση του αερίου εντός της φουσαλίδας, k_m : η μέση καμπυλότητα, We : ο αριθμός Weber και

$$\Delta F_n = k_s \tau_s + k_\varphi \tau_\varphi - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial s} (r \cdot q): \text{ η κάθετη συνιστώσα των ελαστικών τάσεων που αναπτύσσονται}$$

στο κέλυφος της μικροφουσαλίδας. Ο υπολογισμός της κάθετης συνιστώσας της ταχύτητας στη διεπιφάνεια γίνεται μέσω της ολοκληρωτικής εξίσωσης (2).

Τέλος, στον υπάρχοντα κώδικα έγινε προσθήκη υπορουτίνας για τη δημιουργία ανομοιόμορφου πλέγματος πυκνώνοντας στις περιοχές μεγάλης καμπυλότητας. Ο λόγος αυτής της προσθήκης είναι για να καταστεί δυνατή η συνέχιση της προσομοίωσης της φουσαλίδας σε προχωρημένα στάδια κίνησής της και να διερευνηθεί ο μηχανισμός κατάρρευσής της. Η επανατοποθέτηση των κόμβων στο πλέγμα γίνεται με τέτοιο τρόπο, ώστε να ελαχιστοποιείται η τιμή του ολοκληρώματος [Thompson,

Warsi & Mastin (1985)]: $\int_0^1 (1+d|-2H|) S_\xi d\xi$, όπου d: παράμετρος που καθορίζει τη συγκέντρωση

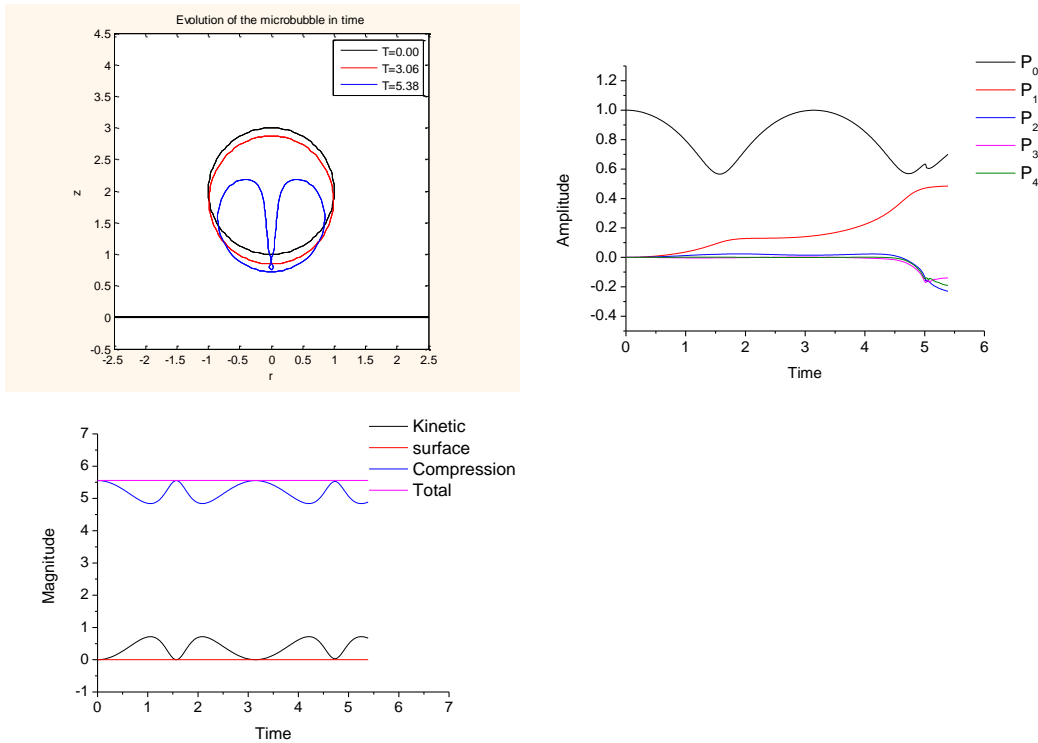
των κόμβων σε περιοχές μεγάλης καμπυλότητας. Για μικρότερες τιμές αυτής της παραμέτρου δίνεται λιγότερη έμφαση στις περιοχές μεγάλης καμπυλότητας. Για d=0, είναι η περίπτωση ισοκαταναμημένου πλέγματος κατά την οποία οι κόμβοι ισαπέχουν μεταξύ τους. Επίσης, για τον όρο

$$S_\xi \text{ ισχύει [Dimakopoulos & Tsamopoulos (2003)]: } S_\xi = \left(w_1 r_\xi + w_2 r^2 \theta_\xi^2 \right)^{\frac{1}{2}} \text{ με } w_1 + w_2 = 2.$$

Προκειμένου να πιστοποιηθεί η αξιοπιστία του κώδικα, διεξήχθησαν αριθμητικές προσομοιώσεις αλληλεπίδρασης φουσαλίδας χωρίς περίβλημα με γειτονικό στερεό τοίχωμα, ούτως ώστε να ανακτηθεί η συμπεριφορά της πρώτης σύμφωνα με τη διεθνή βιβλιογραφία [Blake et al. (1986)]. Πράγματι, οι προσομοιώσεις δείχνουν ότι η φουσαλίδα καθώς πλησιάζει στο τοίχωμα, λόγω της επίδρασης δευτερογενών δυνάμεων Bjerknæs, εμφανίζει υγρή δέσμη υψηλής ταχύτητας «jet» στο τμήμα της διεπιφάνειάς της με το περιβάλλον ρευστό μακριά από το τοίχωμα. Το jet διασχίζει τη φουσαλίδα κατά μήκος του άξονα συμμετρίας της, δημιουργώντας τελικά φουσαλίδα τοροειδούς σχήματος (σχήμα 3).

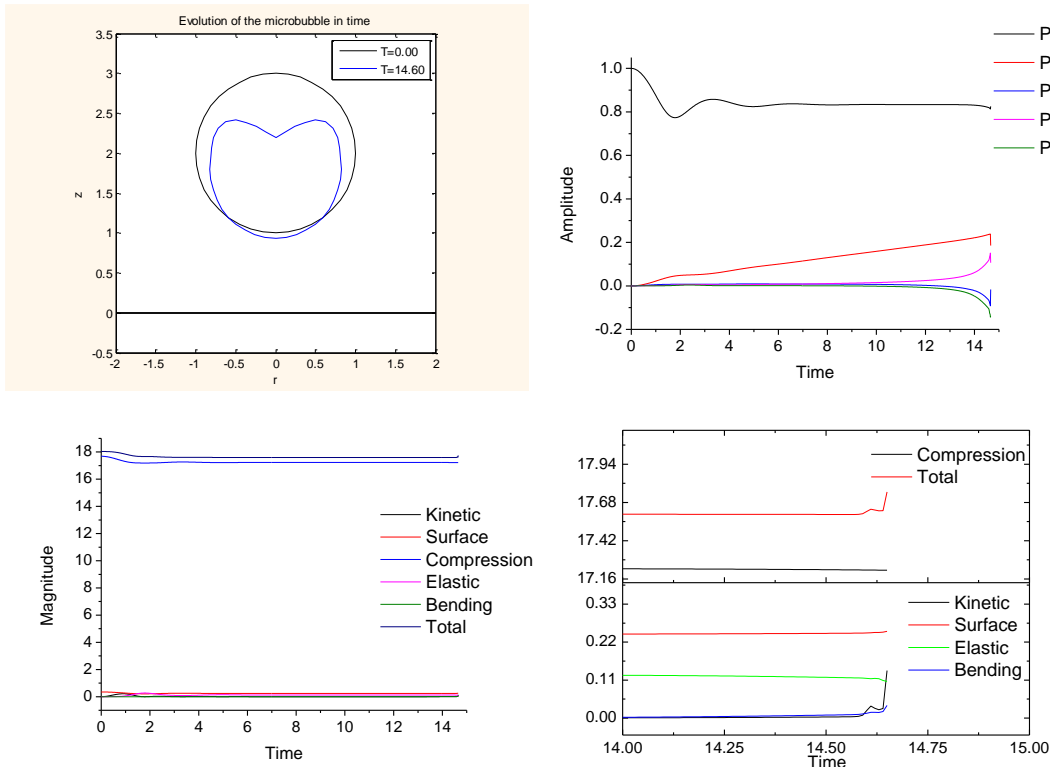
3. ΣΧΟΛΙΑΣΜΟΣ ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΩΝ

Διεξήχθησαν αντίστοιχες προσομοιώσεις αλληλεπίδρασης μικροφουσαλίδας με ελαστικό περίβλημα με γειτονικό τοίχωμα, επιβάλλοντας βηματική ή ημιτονοειδή αλλαγή της πίεσης στο περιβάλλον ρευστό. Και στις δύο περιπτώσεις παρατηρείται προσέγγιση της φουσαλίδας προς το τοίχωμα ανεξαρτήτως πλάτους διαταραχής και απόστασης μεταξύ τους. Στις πολύ μεγάλες αποστάσεις μετατόπιση υπάρχει, αλλά είναι πρακτικά αμελητέα. Επιπλέον, για σταθερό πλάτος διαταραχής παρατηρείται ότι καθώς η αρχική απόσταση φουσαλίδας – τοιχώματος μειώνεται, η έλξη της πρώτης γίνεται εντονότερη. Δηλαδή η ταχύτητα προσέγγισης της φουσαλίδας προς το τοίχωμα είναι μεγαλύτερη. Αυτό οφείλεται στην παρουσία του γειτονικού τοιχώματος. Όσο εγγύτερα βρίσκεται η φουσαλίδα στο τοίχωμα, τόσο μεγαλύτερη είναι η επίδραση του τελευταίου στη συμπεριφορά της πρώτης. Για μεγαλύτερα πλάτη διαταραχής τα παραπάνω φαινόμενα εντείνονται λόγω της μεγαλύτερης πρόσδοσης ενέργειας στη φουσαλίδα.



Σχήμα 3: Διάγραμμα σχήματος ελεύθερης μικροφουσαλίδας (πάνω αριστερά) στην αρχική χρονική στιγμή (μαύρη) και προς το τέλος της προσομοίωσης [(κόκκινη – διαστολή), (μπλε – σχήμα στην τελική χρονική στιγμή της προσομοίωσης)]. Στο πάνω δεξιά σχήμα απεικονίζεται η χρονική εξέλιξη των ιδιομορφών που αντιστοιχούν στο πάνω αριστερά σχήμα. Επίσης, διάγραμμα χρονικής εξέλιξης της κατανομής των ενεργειών στη φουσαλίδα (κάτω αριστερά)

Πιο συγκεκριμένα, για την περίπτωση βηματικής αλλαγής της πίεσης η φουσαλίδα αρχικά ταλαντώνεται με τη φυσική της συχνότητα, καθώς πλησιάζει στο τοίχωμα. Το ιξώδες του κελύφους δρα ως μηχανισμός απόσβεσης αποσβένοντας τελικά τις ταλαντώσεις. Κατά τη διάρκεια των ταλαντώσεων όγκου, όπως αυτές αποτυπώνονται μέσω της χρονομεταβολής της ακτινικής ιδιομορφής P_0 , τροφοδοτείται με ενέργεια η ιδιομορφή $P_1 = \cos\theta$, η οποία εκφράζει τη μετατόπιση του κέντρου μάζας της φουσαλίδας και κατά συνέπεια την προσέγγισή της προς το τοίχωμα. Με το τέλος των ταλαντώσεων ο P_1 συνεχίζει να αυξάνεται με γραμμικό τρόπο, ήτοι η φουσαλίδα κινείται πλέον με σταθερή ταχύτητα λόγω αδράνειας. Η ταχύτητα αυτή δε μπορεί να ανακοπεί, λόγω της απουσίας των ιξωδών δυνάμεων του περιβάλλοντος ρευστού (ιδανικό ρευστό). Η φουσαλίδα διατηρεί το σφαιρικό της σχήμα υπό συμπίεση και, για ικανή συμπίεση, παρουσιάζει τελικά λυγισμό καθώς πλησιάζει στο τοίχωμα και παραμορφώνεται στο πίσω μέρος της, χωρίς να δείχνει σημάδια δημιουργίας jet (σχήμα 4). Στα τελευταία στάδια της προσομοίωσης παρατηρείται δημιουργία περιοχών πολύ μεγάλης καμπυλότητας κατά τη διάρκεια της συμπίεσης, στις οποίες η κινητική ενέργεια μετατρέπεται σε καμπτική, εκφράζοντας έτσι την αντίσταση του κελύφους σε λυγισμό, οδηγώντας τοπικά σε σχηματισμό κωνικής γωνίας προκαλώντας τον τερματισμό της προσομοίωσης (Σχήμα 4). Για την αντιμετώπιση αυτού του φαινομένου, καθώς και για την ακριβή διερεύνηση του μηχανισμού κατάρρευσης της φουσαλίδας γίνεται προσπάθεια προσομοίωσης με δημιουργία ανομοιομορφου πλέγματος, πυκνώνοντας στις περιοχές μεγάλης καμπυλότητας.

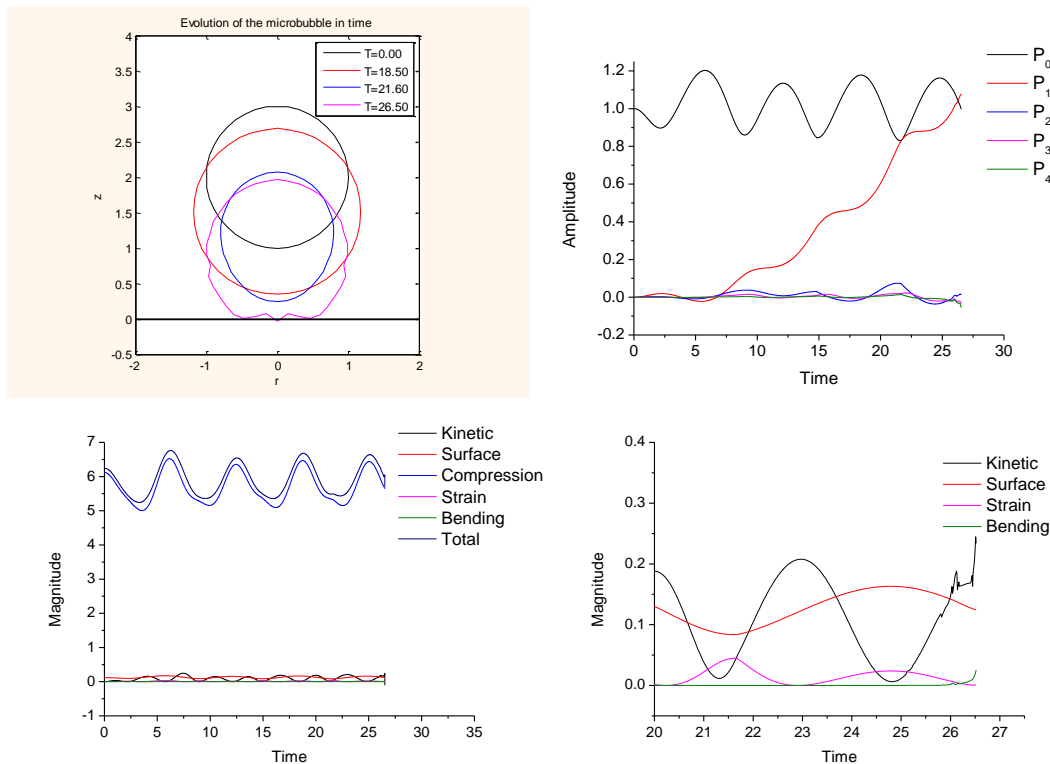


Σχήμα 4: Διάγραμμα σχήματος μικροφουσαλίδας CA (πάνω αριστερά) στην αρχική χρονική στιγμή (μαύρη) και προς το τέλος της προσομοίωσης (μπλε – σχήμα στην τελική χρονική στιγμή της προσομοίωσης). Στο πάνω δεξιά σχήμα απεικονίζεται η χρονική εξέλιξη των ιδιομορφών που αντιστοιχούν στο πάνω αριστερά σχήμα. Επίσης, διάγραμμα χρονικής εξέλιξης της κατανομής των ενεργειών στη φουσαλίδα (κάτω αριστερά) και λεπτομερέστερα στα τελευταία στάδια της προσομοίωσης (κάτω δεξιά)

Για την περίπτωση ημιτονοειδούς αλλαγής της πίεσης, η φουσαλίδα πλησιάζει σημαντικά το τοίχωμα ταλαντούμενη με τη συχνότητα της εξωτερικής διαταραχής επιδεικνύοντας παραμορφώσεις σχήματος κυρίως στη φάση συμπίεσης, λόγω αρμονικού συντονισμού (σχήμα 5) [Tsiglifis & Pelekasis (2013)]. Οι παραμορφώσεις αυτές έχουν συγκεκριμένο προσανατολισμό, ο οποίος είναι κάθετος ως προς το τοίχωμα. Η παραπάνω συμπεριφορά έχει παρατηρηθεί σε πειράματα μικροφουσαλίδων σε επαφή με στερεό τοίχωμα [Vos et al. (2008)]. Καθώς το πλάτος διαταραχής αυξάνει, η εμφάνιση αρμονικού συντονισμού και η επακόλουθη παραμόρφωση του κελύφους επιταχύνονται, με αποτέλεσμα την εμφάνιση περιοχών μεγάλης καμπυλότητας παρόμοιων με αυτήν του σχήματος (4).

Τέλος, από τη σύγκριση των γραφημάτων της μικροφουσαλίδας με ελαστικό περίβλημα και των αντιστοιχών της ελεύθερης φουσαλίδας, για βηματική αλλαγή της πίεσης παρατηρείται ότι το ιξώδες της μεμβράνης δρα ως μηχανισμός απόσβεσης των ταλαντώσεων. Συνεπώς, η μικροφουσαλίδα έχει μόνο μεταφορική ταχύτητα με κατεύθυνση προς το τοίχωμα. Στην ελεύθερη φουσαλίδα δεν υπάρχει τέτοιος μηχανισμός με αποτέλεσμα τη διαρκή ταλάντωσή της και την τελική της κατάρρευση, είτε με δημιουργία μικρής φουσαλίδας στην πλευρά μακριά από το τοίχωμα, είτε με δημιουργία αιχμηρής εσοχής (jet) στη διεπιφάνειά της. Ο συνδυασμός της ύπαρξης ροής ανακοπής με την εμφάνιση jet έχει καταδειχθεί σε κλασσικές μελέτες κατάρρευσης φουσαλίδων [Blake et. al. (1997)], [John et al. (1999)]. Στην περίπτωση όμως της φουσαλίδας με ελαστικότητα η φουσαλίδα δεν καταρρέει με την ίδια ευκολία αλλά λόγω της ελαστικότητας του κελύφους η παραμόρφωσή της εμφανίζεται μέσω ιδιομορφών υψηλότερης τάξης. Αυτό είναι αποτέλεσμα των καμπτικών βαθμών ελευθερίας που αποτρέπουν την περαιτέρω επιμήκυνση στην περιοχή του jet τροφοδοτώντας ιδιομορφές ανώτερης τάξης (Σχήμα 4 και 5). Επίσης, για βηματική αλλαγή της πίεσης, στις φουσαλίδες με εξωτερικό περίβλημα η συνολική ενέργεια ελαττώνεται όσο διαρκούν οι ταλαντώσεις όγκου τους, λόγω σκέδασης ενέργειας που οφείλεται στο διασταλτικό ιξώδες του περιβλήματος (Σχήμα 4). Αντιθέτως, στις φουσαλίδες χωρίς περίβλημα η συνολική ενέργεια διατηρείται (Σχήμα 3). Στην περίπτωση της ημιτονοειδούς αλλαγής

της πίεσης η συνολική ενέργεια ταλαντώνεται με περίοδο ίση με αυτή της εξωτερικής διαταραχής (Σχήμα 5).



Σχήμα 5: Διάγραμμα σχήματος μικροφουσαλίδας CA (πάνω αριστερά) στην αρχική χρονική στιγμή (μαύρη) και προς το τέλος της προσομοίωσης [(κόκκινη – διαστολή), (μπλε – συστολή), (μωβ – σχήμα στην τελική χρονική στιγμή της προσομοίωσης)]. Στο πάνω δεξιά σχήμα απεικονίζεται η χρονική εξέλιξη των ιδιομορφών που αντιστοιχούν στο πάνω αριστερά σχήμα. Επίσης, διάγραμμα χρονικής εξέλιξης της κατανομής των ενεργειών στη φουσαλίδα (κάτω αριστερά) και λεπτομερέστερα στα τελευταία στάδια της προσομοίωσης (κάτω δεξιά)

4. ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

Blake J. R., Taib B. B. and Doherty G., Transient cavities near boundaries, part 1. Rigid Boundary, J. Fluid Mech. **170**, 479-497, 1986.

Blake, J. R., Hooton, M. C., Robinson, P. B. & Tong, R. P., Collapsing cavities, toroidal bubbles and jet impact, Phil. Trans. R. Soc. Lond. A **355**, 537-550, 1997.

Boulton-Stone J. M. and J. R. Blake J. R., Gas bubbles bursting at a free surface, J. Fl. Mech., **254**, 437-466, 1993.

Dimakopoulos Y. and Tsamopoulos J., A quasi-elliptic transformation for moving boundary problems with large anisotropic deformations, J. comp. Physics, **192**, 494-522, 2003.

John R. Blake, Giles S. Keen, Robert P. Tong and Miles Wilson, Acoustic cavitation: the fluid dynamics of non-spherical bubbles Phil. Trans. R. Soc. Lond. A **357**, 251-267, 1999.

Klaseboer E. & Khoo B. C., An oscillating bubble near an elastic material, J. Ap. Phys., **96**(10), 5808-5818, 2004.

Qin S. P. & Ferrara K. W., Acoustic response of compliant microvessels containing ultrasound contrast agents, *Phys. Med. Biol.* **51**, 5065–88, 2006.

Tsigliferis K. and Pelekasis N. A., Simulations of insonated contrast agents: Saturation and transient break-up, *Phys. Fluids*, **25**, 032109, 2013.

Vos H., Dollet B., Bosch J. G., Versluis M. and de Jong N., Nonspherical vibrations of microbubbles in contact with a wall – a pilot study at low mechanical index, *Ultr. In Med. & Biol.*, vol. **34**(4), pp. 685-688, 2008.

Wang Q.X., Yeo K.S., Khoo B.C. and Lam K. Y., Strong interaction between a buoyancy bubble and a free surface, *Theoretical and computational fluid dynamics*, **8**, 73-88, 1996.

RESPONSE OF AN AXISYMMETRIC MICROBUBBLE SUBJECT TO ACOUSTIC DISTURBANCES NEAR A RIGID BOUNDARY

ABSTRACT

Simulations of interaction between microbubble with elastic integument and a nearby boundary in the presence of acoustic disturbances are conducted. Axial symmetry is assumed considering thin elastic shell walled microbubble and step or sinusoidal change of the pressure field is imposed. The effect of distance between bubble and wall as well as the effect of amplitude of the acoustic disturbance in bubble's oscillations and in collapse mechanism are studied. Simulations showed that the shell acts as a stabilizer preventing the generation of jet for both changes of the pressure field. More specifically, in the case of step change in pressure, the bubble initially oscillates with its natural frequency approaching the wall. The shell viscosity damps those oscillations. However, the translational motion of the bubble is maintained due to inertia. The bubble maintains its spherical shape under compression and ultimately presents buckling as it approaches the wall and it deforms in its aft region without showing signs of jet generation. In the last stages of the simulation regions of very large curvature are created during compression, in which the kinetic energy is converted to bending, thereby expressing the resistance of the shell, resulting in formation of conical angle locally. In the case of sinusoidal change of the pressure, the bubble significantly approaches the wall and it oscillates with the frequency of the external disturbance exhibiting shape deformations mainly in the compression phase due to harmonic resonance. These deformations have a specific orientation, which is perpendicular to the wall. As the disturbance amplitude increases the appearance of the harmonic resonance and subsequent deformation of the shell are accelerated resulting in high-curvature regions similar to the case of step change of the pressure field.