ΑΡΙΘΜΗΤΙΚΗ ΜΕΛΕΤΗ ΤΗΣ ΠΑΓΙΔΕΥΣΗΣ ΕΛΑΣΤΙΚΗΣ ΜΙΚΡΟΦΥΣΑΛΙΔΑΣ ΣΕ ΣΤΕΡΕΟ ΤΟΙΧΩΜΑ

Βλαχομήτρου Μαρία & Πελεκάσης Νικόλαος
Εργαστήριο Ρευστομηχανικής & Στροβιλομηχανών
Τμήμα Μηχανολόγων Μηχανικών, Πανεπιστήμιο Θεσσαλίας
Βόλος 38334, Email: mavlacho@uth.gr , pel@uth.gr

ΠΕΡΙΛΗΨΗ
Η δυναμική συμπεριφορά των ελαστικών μικροφυσαλίδων παίζει πολύ σημαντικό ρόλο σε αρκετές εφαρμογές της εμβιομηχανικής, όπως είναι η ιατρική απεικόνιση ζωτικών οργάνων και η στοχευμένη μεταφορά φαρμάκου. Στην παρούσα εργασία εξετάζεται με τη μέθοδο των Πεπερασμένων Στοιχείων η δυναμική απόκριση ελαστικής μικροφυσαλίδας σε ακουστικές διαταραχές μέσα σε ροή περιορισμένη από τοίχωμα. Έμφαση δίνεται στο να προσδιοριστεί ο μηχανισμός και να καθοριστούν οι συνθήκες υπό τις οποίες ευνοείται η παγίδευση της φυσαλίδας στο τοίχωμα. Διαπιστώθηκε ότι η φυσαλίδα εκτελεί ταλαντώσεις όγκου και κινείται προς το τοίχωμα λόγω των δευτερογενών δυνάμεων Bjerknes, ενώ καθώς πλησιάζει στο τοίχωμα το υγρό αντιστέκεται στην κίνηση της με τοπική αύξηση στην πίεση (πίεση λίπανσης) στον κάτω πόλο. Για φυσαλίδα με συγκεκριμένες ιξωδοελαστικές ιδιότητες και για διαταραχή συγκεκριμένης συχνότητας οι δυο αυτές αντίθετες δυνάμεις εξισορροπούνται εφόσον το ακουστικό πλάτος παραμένει μικρότερο από την προβλεπόμενη κρίσιμη τιμή για εμφάνιση παραμετρικής αστάθειας σχήματος. Στην περίπτωση αυτή η φυσαλίδα παγιδεύεται στο τοίχωμα όπου και συνεχίζει να ταλαντώνεται με το σχήμα της να γίνεται επίπεδο στον κάτω πόλο. Για μεγαλύτερα ακουστικά πλάτη παρατηρείται λυγισμός στο νότιο πόλο της φυσαλίδας χωρίς όμως δημιουργία jet εξαιτίας της ενέργειας που απορροφά το ιξώδες της μεμβράνης και της αντίστασης στην κάμψη που παρουσιάζει το κέλυφος. Τέλος, διαπιστώθηκε ότι η αύξηση του ιξώδους της μεμβράνης ή της συχνότητας της διαταραχής ευνοεί την διαδικασία της παγίδευσης.

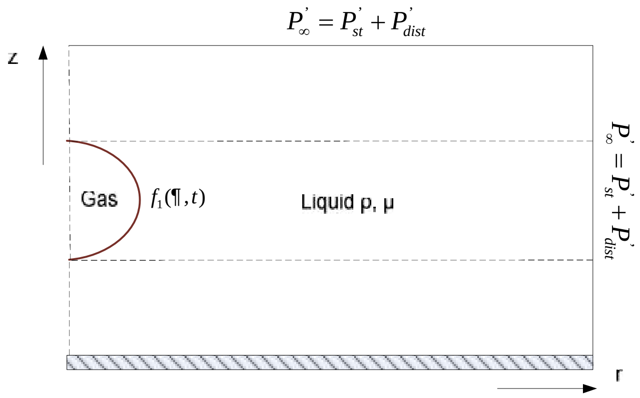
Λέξεις Κλειδιά: ελαστική μικροφυσαλίδα, παγίδευση ελαστικής φυσαλίδας

1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ
Τα τελευταία χρόνια, η δυναμική συμπεριφορά των ελαστικών μικροφυσαλίδων (contrast agents) παίζει πολύ σημαντικό ρόλο σε αρκετές εφαρμογές της εμβιομηχανικής, μεταξύ των οποίων είναι η ιατρική απεικόνιση ζωτικών οργάνων και η ελεγχόμενη και στοχευμένη μεταφορά φαρμάκου. Στην ιατρική απεικόνιση οι ελαστικές μικροφυσαλίδες αερίου ενισχύουν το σήμα του υπερήχου και την αντίθεση στο ακουστικό σήμα σε σχέση με τους γειτονικούς ιστούς παράγοντας με τον τρόπο αυτό εικόνες υψηλής ποιότητας και ευκρίνειας (Kaufmann et al. 2007). Επίσης, τελευταία, εξετάζεται η χρήση των συγκεκριμένων φυσαλίδων σε εφαρμογές ελεγχόμενης παροχής φαρμάκου, όπως στην περίπτωση της αντιμετώπισης του καρκίνου όπου είναι ιδιαίτερα κρίσιμο να αποφευχθούν τοξικές παρενέργειες. Για τον σκοπό αυτό, διερευνάται και ήδη χρησιμοποιείται σε εργαστηριακό επίπεδο η υποβοήθηση της παροχής του φαρμάκου με χρήση ελαστικών μικροφυσαλίδων, οι οποίες με κατάλληλη επεξεργασία προσκολλώνται σε παθογόνους ιστούς όπου εναποθέτουν το φαρμακευτικό υλικό που μεταφέρουν (Ferrara et al. 2007).

Για την περίπτωση μικροφυσαλίδων με ελαστικό περίβλημα υπάρχουν στην βιβλιογραφία πειραματικές μελέτες που αναφέρουν ότι η παρουσία του τοιχώματος μπορεί να επιταχύνει την ανάπτυξη διεπιφανειακών ασταθειών και να οδηγήσει σε δημιουργία jet και κατάρρευση της φυσαλίδας (Zhao et al. 2005; Vos et al. 2008). Οι υπάρχουσες αριθμητικές μελέτες στο πεδίο αυτό είναι σχετικά περιορισμένες. Οι Liu et al. (2011) μελέτησαν αριθμητικά τις ταλαντώσεις σχήματος ελαστικής φυσαλίδας που βρίσκεται μέσα σε μη περιορισμένη ροή και υπακούει στον Mooney-Rivlin καταστατικό νόμο επιλύοντας τις εξισώσεις Navier-Stokes και συνέχειας με τη μέθοδο των πεπερασμένων όγκων. Οι Tsiglifis and Pelekasis (2013) χρησιμοποιώντας τη μέθοδο των Συνοριακών Στοιχείων και αγνοώντας τις ιξώδεις δυνάμεις του υγρού που περιβάλει τη μικροφυσαλίδα κατέγραψαν ταλαντώσεις σχήματος σε αρμονικό ή υπο-αρμονικό συντονισμό κατά τη φάση της συμπίεσης για ένα ευρύ φάσμα παραμέτρων και σε συμφωνία με την ανάλυση ευστάθειας (Tsiglifis and Pelekasis 2011). Για ακουστικό πλάτος διαταραχής πάνω από μια κρίσιμη τιμή παρατηρήθηκε κατάρρευση της φυσαλίδας μέσω «δυναμικού λυγισμού» με τη γρήγορη ανάπτυξη υψηλότερων ιδιομορφών σχήματος κατά τη μετάβαση από τη φάση συμπίεσης στη φάση εκτόνωσης. Άλλες μελέτες επικεντρώνονται στην διερεύνηση της συμπεριφοράς ελεύθερων φυσαλίδων (Sassaroli and Hynynen 2005) ή φυσαλίδων τύπου contrast agents (Qin and Ferrara 2006) μέσα σε μικρο-αγγεία.

2. ΚΑΤΑΣΤΡΩΣΗ ΠΡΟΒΛΗΜΑΤΟΣ

Στην παρούσα εργασία εξετάζεται η δυναμική συμπεριφορά ελαστικής μικροφυσαλίδας αρχικής ακτίνας R_0 η οποία βρίσκεται βυθισμένη σε ρευστό πυκνότητας ρ και ιξώδους μ. Θεωρούμε ότι η ροή είναι περιορισμένη από στερεό τοίχωμα και λαμβάνοντας υπόψη την αξονική συμμετρία μελετάμε την απόκριση της φυσαλίδας σε ακουστική διαταραχή που επιβάλλεται στο πεδίο της πίεσης μακριά από τη φυσαλίδα (Σχήμα 1).



Σχήμα 1: Σχηματική αναπαράσταση αλληλεπίδρασης φυσαλίδας με στερεό τοίχωμα.

Η ροή του υγρού περιγράφεται από τις εξισώσεις συνέχειας και Navier-Stokes, οι οποίες σε αδιάστατη μορφή είναι:

$$\frac{\partial \boldsymbol{u}}{\partial t} + (\boldsymbol{u}\cdot\nabla)\boldsymbol{u} = -\nabla p + \frac{1}{Re}\nabla\cdot\underline{\underline{\boldsymbol{\tau}}}, \quad \underline{\underline{\boldsymbol{\sigma}}} = -p\underline{\underline{\boldsymbol{I}}} + \frac{1}{Re}\underline{\underline{\boldsymbol{\tau}}}, \quad \underline{\underline{\boldsymbol{\tau}}} = \nabla\boldsymbol{u} + \nabla\boldsymbol{u}^T \qquad (1)$$

$$\nabla\cdot\boldsymbol{u} = 0 \qquad (2)$$

όπου $\mathrm{Re} = \rho\,\omega_f R_0^2/\mu$ ο αριθμός Reynolds της ροής που συγκρίνει τις αδρανειακές με τις ιξώδεις δυνάμεις.

Το ισοζύγιο δυνάμεων στην διεπιφάνεια έχει τη μορφή:

$$\left(-P\underline{\underline{\boldsymbol{I}}} + \frac{1}{\mathrm{Re}}\underline{\underline{\boldsymbol{\tau}}}_l\right)\cdot\boldsymbol{n} + P_G\boldsymbol{n} = \frac{(\nabla_s\cdot\boldsymbol{n})\boldsymbol{n}}{We} + \boldsymbol{\Delta F} = \frac{2k_m}{We}\boldsymbol{n} + \boldsymbol{\Delta F} \qquad (3)$$

όπου $\boldsymbol{n}$ είναι το μοναδιαίο κάθετο διάνυσμα με φορά προς το εσωτερικό του υγρού, $\underline{\underline{\boldsymbol{\tau}}}_l$ ο αποκλίνων τανυστής τάσεων του υγρού, P_G η πίεση στο εσωτερικό της φυσαλίδας, ∇_s, k_m η επιφανειακή κλίση και η μέση καμπυλότητα της διεπιφάνειας αντίστοιχα και We ο αριθμός Weber που συγκρίνει τις αδρανειακές με τις τριχοειδείς δυνάμεις. Τέλος, $\boldsymbol{\Delta F}$ είναι η δύναμη λόγω των ιξωδοελαστικών ιδιοτήτων της μεμβράνης, η οποία σύμφωνα με τη θεωρία των ελαστικών κελυφών είναι:

$$\boldsymbol{\Delta F} = \left[k_s \tau_s + k_\varphi \tau_\varphi - \frac{1}{r_0}\frac{\partial}{\partial S}(r_0 q) \right]\boldsymbol{n} - \left[\frac{\partial \tau_s}{\partial S} + \frac{1}{r_0}\frac{\partial r_0}{\partial S}(\tau_s - \tau_\varphi) + k_s q \right]\boldsymbol{e_s} \qquad (4)$$

όπου τ_s, τ_φ οι τάσεις στις κύριες κατευθύνσεις, $\boldsymbol{e_s}$ το μοναδιαίο εφαπτομενικό διάνυσμα και $r_0 = r$. Τέλος, q είναι η εγκάρσια διατμητική τάση που προκύπτει από το ισοζύγιο ροπών πάνω στην μεμβράνη (Timoshenko & Woinowsky 1959; Pozrikidis 2001):

$$q = \frac{1}{r_0}\frac{\partial r_0}{\partial S}\left[\frac{\partial}{\partial r_0}(r_0 m_s) - m_\varphi \right] \qquad (5)$$

όπου m_s, m_φ είναι οι κυρίες ροπές κάμψης. Οι ποσότητες $\tau_s, \tau_\varphi, m_s$ και m_φ καθορίζονται από τον καταστατικό νόμο της μεμβράνης. Στην παρούσα εργασία χρησιμοποιείται ο Mooney-Rivlin καταστατικός νόμος ο οποίος περιγράφει υλικά τα οποία είναι πολύ λεπτά, ισοτροπικά, ασυμπίεστα σε όγκο και έχουν συμπεριφορά ψευδοπλαστικών υλικών. Μια πιο λεπτομερής περιγραφή της μοντελοποίησης που χρησιμοποιείται για το ιξωδοελαστικό κέλυφος της φυσαλίδας μπορεί να βρεθεί στις δημοσιεύσεις Tsiglifis & Pelekasis (2008, 2011, 2013) και Vlachomitrou & Pelekasis (2017).

Στην διεπιφάνεια, εκτός από το ισοζύγιο δυνάμεων επιβάλλεται και η κινηματική συνθήκη:

$$\boldsymbol{u} = \frac{D\boldsymbol{r_s}}{Dt} \qquad (6)$$

όπου $\boldsymbol{r_s}$ το διάνυσμα θέσης της διεπιφάνειας.

Στην κατάσταση ισορροπίας η αδιάστατη πίεση, P_G, στο εσωτερικό της φυσαλίδας συνδέεται με την αδιάστατη πίεση, P_{st}, στο πεδίο ροής μακριά από τη φυσαλίδα μέσω της εξίσωσης Young-Laplace:

$$P_G(t=0) = P_{st} + \frac{2}{We} \qquad (7)$$

Η πίεση στο εσωτερικό της φυσαλίδας θεωρείται ομοιόμορφη λόγω της πολύ μικρής πυκνότητας και του μικρού κινηματικού ιξώδους του αερίου. Επιπλέον, η μεταφορά θερμότητας μεταξύ της φυσαλίδας και του υγρού που την περιβάλλει δεν λαμβάνεται υπόψη, καθώς η χρονική κλίμακα των φαινομένων που μελετώνται είναι πολύ μικρή. Στο πλαίσιο αυτό, οι ταλαντώσεις της φυσαλίδας χαρακτηρίζονται αδιαβατικές και κατά συνέπεια η πίεση στο εσωτερικό της φυσαλίδας δίνεται από τη σχέση:

$$P_G(t=0)V_G^{\gamma}(t=0) = P_G(t)V_G^{\gamma}(t) \qquad (8)$$

όπου V_G είναι ο αδιάστατος όγκος της φυσαλίδας , $V_G(t=0) = 4\pi/3$ ο αρχικός όγκος της φυσαλίδας και γ η πολυτροπική σταθερά η οποία λαμβάνεται ίση με 1.07.

3. ΑΡΙΘΜΗΤΙΚΗ ΕΠΙΛΥΣΗ

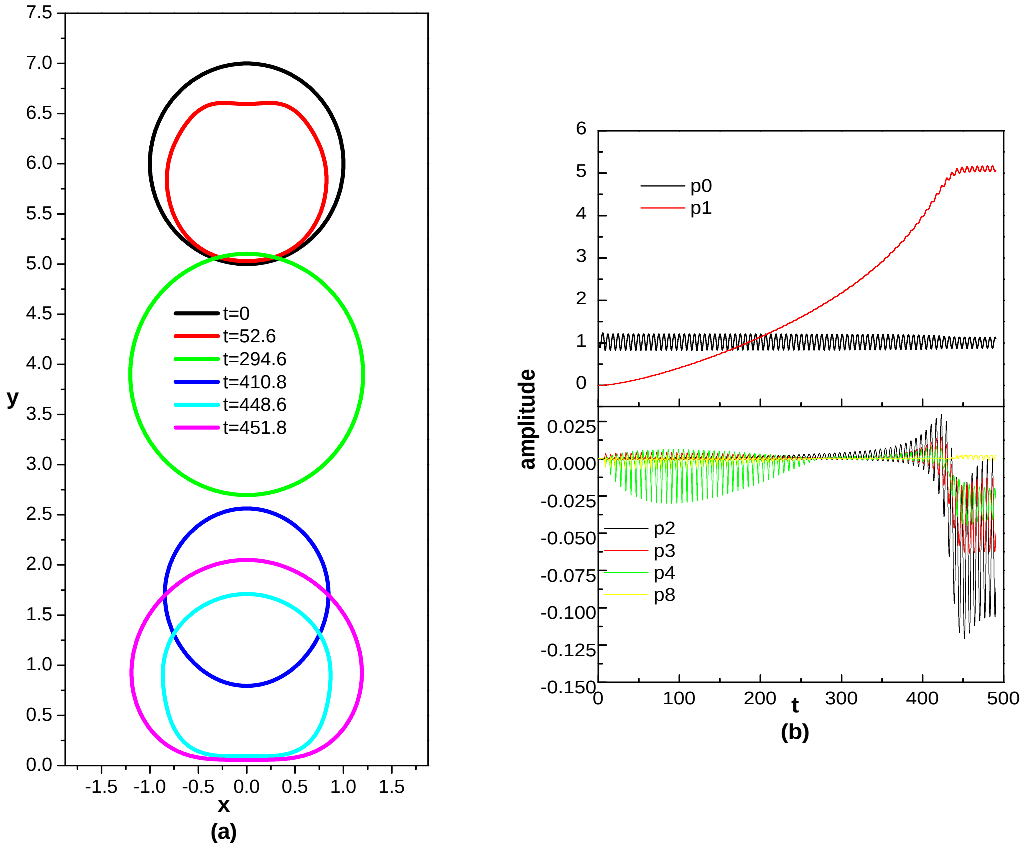
Η αριθμητική επίλυση γίνεται με την μέθοδο των Πεπερασμένων Στοιχείων χρησιμοποιώντας ένα υβριδικό σχήμα που συνδυάζει τις δισδιάστατες συναρτήσεις βάσης Lagrange για την προσομοίωση της ροής με τις μονοδιάστατες κυβικές συναρτήσεις splines για την περιγραφή της διεπιφάνειας. Πιο συγκεκριμένα, για την ταχύτητα χρησιμοποιούνται διτετραγωνικές συναρτήσεις βάσης Lagrange , ενώ για την πίεση διγραμμικές. Η εισαγωγή των κυβικών συναρτήσεων splines είναι απαραίτητη αφού στο ισοζύγιο δυνάμεων υπεισέρχεται παράγωγος τέταρτης τάξης μέσω του όρου που αντιστοιχεί στην αντίσταση κάμψης. Η χρονική ολοκλήρωση πραγματοποιείται με το πλήρως άρρητο σχήμα Euler.

Η κατασκευή του πλέγματος πραγματοποιείται με την ελλειπτική μεθοδολογία (Christodoulou & Scriven, 1992 ; Tsiveriotis & Brown 1992 ; Dimakopoulos & Tsamopoulos 2003) ώστε οι κόμβοι του πλέγματος στο εσωτερικό του πεδίου ροής να προσαρμόζονται και να ακολουθούν τις παραμορφώσεις της μεμβράνης. Για την κατασκευή του πλέγματος χρησιμοποιείται ένα σχήμα που συνδυάζει τις 2D συναρτήσεις βάσης Lagrange για όλα τα σημεία στο εσωτερικό της ροής και τις 1D κυβικές συναρτήσεις splines για τους κόμβους της διεπιφάνειας .

Η μη γραμμικότητα των εξισώσεων αντιμετωπίζεται με τη μέθοδο Newton-Raphson, ενώ για την μείωση του υπολογιστικού χρόνου το σύστημα των εξισώσεων που προκύπτει σε κάθε επανάληψη της Newton-Raphson επιλύεται επαναληπτικά με τη μέθοδο GMRES (Generalized Minimum Residual) αφού πρώτα εφαρμοστεί ατελής LU παραγοντοποίηση (Saad and Schultz 1986). Για τον περαιτέρω περιορισμό του υπολογιστικού χρόνου αποφεύγεται η κατασκευή της ιακωβιανής και η παραγοντοποίηση της σε κάθε χρονικό βήμα.

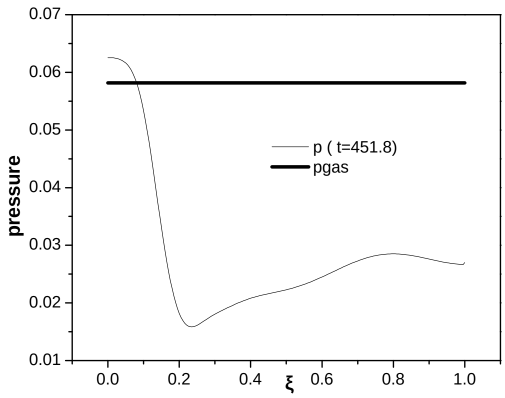
4. ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ

Θεωρώντας μικροφυσαλίδα ακτίνας R_0 =3.6 μm, ιξώδους μs=60x10^{-9} Kg/s, επιφανειακού μέτρου διαστολής χ=0.24 N/m και μέτρου κάμψης k_b=3x10^{-14} N·m, η οποία αρχικά ηρεμεί σε απόσταση 5 ακτινών από το τοίχωμα, και επιβάλλοντας διαταραχή συχνότητας 1.7MHz και πλάτους 2 προκύπτουν τα αποτελέσματα που παρουσιάζονται στο σχήμα 2. Για τη συγκεκριμένη φυσαλίδα και τη συγκεκριμένη διαταραχή η ανάλυση ευστάθειας προβλέπει ότι το κρίσιμο πλάτος για παραμετρική αστάθεια είναι $\varepsilon_{cr} \approx 2$. Στο σχήμα 2α παρουσιάζονται διάφορα στιγμιότυπα για το σχήμα της φυσαλίδας και στο σχήμα 2β δίνεται η χρονική εξέλιξη της ιδιομορφής όγκου P_0, της ιδιομορφής κίνησης P_1 και των ιδιομορφών σχήματος.



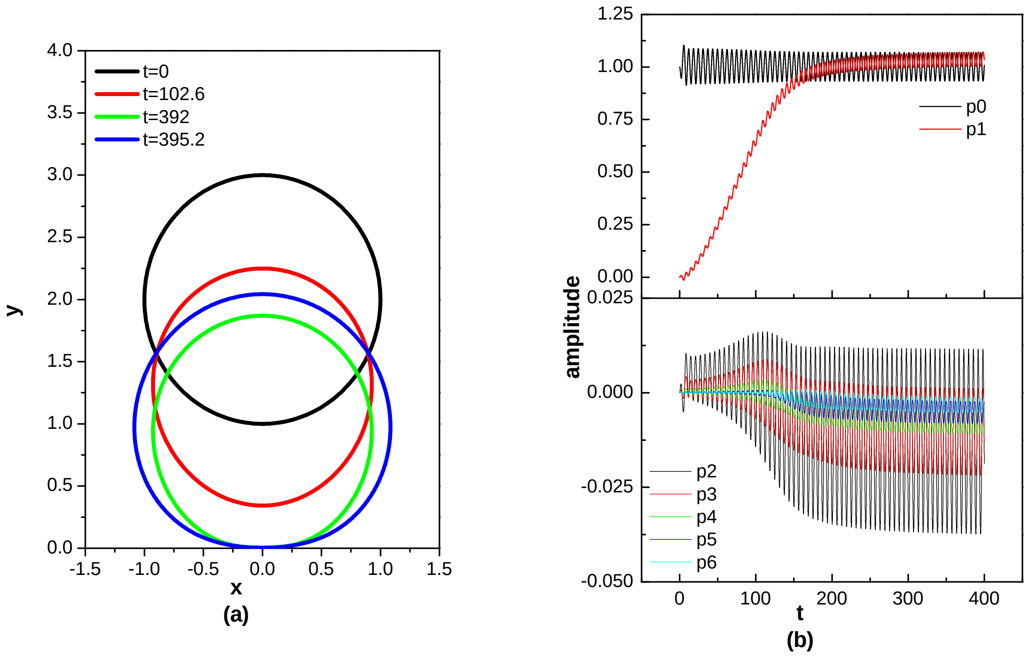
Σχήμα 2: (α) Χρονική εξέλιξη σχήματος, (β) χρονική εξέλιξη ιδιομορφών ακτίνας, κίνησης και σχήματος για ακουστική διαταραχή συχνότητας f=1.7MHz και πλάτους ε=2.

Είναι φανερό ότι παρουσία του τοιχώματος, η φυσαλίδα εκτελεί ταλαντώσεις όγκου με τη συχνότητα της εξωτερικής διαταραχής και κινείται προς το τοίχωμα κυρίως κατά τη συμπίεση λόγω των δευτερογενών δυνάμεων Bjerknes (Σχήμα 2α). Για συγκεκριμένο πλάτος ακουστικής διαταραχής και όσο η φυσαλίδα βρίσκεται μακριά από το τοίχωμα το σχήμα της φυσαλίδας ακολουθεί τη συμπεριφορά και κυριαρχείται από την ιδιομορφή σχήματος P4, όπως προβλέπει η ανάλυση ευστάθειας, ενώ όσο πλησιάζει προς το τοίχωμα οι ιδιομορφές P2 και P3 φαίνεται να επικρατούν απορροφώντας ενέργεια από τις ιδιομορφές υψηλότερης τάξης. Πριν η φυσαλίδα πλησιάσει πολύ κοντά στο τοίχωμα, και επειδή η πίεση μεταξύ της φυσαλίδας και του τοιχώματος είναι μικρότερη από την πίεση μακριά, το σχήμα της φυσαλίδας κατά τη συμπίεση παρουσιάζει επιμήκυνση κατά μήκος του άξονα συμμετρίας (prolate σχήμα, θετική τιμή P2). Καθώς η φυσαλίδα πλησιάζει κοντά στο τοίχωμα, το υγρό αρχίζει να αντιστέκεται στην κίνηση της και παρατηρείται τοπική αύξηση στην πίεση (πίεση λίπανσης) στην περιοχή κοντά στο νότιο πόλο (Σχήμα 3). Η δύναμη αυτή έχει αντίθετη επίδραση στην κίνηση της φυσαλίδας από ότι οι δυνάμεις Bjerknes και επιβραδύνει την κίνηση της μειώνοντας την ταχύτητα με την οποία αυτή πλησιάζει το τοίχωμα. Όταν οι δυο αυτές αντίθετες δυνάμεις έρθουν σε ισορροπία είναι δυνατή η παγίδευση της φυσαλίδας πάνω στο στερεό τοίχωμα όπου και συνεχίζει να ταλαντώνεται εκτελώντας σταθερές ταλαντώσεις σχήματος. Όταν τελικά η φυσαλίδα παγιδευτεί, το σχήμα της γίνεται επίπεδο στον κάτω πόλο, ενώ η επιμήκυνση πια παρατηρείται κατά μήκος του ισημερινού και όχι του άξονα συμμετρίας (oblate σχήμα, αρνητική τιμή P2).

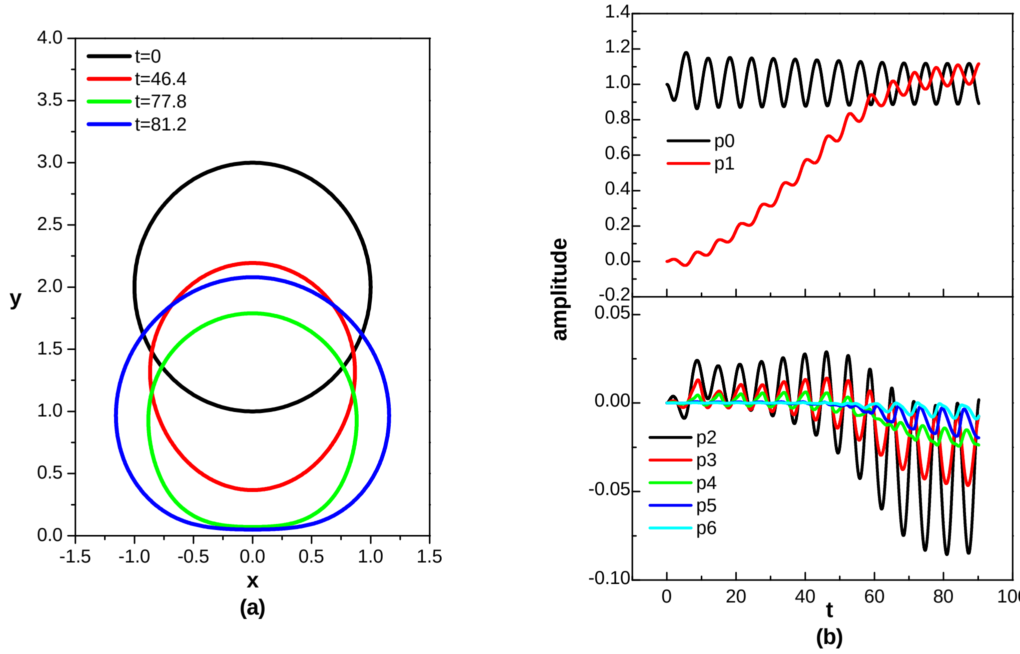


Σχήμα 3: Χωρική κατανομή πίεσης για ακουστική διαταραχή συχνότητας f=1.7MHz και πλάτους ε=2.

Διεξάγοντας εκτενή παραμετρική μελέτη διαπιστώθηκε ότι η αρχική απόσταση της φυσαλίδας από το τοίχωμα δεν επηρεάζει σημαντικά τη συμπεριφορά της καθώς δεν επιδρά στην ταχύτητα με την οποία αυτή κινείται προς το τοίχωμα και κατά συνέπεια τη δύναμη Bjerknes που επιδρά πάνω της. Αντίθετα, το πλάτος της εξωτερικά επιβαλλόμενης διαταραχής έχει σημαντική επίδραση στην διαδικασία παγίδευσης. Οι προσομοιώσεις έδειξαν ότι για φυσαλίδα με συγκεκριμένες ιξωδοελαστικές ιδιότητες και για διαταραχή συγκεκριμένης συχνότητας η παγίδευση είναι εφικτή όσο το ακουστικό πλάτος παραμένει μικρότερο από την κρίσιμη τιμή που προβλέπει η ανάλυση ευστάθειας για εμφάνιση παραμετρικής αστάθειας σχήματος. Μέχρι το συγκεκριμένο όριο, το πλάτος διαταραχής επηρεάζει κυρίως την ταχύτητα προσέγγισης της φυσαλίδας η οποία μεγαλώνει με την αύξηση του πλάτους, αλλά και το τελικό σχήμα κατά την παγίδευση αφού η έκταση της επίπεδης περιοχής κοντά στον πόλο αυξάνεται επίσης με την αύξηση του ακουστικού πλάτους (Σχήμα 4 και 5).

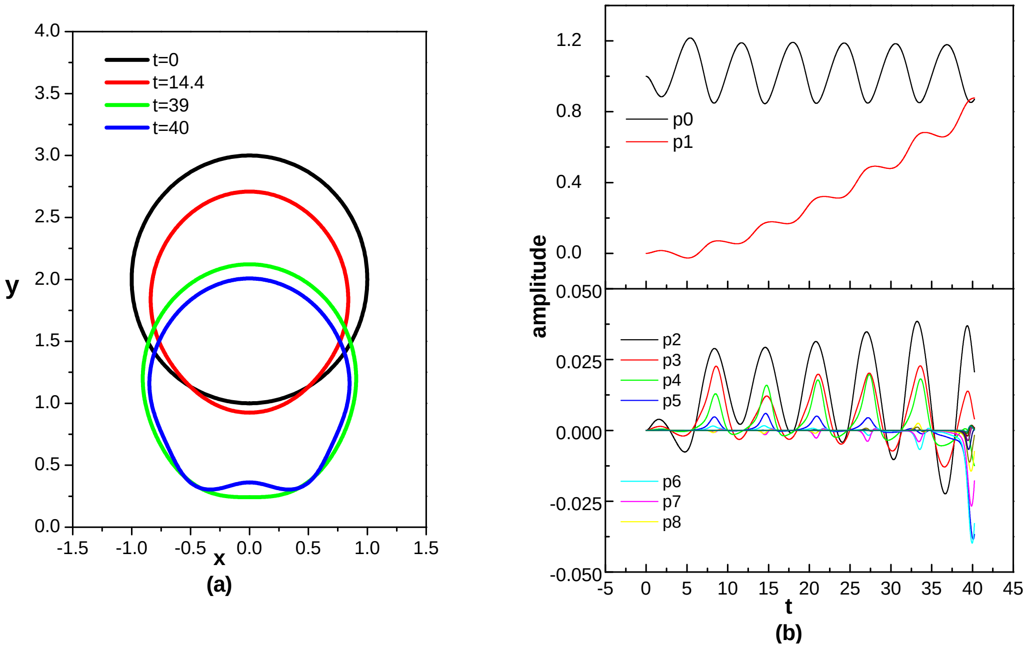


Σχήμα 4: (α) Χρονική εξέλιξη σχήματος, (β) χρονική εξέλιξη ιδιομορφών ακτίνας, κίνησης και σχήματος για ακουστική διαταραχή συχνότητας f=1.7MHz και πλάτους ε=1.

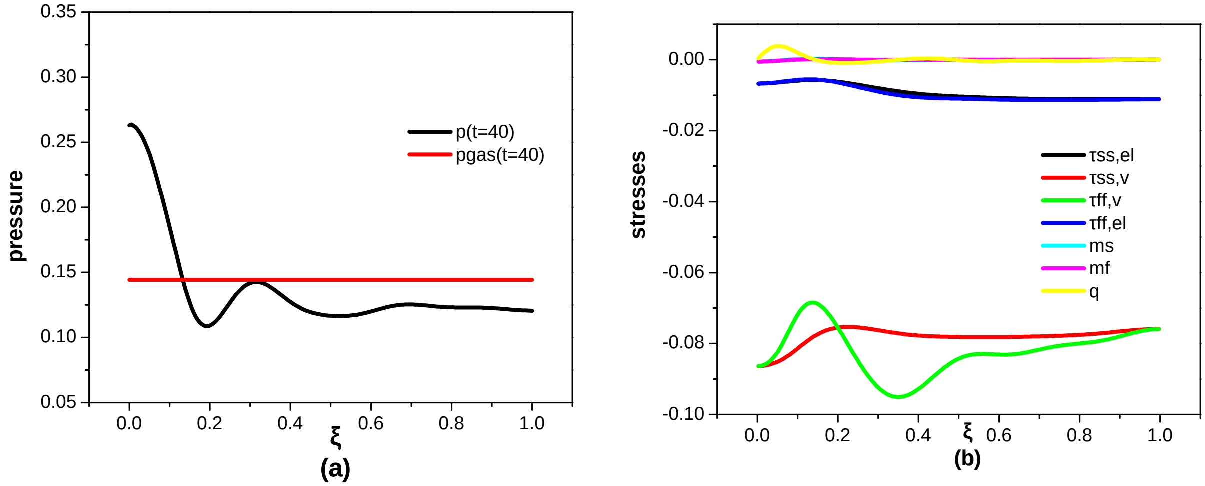


Σχήμα 5: (α) Χρονική εξέλιξη σχήματος, (β) χρονική εξέλιξη ιδιομορφών ακτίνας, κίνησης και σχήματος για ακουστική διαταραχή συχνότητας f=1.7MHz και πλάτους ε=1.7.

Αντίθετα, όταν το κρίσιμο όριο που προβλέπεται από την ανάλυση ευστάθειας ξεπεραστεί, η πίεση λίπανσης μεγαλώνει αρκετά και η διαδικασία παγίδευσης διακόπτεται (Σχήμα 6 και 7). Στην περίπτωση αυτή καταγράφονται υψηλές θλιπτικές τάσεις στη διεπιφάνεια, παρατηρείται λυγισμός στο νότιο πόλο της φυσαλίδας συνήθως κατά τη διάρκεια της μέγιστης συμπίεσης, ενώ αναπτύσσονται ιδιομορφές σχήματος υψηλότερης τάξης. Παρόλα αυτά, εξαιτίας της ενέργειας που απορροφά το ιξώδες της μεμβράνης αλλά και της αντίστασης στην κάμψη που παρουσιάζει το κέλυφος (Σχήμα 7β) δεν καταγράφεται η δημιουργία jet, όπως συμβαίνει στις ελεύθερες φυσαλίδες αερίου.

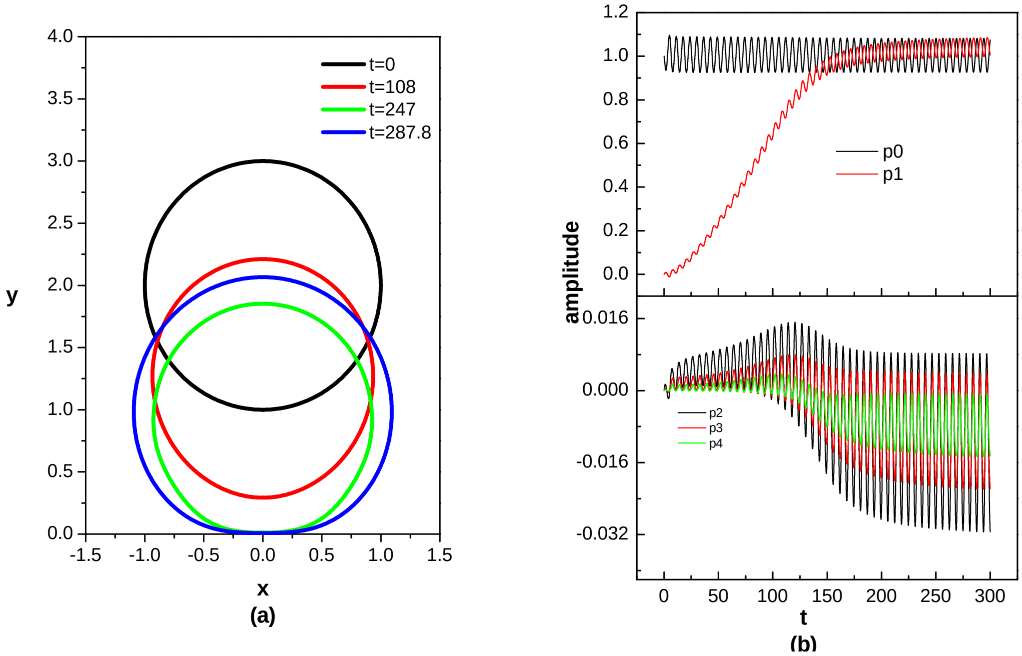


Σχήμα 6: (α) Χρονική εξέλιξη σχήματος, (β) χρονική εξέλιξη ιδιομορφών ακτίνας, κίνησης και σχήματος για ακουστική διαταραχή συχνότητας f=1.7MHz και πλάτους ε=3.

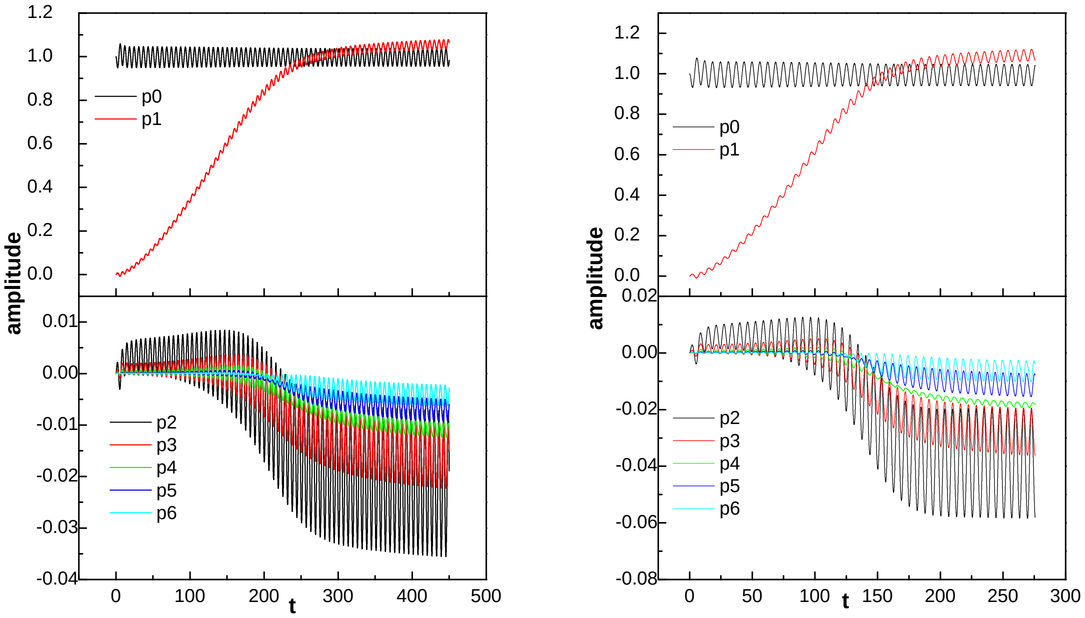


Σχήμα 7: Χωρική κατανομή (α) πίεσης και (β) ιξωδοελαστικών τάσεων μεμβράνης για ακουστική διαταραχή συχνότητας f=1.7MHz και πλάτους ε=3 τη χρονική στιγμή t=40.

Διερευνώντας τις συνθήκες υπό τις οποίες είναι δυνατή η παγίδευση της φυσαλίδας στο τοίχωμα και για μεγαλύτερες διαταραχές διεξήχθη παραμετρική μελέτη κατά την οποία διαπιστώθηκε ότι η αύξηση του ιξώδους της μεμβράνης (Σχήμα 8) ή της συχνότητας της εξωτερικής διαταραχής (Σχήμα 9) επιδρά βοηθητικά στην διαδικασία της παγίδευσης. Και οι δυο αυτές παράμετροι μειώνουν το εύρος των ταλαντώσεων όγκου και με τον τρόπο αυτό επεκτείνουν το εύρος του πλάτους διαταραχής για το οποίο καταγράφονται σταθερές ταλαντώσεις σχήματος χωρίς την απότομη αύξηση ιδιομορφών σχήματος. Ακόμα και στην περίπτωση αυτή όμως υπάρχει ένα κρίσιμο πλάτος διαταραχής που καθορίζεται πάλι από την ανάλυση ευστάθειας πάνω από το οποίο ο σταθεροποιητικός ρόλος του ιξώδους και της αυξημένης συχνότητας δεν επαρκούν για να αντισταθμίσουν τις υψηλές θλιπτικές τάσεις που αναπτύσσονται στο κέλυφος και να αποτρέψουν το λυγισμό στην περιοχή του κάτω πόλου.



Σχήμα 8: (α) Χρονική εξέλιξη σχήματος, (β) χρονική εξέλιξη ιδιομορφών ακτίνας, κίνησης και σχήματος για ακουστική διαταραχή συχνότητας f=1.7MHz, πλάτους ε=3 και για ιξώδες μεμβράνης $300x10^{-9}$ Kg/s.



Σχήμα 9: Χρονική εξέλιξη ιδιομορφών ακτίνας, κίνησης και σχήματος για ακουστική διαταραχή συχνότητας f=3.4MHz, και πλάτους (α) ε=3 και (β) ε=4.

ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

Christodoulou K. N. and Scriven L. E. (1992), "Discretization of free surface flows and other moving boundary problems", J. Comput. Phys. 99(1), 39-55.

Dimakopoulos Y. and Tsamopoulos J. (2003), "A quasi-elliptic transformation for moving boundary problems with large anisotropic deformations", J. Comp. Phys. 192(2), 494-522.

Ferrara K., Pollard R. and Borden M. (2007), "Ultrasound Microbubble Contrast Agents: Fundamentals and Application to Gene and Drug Delivery", Ann. Rev Biomedical Eng. 9(1), 415-447.

Kaufmann B. A., Wei K. and Linder J. R. (2007), "Contrast Echocardiography", Current Problems in Cardiology 32(2), 51-96.

Liu Y., Sugiyama K., Takagi S. and Matsumoto Y. (2011), "Numerical study on the shape oscillation of an encapsulated microbubble in ultrasound field", Phys. Fluids 23, doi:041904.

Pozrikidis C. (2001), "Effect of membrane bending stiffness on the deformation of capsules in simple shear flow", J. Fluid Mech. 440, 269-291.

Qin S. and Ferrara K. W. (2006), "Acoustic response of compliable microvessels containing ultrasound contrast agents", Phys. Med. Biol. 51, 5065–5088.

Saad Y. and Schultz M. H. (1986), " GMRES: A generalized minimal residual algorithm for solving non-symmetric linear systems", SIAM J. Sci. Stat. Comput. 7, 856-869.

Sassaroli E. and Hynynen K. (2005), "Resonance frequency of microbubbles in small blood vessels: a numerical study", Phys. Med. Biol., 50: 5293-5305.

Timoshenko P. and Woinowsky-Krieger S. (1959), "Theory of Plates and Shells", McGraw-Hill, Singapore.

Tsiglifis, K. and Pelekasis N. (2008), "Nonlinear radial oscillations of encapsulated microbubbles subject to ultrasound: the effect of membrane constitutive law", J. Acoust. Soc. Am. 123 (6), 4059-4070.

Tsiglifis, K. and Pelekasis N. (2011), "Parametric stability and dynamic buckling of encapsulated microbubble subject to acoustic disturbances", Phys. Fluids 23, 012102.

Tsiglifis, K. and Pelekasis N. (2013), "Simulations of insonated contrast agents: Saturation and transient break-up", Phys. Fluids 25, 032109.

Tsiveriotis, K. and Brown, R. A. (1992), "Boundary-conforming mapping applied to computations of highly deformed solidification interfaces", Int. J. Numer. Methods Fluids 14, 981-1003.

Vlachomitrou M. & Pelekasis N. (2017), "Dynamic simulation of a coated microbubble in an unbounded flow: response to a step change in pressure", J. Fluid Mech. 882, 717-761.

Vos H. J., Dollet B., Bosch J. G., Versluis M. and De Jong N. (2008), "Nonspherical vibrations of microbubbles in contact with a wall: a pilot study at low mechanical index", Ultrasound Med. Biol. 34(4), 685-688.

Zhao S., Ferrara K. W. and Dayton P. A. (2005), "Asymmetric oscillation of adherent targeted ultrasound contrast agents", Appl. Phys. Lett. 87, 134103.

NUMERICAL STUDY OF THE TRAPPING OF AN ENCAPSULATED MICROBUBBLE ON A RIGID WALL

Vlachomitrou Maria & Nikos Pelekasis
Laboratory of Fluid Mechanics and Turbomachinery
Department of Mechanical Engineering, University of Thessaly
Volos 38334, Email: mavlacho@uth.gr , pel@uth.gr

ABSTRACT

The dynamic behavior of encapsulated microbubbles plays a key role in many biomedical applications among which the most important are medical imaging of vital organs and targeted drug delivery. In the present study the Finite Element Methodology is used to examine the dynamic response of an elastic microbubble to acoustic disturbances in a wall restricted flow. Emphasis is given on determining the mechanism and defining the conditions that enable the trapping of the bubble on the wall. It was found that the microbubble performs volume pulsations and moves towards the wall due to the secondary Bjerknes forces, whereas as it approaches closer to the wall the liquid starts to resist its movement with a local increase in the pressure (lubrication pressure) near the north pole. For a microbubble with given viscoelastic shell properties and for a given frequency of external disturbance these two opposing forces balance each other as long as the acoustic amplitude is smaller than the critical threshold for parametric mode excitation that stability analysis predicts. In this case the microbubble is eventually trapped on the wall where it continues to oscillate with its shape becoming flat on the lower pole. For greater acoustic disturbances buckling occurs on the north pole without jet formation as shell viscosity absorbs energy and moreover the shell resists to bending. Finally, it was found that by increasing shell viscosity or the external frequency the trapping procedure is facilitated.