

ΔΙΑΤΜΗΜΑΤΙΚΟ ΠΡΟΓΡΑΜΜΑ ΜΕΤΑΠΤΥΧΙΑΚΩΝ ΣΠΟΥΔΩΝ

«ΝΑΥΤΙΚΗ ΚΑΙ ΘΑΛΑΣΣΙΑ ΤΕΧΝΟΛΟΓΙΑ ΚΑΙ ΕΠΙΣΤΗΜΗ»



ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ

ΣΧΟΛΗ ΝΑΥΠΗΓΩΝ ΜΗΧΑΝΟΛΟΓΩΝ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ

ΤΟΜΕΑΣ ΝΑΥΤΙΚΗΣ ΚΑΙ ΘΑΛΑΣΣΙΑΣ
ΥΔΡΟΔΥΝΑΜΙΚΗΣ

**Μοντελοποίηση διέγερσης και διάδοσης ακουστικού θορύβου από
ναυτικές έλικες με εφαρμογή σε πλοία ειδικού τύπου**



Όνοματεπώνυμο Φοιτητή: Ηλίας Κανέλλος

ΑΜ: 08118808

Επιβλέπων Καθηγητής: Κ. Α. Μπελιμπασάκης, καθηγητής ΕΜΠ

Επιτροπή: Γ. Αθανασούλης, Καθηγητής ΕΜΠ

Γ. Παπαδάκης, Επικ.Καθηγητής ΕΜΠ

ΑΘΗΝΑ, Μάιος 2020

Ευχαριστίες

Η συγγραφή της παρούσας διπλωματικής εργασία ολοκληρώνει ένα κύκλο ο οποίος ξεκίνησε τον Σεπτέμβριο του 2018 με την εγγραφή μου στο Διατμηματικό Μεταπτυχιακό Πρόγραμμα Σπουδών «Ναυτική και Θαλάσσια Τεχνολογία και Επιστήμη» του Εθνικού Μετσόβιου Πολυτεχνείου. Στο σημείο αυτό αισθάνομαι την ανάγκη να εκφράσω τις ειλικρινείς και θερμές μου ευχαριστίες σε όσους συνέβαλαν στην ολοκλήρωση αυτής της προσπάθειας.

Πρωτίστως θα ήθελα να ευχαριστήσω τον επιβλέποντα καθηγητή κύριο Κωνσταντίνο Μπελιμπασάκη για την συνεχή επιστημονική καθοδήγηση, τις πολύτιμες συμβουλές και παρατηρήσεις για την οργάνωση και το περιεχόμενο της εργασίας. Κυρίως όμως τον ευχαριστώ, για τις εποικοδομητικές συζητήσεις που προέκυψαν κατά την διάρκεια συγγραφής της παρούσης από τις οποίες αποκόμισα πλούτο γνώσεων και εμπάθυνα σε ένα τόσο ενδιαφέρον αντικείμενο.

Ευχαριστώ τον καθηγητή του Εθνικού Μετσόβιου Πολυτεχνείου Γεράσιμο Αθανασούλη και τον Επίκουρο Καθηγητή Γεώργιο Παπαδάκη για την συμμετοχή τους στην τριμελή εξεταστική επιτροπή.

Ιδιαίτερες ευχαριστίες στον κύριο Ιωάννη Γεωργίου, Ειδικό και Εργαστηριακό Διδακτικό Προσωπικό για τον χρόνο που διέθεσε να διαβάσει την εργασία και την συμβολή του στην αναθεώρηση του κειμένου της εργασίας.

Επίσης θα ήθελα να ευχαριστήσω το σύνολο των καθηγητών του ΔΜΠΣ, τα μαθήματα των οποίων παρακολούθησα κατά την διάρκεια του κύκλου σπουδών, για την μεταλαμπάδευση των γνώσεων που μου παρείχαν, οι οποίες συνέβαλλαν στην ατομική μου βελτίωση αλλά θα με ωφελήσουν και στον επαγγελματικό μου τομέα.

Ιδιαίτερα όμως ευχαριστώ την οικογένεια μου για την συμπαράσταση και υπομονή τους κατά την διάρκεια του κύκλου σπουδών μου και την ισορροπία που με βοήθησαν να κρατήσω μεταξύ οικογένειας, εργασίας και σπουδών. Χωρίς την συμβολή τους η ολοκλήρωση αυτού του κύκλου σπουδών δεν θα ήταν εφικτή.

Περιεχόμενα

Κεφάλαιο 1 Εισαγωγή στον υποθαλάσσιο θόρυβο	12
1.1 Φυσικές (natural) και ανθρωπογενείς (anthropogenic) πηγές θορύβου	14
1.2 Εμπορική ναυτιλία και υποθαλάσσιο θόρυβος	17
1.3 Υποθαλάσσιος θόρυβος και θαλάσσια θηλαστικά	21
1.4 Τρέχον ρυθμιστικό πλαίσιο	25
1.5 Ακουστική υπογραφή και σημασία της σε πολεμικά πλοία	31
Κεφάλαιο 2 Ναυτική Έλικά	33
2.1 Εισαγωγή.....	33
2.2 Η γεωμετρία της ναυτικής έλικας	34
2.3 Συνθήκες λειτουργίας έλικας	39
2.4 Σπηλαιώση.....	41
Κεφάλαιο 3 Υδροδυναμική Ανάλυση έλικας σε μη μόνιμη ροή.....	44
3.1 Εισαγωγή.....	44
3.2 Η μέθοδος Vortex Lattice Method (VLM)	52
3.3 Υδροδυναμική ανάλυση έλικας μη μόνιμης ροής	54
3.4 Πρόβλημα Συνοριακών Τιμών	59
3.5 Μέθοδος κατανομής ιδιομορφιών	63
3.6 Μοντέλο ακολουθούντων δινών (Trailing vortex model).....	66
3.7 Αποκόλληση φύλλου δίνης από το ακροπτερύγιο (Vortex sheet separation from tip)	68
3.8 Λύση του προβλήματος συνοριακών τιμών στο πεδίο του χρόνου.....	69
3.9 Συνθήκη Kutta για μη μόνιμη ροή.....	71
3.10 Τροποποιήσεις για την σπηλαιούμενη έλικά	72
3.11 Αποτελέσματα και σχολιασμός	75
4. Πρόβλεψη του ήχου από Ναυτική Έλικά	86
4.1 Εισαγωγή.....	86
4.2 Η δυναμική της φουσαλίδας σπηλαιώσης	89
4.3 Η εξίσωση FW-H για υποθαλάσσιο θόρυβο έλικας	91
4.4 Απλοποιημένα μοντέλα πρόβλεψης θορύβου έλικας.....	93

4.5 Αποτελέσματα και συζήτηση	96
Εφαρμογές μεθόδου μοντελοποίησης διέγερσης και διάδοσης ναυτικής έλικας σε πλοία ειδικού τύπου (πολεμικά πλοία)	115
Συμπεράσματα	117
Βιβλιογραφία.....	119
Παράρτημα 1 Η παλλόμενη σφαίρα.....	128
Παράρτημα 2 Lloyd Mirror Effect.....	131
Παράρτημα 3 Μέθοδος Συνοριακών Στοιχείων (Boundary Element Method).....	134

Περίληψη εργασίας

Σε αυτή την εργασία παρουσιάζεται ένα μοντέλο δημιουργίας και διάδοσης θορύβου από σπηλαιούμενες και μη σπηλαιούμενες έλικες βασισμένο σε μία μη μόνιμη υδροδυναμική ανάλυση της έλικας που λειτουργεί σε μη μόνιμες συνθήκες πεδίου ομόρρου καθώς και εφαρμογές αυτού σε πλοία ειδικού τύπου (πολεμικά). Ο θόρυβος της ναυτικής έλικας διαχρονικά έχει απασχολήσει την επιστημονική κοινότητα αρχικά λόγω των επιδράσεων του στην ταχύτητα των πολεμικών πλοίων αλλά και την αύξηση της πιθανότητας εντοπισμού των υποβρυχίων. Με την ανάπτυξη της οικονομίας από τον Β΄ Παγκόσμιο Πόλεμο και μεταγενέστερα, η εμπορική ναυτιλία και οι θαλάσσιες μεταφορές αναπτύχθηκαν ραγδαία και αντίστοιχα ο αριθμός των πλοίων, εγείροντας το ενδιαφέρον για περαιτέρω μελέτη της επίδραση της θαλάσσιας ηχορύπανσης στο θαλάσσιο οικοσύστημα (χλωρίδα και πανίδα).

Στο πρώτο κεφάλαιο εξηγούνται οι βασικές κατηγορίες υποθαλάσσιου διαδιδόμενου θορύβου του πλοίου, η επίδραση τους στα θαλάσσια θηλαστικά, προγράμματα μελέτης του υποθαλάσσιου διαδιδόμενου θορύβου όπως το AQUO και το SONIC, οι υφιστάμενες διεθνείς και τοπικές συμφωνίες για την ρύθμιση των επιπέδων θορύβου στην θάλασσα αλλά και η σημασία του ακουστικού **αποτυπώματος** για τα πολεμικά πλοία.

Στο δεύτερο κεφάλαιο περιγράφονται τα βασικά χαρακτηριστικά και την γεωμετρία της ναυτικής έλικας, ο γενικός τρόπος λειτουργίας αυτής για συμβατικού τύπου έλικες και ο τρόπος με τον οποίο κινείται το πλοίο από την έλικα. Τέλος περιγράφονται τυπικά είδη της σπηλαίωσης, η συνεισφορά της στην αύξηση του εκπεμπόμενου θορύβου από τα πλοία και ο κύκλος ζωής της φουσαλίδας σπηλαίωσης.

Στο τρίτο κεφάλαιο παρουσιάζεται η υδροδυναμική ανάλυση έλικας σε σπηλαιούμενη και μη σπηλαιούμενη ροή, θεωρώντας ως κυρίαρχη πηγή θορύβου την σπηλαιούμενη έλικα, και παρουσιάζονται τα βασικά υδροδυναμικά χαρακτηριστικά αυτών. Για την εργασία μας χρησιμοποιούνται ως παραδείγματα υπολογισμού δύο έλικες, η KP-068 χωρίς πλευρική απόκλιση και η KP-070 με πλευρική απόκλιση 70°.

Στο τέταρτο κεφάλαιο μοντελοποιείται η διάδοση του μεταδιδόμενου θορύβου της έλικας, χρησιμοποιώντας τον μετασχηματισμό Farassat για την λύση της εξίσωσης Ffowcks Williams και Hawkins, στα οποία θεωρούνται ως μονόπολο ο θόρυβος της σπηλαίωσης και ως δίπολο ο θόρυβος φόρτισης. Το μοντέλο αυτό χρησιμοποιείται για τον υπολογισμό του φάσματος του θορύβου στην μπάντα χαμηλών συχνοτήτων (0-200Hz). Ακόμη υπολογίζεται το κατευθυντικό μοντέλο για τον καθορισμό της διάδοσης του ήχου στην θάλασσα και τέλος προτείνονται εφαρμογές αυτού του μοντέλου σε πλοία ειδικού τύπου.

Συνοψίζοντας, ο θόρυβος της έλικας επηρεάζει σημαντικά τόσο το θαλάσσιο οικοσύστημα αλλά και το ακουστικό ίχνος ενός πλοίου ειδικού τύπου όπου η διατήρηση του σε χαμηλά επίπεδα επηρεάζει την επιβιωσιμότητά του. Η μοντελοποίηση και τρόποι μείωσης της ακουστικής υπογραφής αποτελούν σημαντικό πεδίο μελέτης με πλήθος εφαρμογών.

Abstract

The present thesis is presenting a model generating and propagating noise from cavitating and non cavitating marine propellers operating in a unsteady wake field and applications of this model for special purpose ships (warships). Cavitating propeller noise has been a study issue for the scientific community firstly due to the effect had to the speed of warships and the rise of detection probability of submarines. With the growth of world economy after WWII, subsequently grew rapidly merchant shipping and the number of ships gaining attention for further study of the effect of marine pollution to sea's ecosystem (flora and fauna).

In the first chapter are discussed the basic ship sources of underwater radiated noise, the effect on marine mammals, projects on the study of underwater radiated noise such as AQUO and SONIC, existing international and regional agreements for regulation of extent noise and the importance of acoustic signature on warships.

In the second chapter are discussed the basic characteristics of the geometry of marine propeller, a general idea of the operation for a conventional propeller type describing how the ship is moving. Lastly the common types of cavitation and their contribution in underwater noise are described and also the life cycle of cavitation bubble.

In the third chapter is presented a hydrodynamic analysis of a cavitating and non cavitating propeller and their basic hydrodynamic features considering cavitating propeller as the most dominant contributor. For this presentation two propellers with varying degrees of skew are investigated KP068 (unskewed) and KP070 (70 deg skewed).

In the fourth and final chapter a model for the underwater radiated noise is presented, using the Farassat formulation of the Ffowcks-Williams and Hawkings, in which thickness noise is described as a monopole and loading noise as a dipole source. The model is then used to calculate the noise spectrum in the low frequency band (0-200 Hz). Also, the directivity pattern is calculated in order to determine the underwater sound propagation and lastly applications of this model for special purpose ships are proposed.

Concluding, underwater propeller noise is significantly affecting the underwater ecosystem, but especially the acoustic signature of a special purpose ship where the ability to sustain it to low levels, affects her survivability. Modelling and ways of acoustic quieting are an important study field with various applications.

Πίνακας Εικόνων

ΕΙΚΟΝΑ 1.1 ΣΥΣΧΕΤΙΣΗ ΣΥΧΝΟΤΗΤΩΝ ΠΟΥ ΠΑΡΑΓΟΝΤΑΙ ΑΠΟ ΟΜΑΔΕΣ ΘΑΛΑΣΣΙΩΝ ΘΗΛΑΣΤΙΚΩΝ ΣΕ ΑΝΤΙΠΑΡΑΘΕΣΗ ΜΕ ΣΥΧΝΟΤΗΤΕΣ ΠΟΥ ΠΑΡΑΓΟΝΤΑΙ ΑΠΟ ΑΝΘΡΩΠΟΓΕΝΕΙΣ ΠΗΓΕΣ ΘΟΡΥΒΟΥ (ΠΗΓΕΣ NATIONAL RESEARCH COUNCIL 2005, OSPAR 2009)	13
ΕΙΚΟΝΑ 1.2 ΠΑΡΑΓΟΜΕΝΑ ΕΠΙΠΕΔΑ ΘΟΡΥΒΟΥ ΑΠΟ ΕΜΠΟΡΙΚΑ ΠΛΟΙΑ (ΠΗΓΗ ΠΑΡΟΥΣΙΑΣΗ ΝΣΕ ΣΤΟ ABS 2012)	15
ΕΙΚΟΝΑ 1.3 ΑΥΞΗΣΗ ΤΟΥ ΠΑΓΚΟΣΜΙΟΥ ΣΤΟΛΟΥ ΑΠΟ ΤΟΝ ΒΟ ΠΠ	17
ΕΙΚΟΝΑ 1.4 ΡΥΘΜΟΣ ΑΝΑΠΤΥΞΗΣ ΠΑΓΚΟΣΜΙΟΥ ΑΕΠ (1950-2010)	17
ΕΙΚΟΝΑ 1.5 ΜΕΤΡΟΥΜΕΝΑ ΕΠΙΠΕΔΑ ΘΟΡΥΒΟΥ ΣΤΗΝ ΠΕΡΙΟΧΗ SAN NICOLAS SOUTH SITE ΤΗΣ ΠΕΡΙΟΔΟΥ 1964-66 ΚΑΙ ΣΥΓΚΡΙΣΗ ΜΕ ΑΥΤΑ ΤΗΣ ΠΕΡΙΟΔΟΥ 2004	18
ΕΙΚΟΝΑ 1.6 ΧΑΡΑΚΤΗΡΙΣΤΙΚΑ ΣΥΝΙΣΤΩΣΩΝ ΠΗΓΩΝ ΘΟΡΥΒΟΥ ΕΝΟΣ ΠΛΟΙΟΥ (AQUO 2015, R2.9)	18
ΕΙΚΟΝΑ 1.7 ΕΚΠΕΜΠΟΜΕΝΑ ΕΠΙΠΕΔΑ ΘΟΡΥΒΟΥ ΜΗΧΑΝΗΜΑΤΩΝ, ΕΛΙΚΩΝ, ΣΠΗΛΛΙΩΣΗΣ ΑΝΑ ΤΑΧΥΤΗΤΑ (AQUO D.2.8)	19
ΕΙΚΟΝΑ 1.8 ΑΝΑΠΑΡΑΣΤΑΣΗ ΤΟΥ ΘΟΡΥΒΟΥ ΤΗΣ ΕΛΙΚΑΣ ΣΥΝΑΡΤΗΣΕΙ ΤΩΝ ΑΝΤΙΣΤΟΙΧΩΝ ΣΥΧΝΟΤΗΤΩΝ (AQUO 2015 R2.9)	20
ΕΙΚΟΝΑ 1.9 ΠΡΟΒΛΕΨΗ ΑΚΟΟΓΡΑΜΜΑΤΟΣ ΦΑΛΑΙΝΑΣ ΜΕ ΤΗΝ ΜΕΘΟΔΟ ΠΕΠΕΡΑΣΜΕΝΩΝ ΣΤΟΙΧΕΙΩΝ (WÜRSIG ET AL., 2018)	21
ΕΙΚΟΝΑ 1.10 ΜΕΤΡΗΣΕΙΣ ΑΚΟΥΣΤΙΚΗΣ ΥΠΟΓΡΑΦΗΣ ΕΝΟΣ ΕΜΠΟΡΙΚΟΥ ΠΛΟΙΟΥ ΣΕ ΔΙΑΦΟΡΕΣ ΤΙΜΕΣ ΤΑΧΥΤΗΤΑΣ (FRADELLOS 2016)	22
ΕΙΚΟΝΑ 1.11 ΠΑΡΑΔΕΙΓΜΑΤΑ 24ΩΡΗΣ ΑΚΟΥΣΤΙΚΗΣ ΔΡΑΣΗΣ ΓΙΑ 2 ΦΥΣΙΚΑ ΠΕΡΙΒΑΛΛΟΝΤΑ ΣΤΑ ΟΠΟΙΑ ΠΤΕΡΟΦΑΛΛΙΝΕΣ ΤΡΑΓΟΥΔΟΥΣΑΝ (Α) ΚΟΛΠΟΣ ΤΗΣ ΚΑΛΙΦΟΡΝΙΑ ΠΕΡΙΒΑΛΛΟΝ ΜΕ ΧΑΜΗΛΟ ΘΟΡΥΒΟ ΠΕΡΙΒΑΛΛΟΝΤΟΣ ΚΑΙ (Β) ΜΕΣΟΓΕΙΟΣ ΘΑΛΑΣΣΑ ΠΕΡΙΒΑΛΛΟΝ ΜΕ ΥΨΗΛΟ ΘΟΡΥΒΟ BACKGROUND NOISE (CLARK ET AL 2009)	23
ΕΙΚΟΝΑ 1.12 ΦΑΣΜΑΤΙΚΗ ΑΝΑΛΥΣΗ ΙΣΧΥΟΣ ΓΙΑ ΤΙΣ ΑΝΩΤΕΡΩ ΑΚΟΥΣΤΙΚΕΣ ΔΡΑΣΕΙΣ (Α) ΚΟΛΠΟΣ ΤΗΣ ΚΑΛΙΦΟΡΝΙΑ ΠΕΡΙΒΑΛΛΟΝ ΜΕ ΧΑΜΗΛΟ ΘΟΡΥΒΟ ΠΕΡΙΒΑΛΛΟΝΤΟΣ ΚΑΙ (Β) ΜΕΣΟΓΕΙΟΣ ΘΑΛΑΣΣΑ ΠΕΡΙΒΑΛΛΟΝ ΜΕ ΥΨΗΛΟ ΘΟΡΥΒΟ BACKGROUND NOISE (CLARK ET AL., 2009).	23
ΕΙΚΟΝΑ 1.13 ΟΔΗΓΙΑ- ΠΛΑΙΣΙΟ ΘΑΛΑΣΣΙΑΣ ΣΤΡΑΤΗΓΙΚΗΣ ΕΥΡΩΠΑΪΚΗΣ ΈΝΩΣΗΣ	25
ΕΙΚΟΝΑ 1.14 ΥΠΟΘΑΛΑΣΣΙΑ ΜΟΤΙΒΑ ΔΙΑΔΙΔΟΜΕΝΟΥ ΗΧΟΥ ΠΛΟΙΩΝ ΑΠΟ ΤΟ ΜΟΝΤΕΛΟ RANDI (AQUO R2.9).	29
ΕΙΚΟΝΑ 1.15 ΣΥΓΚΡΙΣΗ ΧΑΡΑΚΤΗΡΙΣΤΙΚΩΝ ΔΙΑΔΙΔΟΜΕΝΟΥ ΗΧΟΥ ΔΙΑΦΟΡΕΤΙΚΩΝ ΜΟΝΤΕΛΩΝ ΓΙΑ ΕΝΑ ΣΤΑΝΤΑΡ ΕΜΠΟΡΙΚΟ ΠΛΟΙΟ (AQUO R2.9).	30
ΕΙΚΟΝΑ 2.1 ΤΕΤΡΑΠΤΕΡΗ ΕΛΙΚΑ ΤΗΣ HYUNDAI (ΠΟΛΙΤΗΣ, ΑΝΤΙΣΤΑΣΗ ΚΑΙ ΠΡΟΩΣΗ ΠΛΟΙΟΥ)	34
ΕΙΚΟΝΑ 2.2 ΣΥΓΧΡΟΝΗ ΤΕΤΡΑΠΤΕΡΗ ΕΛΙΚΑ ΜΕ ΜΕΓΑΛΗ ΠΛΕΥΡΙΚΗ ΑΠΟΚΛΙΣΗ (HIGHLY SKEWED) ΜΕΤΑΒΛΗΤΟΥ ΒΗΜΑΤΟΣ (ΠΟΛΙΤΗΣ, ΑΝΤΙΣΤΑΣΗ ΚΑΙ ΠΡΟΩΣΗ ΠΛΟΙΟΥ)	35
ΕΙΚΟΝΑ 2.3 ΤΕΤΡΑΠΤΕΡΗ ΕΛΙΚΑ ΚΑΙ Η ΠΛΗΜΝΗ ΤΗΣ. ΣΤΟ ΣΧΗΜΑ ΦΑΙΝΕΤΑΙ ΤΟ ΣΥΣΤΗΜΑ ΣΥΝΤΕΤΑΓΜΕΝΩΝ ΚΑΤΑ ΙΤΤΣ, Η ΠΤΕΡΥΓΟΤΟΜΗ (BLADE SECTION) ΣΕ ΑΚΤΙΝΑ R ΚΑΙ Η ΕΛΙΚΟΕΙΔΗΣ ΓΡΑΜΜΗ (HELICAL LINE) ΑΝΑΦΟΡΑΣ ΤΗΣ ΠΤΕΡΥΓΟΤΟΜΗΣ [CARLTON].	36
ΕΙΚΟΝΑ 2.4 ΟΡΙΣΜΟΣ ΤΗΣ ΕΛΙΚΟΕΙΔΟΥΣ ΓΡΑΜΜΗΣ ΑΝΑΦΟΡΑΣ ΑΠΟ ΤΑ ΧΕΙΛΗ ΠΡΟΣΠΤΩΣΗΣ (LE) ΚΑΙ ΕΚΦΥΓΗΣ (TE) ΤΗΣ ΠΤΕΡΥΓΟΤΟΜΗΣ ΣΤΗΝ ΑΚΤΙΝΑ R. ΟΡΙΣΜΟΣ ΤΟΥ ΒΗΜΑΤΟΣ P ΚΑΙ ΤΗΣ ΓΩΝΙΑΣ ΒΗΜΑΤΟΣ Θ ΤΗΣ ΕΛΙΚΟΕΙΔΟΥΣ ΓΡΑΜΜΗΣ ΑΝΑΦΟΡΑΣ (ΠΟΛΙΤΗΣ, ΑΝΤΙΣΤΑΣΗ ΚΑΙ ΠΡΟΩΣΗ ΠΛΟΙΟΥ)	37
ΕΙΚΟΝΑ 2.5 ΔΥΝΑΜΕΙΣ ΠΟΥ ΑΣΚΟΥΝΤΑΙ ΣΤΗΝ ΕΛΙΚΑ	39
ΕΙΚΟΝΑ 2.6 ΤΥΠΟΙ ΣΠΗΛΛΙΩΣΗΣ (BIRK, 2019)	42
ΕΙΚΟΝΑ 2.7 ΜΟΡΦΕΣ ΦΥΣΑΛΙΔΑΣ ΣΠΗΛΛΙΩΣΗΣ (BIRK, 2019)	42
ΕΙΚΟΝΑ 3.1 ΤΥΠΙΚΕΣ ΔΙΑΚΥΜΑΝΣΕΙΣ ΔΥΝΑΜΕΩΝ ΚΑΙ ΡΟΠΩΝ ΠΟΥ ΕΠΙΔΡΟΥΝ ΣΕ ΜΙΑ ΕΛΙΚΑ ΠΟΥ ΛΕΙΤΟΥΡΓΕΙ ΣΕ ΠΕΔΙΟ ΟΜΟΡΟΥ (CARLTON 2007, ΣΕΛ. 135)	45

ΕΙΚΟΝΑ 3.2 ΜΟΤΙΒΟ ΣΠΗΛΛΙΩΣΗΣ ΣΤΑ ΠΤΕΡΥΓΙΑ ΜΙΑΣ ΕΛΙΚΑΣ ΠΟΥ ΛΕΙΤΟΥΡΓΕΙ ΣΕ ΠΕΔΙΟ ΟΜΟΡΟΥ (CARLTON 2007, ΣΕΛ. 135)	45
ΕΙΚΟΝΑ 3.3 ΚΑΜΠΥΛΕΣ ΚΤ,ΚQ ΚΑΙ Ν ΚΑΙ ΣΧΕΔΙΑ ΣΠΗΛΛΙΩΣΗΣ ΓΙΑ ΚCΔ4 (CARLTON 2007)	46
ΕΙΚΟΝΑ 3.4 ΣΥΓΚΡΙΣΗ ΑΚΡΙΒΗΣ ΛΥΣΗΣ ΚΑΙ VLM (KERWIN 2001)	49
ΕΙΚΟΝΑ 3.5 ΣΥΓΚΡΙΣΗ ΤΩΝ ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΩΝ ΤΗΣ ΚΑΤΑΝΟΜΗΣ ΠΙΕΣΗΣ ΣΕ ΣΥΜΜΕΤΡΙΚΗ ΥΔΡΟΤΟΜΗ KARMAN-TREFFTZ ΜΕ SOURCE LATTICE ΚΑΙ ΣΥΜΜΟΡΦΟΥ ΜΕΤΑΣΧΗΜΑΤΙΣΜΟΥ (KERWIN 2001)	49
ΕΙΚΟΝΑ 3.6 ΥΔΡΟΔΥΝΑΜΙΚΟ ΜΟΝΤΕΛΟ ΤΗΣ ΔΡΑΣΗΣ ΤΗΣ ΕΛΙΚΑΣ (Α) ΦΕΡΟΥΣΑ ΓΡΑΜΜΗ (Β) ΜΟΝΤΕΛΟ ΦΕΡΟΥΣΑΣ ΓΡΑΜΜΗΣ ΤΗΣ ΚΙΝΗΣΗΣ ΤΗΣ ΕΛΙΚΑΣ (C) ΦΕΡΟΥΣΑΣ ΕΠΙΦΑΝΕΙΑ (D) ΕΠΙΦΑΝΕΙΑ ΣΤΡΟΒΙΛΙΣΜΟΥ (CARLTON 2007)	50
ΕΙΚΟΝΑ 3.7 ΑΝΑΠΑΡΑΣΤΑΣΗ ΛΕΠΤΗΣ ΑΕΡΟΤΟΜΗΣ (CARLTON 2007)	51
ΕΙΚΟΝΑ 3.8 ΠΛΕΓΜΑ ΔΙΝΩΝ ΓΙΑ ΠΑΡΑΛΛΗΛΟΓΡΑΜΗ ΤΟΜΗ.ΤΟ ΔΕΞΙΟ ΣΧΗΜΑ ΑΠΕΙΚΟΝΙΖΕΙ ΜΕΓΕΘΥΝΣΗ ΤΗΣ ΔΕ ΚΟΡΥΦΗΣ ΣΤΟ ΣΗΜΕΙΟ ΕΚΦΥΓΗΣ (KERWIN 2001)	52
ΕΙΚΟΝΑ 3.9 ΚΑΤΑΝΟΜΗ ΜΕ ΤΗΝ ΜΕΘΟΔΟ VLM ΓΙΑ ΕΛΙΚΑ 4 ΠΤΕΡΥΓΙΩΝ	53
ΕΙΚΟΝΑ 3.10 ΓΕΩΜΕΤΡΙΑ ΤΟΥ ΠΡΟΒΛΗΜΑΤΟΣ (ΠΟΛΙΤΗΣ 2003)	55
ΕΙΚΟΝΑ 3.11 ΟΝΟΜΑΣΤΙΚΗ ΑΞΟΝΙΚΗ ΚΑΤΑΝΟΜΗ ΟΜΟΡΟΥ ΣΤΟ ΕΠΙΠΕΔΟ ΤΗΣ ΕΛΙΚΑΣ (ΓΙΑ ΠΛΟΙΟ ΜΟΝΗΣ ΕΛΙΚΑΣ)	57
ΕΙΚΟΝΑ 3.12 ΣΧΗΜΑ ΓΙΑ ΤΗΝ ΕΠΕΞΗΓΗΣΗ ΤΟΥ ΠΡΟΣΗΜΟΥ ΤΗΣ ΓΩΝΙΑΣ θ_0	57
ΕΙΚΟΝΑ 3.13 ΓΕΩΜΕΤΡΙΑ ΑΝΑΛΥΣΗΣ ΈΛΙΚΑΣ (ΒΕΛΙΒΑΣΣΑΚΙΣ, 1998)	59
ΕΙΚΟΝΑ 3.14 ΑΝΑΛΥΣΗ ΔΥΝΑΜΕΩΝ ΠΤΕΡΥΓΙΟΥ ΣΤΗΝ ΦΕΡΟΥΣΑ ΕΠΙΦΑΝΕΙΑ	61
ΕΙΚΟΝΑ 3.15 ΑΚΟΛΟΥΘΟΥΣΑ (TRAILING) ΚΑΙ ΠΡΟΣΔΕΔΕΜΕΝΗ (BOUND) ΚΑΤΑΝΟΜΗ ΔΙΝΩΝ ΣΤΟ ΠΤΕΡΥΓΙΟ ΚΑΙ ΣΤΗΝ ΕΛΙΚΑ (KERWIN 2001)	63
ΕΙΚΟΝΑ 3.16 ΠΛΕΓΜΑ VLM ΓΙΑ ΤΟΜΗ ΜΕ 64 ΚΑΤΑ ΤΗΝ ΔΙΕΥΘΥΝΣΗ ΤΟΥ ΑΝΟΙΓΜΑΤΟΣ ΚΑΙ 32 ΚΑΤΑ ΤΗΝ ΔΙΕΥΘΥΝΣΗ ΤΗΣ ΧΟΡΔΗΣ, ΠΑΝΕΛ (KERWIN,2001)	65
ΕΙΚΟΝΑ 3.17 ΚΑΡΤΕΣΙΑΝΕΣ ΣΥΝΤΕΤΑΓΜΕΝΕΣ ΓΙΑ ΤΟ ΣΗΜΕΙΟ ΕΛΕΓΧΟΥ CP ΚΑΙ ΤΑ ΣΗΜΕΙΑ ΠΕΡΑΤΟΣ Α,Β,С, D	65
ΕΙΚΟΝΑ 3.18 ΔΙΑΤΑΞΗ VLM ΓΙΑ ΕΛΙΚΑ ΜΕ ΟΜΟΡΡΟΥ ΜΕΤΑΒΑΣΗΣ (TRANSITION WAKE)	66
ΕΙΚΟΝΑ 3.19 ΑΠΕΙΚΟΝΙΣΗ ΤΩΝ ΠΑΡΑΜΕΤΡΩΝ ΠΟΥ ΟΡΙΖΟΥΝ ΤΟ ΠΑΡΑΜΟΡΦΩΜΕΝΟ ΜΟΝΤΕΛΟ ΟΜΟΡΡΟΥ (LEE, 1978)	67
ΕΙΚΟΝΑ 3.20 ΜΟΝΤΕΛΟ ΡΟΗΣ ΑΠΟΚΟΛΛΗΣΗΣ ΑΠΟ ΤΟ ΑΚΡΟΠΤΕΡΥΓΙΟ (KERWIN ET AL ,1978)	68
ΕΙΚΟΝΑ 3.21 EXPLICIT ΣΥΝΘΗΚΗ ΚΥΤΤΑ ΜΕ ΓΡΑΜΜΙΚΗ ΚΑΤΑΝΟΜΗ ΣΤΡΟΒΙΛΟΤΗΤΑΣ ΣΤΟ ΑΚΡΟ ΕΚΦΥΓΗΣ (LEE,1978)	71
ΕΙΚΟΝΑ 3.22 ΔΙΑΤΑΞΗ ΓΙΑ ΤΗΝ ΠΡΩΤΗ ΕΠΑΝΑΛΗΨΗ (ΑΡΙΣΤΕΡΑ) ΚΑΙ ΤΗΝ ΕΠΟΜΕΝΗ (ΔΕΞΙΑ) (FINE 1992)	72
ΕΙΚΟΝΑ 3.23 ΟΡΙΣΜΟΣ ΤΗΣ ΕΠΙΦΑΝΕΙΑΣ ΣΠΗΛΛΙΩΣΗΣ ΣΤΗΝ ΠΛΕΥΡΑ ΑΝΑΡΡΟΦΗΣΗΣ ΤΟΥ ΠΤΕΡΥΓΙΟΥ ΤΗΣ ΕΛΙΚΑΣ	72
ΕΙΚΟΝΑ 3.24 ΤΟΜΗ ΠΤΕΡΥΓΙΟΥ ΚΑΙ ΕΙΣΡΟΗ	73
ΕΙΚΟΝΑ 3.25 ΕΞΩΤΕΡΙΚΟ ΠΕΡΙΓΡΑΜΜΑ ΕΛΙΚΩΝ ΚΡ068 ΚΡ070	75
ΕΙΚΟΝΑ 3.26 ΚΑΤΑΝΟΜΗ ΟΝΟΜΑΣΤΙΚΟΥ ΑΞΟΝΙΚΟΥ ΟΜΟΡΡΟΥ ΣΤΟ ΠΕΔΙΟ ΤΗΣ ΕΛΙΚΑΣ (KIM & NGUYEN 1988)	77
ΕΙΚΟΝΑ 3.27 ΤΟ ΥΠΟΛΟΓΙΖΟΜΕΝΟ ΜΟΤΙΒΟ ΣΠΗΛΛΙΩΣΗΣ ΓΙΑ ΤΙΣ ΚΡ068-ΚΡ070 (ΣΥΝ.)	79
ΕΙΚΟΝΑ 3.28 ΤΟ ΥΠΟΛΟΓΙΣΘΕΝ ΜΟΤΙΒΟ ΣΠΗΛΛΙΩΣΗΣ ΓΙΑ ΤΙΣ ΚΡ068-ΚΡ070 (ΣΥΝ.)	80
ΕΙΚΟΝΑ 3.29 ΤΟ ΥΠΟΛΟΓΙΣΘΕΝ ΜΟΤΙΒΟ ΣΠΗΛΛΙΩΣΗΣ ΓΙΑ ΤΙΣ ΚΡ068-ΚΡ070 (ΣΥΝ.)	81
ΕΙΚΟΝΑ 3.30 ΤΟ ΥΠΟΛΟΓΙΣΘΕΝ ΜΟΤΙΒΟ ΣΠΗΛΛΙΩΣΗΣ ΓΙΑ ΤΙΣ ΚΡ068-ΚΡ070	82
ΕΙΚΟΝΑ 3.31 ΠΕΡΙΜΕΤΡΙΚΕΣ ΑΠΟΚΛΙΣΕΙΣ ΓΙΑ ΤΗΝ ΕΛΙΚΑ ΚΡ-068	83
ΕΙΚΟΝΑ 3.32 ΠΕΡΙΜΕΤΡΙΚΕΣ ΑΠΟΚΛΙΣΕΙΣ ΓΙΑ ΕΛΙΚΑ ΚΡ070	84
ΕΙΚΟΝΑ 3.33 ΤΡΕΧΟΥΣΑ ΠΕΡΙΜΕΤΡΙΚΗ ΑΠΟΚΛΙΣΗ ΩΣΗΣ (ΣΥΝΕΧΕΙΣ ΓΡΑΜΜΕΣ) ΓΙΑ ΤΗΝ ΠΕΡΙΠΤΩΣΗ ΜΗ ΣΠΗΛΛΙΩΣΗΣ ΣΕ ΣΥΓΚΡΙΣΗ ΜΕ ΤΑ ΔΕΔΟΜΕΝΑ KIM &	

NGUYEN) (1988) (ΔΙΑΚΕΚΟΜΜΕΝΕΣ ΓΡΑΜΜΕΣ) ΣΤΙΣ ΕΛΙΚΕΣ (Α) ΚΡ068 (ΑΡΙΣΤΕΡΑ) (Β) ΚΡ070 (ΔΕΞΙΑ)	85
ΕΙΚΟΝΑ 3.34 ΥΠΟΛΟΓΙΣΘΕΝΤΑΣ ΟΓΚΟΣ ΣΠΗΛΛΑΙΩΣΗΣ (ΣΥΝΕΧΗΣ ΓΡΑΜΜΗ) ΣΕ ΣΥΓΚΡΙΣΗ ΜΕ ΚΙΜ & NGUYEN (1988) (ΔΙΑΚΕΚΟΜΜΕΝΕΣ ΓΡΑΜΜΕΣ) ΣΤΙΣ ΕΛΙΚΕΣ (Α) ΚΡ068 (ΑΡΙΣΤΕΡΑ) , (Β) ΚΡ070 (ΔΕΞΙΑ)	85
ΕΙΚΟΝΑ 4.1 Α. ΣΥΝΕΙΣΦΟΡΑ ΤΩΝ ΔΙΑΦΟΡΩΝ ΤΥΠΩΝ ΣΠΗΛΛΑΙΩΣΗΣ ΣΤΟ ΦΑΣΜΑ ΤΟΥ ΗΧΟΥ (CARLTON 2007)	87
ΕΙΚΟΝΑ 4.2 ΓΕΝΙΚΟ ΦΑΣΜΑ ΘΟΡΥΒΟΥ ΣΠΗΛΛΑΙΟΥΜΕΝΗΣ ΕΛΙΚΑΣ (COLLIER, 1997; SEOL ET AL., 2005)	87
ΕΙΚΟΝΑ 4.3 ΔΗΜΙΟΥΡΓΙΑ ΦΥΣΑΛΙΔΑΣ ΣΠΗΛΛΑΙΩΣΗΣ ΚΑΙ ΚΑΤΑΡΡΕΥΣΗ (NORWOOD, 2002).	89
ΕΙΚΟΝΑ 4.4 ΣΧΗΜΑΤΙΣΜΟΣ ΦΥΣΑΛΙΔΑΣ ΚΑΙ ΚΑΤΑΡΡΕΥΣΗ. Ο ΑΡΙΘΜΟΣ 2 ΥΠΟΔΕΙΚΝΥΕΙ ΤΗΝ ΑΝΑΠΗΔΗΣΗ ΤΗΣ ΣΠΗΛΛΑΙΩΣΗΣ Η ΟΠΟΙΑ ΣΥΜΒΑΙΝΕΙ ΣΧΕΔΟΝ ΠΑΝΤΑ. ΤΥΠΙΚΑ ΣΗΜΑΤΑ ΑΠΟ ΓΕΓΟΝΟΣ ΧΩΡΙΣ ΟΥΡΑ (ΑΝΩ ΙΧΝΗ) ΚΑΙ ΜΕ ΟΥΡΑ (ΚΑΤΩ ΙΧΝΗ) (BRENNEN,1995)	90
ΕΙΚΟΝΑ 4.5 ΣΧΗΜΑΤΙΚΗ ΑΝΑΠΑΡΑΣΤΑΣΗ ΣΧΕΤΙΚΑ ΜΕ ΤΟ ΣΗΜΕΙΟ ΠΑΡΑΤΗΡΗΣΗ x_p ΚΑΙ ΕΝΑ ΤΥΧΑΙΟ ΕΠΙΛΕΓΜΕΝΟ ΣΗΜΕΙΟ x_0 ΤΗΝ ΕΠΙΦΑΝΕΙΑ ΕΠΙΔΡΑΣΗΣ ΚΑΙ $x_0 T$ ΑΝΑΦΕΡΕΤΑΙ ΣΤΟ ΚΕΝΤΡΟ ΤΟΥ ΣΗΜΕΙΟΥ ΩΣΗΣ	94
ΕΙΚΟΝΑ 4.6 Ο ΣΥΝΤΕΛΕΣΤΗΣ ΩΣΗΣ (ΜΗ ΣΠΗΛΛΑΙΩΣΗ) ΜΕΙΩΜΕΝΟΣ ΚΑΤΑ ΤΗΝ ΜΕΣΗ ΤΙΜΗ ΤΟΥ (ΔΙΑΚΕΚΟΜΜΕΝΗ ΓΡΑΜΜΗ) ΜΑΖΙ ΜΕ ΤΙΣ ΠΡΩΤΕΣ ΠΑΡΑΓΩΓΟΥΣ (ΣΥΝΕΧΗΣ ΓΡΑΜΜΗ). ΓΙΑ ΣΑΦΗΣ ΑΠΕΙΚΟΝΙΣΗ Ο ΣΥΝΤΕΛΕΣΤΗΣ ΩΣΗΣ ΕΧΕΙ ΠΟΛΛΑΠΛΑΣΙΑΣΤΕΙ ΜΕ 10 Α. ΚΡ068 (ΑΡΙΣΤΕΡΑ) Β. ΚΡ070 (ΔΕΞΙΑ).	97
ΕΙΚΟΝΑ 4.7 Ο ΣΥΝΤΕΛΕΣΤΗΣ ΩΣΗΣ (ΣΠΗΛΛΑΙΩΣΗ) ΜΕΙΩΜΕΝΟΣ ΑΠΟ ΤΗΝ ΜΕΣΗ ΤΙΜΗ ΤΟΥ (ΔΙΑΚΕΚΟΜΜΕΝΗ ΓΡΑΜΜΗ) ΜΑΖΙ ΜΕ ΤΙΣ ΠΡΩΤΕΣ ΠΑΡΑΓΩΓΟΥΣ (ΣΥΝΕΧΗΣ ΓΡΑΜΜΗ). ΓΙΑ ΣΑΦΗΣ ΑΠΕΙΚΟΝΙΣΗ Ο ΣΥΝΤΕΛΕΣΤΗΣ ΩΣΗΣ ΕΧΕΙ ΠΟΛΛΑΠΛΑΣΙΑΣΤΕΙ ΕΠΙ 10 Α. ΚΡ068 (ΑΡΙΣΤΕΡΑ) Β. ΚΡ070 (ΔΕΞΙΑ). (BELIBASSAKIS 2018)	98
ΕΙΚΟΝΑ 4.8 Ο ΟΓΚΟΣ ΣΠΗΛΛΑΙΩΣΗΣ (ΔΙΑΚΕΚΟΜΜΕΝΗ ΓΡΑΜΜΗ) ΚΑΙ Η ΔΕΥΤΕΡΗ ΠΑΡΑΓΩΓΟΣ (ΣΥΝΕΧΗΣ ΓΡΑΜΜΗ). ΓΙΑ ΣΑΦΗΣ ΑΠΕΙΚΟΝΙΣΗ Ο ΟΓΚΟΣ ΣΠΗΛΛΑΙΩΣΗΣ ΕΧΕΙ ΠΟΛΛΑΠΛΑΣΙΑΣΤΕΙ ΕΠΙ 100	98
ΕΙΚΟΝΑ 4.9 ΤΟ ΟΛΙΚΟ ΑΚΟΥΣΤΙΚΟ ΣΗΜΑ ΜΕ ΑΝΑΦΟΡΑ ΣΤΟ 1ΜΡΑ @ 35Μ (ΕΝΤΟΝΗ ΓΡΑΜΜΗ) ΚΑΙ ΤΙΣ ΣΥΝΙΣΤΩΣΕΣ ΟΓΚΟΥ ΣΠΗΛΛΑΙΩΣΗΣ, (ΔΙΑΚΕΚΟΜΜΕΝΗ ΓΡΑΜΜΗ) ΚΑΙ ΦΟΡΤΙΟ (ΣΥΝΕΧΗΣ ΓΡΑΜΜΗ) ΤΙΣ ΟΠΟΙΕΣ ΛΑΜΒΑΝΕΙ Ο ΠΑΡΑΤΗΡΗΤΗΣ ΓΙΑ ΤΗΝ ΠΕΡΙΠΤΩΣΗ ΤΗΣ ΣΠΗΛΛΑΙΟΥΜΕΝΗΣ ΚΡ068	99
ΕΙΚΟΝΑ 4.10 ΤΟ ΟΛΙΚΟ ΑΚΟΥΣΤΙΚΟ ΣΗΜΑ ΜΕ ΑΝΑΦΟΡΑ ΣΤΟ 1ΜΡΑ @ 35Μ (ΕΝΤΟΝΗ ΓΡΑΜΜΗ) ΚΑΙ ΤΙΣ ΣΥΝΙΣΤΩΣΕΣ ΟΓΚΟΥ ΣΠΗΛΛΑΙΩΣΗΣ, (ΔΙΑΚΕΚΟΜΜΕΝΗ ΓΡΑΜΜΗ) ΚΑΙ ΦΟΡΤΙΟ (ΣΥΝΕΧΗΣ ΓΡΑΜΜΗ) ΤΙΣ ΟΠΟΙΕΣ ΛΑΜΒΑΝΕΙ Ο ΠΑΡΑΤΗΡΗΤΗΣ ΓΙΑ ΤΗΝ ΠΕΡΙΠΤΩΣΗ ΤΗΣ ΣΠΗΛΛΑΙΟΥΜΕΝΗΣ ΚΡ070	100
ΕΙΚΟΝΑ 4.11 ΤΟ ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑ ΤΗΣ ΠΥΚΝΟΤΗΤΑΣ ΦΑΣΜΑΤΟΣ ΙΣΧΥΟΣ ΜΕ ΑΝΑΦΟΡΑ 1ΜΡΑ @ 35Μ ΣΧΕΤΙΚΑ ΜΕ ΤΗΝ ΚΡ068 (ΑΡΙΣΤΕΡΑ) ΚΑΙ ΚΡ070 (ΔΕΞΙΑ) ΣΕ ΑΠΟΣΤΑΣΗ 5 ΔΙΑΜΕΤΡΩΝ ΑΠΟ ΤΗΝ ΠΗΓΗ ΗΧΟΥ	102
ΕΙΚΟΝΑ 4.12 ΜΕΤΑΤΡΟΠΗ ΤΩΝ ΔΕΔΟΜΕΝΩΝ ΕΙΣΑΓΩΓΗΣ ΤΟΥ ΟΓΚΟΥ ΣΠΗΛΛΑΙΩΣΗΣ ΣΥΜΦΩΝΑ ΜΕ ΤΗΝ ΜΕΛΕΤΗ ΚΙΜ & NGUYEN (1988)(ΔΙΑΚΕΚΟΜΜΕΝΗ ΓΡΑΜΜΗ) ΚΡ068:	104
ΕΙΚΟΝΑ 4.13 ΓΕΝΙΚΕΥΜΕΝΟ ΠΡΟΦΙΛ ΤΑΧΥΤΗΤΑΣ ΗΧΟΥ (JENSEN ET AL,2011)	105
ΕΙΚΟΝΑ 4.14 ΣΧΗΜΑΤΙΚΕΣ ΑΝΑΠΑΡΑΣΤΑΣΕΙΣ ΔΙΑΦΟΡΕΤΙΚΩΝ ΔΙΑΥΛΩΝ ΔΙΑΔΟΣΗΣ ΤΟΥ ΗΧΟΥ ΣΤΟΝ ΩΚΕΑΝΟ (JENSEN ET AL,2011)	105
ΕΙΚΟΝΑ 4.15 ΗΜΙΣΦΑΙΡΙΟ ΚΑΤΕΥΘΥΝΤΙΚΟΤΗΤΑΣ ΠΟΥ ΚΑΛΥΠΤΕΤΑΙ ΑΠΟ ΤΗΝ ΔΙΑΔΙΚΑΣΙΑ (AQUO D3.1)	106
ΕΙΚΟΝΑ 4.16 ΤΡΙΔΙΑΣΤΑΤΟ ΠΕΡΙΓΡΑΜΜΑ ΚΑΤΕΥΘΥΝΤΙΚΟΤΗΤΑΣ ΓΙΑ ΣΠΗΛΛΑΙΟΥΜΕΝΗ ΕΛΙΚΑ ΚΡ068. ΓΙΑ ΚΑΘΕ ΣΗΜΕΙΟ ΠΑΡΑΤΗΡΗΣΗΣ ΥΠΟΛΟΓΙΖΟΥΜΕ ΤΗΝ ΜΕΣΗ ΙΣΧΥ ΜΕ ΑΝΑΦΟΡΑ 1ΜΡΑ @ 35Μ.: Α) ΦΟΡΤΙΟ (ΠΑΝΩ ΑΡΙΣΤΕΡΑ), Β) ΟΓΚΟΣ ΣΠΗΛΛΑΙΩΣΗΣ (ΠΑΝΩ ΔΕΞΙΑ), C) ΣΥΝΟΛΙΚΟ (ΚΑΤΩ ΑΡΙΣΤΕΡΑ) ΚΑΙ D) ΟΛΙΚΟ ΜΕ ΔΙΑΦΟΡΕΤΙΚΗ ΧΡΩΜΑΤΙΚΗ ΔΙΑΒΑΘΜΙΣΗ (ΚΑΤΩ ΔΕΞΙΑ) (BELIBASSAKIS 2019)	107

- ΕΙΚΟΝΑ 4.17 ΤΡΙΔΙΑΣΤΑΤΟ ΠΕΡΙΓΡΑΜΜΑ ΚΑΤΕΥΘΥΝΤΙΚΟΤΗΤΑΣ ΓΙΑ ΣΠΗΛΑΙΟΥΜΕΝΗ ΕΛΙΚΑ ΚΡ070. ΓΙΑ ΚΑΘΕ ΣΗΜΕΙΟ ΠΑΡΑΤΗΡΗΣΗΣ ΥΠΟΛΟΓΙΖΟΥΜΕ ΤΗΝ ΜΕΣΗ ΙΣΧΥ ΜΕ ΑΝΑΦΟΡΑ 1ΜΡΑ @ 35Μ.: Α) ΦΟΡΤΙΟ (ΠΑΝΩ ΑΡΙΣΤΕΡΑ), Β) ΟΓΚΟΣ ΣΠΗΛΑΙΩΣΗΣ (ΠΑΝΩ ΔΕΞΙΑ), Γ) ΣΥΝΟΛΙΚΟ (ΚΑΤΩ ΑΡΙΣΤΕΡΑ) ΚΑΙ Δ) ΟΛΙΚΟ ΜΕ ΔΙΑΦΟΡΕΤΙΚΗ ΧΡΩΜΑΤΙΚΗ ΔΙΑΒΑΘΜΙΣΗ (ΚΑΤΩ ΔΕΞΙΑ) (BELIBASSAKIS 2019) 108
- ΕΙΚΟΝΑ 4.18 ΠΕΡΙΓΡΑΜΜΑ ΤΡΙΔΙΑΣΤΑΤΗΣ ΚΑΤΕΥΘΥΝΤΙΚΟΤΗΤΑΣ ΓΙΑ ΣΠΗΛΑΙΟΥΜΕΝΗ ΕΛΙΚΑ (3-ΠΤΕΡΥΓΙΑ) ΟΠΩΣ ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΗΚΕ ΑΠΟ SEOL. ΤΟ ΠΕΔΙΟ ΡΟΗΣ ΑΝΑΛΥΕΤΑΙ ΜΕ ΤΗΝ ΜΕΘΟΔΟ ΣΥΝΟΡΙΑΚΩΝ ΣΤΟΙΧΕΙΩΝ ΒΑΣΙΣΜΕΝΗ ΣΕ ΘΕΩΡΙΑ ΔΥΝΑΜΙΚΟΥ ΚΑΙ ΤΑ ΕΞΑΡΤΩΜΕΝΑ ΑΠΟ ΤΟΝ ΧΡΟΝΟ ΠΙΕΣΗ ΚΑΙ ΔΕΔΟΜΕΝΑ ΦΥΛΛΟΥ ΟΓΚΟΥ ΣΠΗΛΑΙΩΣΗΣ ΧΡΗΣΙΜΟΠΟΙΟΥΝΤΑΙ ΣΑΝ ΔΕΔΟΜΕΝΑ ΕΙΣΟΔΟΥ ΓΙΑ ΤΟΝ ΜΕΤΑΣΧΗΜΑΤΙΣΜΟ FLOWCS WILLIAMS-HAWKINGS ΓΙΑ ΤΗΝ ΠΡΟΒΛΕΨΗ ΑΚΟΥΣΤΙΚΗΣ ΜΑΚΡΙΑ ΑΠΟ ΤΟ ΠΕΔΙΟ (SEOL ET AL., 2005): Α) ΟΡΟΣ ΦΟΡΤΙΟΥ (ΑΡΙΣΤΕΡΑ) ΚΑΙ Β) ΟΛΙΚΟ (ΔΕΞΙΑ). 109
- ΕΙΚΟΝΑ 4.19 ΠΥΚΝΟΤΗΤΑ ΦΑΣΜΑΤΙΚΗΣ ΙΣΧΥΟΣ ΜΕ ΑΝΑΦΟΡΑ 1ΜΡΑ @ 1Μ ΕΙΣΑΓΟΝΤΑΣ ΓΕΩΜΕΤΡΙΚΕΣ ΑΠΩΛΕΙΕΣ ΔΙΑΔΟΣΗΣ ΣΤΟΝ ΟΛΙΚΑ ΠΑΡΑΓΟΜΕΝΟ ΘΟΡΥΒΟ ΑΝΑΦΟΡΙΚΑ ΜΕ ΤΙΣ ΣΥΝΘΗΚΕΣ ΣΠΗΛΑΙΩΣΗΣ (ΑΡΙΘΜΟΣ ΣΠΗΛΑΙΩΣΗΣ 3) (ΕΝΤΟΝΗ ΓΡΑΜΜΗ) ΚΑΙ ΜΗ ΣΠΗΛΑΙΩΣΗΣ (ΔΙΑΚΕΚΟΜΜΕΝΗ ΓΡΑΜΜΗ) Α) ΚΡ068 (ΑΡΙΣΤΕΡΑ) ΚΑΙ Β) ΚΡ070 (ΔΕΞΙΑ) 110
- ΕΙΚΟΝΑ 4.20 ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑ LLOYD MIRROR ΣΤΗΝ ΕΛΕΥΘΕΡΗ ΕΠΙΦΑΝΕΙΑ ΓΙΑ ΜΙΑ ΠΗΓΗ ΣΕ ΒΑΘΟΣ 7Μ 111
- ΕΙΚΟΝΑ 4.21 ΠΥΚΝΟΤΗΤΑ ΦΑΣΜΑΤΙΚΗΣ ΙΣΧΥΟΣ ΜΕ ΑΝΑΦΟΡΑ 1ΜΡΑ @ 35Μ ΛΑΜΒΑΝΟΝΤΑΣ ΥΠΟΨΗ ΤΟ ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑ LLOYD MIRROR ΑΝΑΦΟΡΙΚΑ ΜΕ ΤΙΣ ΣΥΝΘΗΚΕΣ ΣΠΗΛΑΙΩΣΗΣ (ΕΝΤΟΝΗ ΓΡΑΜΜΗ) ΚΑΙ ΜΗ ΣΠΗΛΑΙΩΣΗΣ (ΔΙΑΚΕΚΟΜΜΕΝΗ ΓΡΑΜΜΗ) Α) ΚΡ068 (ΑΡΙΣΤΕΡΑ) ΚΑΙ Β) ΚΡ070 (ΔΕΞΙΑ) (BELIBASSAKIS 2019) 111
- ΕΙΚΟΝΑ 4.22 Η ΕΠΙΔΡΑΣΗ ΤΟΥ ΠΥΘΜΕΝΑ ΣΕ ΔΙΑΥΛΟΥΣ ΑΚΟΥΣΤΙΚΗΣ ΔΙΑΔΟΣΗΣ (AQUO D3.1). 113
- ΕΙΚΟΝΑ 4.23 ΤΡΟΠΟΠΟΙΗΣΗ ΤΩΝ ΧΑΡΑΚΤΗΡΙΣΤΙΚΩΝ ΚΑΤΕΥΘΥΝΤΙΚΟΤΗΤΑΣ ΓΙΑ ΤΟ ΑΚΟΥΣΤΙΚΟ ΠΕΔΙΟ ΑΡΜΟΝΙΚΗΣ ΠΗΓΗΣ ΑΠΟ ΤΗΝ ΠΑΡΟΥΣΙΑ ΣΚΛΗΡΟΥ ΟΡΙΟΥ (ΓΑΣΤΡΑ) (BELIBASSAKIS POLITIS, 2019) 114
- ΕΙΚΟΝΑ 4.24 ΤΡΟΠΟΠΟΙΗΣΗ ΤΩΝ ΧΑΡΑΚΤΗΡΙΣΤΙΚΩΝ ΚΑΤΕΥΘΥΝΤΙΚΟΤΗΤΑΣ ΓΙΑ ΤΟ ΑΚΟΥΣΤΙΚΟ ΠΕΔΙΟ ΑΡΜΟΝΙΚΗΣ ΠΗΓΗΣ ΑΠΟ ΤΗΝ ΠΑΡΟΥΣΙΑ ΜΑΛΑΚΗΣ ΕΠΙΦΑΝΕΙΑΣ (ΓΑΣΤΡΑ) (BELIBASSAKIS POLITIS 2019) 114
- ΕΙΚΟΝΑ Α.1.1 Η ΠΑΛΛΟΜΕΝΗ ΚΙΝΗΣΗ ΕΝΟΣ ΑΚΟΥΣΤΙΚΟΥ ΜΟΝΟΠΟΛΟΥ ΜΕ ΑΚΤΙΝΑ R 129
- ΕΙΚΟΝΑ Α.2.1 ΑΠΕΙΚΟΝΙΣΗ ΤΟΥ ΦΑΙΝΟΜΕΝΟΥ LLOYD MIRROR EFFECT (AQUO 2.9) 131
- ΕΙΚΟΝΑ Α.2.2 ΓΕΩΜΕΤΡΙΑ ΤΟΥ ΦΑΙΝΟΜΕΝΟΥ LLOYD MIRROR (JENSEN ET AL,2011) 132
- ΕΙΚΟΝΑ Α.2.3 ΕΠΙΔΡΑΣΗ ΠΑΡΕΜΒΟΛΩΝ ΦΑΙΝΟΜΕΝΟΥ (AQUO R2.9) 133
- ΕΙΚΟΝΑ Α.3.1 ΔΙΑΚΡΙΤΟΠΟΙΗΣΗ ΣΥΝΟΡΟΥ ΠΕΠΕΡΑΣΜΕΝΩΝ ΔΙΑΣΤΑΣΕΩΝ ΜΕ ΕΥΘΥΓΡΑΜΜΑ ΣΤΟΙΧΕΙΑ (ΚΥΜΑΤΙΚΑ ΦΑΙΝΟΜΕΝΑ ΣΤΟ ΘΑΛΑΣΣΙΟ ΠΕΡΙΒΑΛΛΟΝ, ΑΘΑΝΑΣΟΥΛΗΣ – ΜΠΕΛΙΜΠΑΣΑΚΗΣ, 2019) 135
- ΕΙΚΟΝΑ Α.3.2 ΕΠΑΓΟΜΕΝΟ ΔΥΝΑΜΙΚΟ ΑΠΟ ΕΥΘΥΓΡΑΜΜΟ ΣΥΝΟΡΙΑΚΟ ΣΤΟΙΧΕΙΟ ΑΒ (ΚΥΜΑΤΙΚΑ ΦΑΙΝΟΜΕΝΑ ΣΤΟ ΘΑΛΑΣΣΙΟ ΠΕΡΙΒΑΛΛΟΝ, ΑΘΑΝΑΣΟΥΛΗΣ – ΜΠΕΛΙΜΠΑΣΑΚΗΣ, 2019) 135

Λίστα Πινάκων

ΠΙΝΑΚΑΣ 1.1 ΑΝΘΡΩΠΟΓΕΝΕΙΣ ΠΗΓΕΣ ΘΟΡΥΒΟΥ ΚΑΙ ΤΑ ΧΑΡΑΚΤΗΡΙΣΤΙΚΑ ΑΥΤΩΝ (HILDERBRAND, 2009)	12
ΠΙΝΑΚΑΣ 1.2 ΚΥΡΙΑ ΧΑΡΑΚΤΗΡΙΣΤΙΚΑ ΑΝΘΡΩΠΟΓΕΝΩΝ ΠΗΓΩΝ ΘΟΡΥΒΟΥ (OSPAR 2009)	16
ΠΙΝΑΚΑΣ 1.3 ΦΑΙΝΟΜΕΝΑ ΠΟΥ ΔΗΜΙΟΥΡΓΟΥΝ ΘΟΡΥΒΟ ΚΑΤΑ ΤΗΝ ΛΕΙΤΟΥΡΓΙΑ ΤΗΣ ΕΛΙΚΑΣ	20
ΠΙΝΑΚΑΣ 1.4 ΧΑΡΑΚΤΗΡΙΣΤΙΚΑ ΠΟΙΟΤΙΚΗ ΠΕΡΙΓΡΑΦΗΣ (DESCRIPTORS) ΓΙΑ ΤΟΝ ΚΑΘΟΡΙΣΜΟ ΚΑΛΗΣ ΠΕΡΙΒΑΛΛΟΝΤΙΚΗΣ ΚΑΤΑΣΤΑΣΗΣ	27
ΠΙΝΑΚΑΣ 1.5 ΚΑΤΗΓΟΡΙΕΣ ΠΛΟΙΩΝ ΓΙΑ ΤΟ ΜΟΝΤΕΛΟ RANDI (AQUO R2.9).	29
ΠΙΝΑΚΑΣ 3.1 ΓΕΝΙΚΑ ΧΑΡΑΚΤΗΡΙΣΤΙΚΑ ΓΙΑ ΤΙΣ ΚΡ068 ΚΡ070 (ΔΕΔΟΜΕΝΑ ΑΠΟ ΚΙΜ & NGUYEN 1988)	76
ΠΙΝΑΚΑΣ 3.2 ΓΕΩΜΕΤΡΙΚΑ ΧΑΡΑΚΤΗΡΙΣΤΙΚΑ ΓΙΑ ΤΙΣ ΚΡ068 ΚΡ070 (ΔΕΔΟΜΕΝΑ ΑΠΟ ΚΙΜ & NGUYEN 1988)	76
ΠΙΝΑΚΑΣ 3.3 ΑΡΜΟΝΙΚΕΣ ΣΥΝΙΣΤΩΣΕΣ ΟΝΟΜΑΣΤΙΚΟΥ ΑΞΟΝΙΚΟΥ ΟΜΟΡΡΟΥ (ΔΕΔΟΜΕΝΑ ΑΠΟ ΚΙΜ & NGUYEN 1988)	77
ΠΙΝΑΚΑΣ 4.1 ΓΕΝΙΚΑ ΧΑΡΑΚΤΗΡΙΣΤΙΚΑ ΓΙΑ ΤΙΣ ΚΡ068 ΚΡ070 (ΔΕΔΟΜΕΝΑ ΑΠΟ ΚΙΜ & NGUYEN 1988)	96
ΠΙΝΑΚΑΣ 4.2 ΜΕΓΙΣΤΗ ΠΥΚΝΟΤΗΤΑ ΙΣΧΥΟΣ (DB) ΜΕ ΑΝΑΦΟΡΑ ΤΟ 1MPA @ 35M ΑΝΑ ΣΥΧΝΟΤΗΤΑ (HZ).	103
ΠΙΝΑΚΑΣ 4.3 ΜΕΣΗ ΙΣΧΥΣ (DB) ΜΕ ΑΝΑΦΟΡΑ ΤΟ 1MPA @ 35M	103
ΠΙΝΑΚΑΣ 4.4 Η ΜΕΣΗ ΙΣΧΥΣ (DB, RE 1MPA @ Χ Μ) ΓΙΑ ΤΙΣ ΣΠΗΛΑΙΟΥΜΕΝΕΣ ΕΛΙΚΕΣ ΟΠΩΣ ΕΛΗΦΘΗΣΑΝ ΑΠΟ ΤΟ ΤΡΕΧΟΝ ΑΠΛΟΠΟΙΗΜΕΝΟ ΜΟΝΤΕΛΟ.	112
ΠΙΝΑΚΑΣ 4.5 ΕΥΡΕΩΣ ΦΑΣΜΑΤΟΣ ΘΟΡΥΒΟΣ ΟΠΩΣ ΜΕΤΡΗΘΗΚΕ ΚΑΙ ΜΟΝΤΕΛΟΠΟΙΗΘΗΚΕ ΑΠΟ AQUO (AQUO R2.9, ΣΕΛ.119).	112

Κεφάλαιο 1 Εισαγωγή στον υποθαλάσσιο θόρυβο

Καθόλη την διάρκεια της ιστορίας οι ωκεανοί διαδραμάτισαν πρωτεύοντα ρόλο τόσο στις μεταφορές και το εμπόριο, όσο και με την εκμετάλλευση των βιολογικών και φυσικών πόρων τους από τον άνθρωπο καθώς και στην άμυνα. Η τεράστια έκταση τους απέκλειε την σημαντική ανθρώπινη παρέμβαση μέχρι την άφιξη της βιομηχανικής επανάστασης και την μετάβαση από τα ιστιοφόρα στα μηχανοκίνητα πλοία η οποία ήταν και το πρώτο βήμα μίας συνεχώς αυξανόμενης, αρχικά ακούσιας και εν συνεχεία, με την ανακάλυψη των σόναρ εκούσιας, εισαγωγής θορύβου στον ωκεανό.

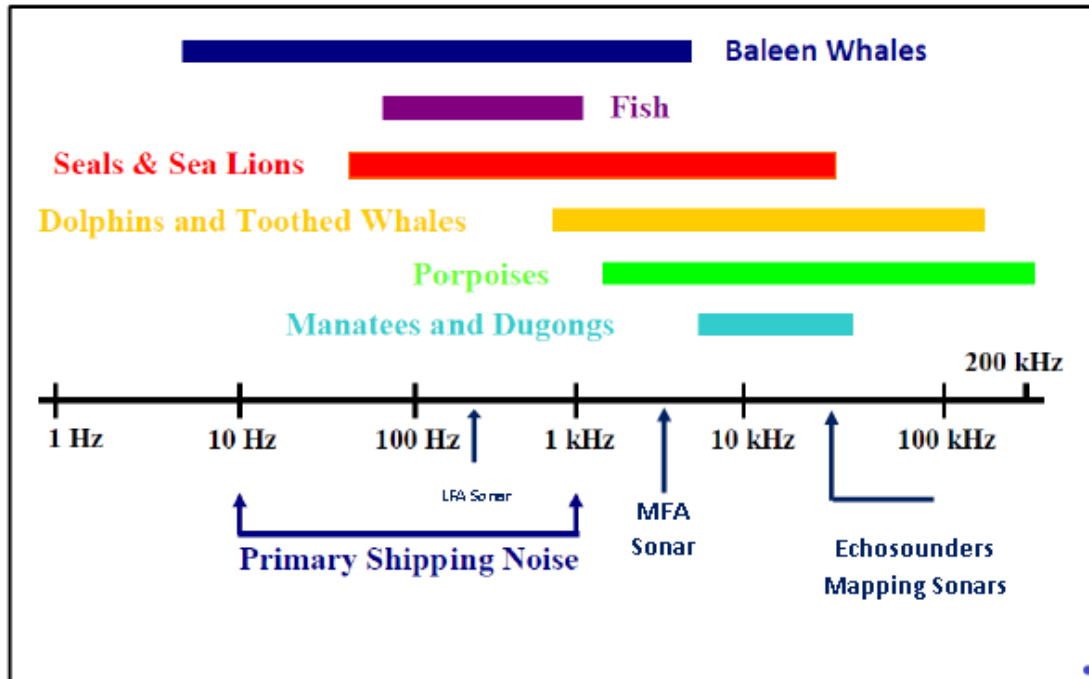
Το υποθαλάσσιο ακουστικό περιβάλλον είναι αρκετά θορυβώδες λαμβάνοντας ήχους από πηγές τόσο φυσικές όσο και ανθρωπογενείς οι οποίες είναι οι δύο βασικές κατηγορίες παραγόμενου θορύβου υποθαλάσσια. Η πρώτη κατηγορία περιλαμβάνει πηγές ήχου όπως ο άνεμος, η βροχή, ο κεραυνός, οι υποθαλάσσιες εκρήξεις ηφαιστείων, οι σεισμοί και ο παραγόμενος ήχος από την θάλασσα πανίδα. Η δεύτερη κατηγορία περιέχει τον θόρυβο που δημιουργεί η διερχόμενη εμπορική ναυτιλία, οι λιμένες, οι υπεράκτιες κατασκευές και βιομηχανικές δραστηριότητες, οι σεισμικές έρευνες, η αλιεία, ενέργειες που σχετίζονται με ερευνητικές και στρατιωτικές δραστηριότητες. Αρκετές ανθρωπογενείς πηγές παράγουν θόρυβο ως συνεπακόλουθο της κανονικής λειτουργίας τους (πχ. ναυτιλία, ανεμογεννήτριες) ενώ άλλες παράγουν θόρυβο λόγω της χρήσης του ήχου για συγκεκριμένους σκοπούς, όπως σόναρ, airguns και άλλα. Έχουν ληφθεί αρκετές μετρήσεις για αρκετές από τις ανωτέρω πηγές και στον πίνακα 1.1 παρουσιάζονται ορισμένες ανθρωπογενείς πηγές θορύβου με τα αντίστοιχα χαρακτηριστικά τους (Hilderbrand, 2009).

Πίνακας 1.1 Ανθρωπογενείς πηγές θορύβου και τα χαρακτηριστικά αυτών (Hilderbrand, 2009)

Sound source	Source level (dB re 1 μ Pa @ 1 m)	Power (W)	Total energy per pulse (J)	Bandwidth $\Delta = 10$ dB (Hz)	Source direction	Pulse duration (s)
Ship shock trial (10000 lb explosive)	304	0.021×10^{15}	0.042×10^{15}	0.5–50	Omni	2
Torpedo MK-46 (98 lb explosive)	289	0.66×10^{12}	0.066×10^{12}	10–200	Omni	0.1
Air-gun array	260	0.21×10^9	6.2×10^6	5–300	$60 \times 180^\circ$ V	0.03
US Navy 53C ASW sonar	235	0.77×10^6	1.5×10^6	2000–8000	$40 \times 360^\circ$ H	2
SURTASS LFA sonar	235	0.59×10^6	0.029×10^9	100–500	$30 \times 360^\circ$ H	6–100
Pile-driving 1000 kJ hammer	237	0.46×10^6	0.023×10^6	100–1000	$15 \times 360^\circ$ H	0.05
Multibeam sonar deep-water EM 122	245	0.077×10^6	760	11 500–12 500	$1.0 \times 120^\circ$ V	0.01
Seal bombs (2.3 g charge)	205	2.6×10^3	79	15–100	Omni	0.03
Multibeam sonar shallow EM 710	232	2.2×10^3	4.5	70 000–100 000	$0.5 \times 140^\circ$ V	0.002
Sub-bottom profiler SBP 120	230	2.1×10^3	210	3000–7000	$3 \times 35^\circ$ V	0.1
Acoustic harassment device	205	1.3×10^3	330	8000–30 000	$90 \times 360^\circ$	0.15–0.5
Cargo vessel (173 m length, 16 knots)	192	66	–	40–100	$80 \times 180^\circ$	CW
Acoustic telemetry SIMRAD HTL 300	190	42	–	25 000–26 500	$90 \times 360^\circ$	CW
Small boat outboard engine (20 knots)	160	42×10^{-3}	–	1000–5000	$80 \times 180^\circ$	CW
Acoustic deterrent device	150	4.2×10^{-3}	1.4×10^{-3}	5000–160 000	$90 \times 360^\circ$	0.2–0.3
Operating windmill turbine	151	2.6×10^{-3}	–	60–300	$15 \times 360^\circ$ H	CW

Παρόλες τις μετρήσεις που διεξάγονται για τα χαρακτηριστικά των ανθρωπογενών πηγών θορύβου δεν έχει πλήρως εκτιμηθεί το ποσοστό επικάλυψης και επίδρασης των πηγών στα θαλάσσια θηλαστικά. Η εικόνα 1.1 δημιουργήθηκε από την σύνθεση πληροφοριών που περιέχονται στην έρευνα του National Research Council, στην προσπάθεια να καθορίσει την πρόκληση σημαντικών βιολογικών περιστατικών (βλέπε National Research Council, 2005) και από την έρευνα της επιτροπής OSPAR για την προστασία του θαλάσσιου περιβάλλοντος στον Βόρειοανατολικό Ατλαντικό, για την επίδραση του ανθρωπογενή υποθαλάσσιου θορύβου στο ανωτέρω περιβάλλον

(βλέπε OSPAR 2009). Παρατηρείται ότι οι εκπεμπόμενες συχνότητες τόσο των θηλαστικών όσο και των πηγών θορύβου επικαλύπτονται, γεγονός που δείχνει ότι αλληλοεπιδρούν.



Εικόνα 1.1 Συσχέτιση συχνοτήτων που παράγονται από ομάδες θαλάσσιων θηλαστικών σε αντιπαράθεση με συχνότητες που παράγονται από ανθρωπογενείς πηγές θορύβου (Πηγές National Research Council 2005, OSPAR 2009)

Σε ότι αφορά την κατηγοριοποίηση των συχνοτήτων, υπάρχει μία ανεπίσημη διάκριση σε τρεις βασικές μπάντες οι οποίες είναι :

- α. Χαμηλή (10 με 500 Hz) , στην οποία επικρατούν οι ανθρωπογενείς πηγές θορύβου
- β. Μεσαία (500 με 25 kHz) και
- γ. Υψηλή (μεγαλύτερη των 25 kHz).

1.1 Φυσικές (natural) και ανθρωπογενείς (anthropogenic) πηγές θορύβου

Οι πηγές φυσικού και ανθρωπογενή θορύβου διαφέρουν στα φυσικά χαρακτηριστικά τους. Ορισμένα από τα χαρακτηριστικά που τις περιγράφουν είναι το επίπεδο ακουστικής πίεσεως (Sound Pressure Level), το επίπεδο φάσματος (spectrum level), ο χρόνος ανόδου (rise time), ο ρυθμός επανάληψης (repetition rate). Τα χαρακτηριστικά αυτά είναι ικανά για την περιγραφή μίας ηχητικής πηγής.

Αναφορικά με τα χαρακτηριστικά του φυσικού υποθαλάσσιου θορύβου οι κύριες συνιστώσες του είναι ο άνεμος και η βροχή. Η θραύση των ανεμογενών κυμάτων και ο ήχος που παράγεται από την επαφή της βροχόπτωσης στην θαλάσσια επιφάνεια δημιουργούν τον θόρυβο περιβάλλοντος (ambient noise) από 100 Hz μέχρι 50 kHz. Οι αστραπές επίσης συνεισφέρουν σημαντικά, λόγω της μεγάλης έκλυσης ενέργειας που διαπιστώνεται σε κάθε κεραυνό (250 dB re 1μPa m) (Hildebrand, 2009), παρόλα αυτά η επίδραση του φαινόμενου δεν αναλύεται περαιτέρω λόγω της σπανιότητας εμφάνισης του. Το επίπεδο θορύβου του ανέμου συσχετίζεται γενικά με τις διακυμάνσεις των θυλάκων (φουσαλίδων) αέρα (gas bubble) που δημιουργούνται από τις επιφανειακές δραστηριότητες στην θάλασσα, όπως η θραύση των κυμάτων. Ο θόρυβος περιβάλλοντος επηρεάζεται επίσης και από την βροχόπτωση. Η έντονη βροχόπτωση δημιουργεί σημαντικά υψηλότερα επίπεδα θορύβου (105dB re 1μPa m) από την ασθενή βροχόπτωση (81dB re 1μPa m), ενώ οι συχνότητες στις οποίες δημιουργείται ο ήχος και στις δύο περιπτώσεις είναι παρόμοιος και σχετικά υψηλός (Malme et al., 1983).

Σε ότι αφορά τις ανθρωπογενείς πηγές θορύβου αναφέρθηκε και προηγουμένως ότι ορισμένες εξ αυτών δημιουργούνται εκούσια ή ακούσια ως συνεπακόλουθο άλλων δραστηριοτήτων.

Τέτοιες πηγές που παράγουν εκούσια θόρυβο είναι οι υποθαλάσσιες εκρήξεις, οι σεισμικές εξερευνησεις, οι συσκευές σόναρ και συσκευές ακουστικής αποτροπής. Οι ακούσιες πηγές περιλαμβάνουν την ναυτιλία και τις βιομηχανικές δραστηριότητες. Ο υπεράκτιος θόρυβος των θαλάσσιων κατασκευών σχετίζεται τόσο με την φάση κατασκευής ή απόσυρσης όσο και με την φάση λειτουργίας αυτών. Η επίδραση της τοποθέτησης πυλώνων κατά την φάση της εγκατάστασης είναι ιδιαίτερα έντονη (με μέγιστα επίπεδα θορύβου να υπερβαίνουν τα 200 dB re 1μPa) πλην όμως χαρακτηρίζεται από περιορισμένη διάρκεια. Από την άλλη, τα συστήματα αεριοστρόβιλων (μηχανές πρόωσης) δημιουργούν ένα χαμηλής έντασης συνεχή υποθαλάσσιο θόρυβο (Tougaard et al., 2008). Όσον αφορά τις σεισμικές έρευνες, αυτές ασχολούνται κυρίως με την έρευνα οικονομικά εφικτών υποθαλάσσιων αποθεμάτων πετρελαίου, φυσικού αερίου και ορυκτών με την καταγραφή, επεξεργασία και ανάλυση τεχνητά επαγόμενων ηχητικών κυμάτων που προέρχονται από την εκτόνωση συμπιεσμένου αέρα στο θαλάσσιο περιβάλλον κάθε 10 με 12 δευτερόλεπτα από ειδικές συσκευές που ονομάζονται airguns. Το ανακλώμενο σήμα, λαμβάνεται από ειδικά υδρόφωνα και μετατρέπεται ώστε να σχηματίσει μία απεικόνιση των υποστρωμάτων του πυθμένα. Τα περιβαλλοντικά ζητήματα που δημιουργούνται γύρω από τις σεισμικές έρευνες είναι αντικείμενο έρευνας χωρίς ακόμα να έχουν εισέλθει σε οριστικά συμπεράσματα, παρόλα αυτά είναι γνωστό ότι οι ανωτέρω εκτονώσεις επηρεάζουν το φυσικό περιβάλλον είδους φαλαινών προς εξαφάνιση καθώς και την αλιεία της περιοχής όπου ενεργοποιούνται οι έρευνες. Το κύριο πρόβλημα το οποίο

καλούνται να αντιμετωπίσουν τα θαλάσσια θηλαστικά είναι το γεγονός ότι οι έρευνες αυτές διαρκούν από μερικές εβδομάδες μέχρι αρκετούς μήνες. Τα σεισμικά airguns αποτελούν τον δεύτερο υψηλότερο συντελεστή παραγωγής ανθρωπογενούς υποθαλάσσιου θορύβου συγκριτικά με το συνολικό ενεργειακό ετήσιο αποτέλεσμα. Υποστηρίζεται, ότι οι σεισμικές έρευνες εκτείνονται κατά μήκος 300000 km² ή σε αποστάσεις 4000 km από την πηγή θορύβου το 80-95% των ημερών του μήνα, καθ' όλο το έτος (Weilgart, 2010). Μεγάλες συστοιχίες airguns παράγουν ηχητικούς παλμούς με μέγιστη ενέργεια στη ζώνη συχνοτήτων των 10-200 Hz με μέγιστες τιμές παραγόμενου ήχου στα 222-261 dB re 1 μPa (Hildebrand, 2009).

Ο τομέας της ναυτιλίας, θεωρείται ο πιο σημαντικός, ακόμα και ακούσια, συντελεστής στον υποθαλάσσιο ήχο λόγω του γεγονότος ότι το μέγιστο πλάτος του επικαλύπτει με το εύρος παραγόμενων συχνοτήτων το αντίστοιχο των θαλάσσιων θηλαστικών. Ένα άλλο σημείο που αξίζει επισήμανσης είναι ότι η εμπορική ναυτιλία συχνά πλέει πλησίον ακτών οι οποίες θεωρούνται ως οικολογικά σημαντικές περιοχές. Η εικόνα 1.2 απεικονίζει τα διάφορα παραγόμενα επίπεδα θορύβου που δημιουργούνται από διαφορετικούς τύπους εμπορικών πλοίων. Φαίνεται ότι τα πλοία που παρουσιάζουν μεγαλύτερα επίπεδα θορύβου είναι τύπου container. Γενικά στον πίνακα 1.2 απεικονίζονται τα βασικά χαρακτηριστικά των ανθρωπογενών πηγών θορύβου.



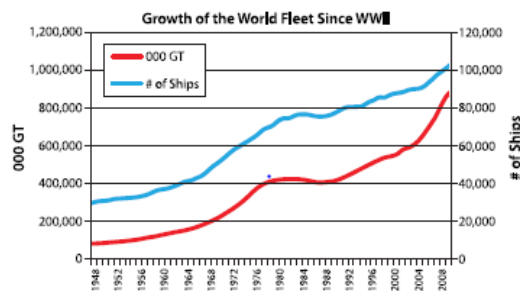
Εικόνα 1.2 Παραγόμενα επίπεδα θορύβου από εμπορικά πλοία (Πηγή παρουσίαση NCE στο ABS 2012)

Πίνακας 1.2 Κύρια χαρακτηριστικά ανθρωπογενών πηγών θορύβου (OSPAR 2009)

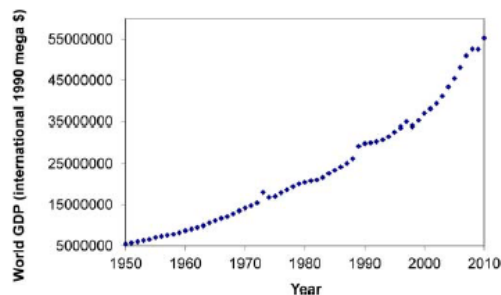
Sound	Source level (dB re 1 μ Pa-m)*	Bandwidth (Hz)	Major amplitude (Hz)	Duration (ms)	Directionality	Source citations in module
Offshore construction						4
TNT (1-100 lbs)	272 - 287 Peak	2 - 1000	6 - 21	~ 1 - 10	Omnidirectional	4
Pile driving	228 Peak / 243 - 257 P-to-P	20 ->20 000	100-500	50	Omnidirectional	4
Offshore industrial activities						
Dredging	168 - 186 rms	30 - > 20 000	100 - 500	Continuous	Omnidirectional	4
Drilling	145 - 190 rms**	10 - 10 000	< 100	Continuous	Omnidirectional	4
Wind turbine	142 rms	16 - 20 000	30 - 200	Continuous	Omnidirectional	4
Shipping						
Small boats and ships	160 - 180 rms	20 - >10 00	> 1000	Continuous	Omnidirectional	5
Large vessels	180 - 190 rms	6 - > 30 000	> 200	Continuous	Omnidirectional	5
Sonar						
Military sonar low- frequency	215 Peak	100 - 500	-	600 - 1000	Horizontally focused	6
Military sonar mid-frequency	223 - 235 Peak	2800 - 8200	3,500	500 - 2000	Horizontally focused	6
Echosounders	235 Peak	Variable	Variable 1,500-36,000	5 - 10 ms	Vertically focused	6
Seismic surveys						
Airgun array	260 - 262 P-to-P	10 - 100 000	10 - 120	30 - 60	Vertically focused*	7
Other activities						
Acoustic deterrent / harassment devices	132 - 200 Peak	5000 -30 000	5000 - 30 000	Variable 15 - 500 ms	Omnidirectional	8
Tidal and wave energy devices***	165 - 175 rms***	10 - 50 000	-	Continuous	Omnidirectional	8

1.2 Εμπορική ναυτιλία και υποθαλάσσιο θόρυβος

Ο υποθαλάσσιος θόρυβος που παράγεται από την ναυτιλία συνεισφέρει σημαντικά στον ολικό θόρυβο υποβάθρου (background noise) (Wenz, 1962; Ross, 1976; Hildebrand, 2009). Όπως έχει ήδη αναφερθεί, ο υποθαλάσσιος θόρυβος ναυτιλίας είναι ένα ακούσιο αποτέλεσμα των θαλάσσιων μεταφορών. Ο Frisk (2012) παρουσίασε μελέτη στην οποία επισημαίνει ότι τα αυξανόμενα επίπεδα θορύβου δύναται να συσχετισθούν με την δραστηριότητα της εμπορικής ναυτιλίας και σε τελική ανάλυση με την παγκόσμια οικονομική ανάπτυξη. Στις ακόλουθες εικόνες 1.3, 1.4 συσχετίζεται η αύξηση του παγκόσμιου στόλου με το παγκόσμιο ακαθάριστο προϊόν (GDP). Φαίνεται ότι ο ρυθμός ανάπτυξης του Παγκόσμιου ΑΕΠ με τον ρυθμό ανάπτυξης του παγκόσμιου στόλου εξαρτώνται σχεδόν αναλογικά.

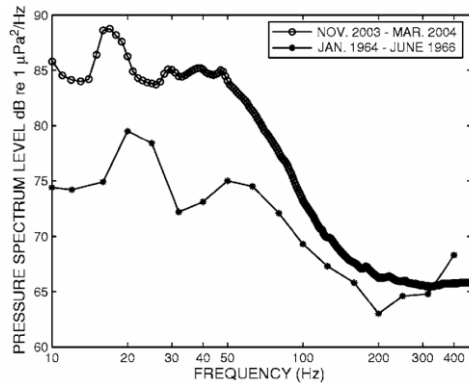


Εικόνα 1.3 Αύξηση του παγκόσμιου στόλου από τον Βο ΠΠ



Εικόνα 1.4 Ρυθμός ανάπτυξης Παγκοσμίου ΑΕΠ (1950-2010)

Η σημαντική συνεισφορά της εμπορικής ναυτιλίας στον υποθαλάσσιο θόρυβο αποδεικνύεται από τις μετρήσεις που ελήφθησαν σε περιοχή η οποία είχε ερευνηθεί παλαιότερες δεκαετίες. Συγκεκριμένα, ομάδα επιστημόνων (Mc Donald et al., 2006) μέτρησαν τα επίπεδα θορύβου στην περιοχή San Nicolas South και ακολούθως τα συνέκριναν με μετρήσεις που είχαν ληφθεί πριν από τέσσερις δεκαετίες από πειράματα του Αμερικάνικου Ναυτικού στην ίδια περιοχή. Κατέληξαν στο συμπέρασμα ότι υπήρξε αύξηση στην χαμηλή συχνότητα 10-50 Hz του ωκεάνιου θορύβου περιβάλλοντος της τάξεως των 10-12 dB το οποίο σχετίζεται αρκετά με την ναυτιλιακή κίνηση. Τα αποτελέσματα εμφανίζονται στην εικόνα 1.5.

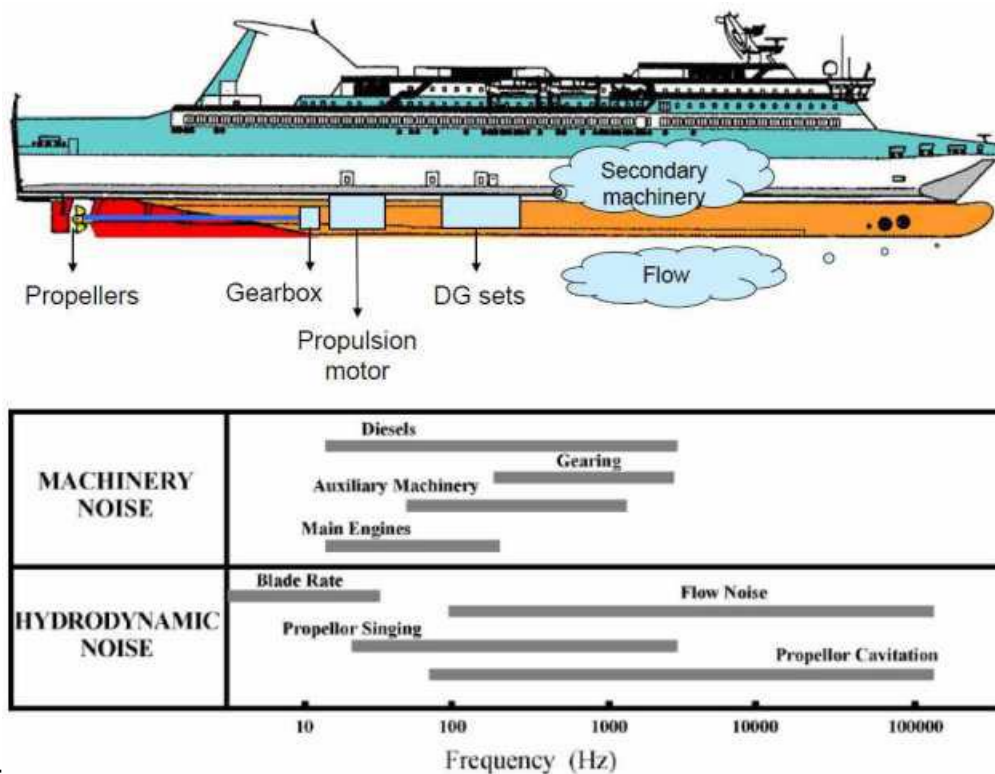


Εικόνα 1.5 Μετρούμενα επίπεδα θορύβου στην περιοχή San Nicolas South Site της περιόδου 1964-66 και σύγκριση με αυτά της περιόδου 2004

Οι κύριες συχνότητες στις οποίες τα πλοία δημιουργούν ήχο είναι μεταξύ 5 και 500 Hz. Σπανίως αυτές οι συχνότητες επεκτείνονται στα 10000 Hz (Ross, 1976). Το ευρύ φάσμα δηλώνει ότι ο ναυτιλιακός θόρυβος είναι μία σύνθετη πηγή θορύβου η οποία αποτελείται από υπέρθεση αρκετών πηγών-συνιστωσών θορύβου (AQUO 2015, R2.9). Οι πιο σημαντικές συνιστώσες στον παραγόμενο θόρυβο από πλοίο είναι:

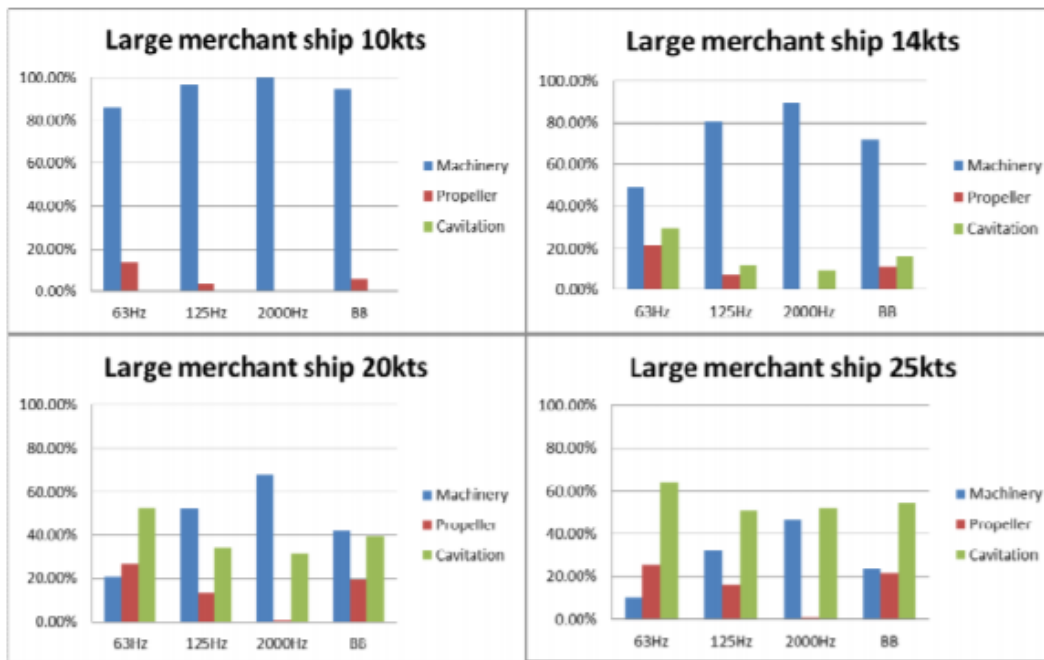
- α. Κύριες μηχανές πρόωσης και βοηθητικά μηχανήματα
- β. Έλικες
- γ. Θόρυβος υδροδυναμικής ροής λόγω γάστρας και παρελκομένων

Η εικόνα 1.6 παρουσιάζει τις συνιστώσες πηγές θορύβου ενός πλοίου καθώς και το φάσμα συχνοτήτων στις οποίες συναντώνται.



Εικόνα 1.6 Χαρακτηριστικά συνιστωσών πηγών θορύβου ενός πλοίου (AQUO 2015, R2.9)

Έπειτα η συνεισφορά των μηχανημάτων, της έλικας και του θορύβου σπηλαιώσης στον υποθαλάσσιο διαδιδόμενο θόρυβο εξαρτάται κυρίως από την ταχύτητα του πλοίου. Η σπηλαιώση αποτελεί την κυρίαρχη πηγή θορύβου στις μεγάλες ταχύτητες το οποίο αποδεικνύεται από την εικόνα 1.7 όπου συγκρίνονται τα εκπεμπόμενα επίπεδα θορύβου που παράγονται από τα μηχανήματα, τις έλικες και την σπηλαιώση ενός μεγάλου εμπορικού σκάφους για τέσσερις διαφορετικές τιμές ταχύτητας (10,14,20 και 25 κόμβους)



Εικόνα 1.7 Εκπεμπόμενα επίπεδα θορύβου μηχανημάτων, ελικών, σπηλαιώσης ανά ταχύτητα (AQUO D.2.8)

Οι έλικες λειτουργούν σε ένα ακτινικά μεταβαλλόμενο πεδίο ομόρρου το οποίο έχει ως αποτέλεσμα την δημιουργία μη μόνιμων πιέσεων και ακολούθως θόρυβο στις συχνότητες των πτερυγίων και τα πολλαπλάσια τους. Εκτός από τον διακριτό χαμηλής συχνότητας θόρυβο, είναι πιθανό να αναγνωρισθεί ένας θόρυβος ευρείας ζώνης ο οποίος σχετίζεται με την τύρβη τόσο από την επαγόμενη ροή όσο και στο χείλος εκφυγής των πτερυγοτομών. Αναλύοντας τον θόρυβο της έλικας καταλήγουμε σε δύο διαφορετικές συνθήκες:

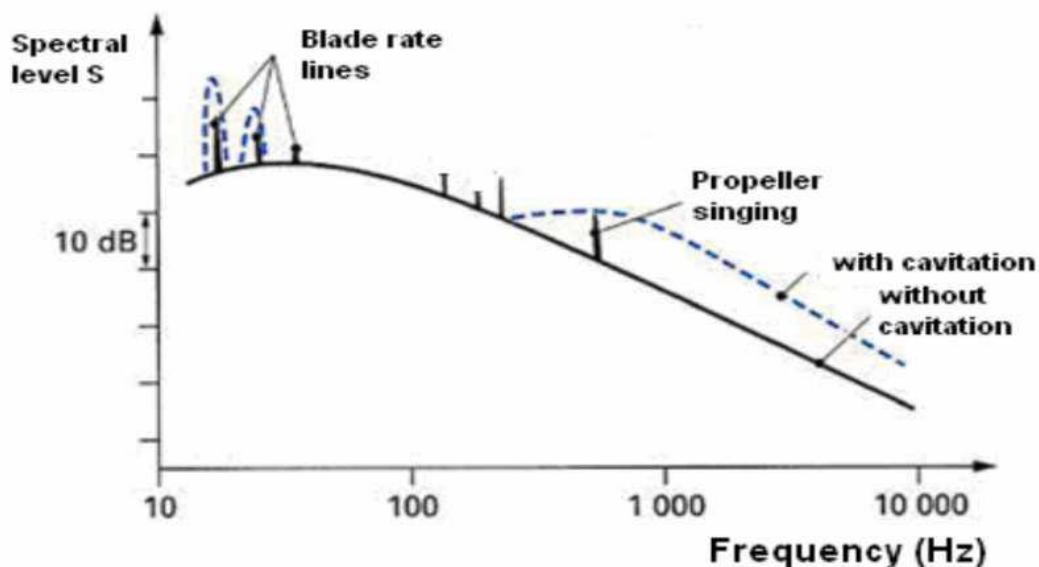
- α. Μη σπηλαιούμενη
- β. Σπηλαιούμενη

Ο πίνακας 1.3 περιγράφει τα φαινόμενα που δημιουργούν τον θόρυβο της έλικας κατά τις δύο συνθήκες λειτουργίας αυτής.

Πίνακας 1.3 Φαινόμενα που δημιουργούν θόρυβο κατά την λειτουργία της έλικας

Μη σπηλαιούμενη συνθήκη	Σπηλαιώση
Το εκτόπισμα του νερού από το προφίλ του πτερυγίου της έλικας	Οι περιοδικές διακυμάνσεις του σπηλαιούμενου όγκου το οποίο προκαλείται από την λειτουργία των ελίκων στο μεταβαλλόμενο πεδίο ομόρρου
Η διαφορά πίεσης ανάμεσα στην επιφάνεια υπερπίεσης και υποπίεσης των πτερυγίων της έλικας καθώς κινούνται	Η διαδικασία ξαφνικής κατάρρευσης των φυσαλίδων που σχετίζεται με την δημιουργία θορύβου υψηλής συχνότητας

Η εικόνα 1.8 εμφανίζει την σχηματική αναπαράσταση του θορύβου της έλικας με την αντίστοιχη διακύμανση συχνότητας. Η σπηλαιώση, αυξάνει σημαντικά τα υφιστάμενα επίπεδα θορύβου και εμφανίζεται μόνο όταν η ταχύτητα περιστροφής είναι σημαντικά υψηλή ώστε το νερό να ατμοποιείται, σημειώνοντας ότι αν για οποιοδήποτε λόγο αυτές οι συνθήκες δεν ικανοποιούνται το φαινόμενο θα εξαλειφθεί γρήγορα. Η κατάρρευση των φυσαλίδων δημιουργεί κρουστικά κύματα (shock waves) και επομένως θόρυβο στην υψηλότερη μπάνα (εύρος) συχνοτήτων. Σε αυτό το σημείο πρέπει να διευκρινιστεί ότι ο θόρυβος σπηλαιώσης δεν αυξάνει τον παραγόμενο θόρυβο μόνο για την υψηλή συχνότητα αλλά και την χαμηλή. Αυτό οφείλεται στο γεγονός ότι ο σχηματισμός της σπηλαιώσης είναι ένα περιοδικό φαινόμενο το οποίο σημαίνει ότι κυρίαρχες συχνότητες σχετίζονται με τις συχνότητες διέλευσης (περιστροφής) του πτερυγίου και τις αρμονικές του. Ένα άλλο γνωστό φαινόμενο είναι ο υδροελαστικός συντονισμός ή propeller singing το οποίο προέρχεται από την διέγερση της ταλαντωτικής-ακουστικής αντήχησης των πτερυγίων της έλικας από την κατάντη ροή (downstream flow) (Carlton, 2007).



Εικόνα 1.8 Αναπαράσταση του θορύβου της έλικας συναρτήσει των αντίστοιχων συχνοτήτων (AQUO 2015 R2.9)

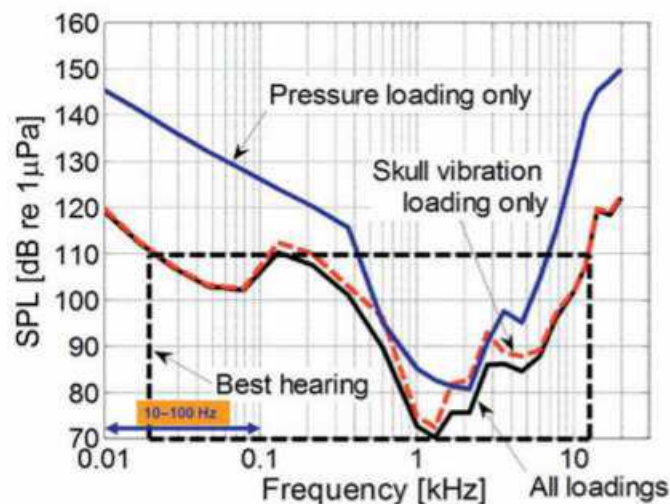
1.3 Υποθαλάσσιος θόρυβος και θαλάσσια θηλαστικά

Ο ήχος είναι απαραίτητος για τα περισσότερα θαλάσσια θηλαστικά καθώς πολλά εξ' αυτών τον χρησιμοποιούν ως ένα αποτελεσματικό τρόπο επικοινωνίας και προσανατολισμού. Συγκεκριμένα, ορισμένα θαλάσσια θηλαστικά όπως οι φάλαινες και τα δελφίνια χρησιμοποιούν τον ηχοεντοπισμό για να εξερευνήσουν το περιβάλλον τους και βασίζονται στην ανάκλαση της ηχούς σε αντικείμενα για προσανατολισμό, κατεύθυνση, συλλογή τροφής και αποφυγή αρπακτικών.

Αρχικά θα εξεταστεί το πόσο επηρεάζουν οι συχνότητες του παραγόμενου ηχητικού σήματος από τα διερχόμενα πλοία τα θαλάσσια θηλαστικά, ακόμα και σε συχνότητες οι οποίες δεν είναι ακουστικές στον άνθρωπο, πλην όμως προκαλούν εκνευρισμό και αποπροσανατολισμό σε αυτά.

Σε αυτό το σημείο, επισημαίνεται ότι δεν υπάρχουν απτά δεδομένα σχετικά με τους μηχανισμούς λήψης ήχου των θαλάσσιων θηλαστικών. Μέχρι πρόσφατα θεωρούταν ότι τα ακοογράμματα των θαλάσσιων θηλαστικών ακολουθούσαν την μπλε γραμμή της εικόνας 1.9, παρόλο που αυτή η θεωρία δεν συμφωνεί με το γεγονός ότι οι φάλαινες παράγουν ήχους σε εξαιρετικά χαμηλή συχνότητα, κάτω των 100 Hz, περιοχή όπου το ακοογράμμα δηλώνει ότι οι φάλαινες θα πρέπει να είναι σχεδόν αδύνατο να εντοπίσουν τον παραγόμενο ήχο.

Πειράματα δείχνουν ότι η μεγαλύτερη ευαισθησία σε λήψη ήχου χαμηλής συχνότητας στην πετεροφάλαινα (fin whale) οφείλεται σε ένα μηχανισμό επαγωγής στο οστό και όχι λόγω επαγωγής πίεσης ήχου. Αυτός ο μηχανισμός ενεργοποιείται όταν ήχος μεγάλου μήκους κύματος επιδρά με τα τεράστια οστά του κρανίου της φάλαινας δημιουργώντας μοτίβα παραμόρφωσης (deformation) τα οποία διαδίδονται μέσω των διάφορων κρανιακών οστών (Würsig et al., 2018).



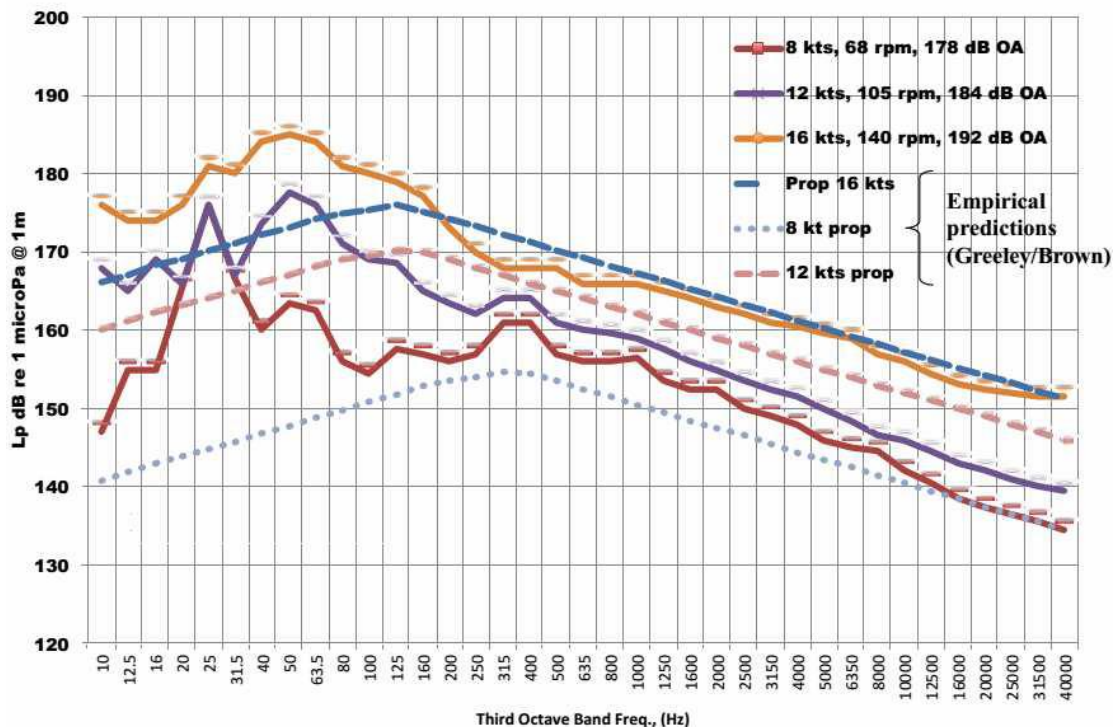
Εικόνα 1.9 Πρόβλεψη ακοογράμματος φάλαινας με την μέθοδο πεπερασμένων στοιχείων (Würsig et al., 2018)

Στην εικόνα 1.9 η κόκκινη διακεκομμένη γραμμή δείχνει την καμπύλη ευαισθησίας η οποία περιγράφεται από τον μηχανισμό επαγωγής οστού (bone conduction mechanism). Η καμπύλη επαγωγής οστού (bone conduction curve -skull vibration loading) αποδίδει την μεγαλύτερη ευαισθησία εντός της περιοχής συχνοτήτων από 10 Hz μέχρι 10 kHz όταν συγκριθεί με την μπλε καμπύλη, η οποία αντιπροσωπεύει την

συχνότητα ευαισθησίας για τα φορτία πίεσης που δέχεται ο τυμπανικός ιστός (tympanic bulla) μέσω διόδων μαλακού ιστού.

Η μεγαλύτερη διαφορά (>20 dB) μεταξύ κόκκινης και μπλε καμπύλης, συμβαίνει εντός του πεδίου συχνοτήτων 10 και 100 Hz το οποίο είναι το πεδίο συχνοτήτων όπου οι φαλαινοπτέρυγες παράγουν ήχους. Η μαύρη καμπύλη αναπαριστά την καμπύλη συχνότητας ευαισθησίας (ακουόγραμμα) όταν λαμβάνονται υπόψη όλα τα φορτία (Würsig et al., 2018).

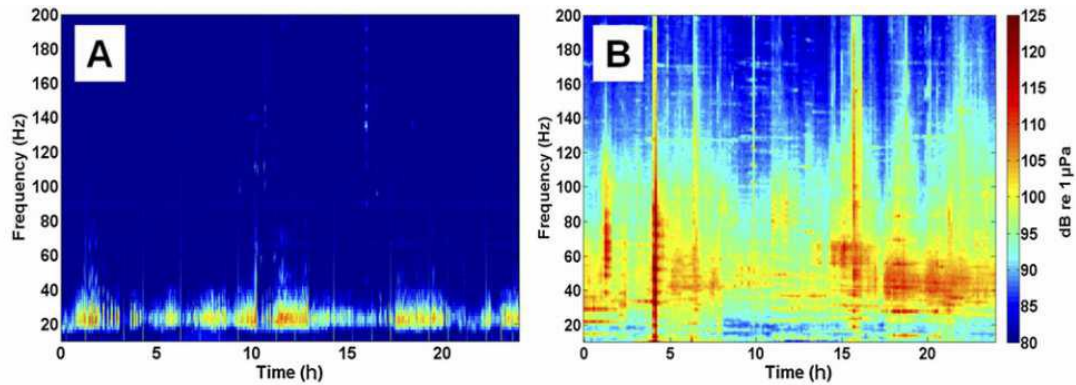
Παρατηρώντας το αναμενόμενο ακουόγραμμα μίας πτεροφάλαινας της εικόνας 1.9 και τις μετρήσεις για το διαδιδόμενο ναυτιλιακό θόρυβο της εικόνας 1.10 παρατηρείται ότι τα όρια συχνοτήτων επικαλύπτονται σημαντικά (αντίστοιχα αναδείχθηκε στην εικόνα 1.1). Το φαινόμενο είναι ευρέως γνωστό ως φαινόμενο κάλυψης (masking effect) και βασίζεται στο γεγονός ότι πλήθος θαλάσσιων θηλαστικών είναι εξαιρετικά ευαίσθητο και εξαρτώμενο από σήματα χαμηλής συχνότητας, με τα μυστακοκήτη (baleen whales) να παρουσιάζουν την πιο χαμηλόσυχη δυνατότητα λήψης ήχου, $\approx 5\text{Hz}$, βλ. Εικόνα 1.1. Συμπερασματικά, το φαινόμενο κάλυψης έχει ως αποτέλεσμα την μειωμένη ικανότητα ακουστικής αντίληψης και δύναται να φέρει θανάσιμα αποτελέσματα στην θαλάσσια πανίδα καθώς μεταβάλλει ολόκληρο το ακουστικό πεδίο. Δεν σημαίνει απαραίτητα ότι προκαλεί αντιδράσεις στην συμπεριφορά ενός ζώου αλλά περισσότερο προκαλεί την απουσία της αντίδρασης στην συμπεριφορά. (Clark et al., 2009; Erbe et al., 2015; Branstetter et al., 2017).



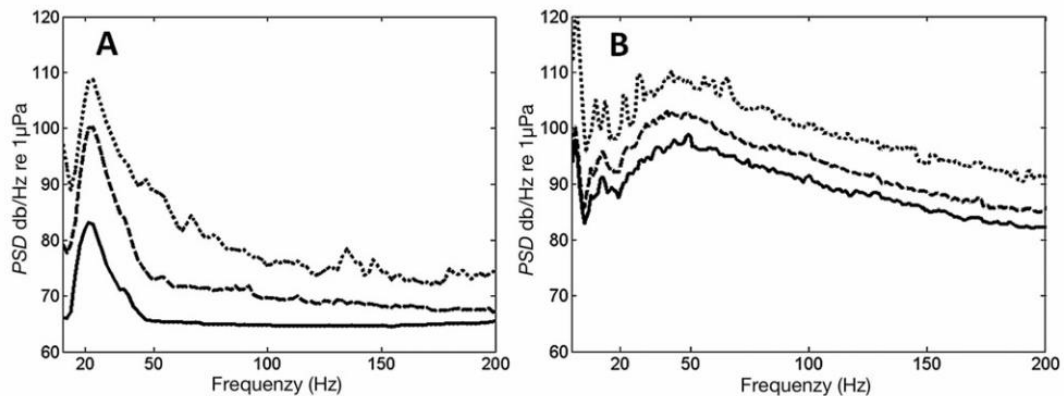
Εικόνα 1.10 Μετρήσεις ακουστικής υπογραφής ενός εμπορικού πλοίου σε διάφορες τιμές ταχύτητας (Fradelos 2016)

Στα ακόλουθα σχήματα συγκρίνονται δύο διαφορετικά φυσικά περιβάλλοντα στα οποία δραστηριοποιούνται ηχητικά οι πτεροφάλαινες με σκοπό να αναδειχθεί το φαινόμενο της κάλυψης. Στο πρώτο σχήμα, συγκρίνεται ο κόλπος της Καλιφόρνια όπου δεν υπάρχει σημαντική ναυτιλιακή κίνηση ενώ στο δεύτερο, η Μεσόγειος όπου η ναυτιλιακή

κίνηση είναι εντονότερη. Για την δεύτερη περίπτωση, φαίνεται ότι δεν υπάρχει φαινόμενη κορυφή στα 20 Hz το οποίο είναι ενδεικτικό για το φαινόμενο κάλυψης καθώς αυτή είναι η συχνότητα που αντιπροσωπεύει τις συλλογικές φωνές της πτεροφάλαινας. Παρόλα αυτά η συνεισφορά της πτεροφάλαινας στον θόρυβο είναι κρυμμένη στο εύρος της μπάντας 15-80 Hz (Clark et al., 2009; Williams et al., 2013; Reuter et al., 2000).



Εικόνα 1.11 Παραδείγματα 24ωρης ακουστικής δράσης για 2 φυσικά περιβάλλοντα στα οποία πτεροφάλαινες τραγουδούσαν (A) Κόλπος της Καλιφόρνια περιβάλλον με χαμηλό θόρυβο περιβάλλοντος και (B) Μεσόγειος Θάλασσα περιβάλλον με υψηλό θόρυβο background noise (Clark et al 2009)



Εικόνα 1.12 Φασματική ανάλυση ισχύος για τις ανωτέρω ακουστικές δράσεις (A) Κόλπος της Καλιφόρνια περιβάλλον με χαμηλό θόρυβο περιβάλλοντος και (B) Μεσόγειος Θάλασσα περιβάλλον με υψηλό θόρυβο background noise (Clark et al., 2009).

Οι συμπεριφορικές αποκρίσεις δύναται να περιλαμβάνουν αποστροφή, έλξη ή διαφοροποίηση των τρεχουσών συμπεριφορών. Υφίστανται περιπτώσεις όπου ένα ζώο πρέπει να μεταβάλλει την διαδρομή ή να απομακρυνθεί από το φυσικό περιβάλλον που δραστηριοποιείται όταν, για παράδειγμα, διασταυρώνονται πλοία και επηρεάζουν την περιοχή του. Απλοποιώντας το, κάθε μία από αυτές τις συμπεριφορές καταναλώνουν τα «ενεργειακά όρια φυσικής απόκρισης» (natural response energy budget) ως συνέπεια μη φυσιολογικών ερεθισμάτων. Εκτός από την απόκριση συμπεριφοράς, είναι σημαντικό να εξεταστεί το κατά πόσο ο θόρυβος δύναται να προκαλέσει τραυματισμούς σε θαλάσσια θηλαστικά, είτε προσωρινούς είτε μόνιμους. Ο θόρυβος ο οποίος προκαλείται από πολύ ισχυρές πηγές όπως εκρήξεις προκαλούν

δυσφορία ή ζημιά στους ιστούς στο ακουστικό ή σε άλλα συστήματα (Richardson et al., 1995).

Αρκετές μελέτες οι οποίες έχουν ασχοληθεί με την διερεύνηση της αντίδρασης στον θόρυβο των cuttlefish statocysts , κατέληξαν στο συμπέρασμα ότι ο θόρυβος δύναται να προκαλέσει ακουστικό τραύμα μετά από έκθεση σε έντονο θόρυβο χαμηλής συχνότητας, Όσον αφορά τα κύτη, τα σόναρ εκπέμπουν αρκετά δυνατά ώστε να προκαλέσουν τον θάνατο τους (Stocker, 2008).

Τέλος , η επιστημονική επιτροπή της Διεθνούς Επιτροπής Κυτών (Scientific Committee of International Whaling Commission) συμφώνησε σε τρεις περιοχές ενδιαφέροντος :

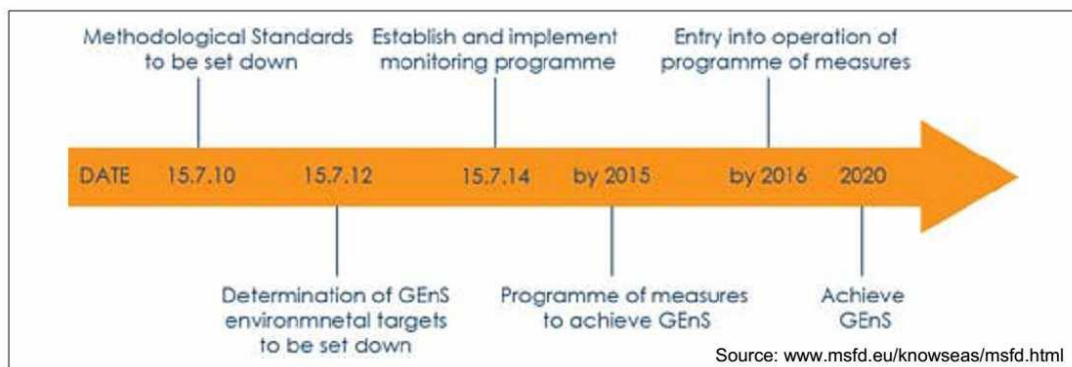
- α. Θάνατο ή φυσικό τραυματισμό λόγω έντονης έκθεσης στον θόρυβο
 - (1) 130 dB και μεγαλύτερο: Πιθανότητα τραυματικής ακουστικής βλάβης
 - (2) 220 dB και μεγαλύτερο: Δύναται να συμβεί φυσικός τραυματισμός
 - (3) 240 dB και μεγαλύτερο: Δύναται να εμφανιστεί θανάσιμη επίδραση
- β. Η κάλυψη των ήχων που είναι ζωτικοί για τα θαλάσσια θηλαστικά (επικοινωνία, ηχοεντοπισμοί κτλ)
 - 90 dB και μεγαλύτερο: Ισχυρή αντίδραση αποφυγής
- γ. Συμπεριφορικές μεταβολές από ασήμαντες σε σημαντικές (τροφή, περίθαλψη, διαδρομές μετατόπισης ή μετανάστευσης και πεδία τροφής)
 - 75 dB και πάνω: Σημαντική αντίδραση αποφυγής

1.4 Τρέχον ρυθμιστικό πλαίσιο

Επί του παρόντος, δεν υφίσταται συγκεκριμένη παγκόσμια ή τοπική συμφωνία η οποία να αναφέρεται ειδικά στον υποθαλάσσιο θόρυβο και την επίδραση του στα θαλάσσια θηλαστικά. Μέχρι τούδε, κανονισμοί περί του ανθρωπογενούς θορύβου συμπεριλαμβάνονται σε υφιστάμενες διεθνείς και τοπικές συμφωνίες όπως:

- UNCLOS 1982 (Σύμβαση του Δικαίου της Θάλασσας των Ηνωμένων Εθνών- United Nations Convention on the Law of the Sea),
- ICRW (Διεθνής Σύμβασης για την Ρύθμιση των Κητών -International Convention for the Regulation of Whaling),
- GCBD (Σύμβαση για την Βιολογική Ποικιλία -Convention of Biological Diversity),
- FSA U.N. (Συμφωνία των Ηνωμένων Εθνών περί Ιχθυοαποθεμάτων - Fish Stocks Agreement),
- CMS, 1979 (Συνθήκη της Βόννης για την διατήρηση αποδημητικών ειδών άγριων ζώων - Bonn Convention on the Conservation of Migratory Species of Wild Animals,)
- ASCOBANS (Συμφωνία για την διατήρηση Κητοειδών στην Βαλτική και τις Βόρειες Θάλασσες, Agreement on the Conservation of Small Cetaceans of the Baltic and North Sea και,
- ACCOBAMS (Συμφωνία για την διατήρηση Κητοειδών στην Μαύρη Θάλασσα, Μεσόγειο και της παρακείμενης Ατλαντικής περιοχής- Agreement on the Conservation of Cetaceans of the Black Sea, Mediterranean Sea and Contiguous Atlantic Area).

Οι πρακτικές που χρησιμοποιούνται από τις χώρες συγκεντρώνονται κυρίως σε γεωγραφικούς και εποχικούς περιορισμούς σε δραστηριότητες όπου δημιουργούν θόρυβο, σε καθορισμό θαλάσσιων προστατευμένων περιοχών Marine Protected Areas (MPAs) και Ειδικά Ευαίσθητων Θαλάσσιων Περιοχών Particularly Sensitive Sea Areas (PSSAs). Επιπρόσθετα, απαιτείται εκτίμηση περιβαλλοντικής επίδραση προ εφαρμογής θαλάσσιων δραστηριοτήτων. Στις ΗΠΑ, δραστηριότητες με αντίκτυπο στα θαλάσσια θηλαστικά ρυθμίζονται τόσο από την Εθνική Υπηρεσία Αλιείας (National Marine Fisheries Service) όσο και την Αμερικάνικη Υπηρεσίας Αλιείας και Άγριας Ζωής(US Fishery & Wildlife Service). Τέλος αξίζει να αναφερθεί κανείς στον κανονισμό του Διεθνούς Ναυτιλιακού Οργανισμού IMO Res. A.927(22), Res. A.982(24) and MEPC.1/Circ.778/Rev.1 σχετικά με την επίδραση του θαλάσσιου θορύβου στο θαλάσσιο περιβάλλον.



Εικόνα 1.13 Οδηγία- πλαίσιο θαλάσσιας στρατηγικής Ευρωπαϊκής Ένωσης

Όσον αφορά την Ευρωπαϊκή Ένωση, εξέδωσε την Οδηγία Πλαίσιο Θαλάσσιας Στρατηγικής Marine Strategy Framework Directive (MSFD 2008/56/EC) ως μία προσπάθεια να προστατεύσει αποτελεσματικότερα το θαλάσσιο περιβάλλον της Ευρώπης. Η MSFD 2008/56/EC έγινε αποδεκτή στις 17 Ιουνίου 2008 και τέθηκε σε ισχύ στις 15 Ιουλίου 2008. Η οδηγία αυτή καθορίζει μια κοινή προσέγγιση και τους στόχους για την πρόληψη, την προστασία και διατήρηση του θαλάσσιου περιβάλλοντος από επιβλαβείς ανθρώπινες δραστηριότητες. Απαιτεί από τις χώρες της Ευρωπαϊκής Ένωσης (ΕΕ) να αναπτύξουν στρατηγικές για την επίτευξη «**καλής περιβαλλοντικής κατάστασης**» έως το 2020. Οι στρατηγικές, οι οποίες καλύπτουν κύκλους άνω των 6 ετών, πρέπει να περιλαμβάνουν μέτρα για την προστασία του θαλάσσιου οικοσυστήματος και να διασφαλίζουν ότι οι οικονομικές δραστηριότητες που συνδέονται με το θαλάσσιο περιβάλλον είναι αειφόρες. Επιπλέον τονίζει την ανάγκη για τις χώρες της ΕΕ να συνεργαστούν με τους γείτονές τους στις θαλάσσιες περιοχές (Βορειοανατολικός Ατλαντικός, Βαλτική, Μεσόγειος και Μαύρη Θάλασσα), δηλαδή κατά τη χάραξη και εφαρμογή των θαλάσσιων στρατηγικών τους. Αναγνωρίζει τη σημασία των μέτρων για την προστασία του χώρου του θαλάσσιου περιβάλλοντος, συμβάλλοντας έτσι στη δημιουργία παγκόσμιου δικτύου θαλάσσιων προστατευόμενων περιοχών.

Οι χώρες της ΕΕ, ως μέρος των θαλάσσιων στρατηγικών τους, πρέπει να αξιολογούν την περιβαλλοντική κατάσταση των θαλάσσιων υδάτων τους καθώς και τον αντίκτυπο των ανθρώπινων δραστηριοτήτων (συμπεριλαμβανομένης και κοινωνικοοικονομικής ανάλυσης). Έπειτα, πρέπει να καθορίσουν ποια είναι η «καλή περιβαλλοντική κατάσταση» για τα θαλάσσια ύδατα τους και να θεσπίσουν στόχους για την επίτευξη καλής περιβαλλοντικής κατάστασης έως το 2020. Στη συνέχεια, πρέπει να αναπτύξουν προγράμματα παρακολούθησης και να καταρτίσουν προγράμματα μέτρων. Η οδηγία περιέχει μια σειρά από χαρακτηριστικά ποιοτικής περιγραφής (descriptors) τα οποία οι χώρες της ΕΕ πρέπει να εξετάζουν κατά τη χάραξη των στρατηγικών τους για την επίτευξη της καλής περιβαλλοντικής κατάστασης των υδάτων τους. Αυτά περιλαμβάνουν τα εξής:

- α. Διατήρηση της βιοποικιλότητας
- β. Συμμετοχή σε δραστηριότητες βιώσιμης αλιείας
- γ. Προστασία του θαλάσσιου βυθού
- δ. Διατήρηση υπό έλεγχο των θαλάσσιων απορριμμάτων και προσμίξεων.

Αναλυτικά τα 11 χαρακτηριστικά ποιοτικής περιγραφής παρουσιάζονται στον πίνακα 1.4. Το χαρακτηριστικό 11 (descriptor 11) αφορά την εισαγωγή ενέργειας στο θαλάσσιο περιβάλλον όπου αναφέρει και τον υποθαλάσσιο θόρυβο και καταδεικνύει για πρώτη φορά την προσπάθεια της ΕΕ να αναδείξει προβλήματα που δημιουργεί ο υποθαλάσσιος θόρυβος στην θαλάσσια πανίδα και γενικότερα στο θαλάσσιο περιβάλλον.

Πίνακας 1.4 Χαρακτηριστικά Ποιοτική Περιγραφής (Descriptors) για τον καθορισμό Καλής Περιβαλλοντικής Κατάστασης

Descriptor	Index	Descriptor	Index
1	Biological Diversity	2	Non-indigenous species
3	Population of commercial fish/shell fish	4	Elements of marine food webs
5	Eutrophication	6	Sea floor integrity
7	Alteration of hydrographical conditions	8	Contaminants
9	Contaminants in fish and seafood for human consumption	10	Marine litter
11	Introduction of energy, including UW noise		

Στο ίδιο μήκος κύματος, ο κανονισμός του Διεθνούς Οργανισμού Ναυτιλίας IMO MEPC.1/Circ.833, «Οδηγίες για την μείωση του Υποθαλάσσιου θορύβου από την Εμπορική ναυτιλία προς αντιμετώπιση της αρνητικής επίπτωσης στην θαλάσσια ζωή» “Guidelines for the Reduction of Underwater Noise from Commercial Shipping to Address Adverse Impacts on Marine Life” παρέχει μη δεσμευτικές τεχνικά κατευθύνσεις για τους σχεδιαστές, ναυπηγούς και χειριστές πλοίων. Ακολουθούν τα συλλογικά πολυεθνικά σχέδια τα οποία οργανώνονται από την Ευρωπαϊκή Ένωση τα τελευταία έτη.

Αρχικά, το πρόγραμμα «Καινοτόμες Λύσεις για την μείωση του Θορύβου και Κραδασμών των πλοίων Ships Oriented Innovation Solutions to Reduce Noise and Vibration» (SILENV, 2009 – 2012) στόχευε στην εγκαθίδρυση επίπεδων θορύβου (target level) για :

- α. τον θόρυβο και τους κραδασμούς επί των πλοίων (Noise Vibration OnBoard -NVB),
- β. τον θόρυβο που διαδίδεται στον αέρα στους λιμένες (Air Radiated Noise - ARN), και
- γ. τον υποθαλάσσια διαδιδόμενο θόρυβο (Underwater Radiated Noise- URN)

Επίσης το πρόγραμμα, Καινοτομία στις τεχνολογίες Ευρωπαϊκού πλοίου και ναυπήγησης -Breakthrough in European Ship and Shipbuilding Technologies (BESST, 2009- 2013) στόχευε στην ανάπτυξη :

- α. μεθόδων εκτίμησης του κύκλου ζωής για το κόστος κύκλου ζωής , περιβαλλοντικές επιδράσεις, ανάγκες ασφαλείας και κοινωνικές ανάγκες
- β. καινοτόμων τεχνολογικών λύσεων για σημαντικά συστήματα του πλοίου και τον συνδυασμό τους για την βέλτιστη χρήση σε επίπεδο πλοίου .

Το πρόγραμμα «Καταστολής του Υποθαλάσσιου Θορύβου που επάγεται από την Σπηλαίωση Suppression of Underwater Noise Induced by Cavitation (SONIC, 2012 – 2015) στόχευε στην μετρίαση των επιδράσεων του υποθαλάσσιου θορύβου και στην ανάπτυξη:

- α. ηχητικού αποτυπώματος του επιπέδου υποθαλάσσιου θορύβου ενός πλοίου
- β. Χάρτη θορύβου σε μια χωρική κατανομή του υποθαλάσσιου θορύβου για ένα μεγάλο αριθμό πλοίων σε μία δοθείσα θαλάσσια περιοχή ενδιαφέροντος

Τέλος το πρόγραμμα «Επίτευξης Ησυχότερων Ωκεανών με την μείωση του Ηχητικού Αποτυπώματος της Ναυτιλίας - Achieve Quieter Oceans by Shipping Noise Footprint Reduction (AQUO 2012 – 2015) στόχευε στην ανάπτυξη :

- α. Μαθηματικής μοντελοποίησης του διαδιδόμενου θορύβου και μετρήσεων υποθαλάσσιου θορύβου στην θάλασσα
- β. Βιοακουστικών μελετών σε διαφορετικά θαλάσσια είδη για την ανάπτυξη κριτηρίων σχετικά με τα αποδεκτά όρια του υποθαλάσσιου θορύβου
- γ. Ανάπτυξη ενός εργαλείου εκτίμησης ηχητικού αποτυπώματος

Τις τελευταίες δεκαετίες, έχουν αναπτυχθεί κάποιοι εμπειρικοί τύποι για την πρόβλεψη του θαλασσιού θορύβου του πλοίου. Το RANDI (Research Ambient Noise Directionality), είναι ένα μοντέλο για τον χαρακτηρισμό του ωκεάνιου υποθαλάσσιου θορύβου προσθέτοντας την συνεισφορά από διάφορες φυσικές πηγές όπως ο άνεμος και η κατάσταση της θάλασσας και του θορύβου από την ναυτιλιακή κίνηση. Στον πίνακα 1.5 απεικονίζονται οι κατηγορίες πλοίων για το μοντέλο RANDI και στην εικόνα 1.14 τα μοτίβα του υποθαλάσσιου διαδιδόμενου ήχου για τις κατηγορίες αυτές.

Εκτός από το RANDI, το πιο σημαντικά μοντέλα και ευρέως αποδεκτά παρουσιάζονται ακολούθως (βλέπε AQUO R2.9) ενώ στην εικόνα 1.15 συγκρίνονται τα εν λόγω μοντέλα για ένα δεδομένο τύπο εμπορικού πλοίου:

α. Ross & Alvarez:

$$L_p \text{ dB re } 1\mu\text{Pa @ } 1\text{m} = 190.5 + 50\log(V(\text{knots})/10) + 20\log(L(\text{m})/150) - 20\log f$$

β. Ross

$$L_p \text{ dB re } 1\mu\text{Pa @ } 1\text{m} = 170 + 53 \log_{10} (U_t/10 \text{ kt}) + \log_{10} (B/4) - 20 \log_{10} f$$

Όπου, U_t η ταχύτητα της έλικας στο ακροπτερύγιο σε κόμβους και B ο αριθμός των πτερυγίων

γ. Wales & Heitmeyer:

$$L_p \text{ dB re } 1\mu\text{Pa @ } 1\text{m} = 230 - 10\log(f)^{3.594} + 10\log\left[1 + \left(\frac{f}{340}\right)^2\right]^{0.917}$$

δ. Urick:

$$L_p \text{ dB re } 1\mu\text{Pa @ } 1\text{m} = 46.5 + 51\log U_T + 15\log T - 20\log f$$

ε. Wittekind:

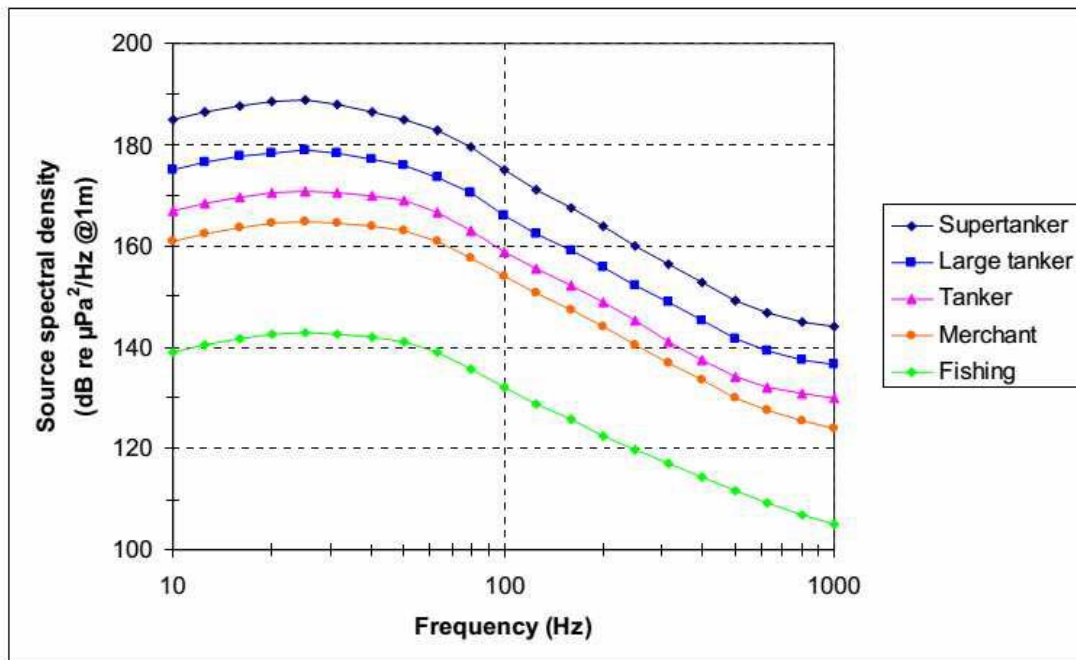
$$L_p \text{ dB re } 1\mu\text{Pa @ } 1\text{m} = 10\log\left(10^{\frac{F1}{10}} + 10^{\frac{F2}{10}} + 10^{\frac{F3}{10}}\right)$$

Όπου $F1$ ο θόρυβος χαμηλής συχνότητας της έλικας που σχετίζεται με την σπηλαίωση
 $F2$ ο θόρυβος υψηλής συχνότητας της έλικας που σχετίζεται με την σπηλαίωση
 $F3$ ο θόρυβος μηχανής diesel θεωρώντας 4χρονη μηχανή τοποθετημένη σε ελαστικά για μείωση κραδασμών

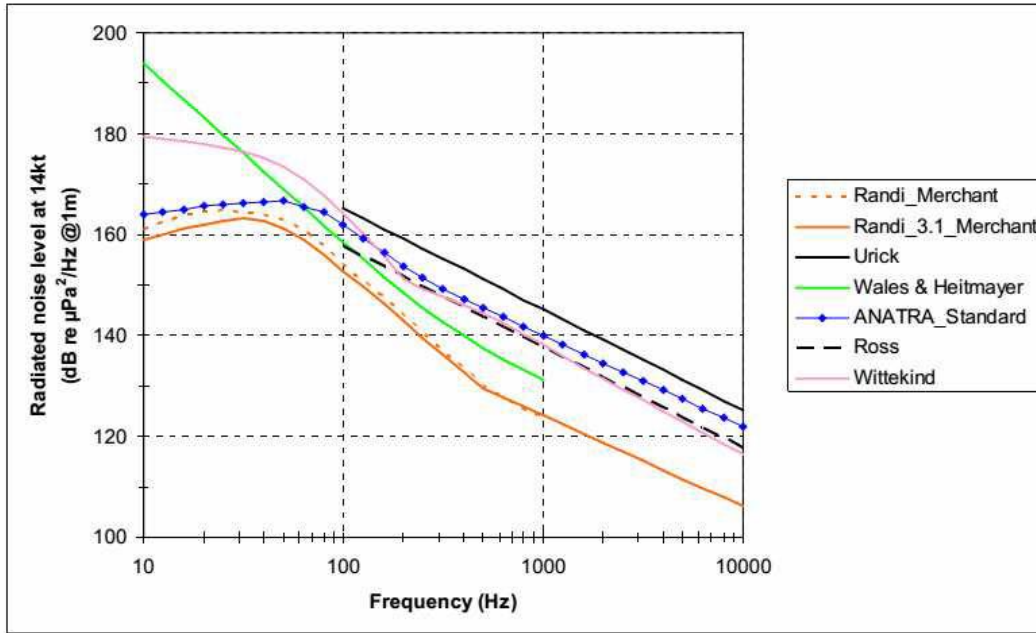
Τέλος ο αναγνώστης δύναται να βρει πληροφορίες σχετικά με τόπους μέτρησης και σχηματική αναπαράσταση της γενικής εγκατάστασης της μέτρησης στο ANSI/ASA S12.64-2009.

Πίνακας 1.5 Κατηγορίες πλοίων για το μοντέλο RANDI (AQUO R2.9).

Ship type	Length (m)	Speed (kt)
Supertanker	244-366	15.4-22.6
Large tanker	153-214	15.4-19.6
Tanker	122-153	12.4-16.4
Merchant	84-122	10.2-15.4
Fishing	15-46	7.2-10.2



Εικόνα 1.14 Υποθαλάσσια μοτίβα διαδιδόμενου ήχου πλοίων από το μοντέλο RANDI (AQUO R2.9).



Εικόνα 1.15 Σύγκριση χαρακτηριστικών διαδιδόμενου ήχου διαφορετικών μοντέλων για ένα στάνταρ εμπορικό πλοίο (AQUO R2.9).

1.5 Ακουστική υπογραφή και σημασία της σε πολεμικά πλοία

Στις ανωτέρω σελίδες περιγράφηκε με συντομία το σύνολο των διαφορετικών πηγών θορύβου που εκπέμπονται από ένα πλοίο καθώς και το πως επηρεάζει το θαλάσσιο περιβάλλον. Το σύνολο των πηγών αυτών καθώς και οι δονήσεις που προκαλούνται από τον θόρυβο αυτό, δημιουργούν την ακουστική υπογραφή του και έχει γίνει ειδικό αντικείμενο μελέτης για τα πολεμικά πλοία.

Η σημασία της ακουστικής υπογραφής είναι πολύ σημαντική για Πολεμικά Ναυτικά τα οποία επιθυμούν να διατηρούν πλοία χαμηλής δυνατότητας εντοπισμού. Η γνώση της ακουστικής υπογραφής επιτρέπει στην αναγνώριση των φίλιων μονάδων αλλά δύναται να επιτρέψει και τον εντοπισμό μίας μονάδας από τον αντίπαλο, καθώς εκμεταλλεύεται τον εκπεμπόμενο θόρυβο για να εντοπίσει την θέση και την κίνηση των αντιπάλων. Παράλληλα, το μικρό ακουστικό αποτύπωμα ενός πλοίου συνεισφέρει θετικά στην βελτίωση της απόστασης εντοπισμού έτερων πλοίων ή Υ/Β με παθητικά μέσα λόγω του μειωμένου επιπέδου αυτοθορύβου (selfnoise). Επομένως η διατήρηση χαμηλής υπογραφής είναι απαραίτητη για τον μη εντοπισμό. Κατά την διάρκεια του Β' Παγκοσμίου Πολέμου, στην μάχη του Ατλαντικού, τα γερμανικά Υ/Β αποτελούσαν την κύρια απειλή για τα Αμερικάνικα πλοία λόγω των ξαφνικών απρόβλεπτων επιθέσεων που δεν ήταν εύκολο να εντοπιστούν πριν την επίθεση. Λόγω του μικρού αριθμού των πτερυγίων στις έλικες των γερμανικών Υ/Β και την απαίτηση να λειτουργούν σε υψηλές ταχύτητες και επομένως στροφές, η υπερφόρτωση στις έλικες δημιούργησε σπηλαιώση η οποία παρήγαγε έναν σχεδόν ανεπαίσθητο ήχο ο οποίος ήταν δυνατόν να εντοπιστεί από τα σόναρ των πλοίων και να αντιμετωπιστούν. Το γεγονός αυτό συντέλεσε στον εντοπισμό Υ/Β και αποφυγή επίθεσης από αυτά και ανέδειξε την σημασία της ακουστικής υπογραφής.

Τα υποθαλάσσια ακουστικά σήματα εντοπίζονται, καταγράφονται και χαρακτηρίζονται από σόναρ, τα οποία είναι ένα σημαντικό στρατιωτικό εργαλείο που επιτρέπει στην αναγνώριση μίας μονάδας ως φίλιας ή μη. Το έργο του χαρακτηρισμού των επαφών εκτελείται από τον χειριστή του σόναρ ο οποίος εκτελεί μία σειρά από αναλύσεις στο ληφθέν σήμα και επομένως απαιτείται ορισμένος χρόνος για τον χαρακτηρισμό αναλόγως και των ικανοτήτων του χειριστή.

Όπλα όπως οι θαλάσσιες νάρκες και οι τορπίλες χρησιμοποιούν υποθαλάσσιους ακουστικούς αισθητήρες για τον εντοπισμό και χαρακτηρισμό του πλοίου στόχου. Η γνώση της ακουστικής υπογραφής δύναται να διευκολύνει τον αντίπαλο στην αποτελεσματικότερη χρήση αυτών των όπλων καθώς και το ίδιο το πλοίο-στόχος για την ασφαλέστερη αντιμετώπιση αυτών. Με την σειρά τους τα όπλα αυτά έχουν την ικανότητα να βυθίσουν ή να προξενήσουν σοβαρές βλάβες στα πλοία και επομένως η τήρηση χαμηλής ακουστικής υπογραφής είναι αναγκαία για την επιβιωσιμότητά τους.

Οι Ένοπλες Δυνάμεις της Αυστραλίας έχουν επενδύσει μέσω του τμήματος Άμυνας Επιστήμης και Ασφάλειας (Defense Science and Technology) στην ανάπτυξη ενός εργαλείου για την μοντελοποίηση ακουστικών υπογραφών όλων των τύπων των πλοίων. Το εργαλείο αυτό ονομάζεται AusRAT (Australian Rapid Assessment Tool) και θεωρείται ικανό να εκτιμήσει την ακουστική υπογραφή ενός πλοίου το οποίο βρίσκεται σε φάση σχεδίασης ή ναυπήγησης ώστε να αποφεύγεται η κατασκευή του

με υψηλή ακουστική υπογραφή. Άλλες μελέτες έχουν εστιάσει στην αυτόματη αναγνώριση του πλοίου με την λήψη της ακουστικής του υπογραφής (Leal, Leal, Sanchez , 2015) ώστε να μειώνεται ο απαιτούμενος χρόνος αναγνώρισης από τον χειριστή. Τα ανωτέρω αποτελούν ένα μικρό τμήμα από τις μελέτες που διεξάγονται για εκμετάλλευση από τα πολεμικά πλοία και αναδεικνύουν την σημασία της ακουστικής υπογραφής στην σύγχρονη εποχή.

Κεφάλαιο 2 Ναυτική Έλικα

2.1 Εισαγωγή

Όπως αναφέρθηκε και στο κεφάλαιο 1 η σημαντικότερη πηγή υποθαλάσσιου θορύβου είναι ο προερχόμενος από την ναυτιλιακή κίνηση, ο οποίος όπως αναλύθηκε προέρχεται από αριθμό συνιστωσών όπως ο θόρυβος μηχανημάτων, ο θόρυβος της έλικας, ο θόρυβος που προκαλείται από την αλληλεπίδραση κύματος -γάστρας. Ειδικότερα για τον θόρυβο της έλικας, εξαρτάται από την ταχύτητα του πλοίου καθόσον αυτή αυξάνεται, εμφανίζεται το φαινόμενο της σπηλαίωσης, η ένταση του οποίου υπερκαλύπτει όλες τις άλλες συνιστώσες καθιστώντας την ως την κυρίαρχη πηγή θορύβου.

Στο κεφάλαιο αυτό θα αναλύσουμε τα βασικά χαρακτηριστικά και την γεωμετρία της ναυτικής έλικας, θα αναδείξουμε τον γενικό τρόπο λειτουργίας αυτής για συμβατικού τύπου έλικες και τον τρόπο με τον οποίο κινείται το πλοίο από την αυτήν. Επιπρόσθετα θα αναφέρουμε τα είδη της σπηλαίωσης και πως αυτή συνεισφέρει στην αύξηση του εκπεμπόμενου θορύβου από τα πλοία και θα περιγράψουμε τις διαφορετικές φάσεις δημιουργίας της σπηλαίωσης για να οδηγηθούμε στο επόμενο κεφάλαιο, όπου θα εξηγηθεί το μαθηματικό μοντέλο πρόβλεψης του θορύβου που δημιουργείται από την ναυτική έλικα.

2.2 Η γεωμετρία της ναυτικής έλικας

Για την καλύτερη κατανόηση του προβλήματος της ροής γύρω από την έλικα αρχικά θα αναφερθούμε σε βασικές αρχές της γεωμετρίας της ναυτικής έλικας.

Οι έλικες δύνανται να χωριστούν σε δύο κατηγορίες:

α. Στις έλικες σταθερού βήματος -fixed pitch propeller (FP-propeller): Πρόκειται για ενιαία χυτά τμήμα τα οποία κατασκευάζονται από κράμα χαλκού συνήθως. Η θέση των πτερυγίων είναι σταθερή και συνεπώς το βήμα της έλικας είναι μόνιμο και δεν δύναται να μεταβληθεί κατά την πλεύση. Αυτό συνεπάγεται ότι όταν η έλικα λειτουργεί σε δεδομένες συνθήκες περιβάλλοντος, όπως δυσχερείς καιρικές συνθήκες, οι καμπύλες απόδοσης της έλικας, δηλαδή ο συνδυασμός ισχύος και ταχύτητας (r/min), θα μεταβάλλονται ακολουθώντας τους φυσικούς νόμους, και η καμπύλη της έλικας δεν δύναται να μεταβληθεί για βελτίωση της απόδοσης της. Το βήμα επιλέγεται με τέτοιο τρόπο ώστε η έλικα να έχει βέλτιστη απόδοση, δηλαδή να απαιτεί την λιγότερη ισχύ από την μηχανή ώστε να επιτύχει την συνήθη ταχύτητα πλεύσης.

β. Στις έλικες ρυθμιζόμενου βήματος – controllable pitch propeller (CP-propeller): Πρόκειται για έλικες με μεγαλύτερη πλήμνη σε σχέση με τις έλικες σταθερού βήματος, επειδή στην πλήμνη απαιτείται επάρκεια χώρου για τον υδραυλικό μηχανισμό ελέγχου της γωνίας (βήματος) των πτερυγίων. Οι έλικες ρυθμιζόμενου βήματος είναι πιο ακριβές από τις έλικες σταθερού βήματος και σε ορισμένες περιπτώσεις το κόστος απόκτησης αυτών δύναται να προσεγγίσει 3 με 4 φορές τις τιμές των ελίκων σταθερού βήματος. Η μεγάλη πλήμνη έχει ως αποτέλεσμα και την ελαφρώς χαμηλότερη απόδοση της έλικας μεταβλητού βήματος.

Στις εικόνες 2.1 και 2.2 δίδονται παραδείγματα αυτών των δύο τύπων ελίκων. Ειδικότερα στην εικόνα 2.1 απεικονίζεται μία από τις ογκωδέστερες έλικες που έχουν κατασκευαστεί μέχρι σήμερα βάρους 77 τόνων και διαμέτρου 10,6 μέτρων, ενώ στην εικόνα 2.2 αναπαρίσταται μία έλικα μεταβλητού βήματος (με μεγάλη πλευρική απόκλιση (highly skewed))



Εικόνα 2.1 Τετράπτερη έλικα της Hyundai (Πολίτης, Αντίσταση και Πρόωση Πλοίου)



Εικόνα 2.2 Σύγχρονη τετράπτερη έλικα με μεγάλη πλευρική απόκλιση (highly skewed) μεταβλητού βήματος (Πολίτης, Αντίσταση και Πρόωση Πλοίου)

Δύο απλούστερες γεωμετρικές οντότητες θα χρησιμοποιηθούν για να περιγράψουμε επαρκώς την γεωμετρία της έλικας”.

α. Η ελικοειδής γραμμής (helical line), βάση της οποίας κατασκευάζεται η ελικοειδής επιφάνεια αναφοράς, η οποία είναι μία συνορεύουσα επιφάνεια της πραγματικής τριδιάστατης γεωμετρίας του πτερυγίου.

β. Η διδιάστατη υδροτομή, η οποία είναι η «διαταραχή» της ελικοειδούς επιφάνειας αναφοράς που απαιτείται για την παραγωγή του πτερυγίου.

Στην εικόνα 2.3 απεικονίζεται το προτεινόμενο σύστημα συντεταγμένων από την ITTC25 (ITTC Dictionary of Marine Hydrodynamics, RINA, 1978), στο οποίο ο άξονας των x συμπίπτει με τον άξονα της έλικας με τον άξονα των y οριζόντιο και τον άξονα των z κατακόρυφο προς τα κάτω (δεξιόστροφο σύστημα). Σε αυτό απεικονίζονται:

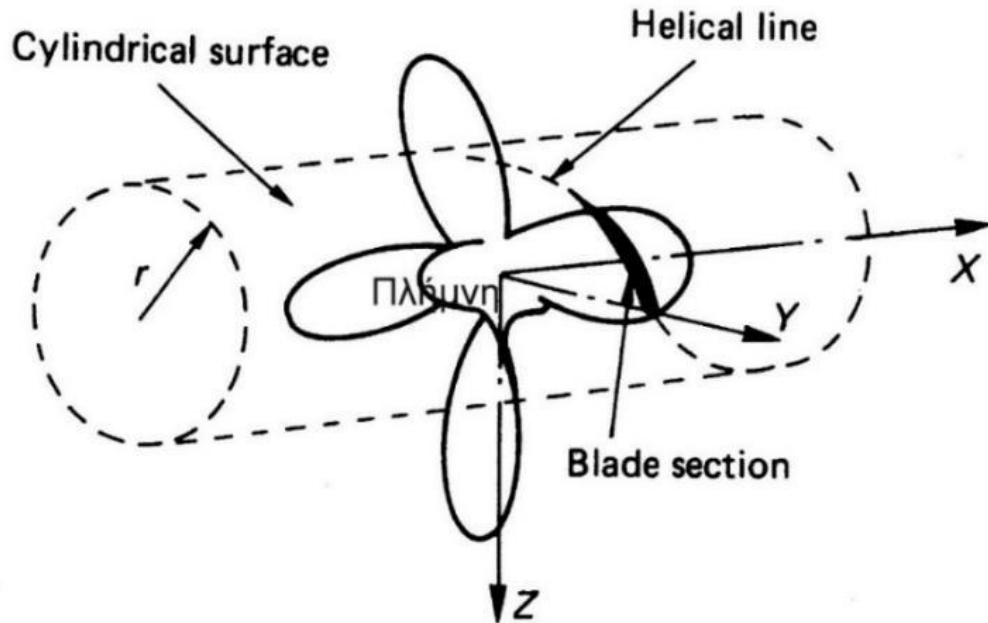
α. Η πλήμνη της έλικας.

β. Κύλινδρος ακτίνας R , ομοαξονικός με την έλικα, του οποίου το σχήμα της τομής με το πτερύγιο έλικας καλούμε πτερυγοτομή (blade section). Η πτερυγοτομή έχει παρόμοιο σχήμα με την υδροτομή, το οποίο ευνοεί την ανάπτυξη σημαντικής άνωσης με μικρή αντίσταση.

γ. Το χείλος πρόσπτωσης (LE – Leading Edge) και εκφυγής (TE – Trailing Edge) της πτερυγοτομής τα οποία ορίζουν μονοσήμαντα την γεωμετρία μίας ελικοειδούς γραμμής (helical line)] βήματος P και γωνίας βήματος θ , που ονομάζεται ελικοειδής γραμμή αναφοράς.

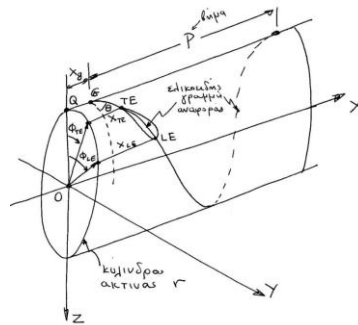
Η σχέση που συνδέει το βήμα P με τη γωνία βήματος θ αναγράφεται ακολούθως :

$$\theta = \tan^{-1} \frac{P}{2\pi r} \quad (2.1)$$



Εικόνα 2.3 Τετράπτερη έλικα και η πλήμνη της. Στο σχήμα φαίνεται το σύστημα συντεταγμένων κατά ITTC, η πτερυγοτομή (blade section) σε ακτίνα r και η ελικοειδής γραμμή (helical line) αναφοράς της πτερυγοτομής [Carlton].

Στην εικόνα 2.4 απεικονίζεται η ελικοειδής γραμμή αναφοράς η οποία τέμνει το επίπεδο στο σημείο G, με συντεταγμένη x_g . Το σύνολο των ελικοειδών γραμμών στο χώρο (η ακτίνα πλήμνης της έλικας και η ακτίνα του ακροπτερυγίου) ορίζει την ελικοειδή επιφάνεια αναφοράς. Επί αυτής βρίσκονται το χείλος εκφυγής και πρόσπτωσης το σύνολο των οποίων ορίζουν το περίγραμμα του πτερυγίου. Το περίγραμμα του πτερυγίου είναι αυτό που διακρίνεται οπτικά όταν ο παρατηρητής βλέπει μία σύγχρονη τετράπτερη έλικα με μεγάλη πλευρική απόκλιση όπως αυτή της εικόνας 2.2 από απόσταση. Η τομή της ελικοειδούς επιφάνειας αναφοράς με το επίπεδο x,z (γεωμετρικός τόπος των σημείων G της εικόνας 2.4) ορίζει μία γραμμή επί του επιπέδου x,z που ονομάζεται γενέτειρα γραμμή (generator line), η οποία είναι συνήθως ευθεία γραμμή.



Εικόνα 2.4 Ορισμός της ελικοειδούς γραμμής αναφοράς από τα χείλη πρόσπτωσης (LE) και εκφυγής (TE) της πτερυγοτομής στην ακτίνα R. Ορισμός του βήματος P και της γωνίας βήματος θ της ελικοειδούς γραμμής αναφοράς (Πολίτης, Αντίσταση και Πρόωση Πλοίου)

Υπάρχουν ορισμένα βασικά κριτήρια για τις παραμέτρους επιλογής των χαρακτηριστικών της έλικας οι οποίες ως επί το πλείστον σχετίζονται με την υδροδυναμική συμπεριφορά της έλικας. Οι κυρίαρχοι παράμετροι συνοψίζονται ως ακολούθως:

α. Η διάμετρος της έλικας D : Η διάμετρος της έλικας επιλέγεται με βάση τον διαθέσιμο χώρο που υφίσταται στην πρύμνη και τις ανοχές. Εφόσον είναι επιθυμητή η επίτευξη υψηλότερου βαθμού αποδόσεως προώσεως PC , προτιμάται η κατασκευή έλικας με την μεγαλύτερη δυνατή διάμετρο έλικας D. Υπάρχουν, όμως , ειδικές συνθήκες που πρέπει να λαμβάνονται υπόψιν κατά την επιλογή έλικας και έχουν σχέση τόσο με τον τύπο του πλοίου όσο και την σχεδίαση αυτού. Ειδικότερα στην σπηλαιώση η διάμετρος της έλικας επιλέγεται με τέτοιο τρόπο ώστε για δεδομένες στροφές έλικας (για δεδομένη μηχανή και μειωτήρα) να ελέγχεται η ακτινική κατανομή φόρτισης η οποία συμβάλλει στην γένεση του φαινομένου της σπηλαιώσης.

β. Ο λόγος της εκτεταμένης επιφάνειας $\frac{A_E}{A_0}$: ορίζει την πραγματική εκτεταμένη επιφάνεια της έλικας σε σχέση με την γεωμετρική επιφάνεια του δίσκου της επί του yOz επιπέδου. Αξίζει να σημειωθεί ότι όσο αυξάνεται ο λόγος εκτεταμένης επιφάνειας μειώνεται η έκταση της σπηλαιώσης λόγω της αύξησης της επιφάνειας του πτερυγίου πλην όμως μειώνεται και η απόδοση αυτής. Από την άλλη η αύξηση του λόγου, για δεδομένη διάμετρο έλικας, συντελεί σε βαρύτερα πτερύγια και μεγαλύτερο κόστος.

γ. Το ονομαστικό βήμα της, P: η διαμήκης μετατόπιση κάθε σημείου της συγκεκριμένης ελικοειδούς γραμμής μετά από μία πλήρης περιστροφή της έλικας. Καθώς το βήμα δύναται να μεταβάλλεται συναρτήσει της ακτίνας του πτερυγίου , η τιμή αυτή συνήθως αναφέρεται στα $0.7R$, όπου R η ακτίνα της έλικας

δ. Ο αριθμός πτερυγίων της, z : Ο αριθμός των πτερυγίων σχετίζεται πάρα πολύ και με τον θόρυβο . Ουσιαστικά ο μεγάλος αριθμός των πτερυγίων μειώνει τις μεταβολές των φορτίων της ώσης και ως εκ τούτου συμπεριφέρεται καλύτερα ως προς τους κραδασμούς και τους θορύβους. Όσο λιγότερος ο αριθμός των πτερυγίων, τόσο μεγαλύτερος ο βαθμός αποδόσεως της έλικας. Όμως για λόγους αντοχής, έλικες που θα υποστούν ισχυρά φορτία δεν μπορούν να κατασκευασθούν μόνο με δύο ή τρία πτερύγια. Αντίθετα η αύξηση του αριθμού των πτερυγίων συμβάλλει στην μείωση του φαινομένου της σπηλαιώσης καθώς μειώνεται το φορτίο που κατανέμεται ανά έλικα

Η θεωρία ελίκων βασίζεται σε μοντέλα και για να διευκολυνθεί η γενική χρήση της θεωρίας, έχουν εισαχθεί ορισμένοι αδιάστατοι συντελεστές έλικας σε σχέση με την διάμετρο D , τον ρυθμό περιστροφής n και την πυκνότητα του νερού ρ . Οι πιο σημαντικοί από αυτούς αναφέρονται παρακάτω.

Ο συντελεστής προχώρησης της έλικας J ο οποίος είναι μία αδιάστατη έκφραση της ταχύτητας και προχώρησης της έλικας V_A .

$$J = \frac{V_A}{nD} \quad (2.2)$$

Η δύναμη ώσης T εκφράζεται με την βοήθεια του συντελεστή ώσης K_T ως

$$K_T = \frac{T}{\rho n^2 D^4} \quad (2.3)$$

Η ροπή της έλικας Q η οποία δίνεται από τον τύπο $Q = \frac{P_D}{2\pi n}$ όπου P_D η αποδιδόμενη στην ισχύ έλικα και εκφράζεται με τον συντελεστή ροπής K_Q

$$K_Q = \frac{Q}{\rho n^2 D^5} \quad (2.4)$$

Ο λόγος βήματος (pitch ratio) P/D (2.5)

Ο λόγος εκτεταμένης επιφάνειας $\frac{A_E}{A_0}$ που αναλύθηκε προηγουμένως (2.6)

Ο αριθμός σπηλαίωσης, ο οποίος θα συζητηθεί αναλυτικότερα σε επόμενα κεφάλαια $\sigma_n = \frac{p_\infty - p_v}{\frac{1}{2}\rho n^2 D^2}$ (2.7)

Ο αριθμός Froude έλικας ο οποίος στην βιβλιογραφία συναντάται είτε ως $Fr_{nD} = \frac{n^2 D}{g}$ ή επικρατέστερα $Fr_{nD} = n \sqrt{\frac{D}{g}}$ (2.8)

Ο αριθμός Reynolds $Re_{nD} = \frac{nD^2}{\nu}$ όπου ν η κινηματική συνεκτικότητα (τιμή για θαλασσινό νερό σε θερμοκρασία είναι 15^0 C είναι $1,18831 \cdot 10^{-6} \frac{m^2}{s}$) που είναι η αιτία δημιουργίας των εφαιπτομενικών τάσεων στην γάστρα (2.9)

Ο αριθμός Weber $W_{nD} = \frac{\rho n^2 D^3}{\sigma p}$ (2.10)

όπου σp (surface tension parameter) που συμβολίζει τον συντελεστή επιφανειακής τάσης.

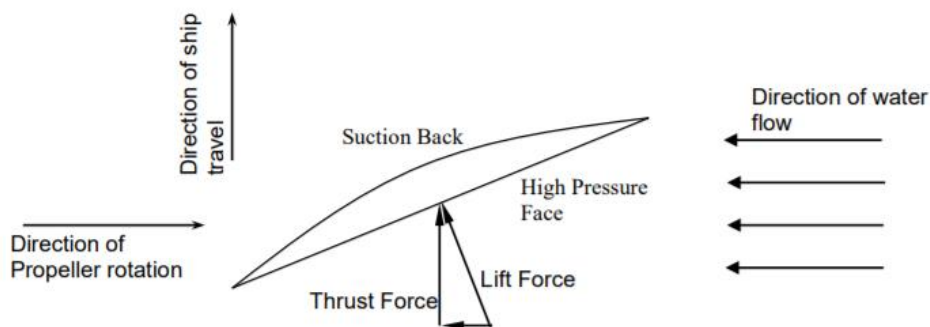
2.3 Συνθήκες λειτουργίας έλικας

Η ροή του ύδατος δημιουργεί διαφορά πίεσεως κατά μήκος των πτερυγίων της έλικας, το οποίο δημιουργεί μία δύναμη ανύψωσης ή ώσης (lift ή thrust) ή οποία κινεί το πλοίο. Η εικόνα 2.5 αποτυπώνει τις δυνάμεις που επιδρούν σε μία έλικα κατά την κίνηση του πλοίου. Η ταχύτητα του ύδατος στην πίσω όψη του πτερυγίου της έλικας είναι μεγαλύτερη από την ταχύτητα της εμπρόςθιας όψης της έλικας (όπου εμφανίζονται υψηλές πιέσεις). Χρησιμοποιώντας την εξίσωση Bernoulli, αυτή η διαφορά της ταχύτητας κατά μήκος του πτερυγίου έχει ως αποτέλεσμα την δημιουργία διαφοράς πίεσης. Η δύναμη ανύψωσης που δημιουργείται αναλύεται σε ώση και δυνάμεις αντίστασης. Το διάνυσμα της ώσης είναι αυτό το οποίο συντελεί στην κίνηση του πλοίου στο νερό.

Η εξίσωση Bernoulli, σε σύστημα συντεταγμένων κινούμενο με το πτερύγιο, όπου θεωρούμε ότι η ροή είναι μόνιμη και αστρόβιλη μας δίνει:

$$P + \frac{1}{2}\rho V^2 - \rho g z = \text{σταθερή} = P_A + \frac{1}{2}\rho V_A^2 \quad (2.11)$$

Όπου P , V η πίεση και η ταχύτητα του ρευστού σε σημείο που βρίσκεται σε βάθος z κάτω από την ελεύθερη επιφάνεια, και P_A , V_A , η πίεση και η ταχύτητα σε σημείο της ελεύθερης επιφάνειας



Εικόνα 2.5 Δυνάμεις που ασκούνται στην έλικα

Στην πραγματικότητα όμως η ροή αυτή της έλικας δεν είναι ελεύθερη αλλά επηρεάζεται από την γάστρα του πλοίου το οποίο κινείται. Κατά την κίνηση του πλοίου, η τριβή της γάστρας θα δημιουργήσει το λεγόμενο οριακό στρώμα νερού περίξ της γάστρας. Σε αυτό το στρώμα, η ταχύτητα του νερού στην επιφάνεια της γάστρας ισούται με αυτήν του κινούμενου πλοίου, πλην όμως μειώνεται με την απόσταση από την επιφάνεια της γάστρας. Σε μία ορισμένη απόσταση από την γάστρα η οποία καλείται και εξωτερική επιφάνεια του οριακού στρώματος, η ταχύτητα του νερού, σε σχέση με την περιβάλλουσα υδάτινη μάζα μηδενίζεται. Το πάχος του οριακού στρώματος αυξάνει με την απόστασή του από το πρωραίο τμήμα της γάστρας. Επομένως το οριακό στρώμα εμφανίζει μεγαλύτερο πάχος στο πρυμναίο άκρο της γάστρας και το πάχος αυτού εξαρτάται από το μήκος του πλοίου. Αυτό σημαίνει ότι εμφανίζεται κάποια ταχύτητα του ομόρρου (wake velocity) που προκαλείται από την αλληλεπίδραση νερού-γάστρας κατά μήκος των πλευρών αυτής. Επιπλέον, το εκτοπιζόμενο από το

πλοίο νερό θα συντελέσει στην δημιουργία κυμάτων τόσο προς την πλώρη όσο και την πρύμνη. Τα ανωτέρω συντελούν ώστε η έλικα να λειτουργεί σε ένα πεδίο ομόρρου και επομένως το νερό στην έλικα θα έχει μία πραγματική ταχύτητα ομόρρου V_w , με κατεύθυνση αντίστοιχη αυτής του ταχύτητα του πλοίου V , κυρίως λόγω της ομόρρου τριβής. Αν θεωρήσουμε ότι η ταχύτητα με την οποία προσεγγίζει το ρευστό στην έλικα V_A (ίση με την ταχύτητα προχώρησης της έλικας), εκφραζόμενη ως μέση ταχύτητα στον δίσκο της έλικας, μειώνεται κατά τιμή V_w από την αντίστοιχη προχώρηση του πλοίου V , τότε η πραγματική ταχύτητα του ομόρρου στην έλικα ισούται με $V_w = V - V_A$ και δύναται να εκφραστεί αδιάστατα με τον συντελεστή ποσοστού του ομόρρου w , οποίος από τον Taylor ορίζεται ως :

$$w = \frac{V_w}{V} = \frac{V - V_A}{V} \quad \text{από το οποίο έχουμε} \quad \frac{V_A}{V} = 1 - w \quad (2.12)$$

Όπως προαναφέρθηκε, η περιστροφή της έλικας έχει ως αποτέλεσμα την κίνηση του νερού που βρίσκεται μπροστά της προς τα πίσω λόγω αναρρόφησης. Το γεγονός αυτό δημιουργεί μία επιπρόσθετη αντίσταση στην γάστρα που καλείται "αύξηση αντίστασης" (augment of resistance) ή, αν συγκριθεί με την ολική απαιτούμενη δύναμη ώσης T στην έλικα, ποσοστό μείωσης ώσης F . Δηλαδή η ώση T στην έλικα οφείλει να ανταπεξέλθει εκτός από την αντίσταση του πλοίου R_T και το ποσοστό μείωσης ώσης F , το οποίο αδιάστατα εκφράζεται από τον συντελεστή μείωσης ώσης t ως:

$$t = \frac{F}{T} = \frac{T - R_T}{T} \quad \text{από το οποίο έχουμε} \quad \frac{R_T}{T} = 1 - t \quad (2.13)$$

Σε γενικές γραμμές το μέγεθος του συντελεστή μείωσης ώσης t αυξάνει καθώς αυξάνει ο συντελεστής ποσοστού ομόρρου w .

2.4 Σπηλαιώση

Σπηλαιώση ή ατμοποίηση ενός υγρού είναι μία αλλαγή φάσης που παρατηρείται σε ροές υψηλών ταχυτήτων όπου η τοπική απόλυτη πίεση του υγρού μειώνεται έως ή και κάτω από την πίεση ατμοποίησης υγρού χωρίς αλλαγή θερμοκρασίας. Εμφανίζεται με την δημιουργία φυσαλίδων και την μετέπειτα κατάρρευση αυτών στις περιοχές των πτερυγίων της έλικας όπου η πίεση είναι μικρότερη από την πίεση ατμοποίησης του νερού. Το φαινόμενο αυτό είναι ιδιαίτερα σημαντικό λόγω της φθοράς που προκαλεί στην μεταλλική επιφάνεια της έλικας καθώς και για τον υψηλής συχνότητας θόρυβο που προκαλεί. Ο όρος αυτός αρχικά χρησιμοποιήθηκε για πρώτη φορά από τον Froude κατά την διάρκεια μίας έρευνας σχετικά με την αδυναμία ενός Βρετανικού καταδρομικού να επιτύχει την σχεδιαστική του ταχύτητα, στην οποία θεωρήθηκε ότι η ώση περιοριζόταν από κοιλότητες που δημιουργούνται στις έλικες του πλοίου (Knapp et al, 1970; Fine 1992).

Όπως αναφέραμε και ανωτέρω οι δύο όψεις των πτερυγίων της έλικας παρουσιάζουν διαφορές στις πιέσεις λόγω των διαφορών στην ταχύτητα που παρουσιάζονται σε αυτές. Καθώς οι πτέρυγες της έλικας κινούνται δημιουργείται και επιπρόσθετη διαφορά πίεσης λόγω της απόστασης από την επιφάνεια της θάλασσας.

Η σπηλαιώση διακρίνεται στους ακόλουθους κυρίαρχους τύπους οι οποίοι απεικονίζονται και στην εικόνα 2.6:

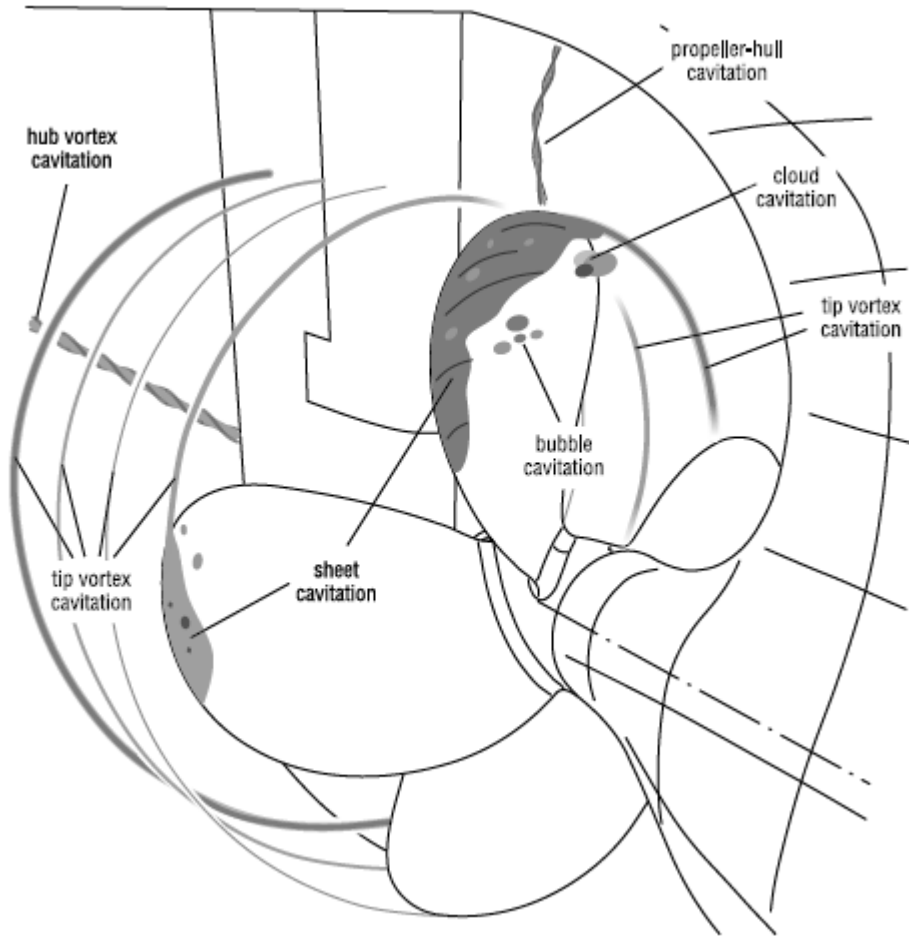
α. Σπηλαιώση φυσαλίδων (bubble cavitation): Συμβαίνει όταν η υδροτομή βρίσκεται σε γωνία προσπτώσεως κοντά στην ιδανική, οπότε δεν υφίσταται απειρισμός της πίεσης στο χείλος πρόπτωσης. Στην περίπτωση αυτή η ελάχιστη πίεση P_{min} εμφανίζεται στη περιοχή του μέγιστου πάχους των υδροτομών του πτερυγίου της έλικας.

β. Σπηλαιώση φύλλου (sheet cavitation): Συμβαίνει όταν η υδροτομή βρίσκεται σε γωνία προσπτώσεως διαφορετική από την ιδανική, οπότε λόγω μεγάλης πτώσης της πίεσης στο χείλος πρόπτωσης (leading edge suction) και εμφάνιση της ελάχιστης πίεσης P_{min} στη θέση του χείλους πρόπτωσης, στην όψη υποπίεσης των υδροτομών του πτερυγίου της έλικας.

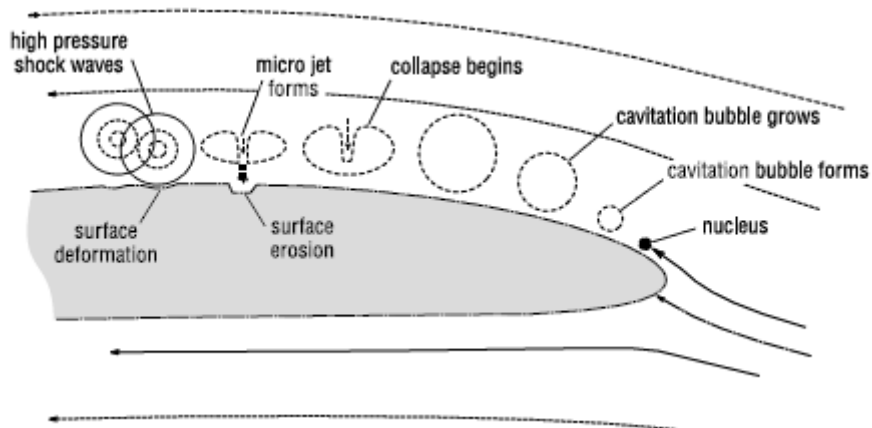
γ. Σπηλαιώση δίνης (vortex cavitation): Ο τύπος αυτός με μερικές εξαιρέσεις, εμφανίζεται στα ακροπτερύγια, το χείλος πρόπτωσης και την πλήμνη της έλικας και δημιουργείται από την περιοχή χαμηλών πιέσεων των επαγόμενων δινών

- (1) ακροπτερυγίου (tip vortex cavitation)
- (2) πλήμνης (hub vortex cavitation)
- (3) έλικας- πρύμνης (propeller hull vortex cavitation ή PHV-cavitation)

δ. Σπηλαιώση νέφους (cloud cavitation): Συμβαίνει κατά την εργασία των πτερυγοτομών στον όμορο του πλοίου, όπου κατά την μετάβαση από την περιοχή ισχυρού ομόρου στην περιοχή ασθενέστερου ομόρου, κατά την διάρκεια μίας περιστροφής της έλικας, η σπηλαιώση φυσαλίδων ή φύλλου 'αποδομείται' σε νέφος.



Εικόνα 2.6 Τύποι σπηλαίωσης (Birk, 2019)



Εικόνα 2.7 Μορφές φυσαλίδας σπηλαίωσης (Birk, 2019)

Η εικόνα 2.7 απεικονίζει τις διάφορες μορφές που λαμβάνει η φυσαλίδα σπηλαιώσεως από την δημιουργία της μέχρι την κατάρρευση αυτής. Αρχικά ξεκινάει με την δημιουργία ενός πυρήνα (nucleus) ο οποίος κινείται σε περιοχή πίεσης ίση με την πίεση ατμοποίησης. Ως πυρήνας μπορεί να θεωρηθεί σωματίδιο διαφορετικής

πυκνότητας, όπως αέρας που διαλύεται στο ρευστό ή μικρά στερεά σωματίδια που επιταχύνουν την δημιουργία του φαινομένου. Το νερό που περικλείει τον πυρήνα εξατμίζεται και προκύπτει ο σχηματισμός φυσαλίδας σπηλαίωσης (cavitation bubble forms). Η φυσαλίδα περιέχει ατμό στην πίεση κορεσμού και διογκώνεται όσο η πίεση παραμένει χαμηλή (cavitation bubble grows). Όταν η φυσαλίδα κινείται σε περιοχή με αυξανόμενη πίεση καταρρέει. Η πειραματική φωτογράφιση του φαινομένου έχει δείξει ότι η φυσαλίδα αναδιπλώνεται προς τα έσω (collapse begins) σχηματίζοντας ένα μικροπίδακα νερού υψηλής πίεσης (micro jet forms). Ο πίδακας νερού είναι αρκετά ισχυρός να προκαλέσει φθορά στην έλικα (surface erosion). Επιπρόσθετα, οι καταρρέουσες φυσαλίδες δημιουργούν κρουστικά κύματα υψηλής πίεσης (high pressure shock waves) με βραχυχρόνια απότομη αύξηση της πίεσης της τάξεως αρκετών χιλιάδων ατμοσφαιρών (Birk 2019, σελ. 550).

Ο εκπεμπόμενος θόρυβος από την δημιουργία του φαινομένου της σπηλαίωσης οφείλεται στο γεγονός της δημιουργίας κρουστικών κυμάτων (shock waves) λόγω της καταστροφής των φυσαλίδων. Αυτό δημιουργεί θόρυβο σε μεγάλη εύρος συχνοτήτων από 10 ως 100 kHz με σταθερό ενεργειακό περιεχόμενο. Από τους τύπους της σπηλαίωσης που αναλύθηκαν προηγουμένως, η σπηλαίωση φύλλου θεωρείται η πιο επικίνδυνη μορφή για δημιουργία θορύβου. Ειδικότερα για τα πολεμικά πλοία, το φαινόμενο αυτό θεωρείται ιδιαίτερα επικίνδυνο όχι μόνο για την διάβρωση που εμφανίζει στην έλικα αλλά λόγω της αύξησης της ακουστικής υπογραφής τους, η οποία δύναται να χρησιμοποιηθεί για τον εντοπισμό και την ταυτότητα του πλοίου από μεγάλη απόσταση.

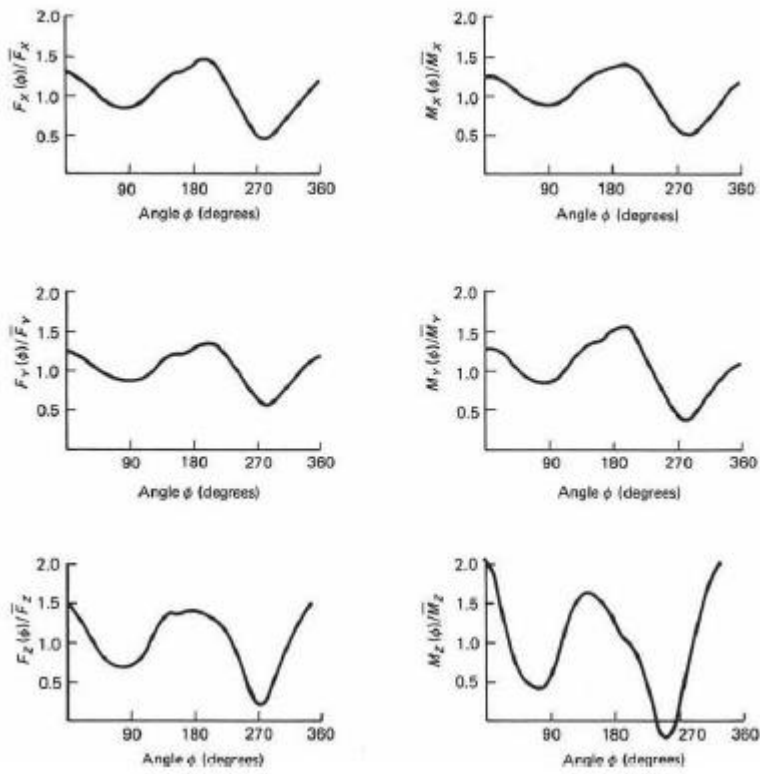
Κεφάλαιο 3 Υδροδυναμική Ανάλυση έλικας σε μη μόνιμη ροή

3.1 Εισαγωγή

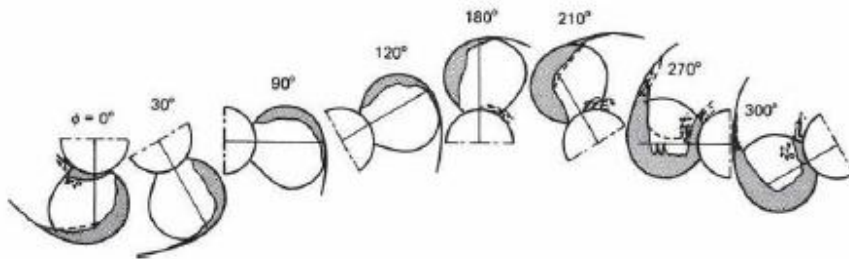
Όπως αναφέρθηκε η συνεισφορά της εμπορικής ναυτιλίας στον υποθαλάσσιο θόρυβο έχει αυξηθεί δραστικά τις τελευταίες δεκαετίες. Σε μία προσπάθεια να αναλυθούν οι πιο ισχυρές συνιστώσες στον συνολικά εκπεμπόμενο θόρυβο, οι οποίες είναι ο θόρυβος από τις κύριες και βοηθητικές μηχανές, τον άξονα, τους μειωτήρες, την έλικα, τα κύματα και την υδροδυναμική ροή (λόγω της γάστρας), παρατηρούμε ότι τα τέσσερα πρώτα αποτελούνται από ντετερμινιστικά χαρακτηριστικά ενώ τα κύματα και ο θόρυβος ροής από στοχαστικά. Στην περίπτωση της έλικας, ο θόρυβος αυξάνεται σημαντικά όταν συμβαίνει η σπηλαίωση. Οι σύγχρονες απαιτήσεις για πλοία υψηλών ταχυτήτων και υψηλών φορτίων πρακτικά δεν συμβαδίζουν με την σχεδίαση μίας έλικας χαμηλού θορύβου. Η προσπάθεια μείωσης των αρμονικών δυνάμεων ή ροπών στον άξονα χ δύναται να επιφέρει ισχυρές εγκάρσιες διαταραχές στον άξονα, ενώ και το σύστημα πρόωσης αναπόφευκτα οδηγεί σε διάφορα μη μόνιμα φαινόμενα, όπως δονήσεις της πρύμνης και θόρυβο όταν λειτουργεί σε μεταβαλλόμενο διαφορικό πεδίο ομόρου. Για αυτό τον λόγο η υποθαλάσσια σπηλαίωση έλικας εμφανίζεται όλο και πιο συχνά στις εφαρμογές ωκεάνιων οχημάτων.

Η κατανομή των φορτίων πέριξ των πτερυγίων είναι μία απαραίτητη εισαγωγή στον υπολογισμό των τάσεων στις έλικες και η μόνιμη συνιστώσα των φορτίων είναι σημαντική για τον καθορισμό του σχηματισμού της σπηλαίωσης, όπως και της αντοχής της έλικας όπως φαίνεται στο ακόλουθο σχήμα 3.1. Καθώς το πτερύγιο εισέρχεται σε περιοχή υψηλού πεδίου ομόρου η σπηλαίωση αυξάνεται ομαλά, παρόλα αυτά, καταρρέει σχετικά γρήγορα όταν προχωράει στην περιοχή των υψηλών πιέσεων. Η σπηλαίωση είναι ένα φαινόμενο ροής δύο φάσεων στην οποία σχηματίζονται κοιλότητες γεμάτες από ατμό λόγω της μείωσης της δυναμικής πίεσης, που εμφανίζεται κυρίως στην πίσω πλευρά των πτερυγίων μίας έλικας όπως φαίνεται στο σχήμα 3.2. Η σπηλαίωση επηρεάζει άμεσα τις διακυμάνσεις της πίεσης, καθώς το πλάτος των διακυμάνσεων στην μη σπηλαιούμενη κατάσταση είναι αρκετά μικρότερο από την περίπτωση όπου εμφανίζεται σπηλαίωση. Τα μεγαλύτερα πλάτη εξηγούνται από το λεπτό προφίλ των πτερυγίων της έλικας το οποίο δημιουργείται από το στρώμα της σπηλαίωσης. Συγκεκριμένα, η αλλαγή στην λεπτότητα των κοιλοτήτων με τον χρόνο έχουν μεγάλη σημασία στην υπολογιστική διαδικασία. Συμπερασματικά, η κατανομή πίεσης στα πτερύγια παρέχει το πλαίσιο στο οποίο βασίζεται η ανάλυση που περιγράφεται στην εργασία για να περιγράψουμε τα χαρακτηριστικά μίας μερικώς σπηλαιούμενης έλικας.

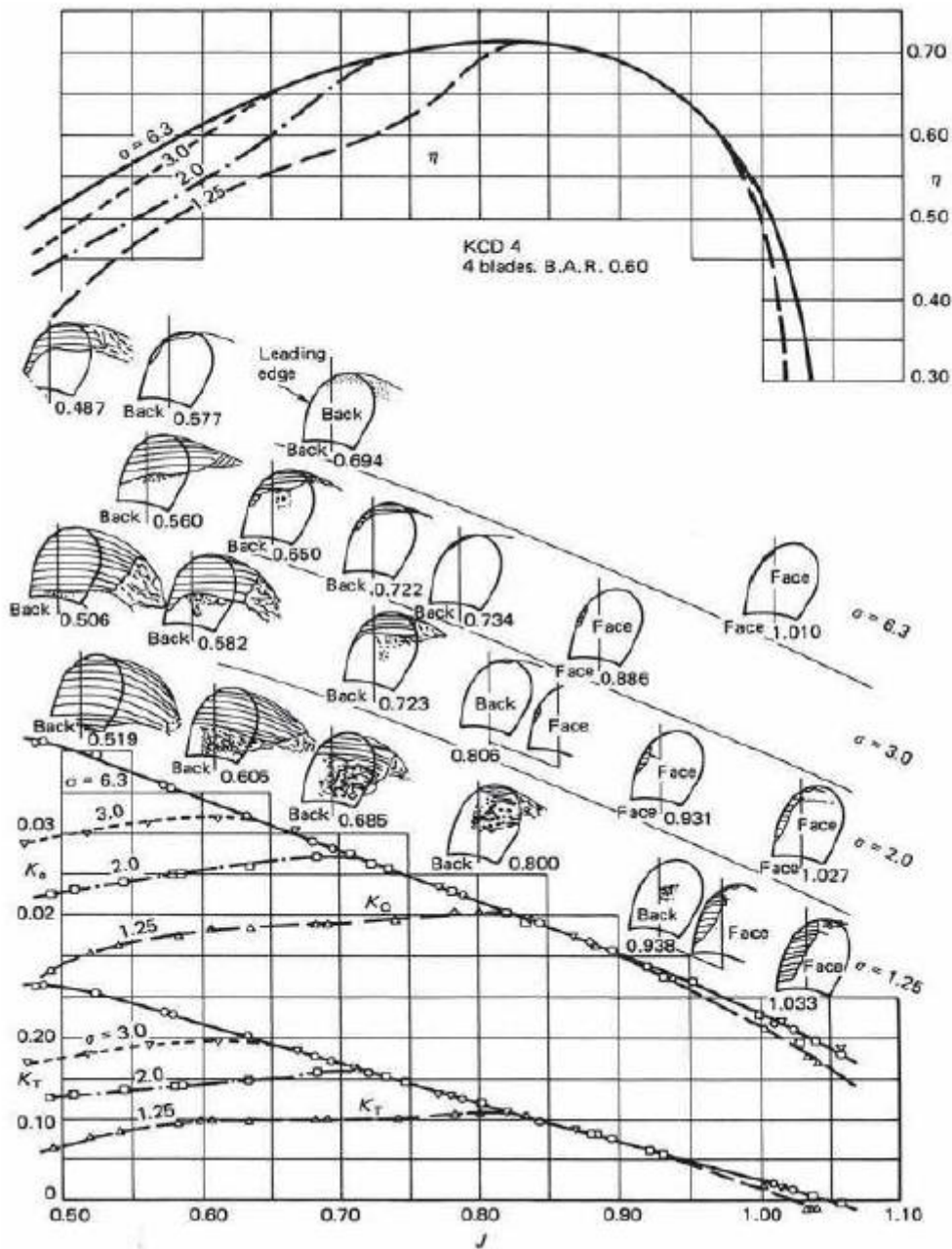
Όσον αφορά την ώση, η επίδραση μίας μέτριας σπηλαίωσης θεωρείται αμελητέα (Kim et al., 1988, Carlton 2007) όπως φαίνεται στο σχήμα 3.3



Εικόνα 3.1 Τυπικές διακυμάνσεις δυνάμεων και ροπών που επιδρούν σε μία έλικα που λειτουργεί σε πεδίο ομόρου (Carlton 2007, σελ. 135)



Εικόνα 3.2 Μοτίβο σπηλαίωσης στα πτερύγια μίας έλικας που λειτουργεί σε πεδίο ομόρου (Carlton 2007, σελ. 135)



Εικόνα 3.3 Καμπύλες K_T, K_a και η και σχέδια σπηλαίωσης για KCD4 (Carlton 2007)

Η αναπαράσταση της ροής πέριξ του πτερυγίου της έλικας δύναται να επιτευχθεί με την χρήση διαφορετικών αριθμητικών μεθόδων (Kerwin, 2001):

- α. Αναλυτικά
- β. Με χρήση δυναμικού ροής ή συνδυασμό δυναμικού ροής / μεθόδου συνοριακών στοιχείων
- γ. Γραμμικά ή μερικώς γραμμικά

Δεν είναι πάντοτε εφικτοί όλοι οι συνδυασμοί των ανωτέρω χαρακτηριστικών, για παράδειγμα πλήρους ιξώδους ροές πρέπει να επιλύονται αριθμητικά για μη τετριμμένες περιπτώσεις.

Οι πιο ευρέως χρησιμοποιούμενες μέθοδοι είναι δύο : η μέθοδος συνοριακών στοιχείων (Boundary Element Methods (BEM)) και η μέθοδος πεπερασμένων στοιχείων (Finite Element Methods (FEM)).

Όσον αφορά την BEM αναφέρεται σε ιδανική ροή (αστρόβιλη και μη συνεκτική) ενώ η FEM σε συνεκτική ροή. Οι μέθοδοι που ασχολούνται με πλήρως τυρβώδεις ροές προσεγγίζουν ακριβέστερα το πραγματικό πρόβλημα (ιδίως την αποκόλληση ροής και το αποτέλεσμα διάχυσης), όμως το αυξημένο υπολογιστικό κόστος θέτει θέματα υπολογιστικής εφικτότητας.

α. Μέθοδος συνοριακών και πεπερασμένων στοιχείων

Η μέθοδος συνοριακών στοιχείων ξεκίνησε να εφαρμόζεται στην τεχνολογία ελίκων την δεκαετία του 1980 και συμβάλει στην καλύτερη προσομοίωση της συμπεριφοράς της έλικας τόσο για μόνιμες όσο και μη μόνιμες ροές. Το κύριο χαρακτηριστικό της είναι η χρήση της πραγματικής γεωμετρίας της έλικας χωρίς γραμμικές παραδοχές που σχετίζονται με την χορδή, την κυρτότητα και το πάχος. Με αυτή την μέθοδο η κατανομή πίεσης πάνω στην πτέρυγα προσεγγίζεται καλύτερα σε σχέση με την θεωρία φέρουσας επιφάνειας και τα μοντέλα επιφάνειας. Ο Theodorsen (1933) αναπτύσσει μία ημιαναλυτική μέθοδο βασισμένη στην θεωρία μιγαδικών συναρτήσεων και σύμμορφου μετασχηματισμού (conformal mapping) για την λύση του μη γραμμικού προβλήματος. Αργότερα το 1960, μία απόκλιση αυτής της μεθόδου εφαρμόζεται από τον Brockett (1965) για την μελέτη σπηλαιούμενων υδροτομών (hydrofoils). Την ίδια δεκαετία στα εργοστάσια της Douglas Aircraft Company οι Hess & Smith (1962), (1966) και ο Hess (1972) ανέπτυξαν την πρώτη χαμηλοτάξια μέθοδο συνοριακών στοιχείων (panel method) για την αντιμετώπιση μία σταθερής φέρουσας (lifting) ροής γύρω από αυθαίρετα σώματα. Η μέθοδος των Hess & Smith ήταν μόνο η αρχή καθώς η ραγδαία πρόοδος της επεξεργαστικής ισχύος των υπολογιστών οδήγησε το 1970 στην μέθοδο των Πεπερασμένων στοιχείων (Finite Element Methods (FEM)) και Συνοριακών στοιχείων (Boundary Element Methods (BEM)).

Σχεδόν κάθε φυσικό φαινόμενο μπορεί να περιγράψει χρησιμοποιώντας διαφορετικές εξισώσεις και τις κατάλληλες συνοριακές συνθήκες. Παρόλα αυτά, ένα πρόβλημα συνοριακής τιμής (Boundary Value Problem (BVP)) μπορεί να επιλυθεί αριθμητικά μόνο σε μία απλή μορφή, για παράδειγμα είναι δυνατό να βρεθούν λύσεις που ικανοποιούν τόσο την κυρίαρχη εξίσωση όσο και τις συνοριακές συνθήκες. Οι δύο διαφορετικές φιλοσοφίες ξεκίνησαν από το ίδιο κατώφλι την προσεγγιστική λύση του προβλήματος συνοριακής τιμής (BVP). Η μέθοδος πεπερασμένων στοιχείων είναι βασισμένη στην θεωρία του Ritz (1909) και η βασική ιδέα είναι ότι η λύση μπορεί να ικανοποιήσει ακριβώς τις οριακές συνθήκες καθώς η προσπάθεια συγκεντρώνεται στην καλύτερη προσεγγιστική ικανοποίηση των διαφορικών εξισώσεων. Από την άλλη η μέθοδος συνοριακών στοιχείων έχει αναπτυχθεί στις αρχές της θεωρίας του Trefftz (1926). Σε αυτήν, οι διαφορικές εξισώσεις ικανοποιούνται ακριβώς και οι οριακές συνθήκες προσεγγίζονται με το ελάχιστο σφάλμα. Στην FEM το πεδίο χωρίζεται σε στοιχειώδη υποπεδία όπου η εξίσωση ικανοποιείται. Με αυτό τον τρόπο η λύση δεν αναγκάζεται να ικανοποιεί ακριβώς την διαφορική εξίσωση και τις οριακές συνθήκες. Οι άγνωστοι παράμετροι τη λύσης αποτελούνται από τις τιμές στα πλεγματικά σημεία

(κόμβοι) των στοιχειωδών υποπεδίων και αξιολογούνται κάτω από την απαίτηση ελαχιστοποίησης του σφάλματος λόγω της προσεγγίσεως της διαφορικής εξίσωσης. Η επιτυχία αυτής της μεθόδου είναι ότι η λύση έχει την ελάχιστη απόκλιση από την ακριβή λύση η οποία ικανοποιεί την κυρίαρχη εξίσωση σε όλο το πεδίο ενώ δεν υπάρχουν σημεία στο πεδίο όπου η εξίσωση παραβιάζεται.

Από την άλλη η BEM δεν απαιτεί διαχωρισμό του πεδίου ή μία προσέγγιση των διαφορικών εξισώσεων. Η λύση αποτελείται από βασικές λύσεις/ μοναδικότητες γνωστές ως συναρτήσεις Green , όπου κάθε μία εξ αυτών ικανοποιεί την εξίσωση και μέσω του κατάλληλου θεωρήματος αναπαράστασης (βασισμένο στο θεώρημα Green, βλέπε Kress 1989) το αυτό ικανοποιεί και το σύνολο. Οι μοναδικότητες κατανέμονται στα όρια όπου οι συνοριακές συνθήκες πρέπει να είναι έγκυρες, Η απαίτηση της ικανοποίησης των συνοριακών συνθηκών με την μέγιστη ακρίβεια οδηγεί στην λύση μίας Συνοριακής Integral Εξίσωσης (Boundary Integral Equation (BIE)). Τα όρια χωρίζονται σε συνοριακά στοιχεία όπου δύναται να προσεγγιστούν οι συνοριακές συνθήκες χρησιμοποιώντας για παράδειγμα ένα ιδιωματικό σχήμα. Συγκρίνοντας τις δύο αριθμητικές μεθόδους η BEM φαίνεται ανώτερη σε αρκετά σημεία:

(1) Στην BEM εμπλέκεται επιφανειακό (ή γραμμικό για 2 διαστάσεις) ολοκλήρωμα και όχι χωρικό (ή επιφανειακό για δύο διαστάσεις) επομένως η διάσταση του προβλήματος είναι μίας τάξης μικρότερη σε σχέση με την FEM και το αριθμός των αγνώστων είναι σημαντικά μικρότερος.

(2) Ένα άλλο πλεονέκτημα είναι ότι οι λύσεις της BEM ικανοποιούν εκ των προτέρων την διαφορική εξίσωση , σχεδόν παντού καθόσον πρέπει να εξαιρεθούν τα σημεία μοναδικότητας και επομένως η μέθοδος είναι ικανή να αντιμετωπίσει προβλήματα στο άπειρο πεδίο το οποίο είναι πρακτικά αδύνατο για την FEM για προφανείς λόγους.

(3) Επιπλέον, στην BEM δεν απαιτείται χωρικός διαχωρισμός, ο οποίος σε αρκετές περιπτώσεις είναι ένα δυσκατάβλητο πρόβλημα (Beer et all 2008 και Kress 1991).

(4) Τέλος, ως αποτέλεσμα του πρώτου πλεονεκτήματος και του γεγονότος ότι οι απαιτούμενοι υπολογισμοί ολοκληρωμάτων μπορούν να αξιολογηθούν αναλυτικά σε χαμηλής τάξης BEMs, συντελούν ώστε το υπολογιστικό κόστος και ο χρόνος υπολογισμού να είναι σημαντικά μικρότεροι.

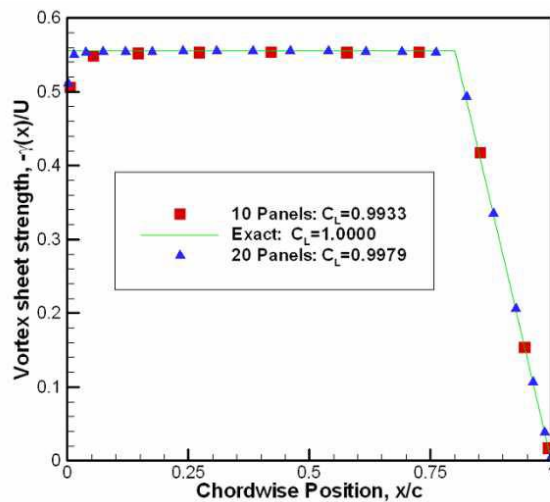
Παρόλα αυτά η μέθοδος BEM έχει αρκετά θέματα τα οποία εκκρεμούν προς επίλυση, με κυριότερο την απαίτηση για απλές θεμελιώδεις λύσεις. Αν οι λύσεις δεν είναι απλές τότε το υπολογιστικό κόστος αυξάνει ραγδαία. Επιπλέον, η αξιολόγηση των σημείων μοναδικότητας παρουσιάζει δυσκολίες. Σε αυτό το κομμάτι έχουν εκπονηθεί αρκετές ερευνητικές εργασίες, ενδεικτικά αναφέρονται αυτές των Muskhelishvili (1953), Mikhlin (1965), Polyaniin & Manzhiron (2008).

Τέλος, η τελευταία τάση στις υπολογιστικές μεθόδους στηρίζεται στην ανάπτυξη υψηλής τάξης BEM (Cottrel et al, 2009) όπως και εξειδικευμένων υβριδικών μοντέλων BEM-FEM. Αυτά τα μοντέλα εφαρμόζουν την κάθε μέθοδο στην περιοχή που είναι πιο αποδοτική (πχ. σχετικά με την Computational Fluid Dynamics (CFD): στην περιοχή του λεπτού οριακού στρώματος η FEM εφαρμόζεται για την λύση Direct Navier Stokes (DNS), και η BEM εξωτερικά του οριακού στρώματος λόγω του μεγάλου όγκου

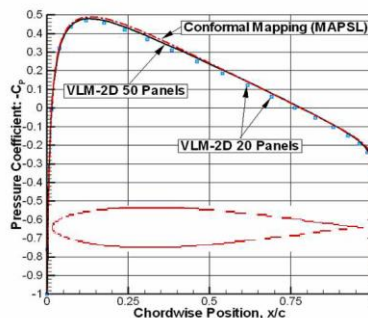
υπολογισμών. Με αυτό τον τρόπο εκμεταλλευόμαστε τα πλεονεκτήματα και των δύο μεθόδων (Beer et al (2008)).

β. Επιπρόσθετες μέθοδοι για την πρόβλεψη της συμπεριφοράς της έλικας

Μία από τις μεθόδους που χρησιμοποιείται για λόγους βελτιστοποίησης (πχ. στην σχεδίαση) και θεωρείται κατάλληλη για λεπτά σώματα όπως τα πτερύγια της έλικας είναι η μέθοδος Vortex Lattice Method (VLM) . Στην VLM οι οριακές συνθήκες της επιφάνειας γραμμικοποιούνται στην μέση επιφάνεια κυρτότητας και η μέθοδος γίνεται κατάλληλη για λεπτές φέρουσες διαμορφώσεις (λεπτές υδροτομές). Από την άλλη φαίνεται ότι εκτός από απλότητα προσφέρει και σχετικά καλά αποτελέσματα σε σχέση με την ακριβή λύση, όπως φαίνεται στο σχήμα 3.4. Στο σχήμα 3.5, το σφάλμα στο γ είναι ορατό κοντά στο χείλος πρόσπτωσης (leading edge) όπου η VLM δεν μπορεί να αντιμετωπίσει την λογαριθμική μοναδικότητα στην μέση γραμμή.



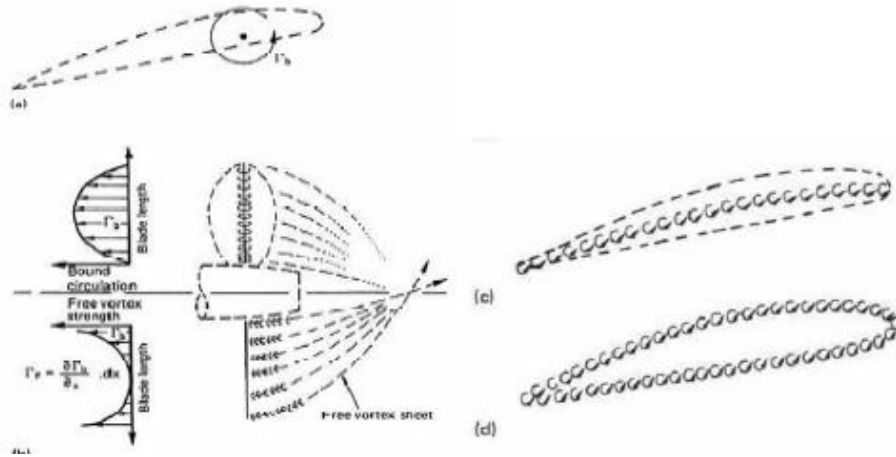
Εικόνα 3.4 Σύγκριση ακριβής λύσης και VLM (Kerwin 2001)



Εικόνα 3.5 Σύγκριση των υπολογισμών της κατανομής πίεσης σε συμμετρική υδροτομή Karman-Trefftz με source lattice και σύμμορφου μετασχηματισμού (Kerwin 2001)

Μια επιπρόσθετη απλοποίηση βασίζεται στην ασυμπτωτική υπόθεση ότι μέσω της θεωρίας φέρουσας επιφάνειας λαμβάνει κανείς μικρότερες διαστάσεις από τις αντίστοιχες που θα λάμβανε αν χρησιμοποιούσε το μοντέλο φέρουσας γραμμής , ουσιαστικά μικρότερη χορδή, το οποίο είναι ιδεατό για τα πτερύγια αεροπλάνων με

υψηλό λόγο επί μήκους (aspect ratio AR). Παρόλα αυτά στην περίπτωση της ναυτικής έλικας με χαμηλό AR και κατ' επέκταση με ισχυρές επιπτώσεις στις τρεις διαστάσεις της έλικας, η προσέγγιση αυτή εμφανίζει αρκετά μειονεκτήματα. Το σχήμα 3.6 αναπαριστά το μοντέλο της φέρουσας γραμμής (a,b), της φέρουσας επιφάνειας (c) και της BEM (d).



Εικόνα 3.6 Υδροδυναμικό μοντέλο της δράσης της έλικας (a) φέρουσα γραμμή (b) μοντέλο φέρουσας γραμμής της κίνησης της έλικας (c) φέρουσας επιφάνεια (d) επιφάνεια στροβιλισμού (Carlton 2007)

Σε ότι αφορά τις αναλυτικές μεθόδους, η θεωρία λεπτών υδροτομών στις δύο διαστάσεις, αναπτύχθηκε από τον Munk (1923), ενώ η εξελιγμένη μέθοδος από τους Glauert (1926); Abbott και Doenhoff (1959) και η μη μόνιμη εκδοχή από τους Theodorsen και Sears (Newman 1977), οι οποίοι οδηγήθηκαν σε αναλυτική λύση κάτω από τις ακόλουθες αυστηρές παραδοχές σχετικά με το μικρό μέγεθος των:

- α. Ταχυτήτων διαταραχής (perturbation speeds),
- β. Της λεπτότητας,
- γ. Προσπίπτουσας ροής
- δ. Ταλαντωτικών κινήσεων της υδροτομής.

Οι γραμμικοποιημένες λύσεις που αφορούν τον συντελεστή ανύψωσης στο πρόβλημα μόνιμης ροής ικανοποιούνται και έχουν χρησιμοποιηθεί για πολλά έτη για τον σχεδιασμό φερουσών επιφανειών όπως πτερύγια, πηδάλια και έλικες. Παρόλα αυτά η θεωρία αυτή δεν θεωρείται πλέον σύγχρονη λόγω σημαντικών μειονεκτημάτων στις προαναφερθείσες παραδοχές και στην πραγματικότητα χρησιμοποιείται μόνο σε προκαταρκτικά στάδια σχεδίασης.

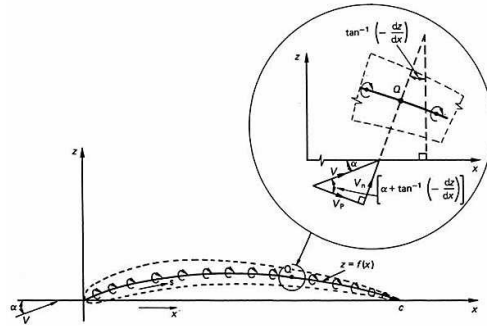
Συγκεκριμένα, σε πραγματικές ροές η κατανομή οριακών πιέσεων είναι πολύ σημαντική για τον καθορισμό της ροής στο οριακό στρώμα το οποίο ελέγχει την τριβή και την αντίσταση αποκόλλησης (separation resistance) όπως και τη μέγιστη δύναμη ανύψωσης λόγω των περιορισμών εξαιτίας του φαινομένου δυναμικής απώλειας στήριξης (dynamic stall phenomenon).

Επιπρόσθετα, η σπηλαιώση εμφανίζεται εγγύς στην περιοχή του σημείου ελάχιστης πίεσης κοντά στο χείλος πρόσπτωσης. Επομένως, η μελέτη των σπηλαιούμενων υδροτομών εξαρτάται από την ακριβή πρόβλεψη κατανομών πιέσεων ακόμα και στην περιοχή των σημείων στασιμότητας (stagnation points). Συνοψίζοντας:

α. Η λύση αγνοεί τα αποτελέσματα της κατανομής πάχους επί της υδροτομής της οποίας είναι σημαντική η κατανομή πιέσεων

β. Η θεωρία λεπτών υδροτομών δεν μπορεί να ασχοληθεί με σύνθετα σχήματα υδροτομών που δύναται να περιέχουν περισσότερες από μία συνιστώσες μεταξύ πολλών σωμάτων

γ. Τα αποτελέσματα τα οποία αφορούν ισοδύναμους συντελεστές πίεσης ικανοποιούνται μόνο μακριά από τα σημεία στασιμότητας όπου οι παραδοχές γραμμικοποίησης είναι ρεαλιστικές



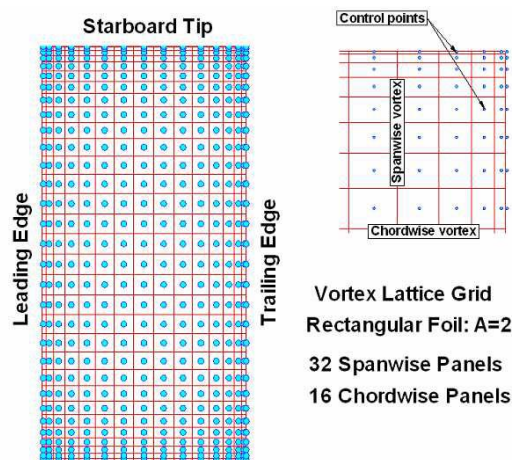
Εικόνα 3.7 Αναπαράσταση λεπτής αεροτομής (Carlton 2007)

3.2 Η μέθοδος Vortex Lattice Method (VLM)

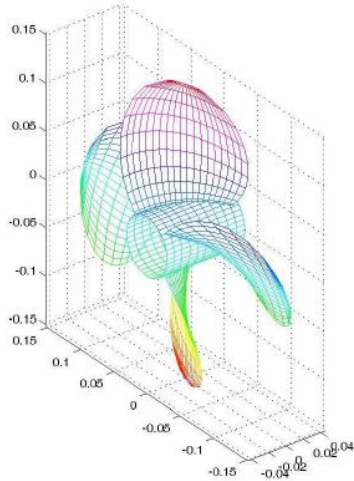
Η ανάπτυξη μίας τριδιάστατης μη μόνιμης ροής θεωρίας φέρουσας επιφάνειας δημιουργήθηκε από το MIT από τους Kerwin και Lee (1978) οι οποίοι παρουσίασαν μία μέθοδο για την πρόβλεψη της απόδοσης υποσπηλαιούμενων ελίκων χρησιμοποιώντας μία διακριτή μέθοδο ιδιομορφίας. Αυτό το μοντέλο εξελίχθηκε αργότερα για την περιγραφή μερικώς σπηλαιούμενης έλικας από τον Lee (1979). Επίσης ο Breslin, et al. (1982) παρουσίασε μία διαδικασία για την πρόβλεψη των διακυμάνσεων των πιέσεων της γάστρας του πλοίου από μία διακοπτόμενη σπηλαιούμενη έλικα. Αργότερα, οι Kerwin, et al. (1986) παρουσίασαν μία εξέλιξη της αρχικής θεωρίας φέρουσας επιφάνειας για την πρόβλεψη τριδιάστατης μη μόνιμης σπηλαίωσης έλικας που περιλάμβανε την μη γραμμική επίδραση στην ακτίνα του άκρου πρόσπτωσης στην σπηλαίωση.

Μία πολύ αποτελεσματική μέθοδος για την επίλυση τριδιάστατων προβλημάτων φερουσών επιφανειών είναι η αναπαράσταση του συνεχούς φύλλου δινών από ένα πλέγμα συγκεντρωμένων, ευθύγραμμων, στοιχείων δινών. Η μέθοδος αυτή ονομάζεται Vortex Lattice Method (VLM) και αντικαθιστά την συνεχή κατανομή δινών και πηγών με ένα πεπερασμένο αριθμό ευθύγραμμων στοιχείων συνεχούς δύναμης των οποίων τα σημεία κείτονται στην κυρτή επιφάνεια του πτερυγίου. Το κύριο πλεονέκτημα αυτής της μεθόδου έγκειται στο γεγονός ότι οι πηγές τοποθετούνται στην κυρτή επιφάνεια και επομένως η VLM λαμβάνει υπόψη τις επιπτώσεις της λεπτότητας των τομών (section thickness) ακριβέστερα από προηγούμενες μεθόδους (πχ. φέρουσα γραμμή, φέρουσα επιφάνεια). Οι πηγές αναπαριστούν τόσο το πάχος του πτερυγίου όσο και τις επιπτώσεις της σπηλαίωσης.

Στο πρόβλημα της ανάλυσης, οι κατανομές δινών είναι άγνωστες συναρτήσεις του χώρου και του χρόνου και επομένως πρέπει να καθοριστούν από τις οριακές συνθήκες. Η ένταση της πηγής που σχετίζεται με το πάχος του πτερυγίου είναι γνωστή στην αρχή, ενώ η ένταση της πηγής της σπηλαίωσης καθορίζεται ως μέρος της λύσης σε κάθε χρονικό βήμα από την εφαρμογή κινηματικών και δυναμικών εφαρμογών στην επιφάνεια της σπηλαίωσης.



Εικόνα 3.8 Πλέγμα δινών για παραλληλόγραμη τομή. Το δεξιό σχήμα απεικονίζει μεγέθυνση της ΔΕ κορυφής στο σημείο εκφυγής (Kerwin 2001)



Εικόνα 3.9 Κατανομή με την μέθοδο VLM για έλικα 4 πτερυγίων

Αναπτύσσοντας μία λύση με την μέθοδο VLM για το πρόβλημα διδιάστατης τομής χωρίζουμε την χορδή σε N στοιχεία (panels). Μετέπειτα, συγκεντρώνουμε τα συνεχή φύλλα δινών $\gamma(x)$ σε διακριτά σημεία δινών Γ_n , τα οποία βρίσκονται κάπου εντός του στοιχείου (panel) και υπολογίζουμε την κάθετη ταχύτητα $u(x)$ αθροίζοντας τις επιδράσεις των σημείων δινών σε κάθε σημείο ελέγχου. Δεδομένου του σχήματος της μέσης γραμμής, η εξίσωση ολοκληρώματος για την δύναμη του πλευρικού φύλλου δινών μετατρέπεται σε γραμμικές εξισώσεις χρησιμοποιώντας τις πλευρικές συνθήκες ροής.

3.3 Υδροδυναμική ανάλυση έλικας μη μόνιμης ροής

Η υδροδυναμική ανάλυση ναυτικής έλικας και η πρόβλεψη της απόδοσης της σε συνθήκες μόνιμης και μη μόνιμης ροής έχουν συζητηθεί εκτενώς από την επιστημονική κοινότητα. Στην περίπτωση των μη μόνιμων ροών η ασυμμετρία των οριακών στρωμάτων των πτερυγίων των ελίκων έχει ως αποτέλεσμα περιοχές μη μόνιμου πεδίου ομόρου (unstable wake regions), γνωστές και ως ακολουθούντα φύλλα στροβιλότητας (trailing vortex sheets), όπου η επαπτόμενη συνιστώσα της ταχύτητας μεταβάλλεται απότομα.

Τα ακολουθούντα φύλλα στροβιλότητας (trailing vortex sheets) επιδρούν σημαντικά με τα πτερύγια της έλικας και τμήμα αυτής της επίδρασης μοντελοποιείται με την συστολή και συστροφή (roll up) των φύλλων στροβιλότητας. Η υδροδυναμική ανάλυση μιας ιδανικής ροής με άνωση πέριξ της έλικας βασίζεται στο θεώρημα του Green για δυναμικά ταχύτητας (Lee et al. 2005). Τα μειονεκτήματα αυτής της προσέγγισης συνδυάζονται με το γεγονός ότι αμελούνται οι επιδράσεις της συνεκτικότητας, της σπηλαιώσης δινών, σπηλαιώσης φουσαλίδων και σπηλαιώσης νέφους.

Το πεδίο ομόρου των πτερυγίων της έλικας συνήθως στην BEM μοντελοποιείται ως ελεύθερες επιφάνειες που ικανοποιούν το θεώρημα δινών Helmholtz.

Οι Belibassakis και Politis (1995 & 1998) παρουσιάζουν μία μέθοδο BEM για το πρόβλημα μη μόνιμης ροής έλικας βασισμένο σε επιφανειακές κατανομές δινών. Η θέση του πεδίου ομόρου λόγω δινών εκφυγής (trailing vortex wake) σε αυτή την διατύπωση αρχικά θεωρείται γνωστή από πειραματικές παρατηρήσεις. Σε επόμενο στάδιο εφαρμόζεται μία μέθοδος Wake Relaxation Method (WRM) ώστε να ενσωματωθούν οι μη γραμμικές επιδράσεις.

Το WRM εφαρμόζεται σε προβλήματα ροής έλικας από αρκετούς συγγραφείς, συμπεριλαμβανομένου των σχηματισμών Morino (Morino type formulations) για την επίλυση σταθερών ροών γύρω από την έλικα (Kinnas et al. 1990). Για μη μόνιμη ροή γύρω από πτερύγια εφαρμόζεται η μέθοδος time stepping method (TSM). Σε αυτή την περίπτωση το πλέγμα αναπαριστά την ελεύθερη επιφάνεια ομόρου (free wake surface) εξελισσόμενη ισοδυναμικά με τον χρόνο όπως παρουσιάστηκε από τον Πολίτη (2003).

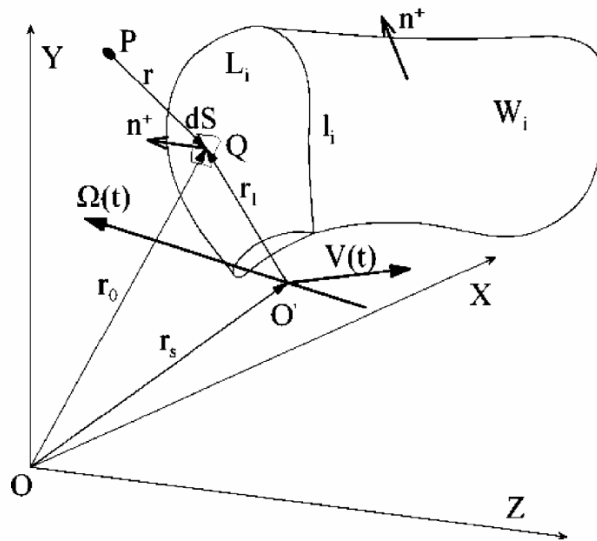
Στην προαναφερόμενη εργασία, υποθέτοντας μη συνεκτική, ασυμπύεστη και αστρόβιλη ροή στο σημείο $P \in V^+ \equiv R^3 - L - W$ και εισάγοντας ένα υποθετικό σημείο $P \in V^-$ με τα ίδια χαρακτηριστικά για την περιοχή γύρω από τις έλικες, τότε υφίσταται μία διαφορετική εξίσωση για την ταχύτητα διαταραχής V η οποία δημιουργείται από την κίνηση της έλικας σε δύο περιοχές V^+, V^- . Επιπρόσθετα, τα δυναμικά φ^+, φ^- χαρακτηρίζουν τα δυναμικά στις δύο πλευρές της επιφάνειας δινών εκφυγής (trailing vortex surface) W , η οποία θεωρείται ως αμφίπλευρη επιφάνεια. Τότε υπάρχει η ακόλουθη αναπαράσταση θεωρήματος για την συνάρτηση δυναμικού (Katz and Plotkin, 1991):

$$\varphi(P) = -\frac{1}{4\pi} \int_{\partial V} \frac{\sigma}{r} dS + \frac{1}{4\pi} \int_{\partial V} \mu \frac{\vec{n} \cdot \vec{r}}{r^3} dS \quad (3.1)$$

όπου σ και μ απεικονίζουν τις εντάσεις πηγής και διπόλου αντίστοιχα, καθορισμένες στο σημείο της επιφάνειας $\partial V = \partial L + W$ και δίνονται από την ακόλουθη σχέση:

$$\sigma = \vec{n} \cdot \nabla(\varphi^+ - \varphi^-) \text{ και } \mu = \varphi^- - \varphi^+ \quad (3.2)$$

Στις ανωτέρω σχέσεις $\vec{n} = \vec{n}^+$ απεικονίζει ένα μοναδιαίο κάθετο διάνυσμα στην οριοθετημένη επιφάνεια και $\vec{r} = \vec{PQ}$ όπου P περιγράφει το σταθερό σημείο ελέγχου και Q το μεταβλητό σημείο ολοκλήρωσης όπως φαίνεται στο σχήμα 3.10 . Περισσότερες πληροφορίες είναι δυνατόν να αντληθούν από την μελέτη Politis (2003).



Εικόνα 3.10 Γεωμετρία του προβλήματος (Πολίτης 2003)

Η επιφάνεια και ο ομόρους της έλικας συνήθως διακριτοποιούνται από υπερβολοειδή στοιχεία (panel) 4 κόμβων (nodes) όπου κατανέμονται δίπολα και πηγές συνεχούς έντασης. Η Συνθήκη Kutta χρησιμοποιείται και η ισότητα της πίεσης στο σημείο εκφυγής επιβάλλεται για την εξασφάλιση της μοναδικότητας της λύσης. Οι ταχύτητες στις οριοθετημένες επιφάνειες λαμβάνονται από την διαφοροποίηση των υπολογισμένων δυναμικών ταχύτητας. Όταν υπολογιστούν οι ταχύτητες, λαμβάνεται η κατανομή πίεσης από την εξίσωση Bernoulli. Χρησιμοποιώντας σύστημα συντεταγμένων εγκατεστημένο στην έλικα, η πίεση στο πτερύγιο της έλικας λαμβάνεται από την κάτωθι εξίσωση:

$$P_B = P_\infty - \rho \vec{V} \cdot \nabla \varphi - \frac{1}{2} \rho (\nabla \varphi)^2 \quad (3.3)$$

Όπου \vec{V} είναι το διάνυσμα της μη κατανεμημένης εισερχόμενης ταχύτητας που παρατηρείται στο κινούμενο σύστημα συντεταγμένων που είναι εγκατεστημένο στην έλικα.

α. Πεδίο ομόρου

Οι ναυτικές έλικες είναι τοποθετημένες στην πρύμνη του πλοίου και επομένως λειτουργούν σε συνθήκες περιφερειακού μεταβλητού πεδίου ομόρου. Η εισερχόμενη διακύμανση στην ροή δημιουργείται από τέσσερις κύριους λόγους:

- α. Την ροή γύρω από το σώμα
- β. Την αύξηση του οριακού στρώματος γύρω από το σώμα
- γ. Την επίδραση οποιασδήποτε συνιστώσας κύματος
- δ. Την κλίση του άξονα, τις κινήσεις του πλοίου και την παρουσία παρελκόμενων ανάντη της ροής (upstream appendages)

Η περιστρεφόμενη έλικα επηρεάζει το πεδίο ταχυτήτων στην εγγύς περιοχή. Αυτό το μεταβαλλόμενο πεδίο είναι ικανό να επιδράσει και να επιφέρει αξιοσημείωτες μεταβολές στην απόδοση της έλικας. Από την πλευρά του σχεδιαστή, η αδυναμία να αντιμετωπιστεί το πλοίο και η έλικα σαν ενιαίο σύνολο οδήγησε στην εισαγωγή δύο διαφορετικών όρων, το ονομαστικό και πραγματικό ομόρου (ITTC,2011).

Θεωρώντας ότι δεν υπάρχει αλληλεπίδραση μεταξύ γάστρας και έλικας θεωρούμε την ονομαστική ταχύτητα ομόρου ή $\vec{V}_{nom}(P)$. Ενώ αν ληφθεί υπόψη ότι γάστρα και έλικα αλληλοεπιδρούν, το οποίο συμβαίνει στην πραγματικότητα, δημιουργείτε ένας νέος όρος η πραγματική ταχύτητα ομόρου ή $\vec{V}_{eff}(P)$. Για ένα πλοίο με έλικα ισχύει:

$$\vec{V}_{eff}(P) = \vec{V}_{nom}(P) + \vec{V}_{interaction}(P) \quad (3.4)$$

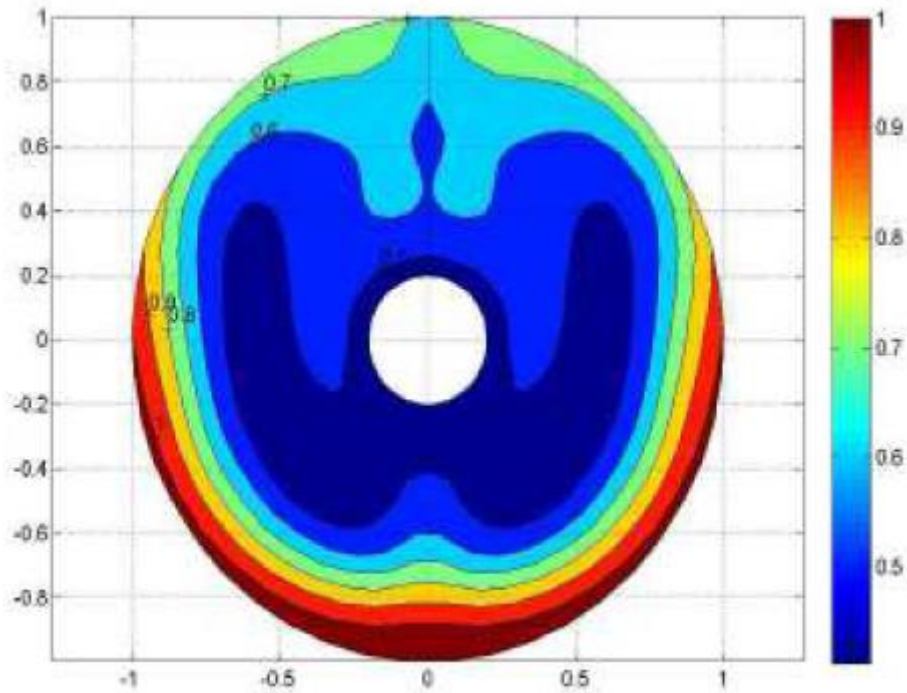
$$\vec{V}_{tot}(P) = \vec{V}_{prop}(P) + \vec{V}_{eff}(P) \quad (3.5)$$

Ως $\vec{V}_{prop}(P)$ θεωρούμε την διαταραχή της έλικας που λειτουργεί στο πεδίο $\vec{V}_{eff}(P)$. Τα μεγέθη των $\vec{V}_{prop}(P)$ και $\vec{V}_{eff}(P)$ είναι κάθετες ταχύτητες οι οποίες εισάγονται για την απλοποίηση του προβλήματος. Τα μοναδικά μεγέθη τα οποία μετρούνται είναι το $\vec{V}_{nom}(P)$ και $\vec{V}_{tot}(P)$ για το αυτοπροωθούμενο πλοίο.

Η αναλογία ονομαστικού και πραγματικού ομόρου δίδεται από τις ακόλουθες εκφράσεις:

$$w_{nom}(r) = \frac{V_{ship}(r) - V_{nom-x}(r)}{V_{ship}(r)} \quad (3.6)$$

$$w_{eff}(r) = \frac{V_{ship}(r) - V_{eff}(r)}{V_{ship}(r)} \quad (3.7)$$



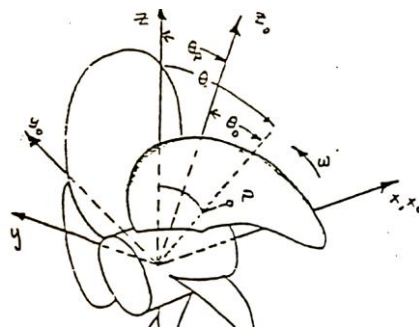
Εικόνα 3.11 Ονομαστική αξονική κατανομή ομόρου στο επίπεδο της έλικας (για πλοίο μόνης έλικας)

β. Αναπαράσταση προσπίπτουσας ροής

Το πεδίο ταχυτήτων στο πεδίο της έλικας δύναται να περιγράψει χρησιμοποιώντας το εγκατεστημένο πλαίσιο του μη περιστρεφόμενου σώματος της εικόνας 3.12. Η φορά και τα πρόσημα τα οποία θα τηρούνται είναι τα κάτωθι:

θ_0 θετικό για την αντίθετη κατεύθυνση της περιστροφής των πτερυγίων

$\theta_0=0$ όταν το βασικό πτερύγιο βρίσκεται στην κορυφαία θέση κατά την περιστροφή του



Εικόνα 3.12 Σχήμα για την επεξήγηση του πρόσημου της γωνίας θ_0

Οι πιο σημαντικές συνιστώσες του ομόρου του πλοίου, όσον αφορά την διέγερση φαινομένων μη μόνιμης ροής στην έλικα, είναι η αξονική κατανομή ομόρου V_x , η εφαπτομενική V_t και η ακτινική συνιστώσα V_r . Το τελευταίο αναλύεται σε σχέση με την γωνιακή θέση του πτερυγίου της έλικας χρησιμοποιώντας ανάλυση Fourier και την γωνιακή θέση θ_0 ως ακολούθως:

$$V_{(x,y,t)}(r, \theta_0) = \sum_{n=0}^{\infty} A_n^{x,r,t}(r) \cos(n \theta_0) + \sum_{n=0}^{\infty} B_n^{x,r,t}(r) \sin(n \theta_0) \quad (3.8)$$

Όπου για το εγκατεστημένο πλαίσιο αναφοράς τα A_n και B_n είναι οι συντελεστές συνημιτόνου και ημιτόνου του Fourier σχετικά με την αξονική ταχύτητα V_x , την γωνιακή V_r και την εφαπτομένη V_t .

Η γωνία θ_0 μετρούμενη στον δίσκο της έλικας είναι

$$\theta_0 = \theta - \omega t \text{ και } \theta_p = -\omega t < 0 \quad (3.9)$$

Εφόσον το διάνυσμα της κάθετης ταχύτητας έχει δυνατές γωνιακές συνιστώσες ή τα πλάτη των αρμονικών είναι σημαντικά τότε όλες οι συνιστώσες ομόρου συνεισφέρουν στην ανάπτυξη μη μόνιμων φαινομένων.

γ. Γεωμετρία έλικας και σύστημα συντεταγμένων

Η έλικα αναπαρίσταται από την μέση επιφάνεια κυρτότητας. Οι συντεταγμένες ενός τυχαίου σημείου καθορίζονται από το καρτεσιανό, κυλινδρικό, καμπυλόγραμμο - ελικοειδές σύστημα συντεταγμένων αναλόγως:

α. $[X, Y, Z]$ για εφαρμογή θεωρημάτων αναπαράστασης ταχυτήτων

β. $[X, R, \theta]$ για την περιγραφή πεδίου εισροής

γ. $[U_1, U_2, X_3]$ για την αναπαράσταση μέσης επιφάνειας κυρτότητας

όπου το U_1 διατρέχει κατά μήκος του πτερυγίου και είναι ανάλογο της ακτίνας της τομής του πτερυγίου, U_2 είναι η διεύθυνση της χορδής και X_3 είναι η κάθετη διεύθυνση των ανωτέρω ελικοειδών επιφανειών. Η μέση επιφάνεια κυρτότητας καθορίζεται ως:

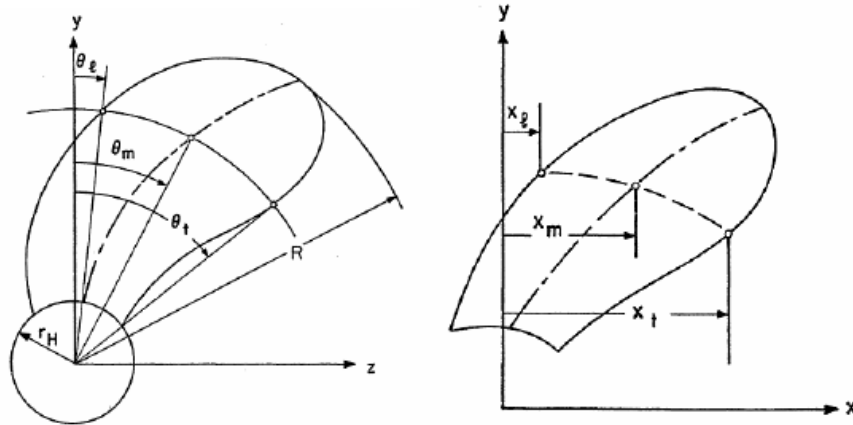
$$X_3 = E_C(U_1, U_2), \quad r_h \leq U_1 \leq R, \quad -0,5 \leq U_2 \leq 0,5 \quad (3.10)$$

Όπου E_C η κατανομή της κυρτής επιφάνειας. Επομένως ένα σημείο στην μέση επιφάνεια κυρτότητας $X_3 = E_C$ με συντεταγμένες $[U_1, U_2, X_3]$ στο καμπυλόγραμμο σύστημα έχει τις ακόλουθες κυλινδρικές συντεταγμένες :

$$R = U_1 \quad (3.11)$$

$$X = X_m(U_1) + C(U_1) \{U_2(\sin[\varphi(U_1)] - X_3(\cos[\varphi(U_1)])\} \quad (3.12)$$

$$\theta = \delta_\kappa + \theta_m(U_1) + \frac{C(U_1)}{U_1} \{U_2(\cos[\varphi(U_1)] + X_3(\sin[\varphi(U_1)])\} \quad (3.13)$$



Εικόνα 3.13 Γεωμετρία Ανάλυσης Έλικας (Belibassakis, 1998)

Όπου $X_m(U_1)$, $\theta_m(U_1)$ είναι η διαμήκης και η πλευρική απόκλιση της έλικας, $\varphi(U_1)$ είναι η κατανομή του βήματος, $C(U_1)$ είναι η κατανομή του μήκους της χορδής της έλικας και $\delta_\kappa = \frac{2\pi(\kappa-1)}{N_{blades}}$, $\kappa=1,2,\dots N_{blades}$ είναι η γωνία του πτερυγίου.

Επιπρόσθετα οι αντίστοιχες καρτεσιανές συντεταγμένες δίνονται από τους τύπους:

$$X=X \quad (3.14)$$

$$Y=R\cos(\theta) \quad (3.15)$$

$$Z=R\sin(\theta) \quad (3.16)$$

Επιπρόσθετα η κατανομή του πάχους κάθε πτερυγίου και σπηλαίωσης μπορεί να εκφραστεί μέσω των αντίστοιχων συναρτήσεων με τις παραμέτρους $E_t(U_1, U_2)$.

3.4 Πρόβλημα Συνοριακών Τιμών

α. Βασικές Παραδοχές

Αρχικά θεωρούμε μία έλικα η οποία λειτουργεί σε συνθήκες μη σπηλαίωσης. Τα πτερύγια της έλικας θεωρούνται ένα σετ συμμετρικά τοποθετημένων λεπτών πτερυγίων που περιστρέφονται με σταθερή γωνιακή ταχύτητα γύρω από κοινό άξονα σε ασυμπίεστη, απέρατη ροή. Το οριακό στρώμα της έλικας και το πάχος του επαγόμενου φύλλου στροβιλότητας (shed vortex wake thickness) θεωρούνται τόσο λεπτά που η περιστροφή του υγρού λόγω της έλικας περιορίζεται σε ένα λεπτό στρώμα. Η παρουσία εξωτερικών ορίων όπως η πλήμνη της έλικας, το πηδάλιο και η γάστρα θεωρούνται αμελητέα, εκτός του γεγονότος ότι η γάστρα θεωρείται ότι δημιουργεί μη ομοιόμορφο πεδίο ροής

Θεωρείται ότι τα πτερύγια λειτουργούν σε γνωστό πεδίο ταχυτήτων (ονομαστικός ομόρρους) με μικρή γωνία πρόσπτωσης και η χωρική διακύμανση του ομόρρου του πλοίου θεωρείται σχετικά μικρή. Η ανομοιομορφία του χωρικού ομόρρου λόγω του οριακού στρώματος της γάστρας, έχει ως αποτέλεσμα την παρουσία χωρικών δινών στο επίπεδο της έλικας. Το πρόβλημα αντιμετωπίζεται διαχωρίζοντας το πεδίο ταχυτήτων σε δύο όρους, ο πρώτος αναφέρεται σε περιστροφικό ονομαστικό ομόρρου ενώ ο δεύτερος σε ταχύτητας διαταραχής λόγω της παρουσίας της έλικας, η οποία

θεωρείται αστρόβιλη εξωτερικά του οριακού στρώματος της πτέρυγας. Υπό αυτές τις θεωρήσεις οι εξισώσεις Euler μπορούν να ενσωματωθούν αριθμητικά για να δώσουν μία πεπλεγμένη διατύπωση για το πρόβλημα διαταραχής της έλικας και τον υπολογισμό της ταχύτητας της έλικας και του πεδίου πιέσεων (Belibassakis 1988).

Όσον αφορά την ροή με σπηλαίωση, για δεδομένα n και d , η συγκεκριμένη τιμή της πίεσης ατμοποίησης είναι το μόνο κριτήριο που υποδεικνύει την δημιουργία σπηλαίωσης και την απομείωση της. Ο όγκος της σπηλαίωσης θεωρείται τόσο μικρός ώστε η γραμμικοποίηση στο πάχος να θεωρείται έγκυρη. Μερικά σημαντικά φαινόμενα όπως η αρχή της σπηλαίωσης και οι επιφανειακές τάσεις συνήθως δεν λαμβάνονται υπόψη. Θεωρείται ότι η σπηλαίωση αρχίζει από το σημείο πρόσπτωσης στην έλικα και ότι μόνο η πλευρά αναρρόφησης της έλικας σπηλαιώνεται (Lee, 1979)

Το σπηλαιούμενο πεδίο ροής θα χαρακτηρίζεται μοναδικά από τις ακόλουθες δύο αδιάστατες παραμέτρους, τον αριθμό σπηλαίωσης και τον αριθμό Froude της έλικας. Και οι δύο ορίζονται βάση της ταχύτητας περιστροφής ως ακολούθως:

$$\sigma_n = \frac{p_0 - p_v}{\frac{1}{2} \rho n^2 D^2} \quad (3.17)$$

$$Fr_{nD} = \frac{n^2 D}{g} \quad (3.18)$$

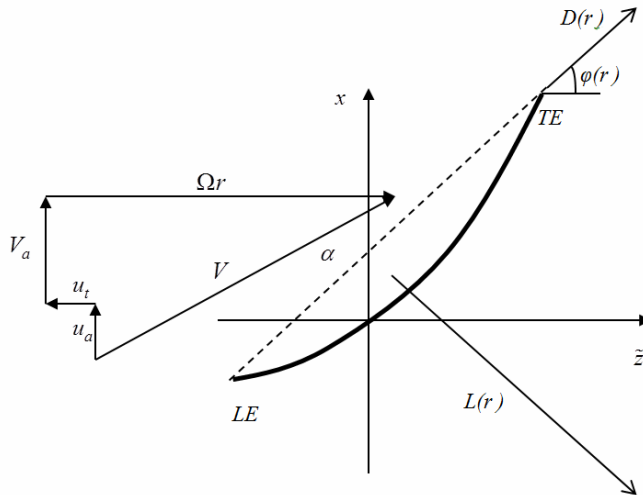
Όπου p_∞ η πίεση σε μία θέση αναφοράς στο άπειρο (επαρκώς μακριά) σε βάθος ίσο με το βάθος του κέντρου του άξονα, p_v η πίεση ατμοποίησης, ρ η πυκνότητα του νερού, n ο αριθμός των στροφών ανά δευτερόλεπτο, D η διάμετρος της έλικας και g η επιτάχυνση της βαρύτητας.

β. Συνοριακές Συνθήκες

Όπως έχει προαναφερθεί, θεωρούμε έλικα που λειτουργεί σε απεριόριστο και ασυμπιεστο υγρό, είτε σε σπηλαιούμενες ή μη σπηλαιούμενες συνθήκες. Η αρχή διατήρησης της μάζας είναι η κυρίαρχη εξίσωση σε όλο το υγρό που περικλείει τα πτερύγια, το ομόρρου (shed wake), και την σπηλαίωση. Αν θεωρήσουμε ως \vec{V} την ολική ταχύτητα του υγρού:

$$\vec{V} = \vec{V}_a + \vec{A} + \vec{\Omega} \times \vec{r} + \nabla \Phi \quad (3.19)$$

όπου \vec{V}_a η αξονική ταχύτητα στο δίσκο της έλικας λόγω της ταχύτητας του πλοίου και \vec{A} οι επαγόμενες ταχύτητες λόγω του πεδίου ομόρρου, $\vec{\Omega} \times \vec{r}$ η ταχύτητα λόγω της περιστροφής των πτερυγίων (rotational speed) και $\nabla \Phi$ η διαταραχή λόγω της λειτουργίας της έλικας.



Εικόνα 3.14 Ανάλυση δυνάμεων πτερυγίου στην φέρουσα επιφάνεια

Η ταχύτητα διαταραχής της έλικας μπορεί να εκφραστεί από το δυναμικό ροής διαταραχής ως $\nabla \Phi$. Όταν εφαρμοστεί η αρχή διατήρησης της μάζας στο δυναμικό ροής τότε λαμβάνουμε την εξίσωση Laplace (3.20) για την διαταραχή του δυναμικού ροής εξωτερικά των πτερυγίων της έλικας συμπεριλαμβανομένου της σπηλαίωσης και του ομόρρου (ακολουθούντα φύλλων δινών – trailing vortex sheets):

$$\nabla^2 \Phi = 0 \quad (3.20)$$

Το πρόβλημα (3.20) που αφορά το άγνωστο δυναμικό διαταραχής επιλύεται θέτοντας τις ακόλουθες συνοριακές συνθήκες:

α. Εφαπτόμενη συνθήκη στην βρεχόμενη επιφάνεια: Στο «πτερυγοπαγές» σύστημα συντεταγμένων της έλικας, με την έλικα να περιστρέφεται η συνθήκη μη εισχώρησης περιγράφεται:

$$\vec{n} \cdot \vec{V} = 0 \Rightarrow \vec{n} \cdot \nabla \Phi = -\vec{n} \cdot (\vec{V}_a + \vec{A} + \vec{\Omega} \times \vec{r}) \quad (3.21)$$

όπου \vec{n} το κάθετο διάνυσμα στην κυρτή επιφάνεια, με θετικό πρόσημο όταν έχει φορά ανάντη

Γράφοντας την εξίσωση 3.21 για σημείο της άνω και κάτω πλευράς της μέσης επιφάνειας της καμπύλης και λαμβάνοντας το μέσο όρο έχουμε:

$$\vec{n} \cdot \vec{V} < 0 \Rightarrow \vec{n} \nabla(\Phi) = -\vec{n}(\vec{V}_a + \vec{A} + \Omega \times \vec{r}) \quad (3.22)$$

Όπου $\langle V \rangle = \frac{1}{2}(\vec{V}^+ + \vec{V}^-)$ και $\langle \Phi \rangle = \frac{1}{2}(\Phi^+ + \Phi^-)$ δηλώνουν την μέση ταχύτητα ροής και μέσο δυναμικό διαταραχής στην μέση επιφάνεια δινών και την επιφάνεια στροβιλισμών:

$$\vec{\gamma} = \vec{n} \times [\vec{V}] = \vec{n} \times (\vec{V}^+ + \vec{V}^-) \quad (3.23)$$

το οποίο δύναται να αναλυθεί περαιτέρω σε συνιστώσες κατά την διεύθυνση εκπετάσματος (ανοίγματος, spanwise) γ_s και κατά την διεύθυνση της χορδής γ_c .

β. Συνθήκη Kutta στο χείλος εκφυγής : Στην περίπτωση ιδανικής ροής, η συνθήκη Kutta αποτρέπει την ύπαρξη άπειρης ταχύτητας στο σημείο εκφυγής. Μπορεί να θεωρηθεί είτε από την κινηματική είτε από την δυναμική πλευρά. Η πρώτη δείχνει ότι η ροή πρέπει να φεύγει από το άκρο εκφυγής σε εφαπτόμενη διεύθυνση, ενώ, η δεύτερη ενισχύει την μηδενική πίεση εγγύς της περιοχής του άκρου εκφυγής. Στην περίπτωση μόνιμης ροής η συνθήκη Kutta ισούται με μηδέν στροβιλότητα στο άκρο εκφυγής. Παρόλα αυτά αν επιθυμούμε να μελετήσουμε μη μόνιμη ροή, πρέπει να τροποποιηθεί η συνθήκη ώστε η στροβιλότητα να διαδίδεται με σταθερό ρυθμό στο ομόρρο.

γ. Το θεώρημα του Kelvin για την διατήρηση της κυκλοφορίας. Παρέχει σχέση μεταξύ της συνιστώσας της στροβιλότητας στο χείλος εκφυγής σε όρους χρονικής διακύμανσης της κυκλοφορίας γύρω από την τομή κάθε θέσης κατά την διεύθυνση του ανοίγματος:

$$\gamma_s^{(TE)} = -\alpha \frac{d\Gamma}{dt} \quad (3.24)$$

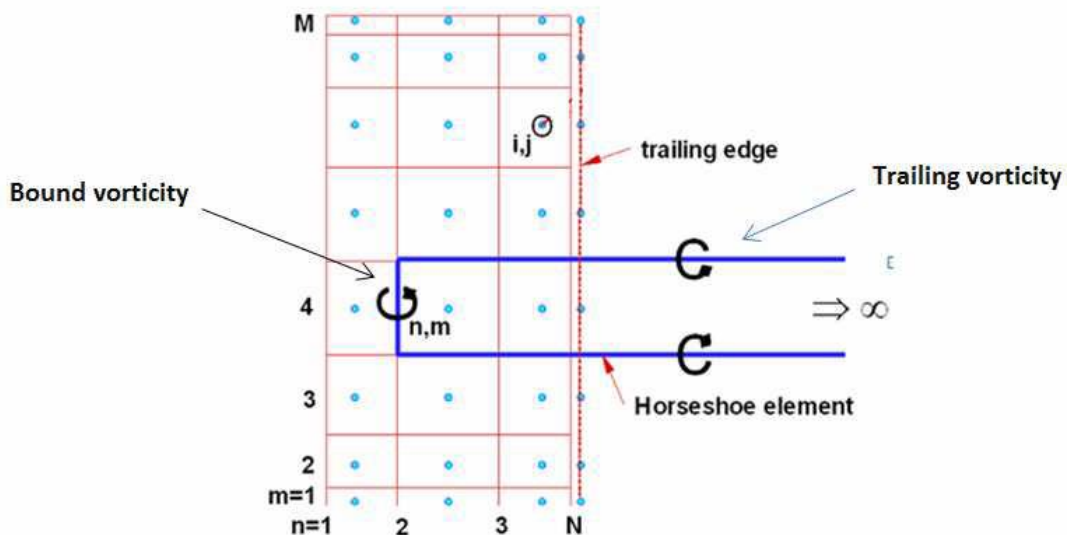
όπου μοντέλα φερουσών επιφανειών, και στην διακριτή μορφή της στην μέθοδο VLM, χρησιμοποιούνται για να αντικαταστήσει την συνθήκη Kutta.

δ. Κινηματική και δυναμική συνθήκη στο ομόρρο: Το άλμα ταχύτητας σε κάθε φύλλο δίνης εκφυγής (trailing vortex sheet) πρέπει να είναι εφαπτόμενο στην επιφάνεια και η πίεση πρέπει να είναι συνεχής σε όλο το φύλλο δίνης ομόρρο (vortex wake sheet).

ε. Συνθήκη ηρεμίας στο άπειρο. Σε άπειρη απόσταση από την έλικα η ταχύτητα διαταραχής λόγω της παρουσίας της έλικας και της σπηλαίωσης πρέπει να εξαλείφεται.

3.5 Μέθοδος κατανομής ιδιομορφιών

Οι ολοκληρωμένες εξισώσεις, οι οποίες σχηματίζονται εφαρμόζοντας τις οριακές συνθήκες γύρω από το υγρό, είναι εύκολα εφαρμόσιμες σε αριθμητικό υπολογισμό. Κάτω από τις παραδοχές μεγέθους που ελήφθησαν σε προηγούμενες παραγράφους, τα πτερύγια της έλικας, η σπηλαίωση και το φορτίο μπορεί να αναπαρασταθεί από κατανομές πηγών, καταβόθρων και δινών στην μέση επιφάνεια κυρτότητας και ομόρρου. Συγκεκριμένα, οι πηγές και οι καταβόθρες χρησιμοποιούνται για την αναπαράσταση του κάθετου άλματος ταχύτητας. Υπάρχουν δύο διαφορετικά σετ φύλλων πηγών. Το πρώτο είναι για το πάχος των πτερυγίων και το δεύτερο για τον όγκο των κοιλοτήτων. Η ισχύς του πάχους των πηγών είναι ανεξάρτητη από τον χρόνο και μπορεί να αρχικά να προσεγγιστεί χρησιμοποιώντας την θεωρία λεπτών αεροτομών για κάθε τομή του πτερυγίου σε κάθε γωνιακή θέση. Από την άλλη η ισχύς των πηγών που αναπαριστούν τον σχηματισμό της σπηλαίωσης εξαρτάται από τον χρόνο. Το άλμα της επαπτόμενης ταχύτητας τόσο στην κυρτή επιφάνεια όσο και στο φύλλο εκφυγής ομόρρου (trailing wake sheet) αναπαρίσταται από την κατανομή της στροβιλότητας. Η ισχύς της στροβιλότητας είναι ένα διάνυσμα στην επιφάνεια και μπορεί να αναλυθεί σε συνιστώσες κατά μήκος δύο τυχαίων καθορισμένων διευθύνσεων πάνω στην επιφάνεια. Η κατανομή δινών στο πτερύγιο θα αναλυθεί σε συνιστώσες κατά την διεύθυνση του ανοίγματος και της χορδής. Αντίστοιχα στον ομόρρο των πτερυγίων η ανάλυση της ακολουθούσας στροβιλότητας (trailing vorticity), είναι όπως φαίνεται στην εικόνα 3.15. Η ισχύς στροβιλότητας θα καθορίζεται ως τμήμα της λύσης του προβλήματος οριακών τιμών.



Εικόνα 3.15 Ακολουθούσα (Trailing) και προσδεδεμένη (bound) κατανομή δινών στο πτερύγιο και στην έλικα (Kerwin 2001)

Όταν εφαρμόζεται η μέθοδος κατανομής ιδιομορφιών, η αρχή διατήρησης της μάζας ικανοποιείται στην περιοχή του υγρού μακριά από το φύλλο στροβιλότητας. Η συνθήκη

ηρεμίας στο άπειρο ανάντη της ροής ικανοποιείται από την φύση της ιδιομορφίας καθώς η επαγόμενη ταχύτητα το πολύ αντιστρόφως ανάλογη της απόστασης από το σημείο μοναδικότητας. Η εφαρμογή για τις εναπομείναντες οριακές συνθήκες θα οδηγήσει σε πεπλεγμένες εξισώσεις ολοκληρώσεις. Η κατανομή συνεχών πηγών και δινών διακριτοποιείται και οι οριακές συνθήκες ικανοποιούνται στα επιλεγμένα σημεία ελέγχου. Οι ανωτέρω χειρισμοί έχουν ως αποτέλεσμα την επίλυση συστήματος γραμμικών εξισώσεων αντί εξισώσεων ολοκληρωμάτων. Η συνεχής κατανομή πηγών και δινών διακριτοποιείται από ένα πλέγμα συγκεντρωμένων στοιχείων γραμμής συνεχούς έντασης. Η επαγόμενη ταχύτητα σε κάθε σημείο στον χώρο από αυτές τις γραμμικές πηγές ή στοιχεία δινών μπορεί να υπολογισθεί εύκολα από τους τύπους που αντλούνται από τον νόμο Biot-Savart. Για παράδειγμα εφαρμόζοντας τον νόμο Biot-Savart για μία τριδιάστατη γραμμή δίνης λαμβάνουμε την ακόλουθη έκφραση:

$$dV_p = \frac{-\Gamma}{4\pi} (\vec{n} \times \frac{\vec{r}}{r^3}) \int_{\delta s} dl = \frac{-\Gamma}{4\pi} (\vec{n} \times \frac{\vec{r}}{r^3}) \delta s \quad (3.25)$$

Οι Kerwin and Lee (1979) εξέτασαν έτερη τοποθεσία για τα διακριτοποιημένα στοιχεία της χορδής, παρόλα αυτά κατέληξαν να καταναίμουν ομοιόμορφα τα στοιχεία τόσο για προβλήματα έλικας μόνιμης όσο και μη μόνιμης ροής. Έπειτα οι Greeley & Kerwin (1982) επανεξέτασαν το πρόβλημα και πρότειναν ότι μία ισο-συνημιτονική κατανομή προσφέρει μία βελτίωση στην περίπτωση της μόνιμης ροής. Από την άλλη το μη μόνιμο πρόβλημα απαιτεί μία συνεχής παραγωγή και διάδοση της στροβιλότητας του ομόρρου (συνθήκη Kutta) και ως αποτέλεσμα το πρόβλημα απλοποιείται χρησιμοποιώντας ίσα διαστήματα. Για την εφαρμογή των ανωτέρω κανόνων για το πλέγμα, θεωρούμε μία γραμμική μεταμόρφωση για το διάστημα $-0.5 < U_2 < 0.5$ ως ακολούθως :

$$S = U_2 + 0.5, S \in [0, 1] \quad (3.26)$$

και χωρίζουμε το μήκος N σε ίσα στοιχεία. Οι δίνες και τα σημεία ελέγχου τοποθετούνται σύμφωνα με το κανόνα 1/4 - 3/4 ως ακολούθως:

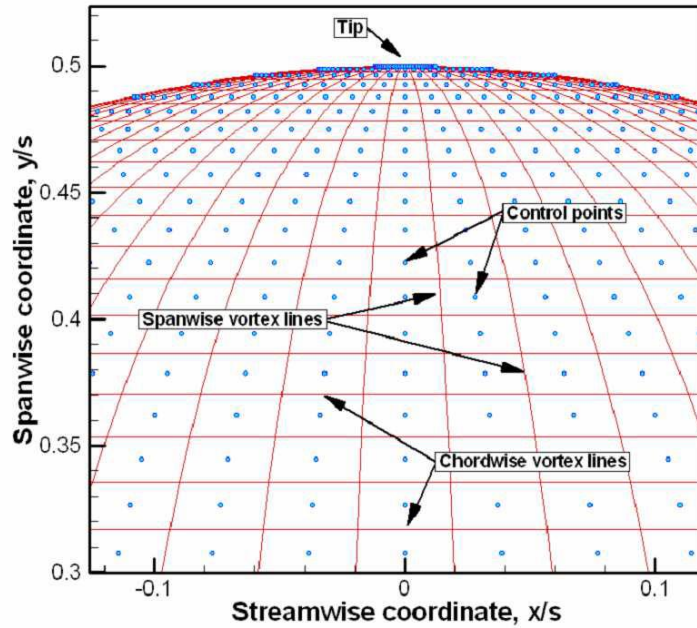
$$S_v(n) = \frac{4n-3}{4N}, n = 1, 2, \dots, N \quad (3.27)$$

$$S_c(n) = \frac{4n-1}{4N}, n = 1, 2, \dots, N \quad (3.28)$$

Σημειώνεται ότι τα σημεία ελέγχου για την εφαπτομένη οριακή συνθήκη πρέπει να βρίσκεται στο κέντρο του τετράπλευρου στοιχείου που σχηματίζεται από το πλέγμα των δινών. Λόγω της παραμόρφωσης της έλικας η θέση των σημείων ελέγχου καθορίζεται από μέσα των ακόλουθων συντελεστών:

$$n < N : S_{fact} = \frac{S_c(n) - S_v(n)}{S_v(n+1) - S_v(n)} \text{ και} \quad (3.29)$$

$$n = N : S_{fact} = \frac{S_c(n) - S_v(n-1)}{S_v(n) - S_v(n-1)} \quad (3.30)$$



Εικόνα 3.16 Πλέγμα VLM για τομή με 64 κατά την διεύθυνση του ανοίγματος και 32 κατά την διεύθυνση της χορδής, πάνελ (Kerwin,2001)

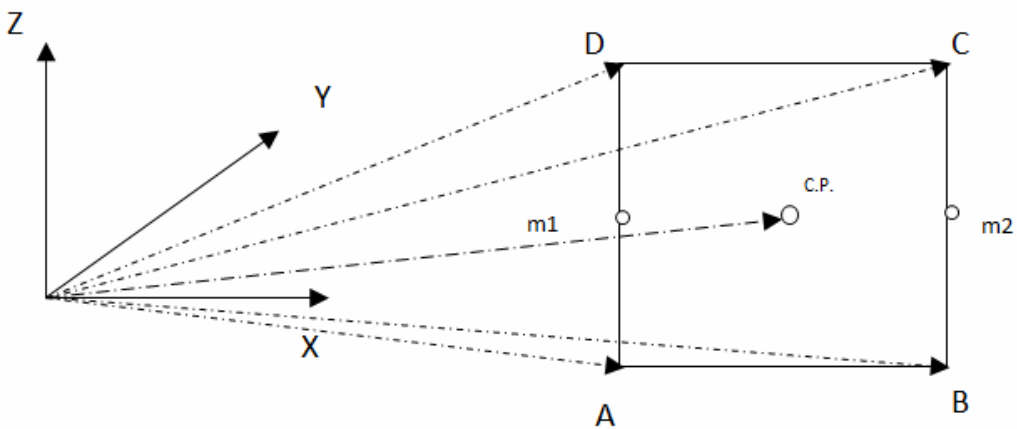
Έχοντας βρει την θέση σε κάθε στοιχείο δίνης στο περύγιο είναι εύκολο να καθοριστούν οι μέσες συντεταγμένες m_1, m_2 όπως φαίνεται στο σχήμα 3.17

$$\vec{x}_{m1} = \frac{x_a + x_d}{2}, \vec{x}_{m2} = \frac{x_b + x_c}{2}, \text{ και} \quad (3.31)$$

$$\vec{x}_{cp} = \vec{x}_{m1} + Sfact(\vec{x}_{m2} - \vec{x}_{m1}) \quad (3.32)$$

Το κάθετο διάνυσμα προκύπτει από την διασταύρωση των εφαπτομένων διανυσμάτων στις καμπύλες κατά την διεύθυνση του ανοίγματος και της χορδής που περνούν από τα εφαπτόμενα σημεία ελέγχου της οριακής συνθήκης.

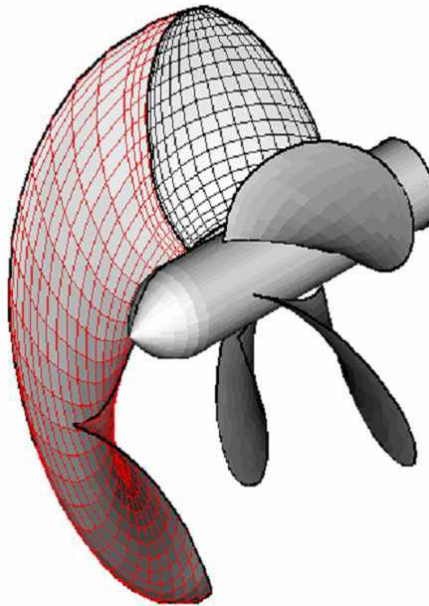
$$\vec{n} = \frac{(\vec{x}_b - \vec{x}_d) \times (\vec{x}_c - \vec{x}_a)}{\|\vec{x}_b - \vec{x}_d\| \|\vec{x}_c - \vec{x}_a\|} \quad (3.33)$$



Εικόνα 3.17 Καρτεσιανές συντεταγμένες για το σημείο ελέγχου CP και τα σημεία πέρατος A,B,C,D

3.6 Μοντέλο ακολουθούντων δινών (Trailing vortex model)

Η ακρίβεια του υπολογισμού των επαγόμενων ταχυτήτων στα πτερύγια είναι σημαντικά επηρεασμένη από την γεωμετρία των ακολουθούντων φύλλων στροβιλότητας του ομόρρου (trailing vortex wake). Συνήθως το ακολουθούν φύλλο ομόρρου (trailing wake sheet) προσεγγίζεται από μία ελικοειδή επιφάνεια με μία ορισμένη γωνία βήματος η οποία λαμβάνεται είτε από την αδιατάραχτή εισροή $\beta(r)$ είτε από την υδροδυναμική γωνία βήματος $\beta_i(r)$ η οποία υπολογίζεται από την θεωρία φέρουσας γραμμής. Οι Cummings (1968), Loukakis (1971), και Kerwin (1976) ανέπτυξαν πιο εξειδικευμένα μοντέλα τα οποία συνδύασαν με το φύλλο δινών και έλαβαν υπόψη την συστολή του ομόρρου.



Εικόνα 3.18 Διάταξη VLM για έλικα με ομόρρου μετάβασης (transition wake)

Σύμφωνα με τους Kerwin and Lee (1978) χωρίζουμε τον ομόρρου της έλικας σε δύο τμήματα:

α. Μια περιοχή μετάβασης ομόρρου όπου συμβαίνει η συστροφή (roll up) του φύλλου δινών εκφυγής και η συστολή του ομόρρου, και

β. μία υπέρτατη περιοχή ομόρρου όπου αποτελείται από ένα σετ Νπτερυγίων συγκεντρωμένων ελικοειδών δινών ακροπτερυγίου (concentrated helical tip vortices) με σταθερό βήμα μαζί με μία μόνο περιέλιξη δίνης πλήμνης (με ένταση $N_{\text{πτερύγια}} \Gamma_{\text{πλήμνης}}$)

Ο ομόρρος μετάβασης ολοκληρώνεται στο σημείο συστροφής και αναπαριστά το φυσικό φαινόμενο της αναρόφησης του φύλλου δινών πίσω από την περιοχή του πτερυγίου από την άκρη και την γραμμή πλήμνης της δίνης. Οι παράμετροι που ορίζουν τον ομόρρου είναι:

- α. η ακτίνα των συστρεφόμενων ακροδινών (rolled-up tip vortices), r_w ,
- β. η γωνία μεταξύ του άκρου εκφυγής του ακροπτερυγίου και του σημείου συστροφής (roll up) , θ_w
- γ. η γωνία του βήματος από το εξωτερικό άκρο του ομόρρου μετάβασης , β_T
- δ. η γωνία βήματος της ελικοειδούς δίνης περιέλιξης ακροπτερυγίου, β_w .

Ο ομόρρους μετάβασης κατασκευάζεται ενώνοντας σημεία στο άκρο εκφυγής του πτερυγίου με τα σημεία συστροφής (roll-up) δημιουργώντας ίχνη δινών αποτελούμενα από $n=1,2,\dots, N_T$ ευθύγραμμα τμήματα με συντεταγμένες

$$x_n = x_t + \left(n - \frac{3}{4}\right) dx \quad (3.34)$$

$$r_n = r_t + \left(n - \frac{3}{4}\right) dr \quad (3.35)$$

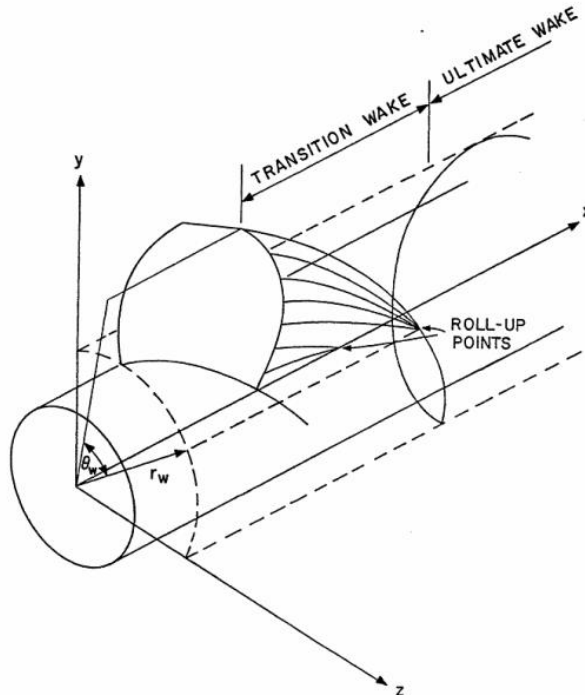
$$\theta_n = \theta_t + \left(n - \frac{3}{4}\right) d\theta \quad (3.36)$$

Όπου x_t, r_t, θ_t είναι οι κυλινδρικές συντεταγμένες ενός σημείου στο άκρο εκφυγής και η βηματική αύξηση συντεταγμένων είναι:

$$dx = 0.5\theta(R+R_W) \tan(\beta_T) \quad (3.37)$$

$$d\theta = \theta_w / N_T \text{ και} \quad (3.38)$$

$$dr = (R_W - R_t) / N_T, R_t > (R + R_W) \text{ ή } dr = -R_t / N_T, R_t < (R + R_W) \quad (3.39)$$



Εικόνα 3.19 Απεικόνιση των παραμέτρων που ορίζουν το παραμορφωμένο μοντέλο ομόρρου (Lee, 1978)

3.7 Αποκόλληση φύλλου δίνης από το ακροπτερύγιο (Vortex sheet separation from tip)

Είναι γνωστό από πειράματα σε πτερύγια χαμηλού λόγου επί μήκους (aspect ratio) σε μεγάλες γωνίες πρόσπτωσης ότι εμφανίζεται αποκόλληση φύλλων δινών στο άκρο πρόσπτωσης ή στις πλευρικές άκρες και επιπρόσθετα τείνει να αυξηθεί η άνωση (Kandil, et al, 1976 and Johnson, et al, 1976). Ένα παρόμοιο φαινόμενο παρατηρείται κοντά στο ακροπτερύγιο της έλικας όταν λειτουργεί σε συνθήκες μεγάλου φορτίου ή εκτός του σημείου σχεδίασης. Η μοντελοποίηση της αποκόλλησης φύλλων στροβιλότητας (Vortex Sheet Separation) επιτυγχάνεται όταν επιτρέπουμε την αποκόλληση των δινών ακροπτερυγίου κατά την διεύθυνση της χορδής και επιβάλλουμε την συγκέντρωση τους στο σημείο Σ από όπου εισέρχονται στην περιοχή ομόρρου μετάβασης (εικόνα 3.20) .

Η γωνία βήματος της δίνης απομακρύνεται από το άκρο πρόσπτωσης του ακροπτερυγίου προσεγγίζεται ως:

$$\beta' = \frac{\beta + \beta_T}{2} \quad (3.40)$$

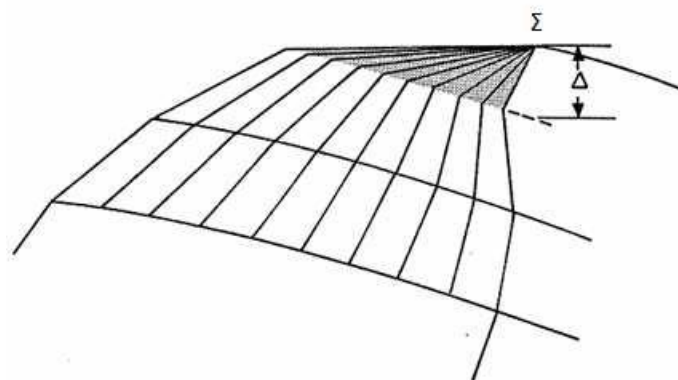
όπου, β η γωνία εισροής στο ακροπτερύγιο και β_T είναι η γωνία βήματος στο ομόρρου μετάβασης.

Το εκτόπισμα κανονικά στην επιφάνεια κυρτότητας στο χείλος εκφυγής καθορίζεται χρησιμοποιώντας :

$$\Delta = c \tan(\varphi - \beta') \quad (3.41)$$

όπου, c το μήκος της χορδής του εξωτερικού άκρου του ακροστοιχείου (tip panel), και φ η γωνία βήματος του ακροπτερυγίου της τομής.

Η γωνία αποκόλλησης της δίνης ακροπτερυγίου είναι αρκετά μικρή στην περιοχή του συντελεστή σχεδίασης προχώρησης της έλικας και η επίδραση του στην απόδοση αμελητέα. Παρόλα αυτά, σε χαμηλούς συντελεστές προχώρησης αυτή η γωνία αυξάνει έχοντας ως αποτέλεσμα μία αύξηση στην υπολογισθείσα άνωση.



Εικόνα 3.20 Μοντέλο ροής αποκόλλησης από το ακροπτερύγιο (Kerwin et al ,1978)

3.8 Λύση του προβλήματος συνοριακών τιμών στο πεδίο του χρόνου

α. Συνθήκη επαπτομένης σε βρεχόμενη επιφάνεια

Οι δίνες στο πτερύγιο και τον ομόρρου οργανώνονται σε δακτύλιους δινών 4 κόμβων. Η δύναμη των δακτύλιων δινών στον ομόρρου κάθε πτέρυγας καθορίζεται από τιμές προηγούμενων στοιχείων σε πρότερα χρονικά βήματα. Από την ανωτέρω ανάλυση το θεώρημα Kelvin ικανοποιείται και πρέπει να καθορίσουμε τις εντάσεις των γωνιακών δινών σε κάθε χρονικό βήμα. Η εξίσωση επαπτομένης στα σημεία ελέγχου για την κύρια πτέρυγα γράφεται ως εξής:

$$\sum_{k=i}^z \sum_{j=1}^{N_T=M \times N} a_{ijk} g_j \left(t - \frac{\delta_{\kappa}}{\omega} \right) = b_i = -\vec{n}_i [\vec{V}_i^I(t) + \vec{V}_i^Q(t) + \vec{V}_i^B(t)] \quad (3.42)$$

Όπου

a_{ijk} η ταχύτητα διαταραχής στο σημείο ελέγχου λόγω του j στοιχείου δίνης του k πτερυγίου

g_j η ένταση του j στοιχείου δίνης στο κύριο πτερύγιο

\vec{n}_i το κάθετο διάνυσμα στο i σημείο ελέγχου

\vec{V}_i^I η φαινόμενη ταχύτητα στο σημείο ελέγχου i

\vec{V}_i^Q η ταχύτητα διαταραχής λόγω των πηγών

\vec{V}_i^B η ταχύτητα διαταραχής λόγω των δινών ομόρρου

Για κάθε χρονικό βήμα η ανωτέρω εξίσωση είναι ένα γραμμικό αλγεβρικό σύστημα με N_T εξισώσεις και N_T αγνώστους το οποίο λύνεται χρησιμοποιώντας μία από τις άμεσες μεθόδους για τον καθορισμό της έντασης για κάθε στοιχείο δίνης $g_j(t)$.

β. Διάταξη της συμμετρικής πτέρυγας

Δεδομένου της συμμετρικής θέσης των ελίκων μπορούμε να μειώσουμε την υπολογιστική ισχύ χρησιμοποιώντας μερικές απλουστεύσεις, για παράδειγμα θεωρούμε ότι οι έλικες δεν επιδρούν μεταξύ τους. Χαρακτηρίζοντας με α_j^{-i} την συνεισφορά στην κανονική ταχύτητα στο σημείο ελέγχου της j -πτέρυγας από το στοιχείο δίνης στην i -πτέρυγα τότε εμφανίζονται οι ακόλουθες εξισώσεις:

$$\begin{bmatrix} \alpha_1^{-1} & \alpha_1^{-2} & \dots & \alpha_1^{-N_b} \\ \alpha_2^{-1} & \alpha_2^{-2} & \dots & \alpha_2^{-N_b} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \alpha_{N_b}^{-1} & \alpha_{N_b}^{-2} & \dots & \alpha_{N_b}^{-N_b} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \widetilde{g}_1 \\ \widetilde{g}_2 \\ \vdots \\ \widetilde{g}_{N_b} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \widetilde{b}_1 \\ \widetilde{b}_2 \\ \vdots \\ \widetilde{b}_{N_b} \end{bmatrix} \quad (3.43)$$

Χρησιμοποιώντας την συμμετρία

$$\alpha_1^{-1} = \dots = \alpha_i^{-i}, \alpha_1^{-2} = \dots = \alpha_i^{-i+1}, \alpha_1^{-3} = \dots = \alpha_i^{-i+2}, \alpha_1^{-N_b} = \dots = \alpha_i^{-i+(N_b-1)} \quad (3.44)$$

και θεωρώντας τον πίνακα $[\widetilde{b}_1 \quad \widetilde{b}_2 \quad \dots \quad \widetilde{b}_{N_b}]^T$ ως περιοδική συνάρτηση του χρόνου

$$\vec{b}_k = \vec{b} + \vec{b}(t - \frac{\delta_k}{\omega}), \quad (3.45)$$

Η γραμμικότητα του μοντέλου έχει ως αποτέλεσμα την

$$\vec{g}_k = \vec{g} + \vec{g}(t - \frac{\delta_k}{\omega}), \quad (3.46)$$

Επομένως στην περίπτωση του προβλήματος της μη μόνιμης ροής

$$\alpha_1^{-1}[\vec{g} + \vec{g}(t)] - \alpha_1^{-2}[\vec{g} + \vec{g}(t - \frac{\delta_2}{\omega})] - \dots - \alpha_{N_b}^{-1}[\vec{g} + \vec{g}(t - \frac{\delta_{N_b}}{\omega})] = \vec{b} + \vec{b}(t) \quad (3.47)$$

ή ισοδύναμα

$$\alpha_1^{-1} \vec{g}(t) = \vec{b}(t) - \alpha_1^{-2} \vec{g}(t - \frac{\delta_2}{\omega}) - \dots - \alpha_{N_b}^{-1} \vec{g}(t - \frac{\delta_{N_b}}{\omega}) \quad (3.48)$$

$$\text{Όπου } g_j(t) = \Gamma_{mn}(t), \quad n=1,2,\dots,N \quad m=1,2,\dots,M \quad \text{και } j=1,2,\dots, M \times N \quad (3.49)$$

Η λύση για την ένταση των στοιχείων των δινών της κύριας πτέρυγας σε κάθε χρονικό διάστημα λαμβάνεται από την λύση του ανωτέρω γραμμικού συστήματος το οποίο αριθμητικά επιλύεται από μία επαναλαμβανόμενη διαδικασία με την σύγκλιση ώστε να εξασφαλιστεί από την χαμηλή επίδραση μεταξύ των πτερυγίων.

$$\|\alpha_{j \neq i}^i\| \leq \|\tilde{a}_j^i\|$$

3.9 Συνθήκη Kutta για μη μόνιμη ροή

Για το πρόβλημα μη μόνιμης ροής, η συνθήκη μπορεί να γενικευτεί απαιτώντας ότι η ένταση των δινών (σε κάθε λωρίδα κατά την διεύθυνση του ανοίγματος των πτερυγίων $m=1,2,\dots,M$) δύναται να επεκτείνεται συνεχώς στην περιοχή επαγόμενου ομόρρου (shed wake region). Χρησιμοποιώντας το διακριτό μοντέλο το οποίο φαίνεται στην εικόνα 3.21 απαιτούμε για την προσεγγιστική λύση της οριακής στροβιλότητας σε κάθε χρονικό διάστημα στο άκρο εκφυγής

$$\gamma_{TE}^b = \frac{\Gamma_N^S}{\delta s} \left(\frac{\Gamma_{N-1}^S - \Gamma_N^S}{\delta s} \right) \frac{\delta s}{4} \quad (3.50)$$

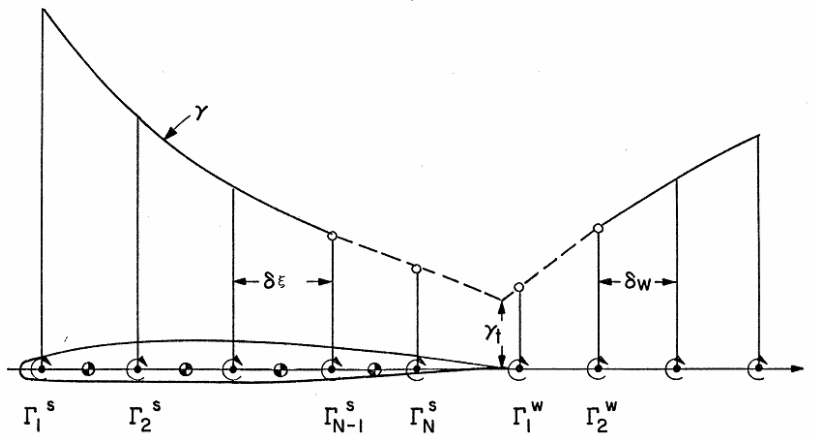
Να είναι ίση με την λύση ομόρρου στο ίδιο σημείο

$$\gamma_{TE}^W = \frac{\Gamma_N^W}{\delta w} \left(\frac{\Gamma_{N-1}^W - \Gamma_N^W}{\delta w} \right) \frac{\delta w}{4} \quad (3.51)$$

Το οποίο εκφράζεται

$$3\Gamma_{N-1}^S - 7\Gamma_N^S = -(5\Gamma_1^W - \Gamma_2^W) \left(\frac{\delta s}{\delta w} \right) \quad (3.52)$$

Η οποία είναι μία επιπρόσθετη γραμμική εξίσωση σε κάθε χρονικό βήμα.



Εικόνα 3.21 Explicit Συνθήκη Kutta με γραμμική κατανομή στροβιλότητας στο άκρο εκφυγής (Lee, 1978)

Μετά την λύση του οριακού προβλήματος, υπολογίζονται οι δυνάμεις και οι ροπές στα πτερύγια της έλικας.

3.10 Τροποποιήσεις για την σπηλαιούμενη έλικα

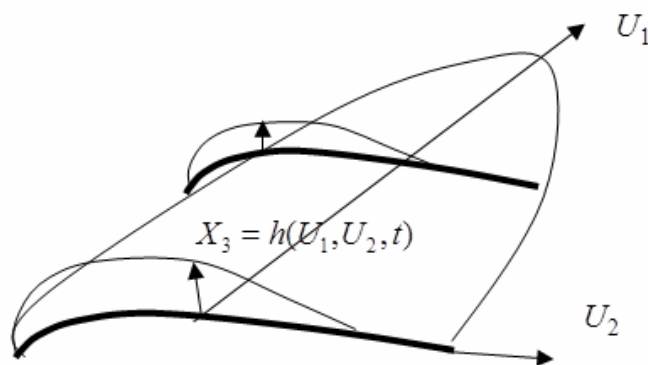
Η κύρια δυσκολία για την ανάλυση και περιγραφή του φύλλου σπηλαίωσης έγκειται στον καθορισμό της επιφάνειας της φουσαλίδας. Θεωρούμε ότι ο σχηματισμός της φουσαλίδας καθορίζεται από το αν η πίεση λαμβάνει τιμή μικρότερη από αυτή της πίεσης ατμοποίησης ($p_v=175\text{kr/m}^2$ στους 15°C). Ο όγκος της φουσαλίδας λαμβάνεται επίσης μικρός ώστε να επιτρέπεται η γραμμικοποίηση (Lee, 1977). Σύμφωνα με τον Fine (Fine, 1992), το πρόβλημα που αφορά το άγνωστο δυναμικό διαταραχής λόγω σπηλαίωσης υπολογίζεται επιβάλλοντας κατάλληλες επιπρόσθετες συνοριακές συνθήκες.

Όπως και προηγουμένως το δυναμικό διαταραχής $\varphi_p(t)$, σε κάθε χρονική στιγμή t και κάθε σημείο P δύναται να εκφραστεί χρησιμοποιώντας την τρίτη ταυτότητα του Green, παρόλα αυτά το πεδίο ολοκλήρωσης είναι διαφορετικό και συγκεκριμένα περιλαμβάνει την φουσαλίδα σπηλαίωσης, εκτός από τα πτερύγια και τα φύλλα δινών εκφυγής (trailing vortex sheets). Όσο για τα όρια της σπηλαίωσης, καθορίζονται με μία επαναληπτική διαδικασία στην οποία η δυναμική οριακή συνθήκη ικανοποιείται στην προσεγγιστική επιφάνεια σπηλαίωσης και η κινηματική χρησιμοποιείται για την ανανέωση της επιφάνειας.



Εικόνα 3.22 Διάταξη για την πρώτη επανάληψη (αριστερά) και την επόμενη (δεξιά) (Fine 1992)

Για να εκφραστούν αυτές οι συνθήκες χρησιμοποιείται ένα καμπυλόγραμμο σύστημα συντεταγμένων U_1, U_2 , στην κύρια έλικα με U_1 , στην κατεύθυνση του ανοίγματος και U_2 , στην κατεύθυνση της χορδής (chordwise) όπως φαίνεται στο σχήμα 3.23.



Εικόνα 3.23 Ορισμός της επιφάνειας σπηλαίωσης στην πλευρά αναρρόφησης του πτερυγίου της έλικας

Η δυναμική οριακή συνθήκη (**Dynamic Boundary Condition (DBC)**) απαιτεί την πίεση στην επιφάνεια της φουσαλίδας να είναι η ίδια με την καθορισμένη πίεση ατμοποίησης εντός της φουσαλίδας. Κάνοντας χρήση της εξίσωσης Bernoulli σε συνδυασμό με το

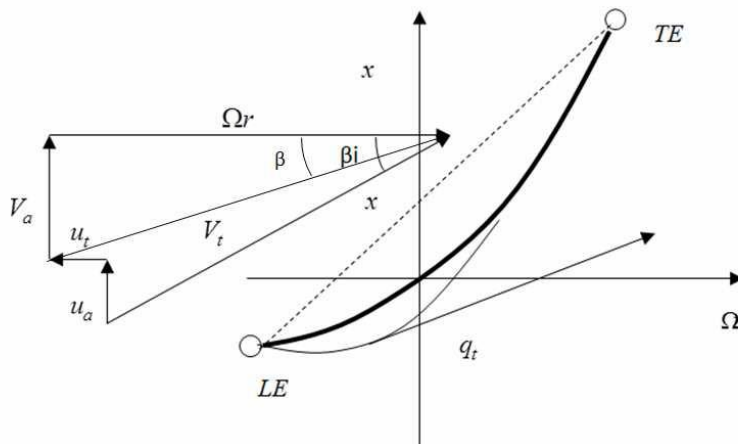
εγκατεστημένο σύστημα συντεταγμένων στην έλικα είναι δυνατόν ο υπολογισμός των ταχυτήτων στην τομή και στην επιφάνεια της φουσαλίδας (βλέπε εξίσωση 3.3).

$$p = p_v, \text{ στην επιφάνεια της φουσαλίδας} \quad (3.53)$$

Η κινηματική οριακή συνθήκη (**Kinematic Boundary Condition** (KBC)), η οποία χρησιμοποιείται για τον καθορισμό της θέσης της φουσαλίδας στην επιφάνεια αντλείται από την ακόλουθη εξίσωση .

$$\frac{D}{Dt}[X_3 - h(U_1, U_2, t)] = \left(\frac{\partial}{\partial t} q_t \nabla\right)[X_3 - h(U_1, U_2, t)] = 0 \quad (3.54)$$

όπου $h(U_1, U_2, t)$ καθορίζει τον όγκο της φουσαλίδας κάθετα στην επιφάνεια του πτερυγίου σε θέση (U_1, U_2) σε κάθε χρονική στιγμή t , και το q_t αναπαριστά την ολική ταχύτητα ροής εκεί.



Εικόνα 3.24 Τομή πτερυγίου και εισροή

Όπως έχει ήδη αναφερθεί οι κύριοι επιπρόσθετοι αδιάστατοι παράμετροι για μη σπηλαιούμενη έλικα είναι ο αριθμός σπηλαιώσης σ_n και ο αριθμός Froude έλικας Fr_{nD}

$$\sigma_n = \frac{p_\infty - p_v}{\frac{1}{2} \rho n^2 D^2} \quad (3.55)$$

$$Fr_{nD} = \frac{n^2 D}{g} \quad (3.56)$$

- Όπου $p_\infty - p_v$ η στατική πίεση του υγρού
- p_v η πίεση ατμοποίησης ($p_v = 175 \text{ kPa}$ στους 15°C)
- ρ η πυκνότητα του νερού (1025 kg/m^3)
- n ο αριθμός των στροφών ανά δευτερόλεπτο
- D η διάμετρος της έλικας και
- g η επιτάχυνση της βαρύτητας.

Το τοπικό μήκος φουσαλίδας σπηλαιώσης είναι σε κάθε λωρίδα $l_m(U_1, t)$. Για ένα δεδομένο αριθμό σπηλαιώσης σ_n η έκταση της σπηλαιώσης σε κάθε λωρίδα κατά την διεύθυνση του ανοίγματος θα καθορίζεται από την ακόλουθη απαίτηση.

$$h(U_2 = l_m(U_1, t), U_1, t) = 0 \quad (3.57)$$

η οποία χρησιμοποιείται σε ένα επαναληπτικό σχήμα για την εύρεση της έκτασης της φυσαλίδας. Γενικά, επιλύουμε το πρόβλημα συνοριακών τιμών για δεδομένο αριθμό σπηλαίωσης εκτιμώντας το εύρος των αποτελεσμάτων της φυσαλίδας η οποία δεν κλείνει παρά μόνο εφόσον το μήκος της είναι αυτό το οποίο αναλογεί στο δοθέντα αριθμό σπηλαίωσης(Fine, 1992).

Εκτός από τις προαναφερθείσες αδιάστατες παραμέτρους, χρησιμοποιούνται ο συντελεστής ώσης K_T και ο συντελεστής προχώρησης J αντίστοιχα όπως δίνονται παρακάτω:

$$K_T = \frac{T}{\rho n^2 d^4} \quad (3.58)$$

$$J = \frac{V}{nD} \quad (3.59)$$

όπου T η παραγόμενη ώση (Newton) και
 V η ταχύτητα προχώρησης (m/s)

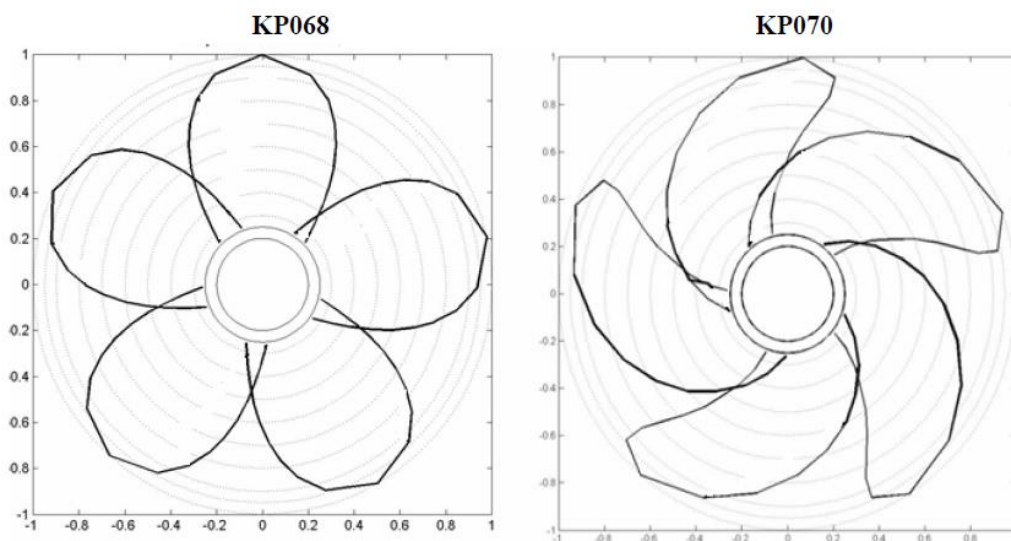
3.11 Αποτελέσματα και σχολιασμός

Όσον αφορά τα δεδομένα εισόδου της έλικας και του ομόρρου, αυτά παρέχονται από την 18^η ITTC Propulsor Committee στην συγκριτική αξιολόγηση διαφορετικών υπολογιστικών διαδικασιών. Ακολουθούν τα γεωμετρικά χαρακτηριστικά υπολογισθισών ελίκων καθώς και του ομόρρου και των επιλεχθεισών συνθηκών λειτουργίας.

Ξεκινώντας, μελετώνται δύο έλικες πέντε πτερυγίων με μεταβλητές μοίρες πλευρικής απόκλισης, η έλικα KP068 (χωρίς πλευρική απόκλιση) και η KP070 (70 μοίρες πλευρική απόκλιση) οι οποίες φαίνονται στην εικόνα 3.25. Οι έλικες δοκιμάστηκαν πειραματικά από τους Kim & Nguyen (1988). Η διάμετρος τους είναι $D=0.25m$ και τα υπόλοιπα γεωμετρικά δεδομένα και συνθήκες λειτουργίας παρέχονται στους πίνακες 3.1 και 3.2.

Η έλικα KP068 έχει γεωμετρία απλού πτερυγίου χωρίς πλευρική απόκλιση και πρακτικά συνεχές βήμα, ενώ η δεύτερη με πλευρική απόκλιση αφορά πιο σύνθετο σχέδιο. Η κανονική και με πλευρική απόκλιση επιλέχθηκαν ώστε να ερευνηθεί κατά πόσον οι έλικες παρουσιάζουν χαμηλότερα επίπεδα θορύβου σε σύγκριση με τις κανονικές, καθώς ο ρόλος της πλευρικής αποκλίσεως είναι να αμβλύνει τις τοπικές διακυμάνσεις της πίεσης ώστε οι ταλαντώσεις και ο θόρυβος να μειώνεται. Το τελευταίο επιτυγχάνεται κυρίως από την σταδιακή είσοδο του πτερυγίου στις περιοχές υψηλού ομόρρου.

Τόσο τα σπηλαιούμενα και μη σπηλαιούμενα χαρακτηριστικά υπολογίστηκαν στις έλικες που λειτουργούν σε ανομοιόμορφο ομόρρου. Ο αξονικός ομόρρος χαρακτηρίζεται από έξι αρμονικές συνιστώσες που δίνονται στον πίνακα 3.3 και επομένως η παραγόμενη κατανομή για τον ονομαστικό αξονικό ομόρρο στο επίπεδο της έλικας φαίνεται στο σχήμα 3.26.



Εικόνα 3.25 Εξωτερικό περίγραμμα ελίκων KP068 KP070

Πίνακας 3.1 Γενικά Χαρακτηριστικά για τις KP068 KP070 (δεδομένα από Kim & Nguyen 1988)

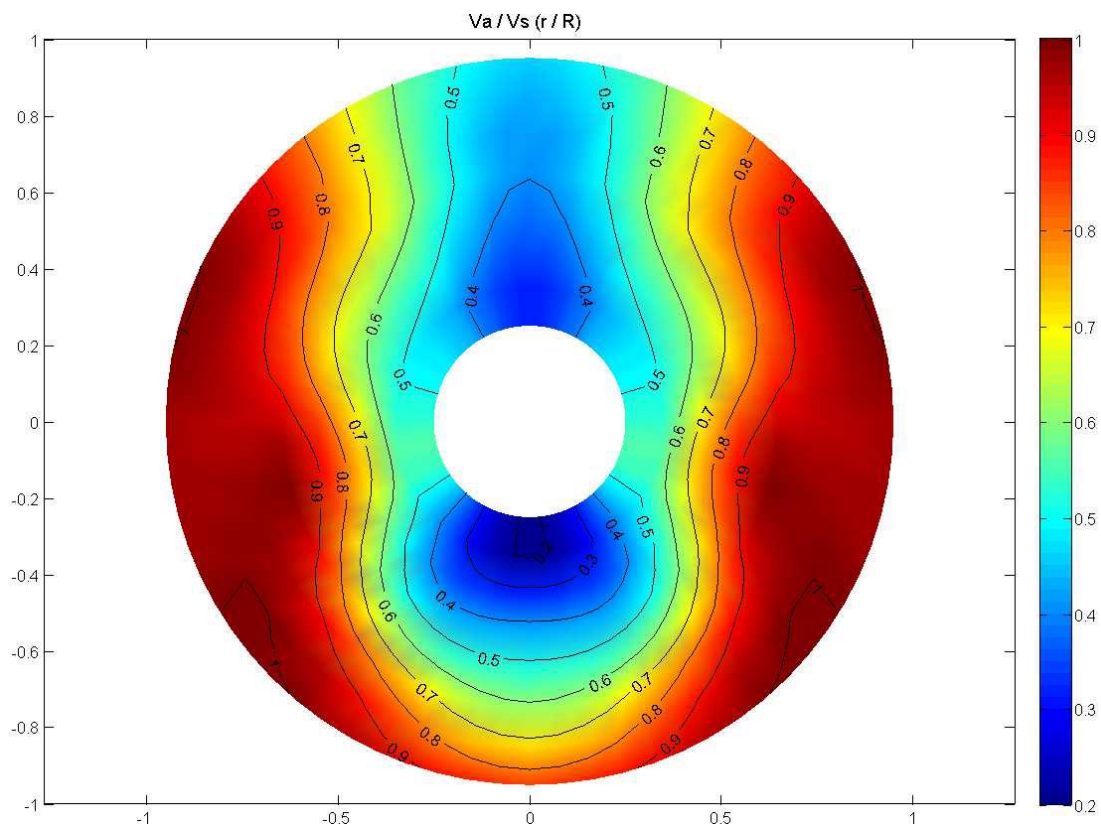
Αριθμός Πτερυγίων	5
Διάμετρος D	0.25
Λόγος της εκτεταμένης επιφάνειας $\frac{A_E}{A_0}$	0.725
Μέση γραμμή τομής (Section Meanline)	NACA a=0.8
Πάχος τομής (Section Thickness)	NACA 66 Mod
Συντελεστής προχώρησης της έλικας $J = \frac{V}{n*D}$	0.889
Συντελεστής Ωσης $K_T = \frac{T}{\rho n^2 D^4}$	0.202
Αριθμός σπηλαίωσης σ_n	3
Αριθμός Froude έλικας $Fr_{nD} = \frac{n^2 D}{g}$	12.34

Πίνακας 3.2 Γεωμετρικά Χαρακτηριστικά για τις KP068 KP070 (δεδομένα από Kim & Nguyen 1988)

r/R	KP068 , Kp070			KP068			KP070		
	c/D	I _G	t ₀ /c	θ _m	P/D	f ₀ /c	θ _m	P/D	f ₀ /c
0.3	0.229	0.00	0.1562	0.00	1.345	0.0368	9.29	1.440	0.0363
0.4	0.275	0.00	0.1068	0.00	1.358	0.0348	18.82	1.394	0.0344
0.5	0.312	0.00	0.0768	0.00	1.336	0.0307	27.99	1.333	0.0305
0.6	0.337	0.00	0.0566	0.00	1.280	0.0245	36.77	1.266	0.0251
0.7	0.347	0.00	0.0421	0.00	1.210	0.0191	45.45	1.184	0.0205
0.8	0.334	0.00	0.0314	0.00	1.137	0.0150	54.25	1.067	0.0169
0.9	0.280	0.00	0.0239	0.00	1.066	0.0123	63.10	0.912	0.0142

Πίνακας 3.3 Αρμονικές συνιστώσες ονομαστικού αξονικού ομόρρου (δεδομένα από Kim & Nguyen 1988)

	$V(r, \theta) = U(A_0 + \sum_{n=1}^5 A_n \cos n\theta)$					
	Nominal Velocity					
r/R	A ₀	A ₁	A ₂	A ₃	A ₄	A ₅
0.35	0.418	0.040	-0.141	0.032	-0.025	-0.013
0.50	0.565	0.014	-0.209	0.032	0.019	-0.054
0.65	0.723	-0.037	-0.240	0.026	-0.019	-0.049
0.80	0.829	-0.105	-0.212	-0.021	-0.078	0.005
0.95	0.879	-0.145	-0.163	-0.062	-0.062	0.009



Εικόνα 3.26 Κατανομή ονομαστικού αξονικού ομόρρου στο πεδίο της έλικας (Kim & Nguyen 1988)

Τα υπολογισθέντα υποδείγματα σπηλαιώσης απεικονίζονται στα σχήματα 3.27 έως 3.30 όπως προβλέφθηκαν από την υπολογιστική διαδικασία για τις δύο περιπτώσεις. Η χωρίς πλευρική απόκλιση έλικα φαίνεται στην αριστερή στήλη και η έλικα με 70 μοίρες πλευρική απόκλιση στην δεξιά χαρακτηρισμένες ως KP068, KP070 αντίστοιχα. Τα αποτελέσματα παρουσιάζονται για γωνιακά διαστήματα ανά 6° κάθε θέσης του πτερυγίου ($\theta=0^\circ$ ως $\theta=60^\circ$). Όσον αφορά το υπόδειγμα της σπηλαιώσης του πτερυγίου, παρατηρείται ότι τα αποτελέσματα για την έλικα με πλευρική απόκλιση είναι πιο σταθερά, ενώ το σχήμα υπολογισμού παρουσιάζει αστάθειες για την περίπτωση της έλικας χωρίς πλευρική απόκλιση KP068. Σε ότι αφορά την περίπτωση της KP070,

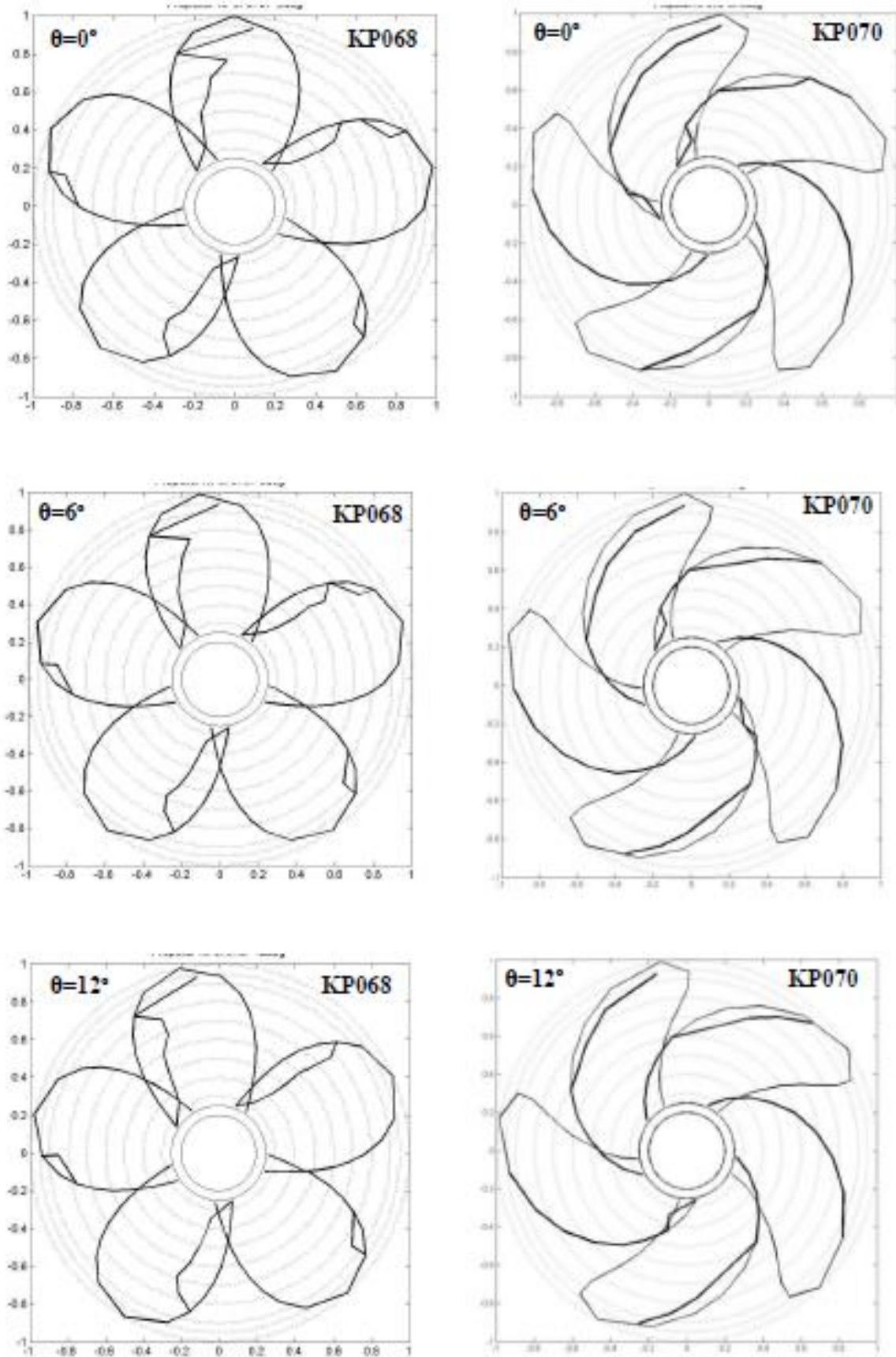
παρατηρείται ότι η σπηλαίωση αγγίζει τις μέγιστες τιμές της όποτε το πτερύγιο διέρχεται από την περιοχή υψηλής διακύμανσης ομόρρου.

Μετέπειτα, παρουσιάζονται τα υπολογισθέντα αποτελέσματα για την ώση του πτερυγίου, τον συνολικό όγκο της σπηλαίωσης ενός πτερυγίου της έλικας, το κέντρο της ώσης στην έλικα και το κέντρο του υπολογισθέντος σπηλαιούμενου όγκου στις εικόνες 3.31,3.32. Στα σχήματα απεικονίζονται στοιχεία για το ένα πτερύγιο, όμως γνωρίζοντας την γωνιακή διαφορά των γειτνιαζόντων πτερυγίων της έλικας ($360^\circ/5=72^\circ$) είναι εύκολο να εντοπιστούν τα στοιχεία για κάθε ένα από τα πτερύγια της έλικας κατά την διάρκεια μίας περιστροφής. Καταρχάς, η ώση, τόσο με σπηλαίωση (συνεχής γραμμή) όσο και χωρίς (διακεκομμένη γραμμή) απεικονίζονται στα σχήματα 3.31(a) και 3.32(a). Παρατηρείται αφενός η μεταβλητότητα της τιμής της ώσης κατά την περιστροφή του πτερυγίου της έλικας, αφετέρου το γεγονός η παρουσία σπηλαίωσης επιδρά ελαφρώς στον συντελεστή ώσης και έχει ως αποτέλεσμα κυρίως την μετατόπιση της καμπύλης ώσης. Πιο συγκεκριμένα για την περίπτωση της KP068, φαίνεται ότι υφίστανται μερικές ελαφριές ανωμαλίες για την παραγόμενη ώση με την παρουσία σπηλαίωσης η οποία δύναται να σχετίζεται με τις αστάθειες οι οποίες παρατηρήθηκαν ανωτέρω.

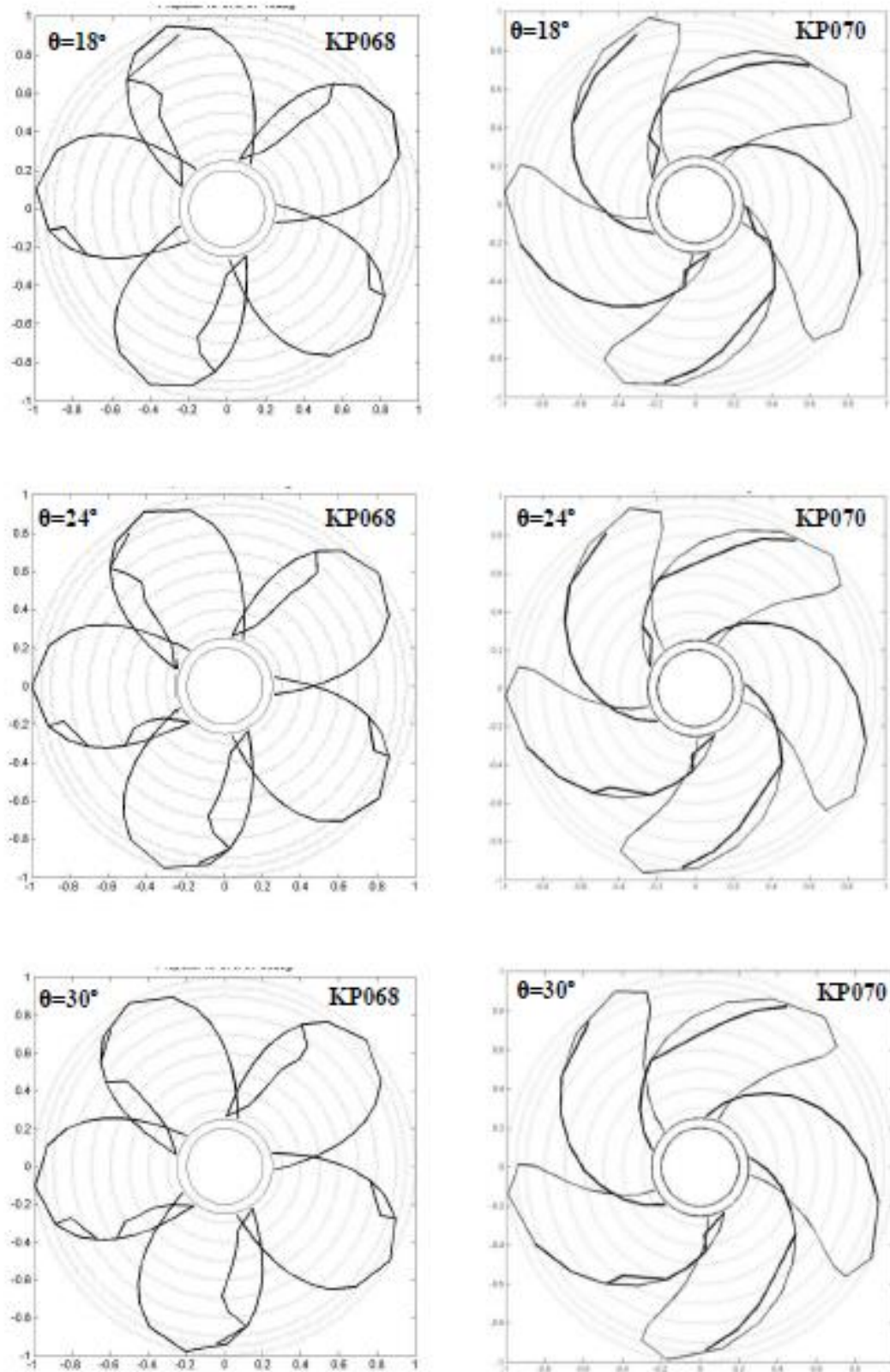
Στα σχήματα 3.31(b) και 3.32(b) απεικονίζεται η γωνιακή θέση του κέντρου της ώσης, δηλαδή η θέση στην οποία εφαρμόζεται η ώση όπως προκύπτει από την ολοκλήρωση των πιέσεων.

Στα σχήματα 3.31(c) και 3.32(c) απεικονίζεται ο συνολικός όγκος της σπηλαίωσης στο πτερύγιο και η διακύμανση του κατά την διάρκεια μίας περιστροφής του πτερυγίου. Παρουσιάζεται ένα μέγιστο όταν το κέντρο της σπηλαίωσης (όχι το κέντρο του πτερυγίου) διέρχεται από την περιοχή όπου ο ομόρρος αποκτά την μέγιστη απόκλιση και όχι απλά την μέγιστη τιμή του. Παρατηρείται ότι ο όγκος σπηλαίωσης για την KP068 είναι συμμετρικός συναρτήσει του χρόνου, το οποίο είναι συμβατό με τα δεδομένα (Kim & Nguyen, 1988). Από την άλλη, στην περίπτωση της KP070, η γωνιακή θέση του πτερυγίου για την οποία ο όγκος της σπηλαίωσης μεγιστοποιείται, μετατοπίζεται κατά 60° , το οποίο δικαιολογείται από το γεγονός ότι πρόκειται για έλικα με υψηλή πλευρική απόκλιση. Όσον αφορά τον συνολικό όγκο σπηλαίωσης η έλικα KP-068 παρουσιάζει μεγαλύτερο συνολικό όγκο καθώς και μεγαλύτερη μέγιστη τιμή από την KP070

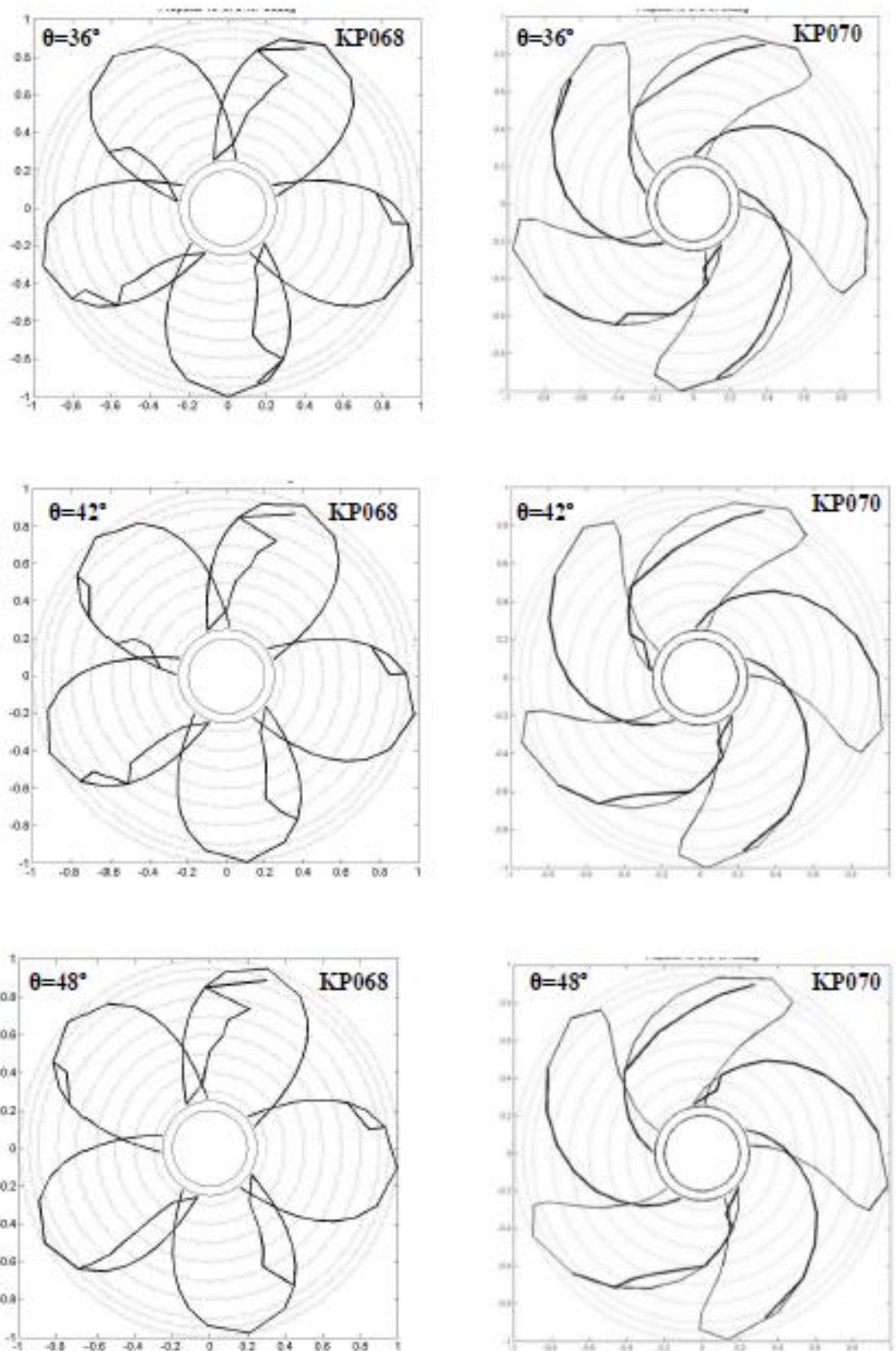
Τέλος, στα σχήματα 3.31(d) και 3.32(d) απεικονίζεται η γωνία κατά την διεύθυνση της χορδής στην θέση του κέντρου της σπηλαίωσης. Παρατηρείται ότι η σπηλαίωση μειώνεται σχετικά ομαλά, υποδεικνύοντας ότι καταρρέει προς το άκρο εκφυγής. Σε αυτό το σημείο πρέπει να αναφερθεί ότι στις γωνιακές θέσεις 130° - 140° και 340° , παρουσιάζονται αστάθειες, παρόλα αυτά θεωρούνται ήσσονος σημασίας καθώς στις συγκεκριμένες θέσεις ο όγκος σπηλαίωσης ισούται με το μηδέν.



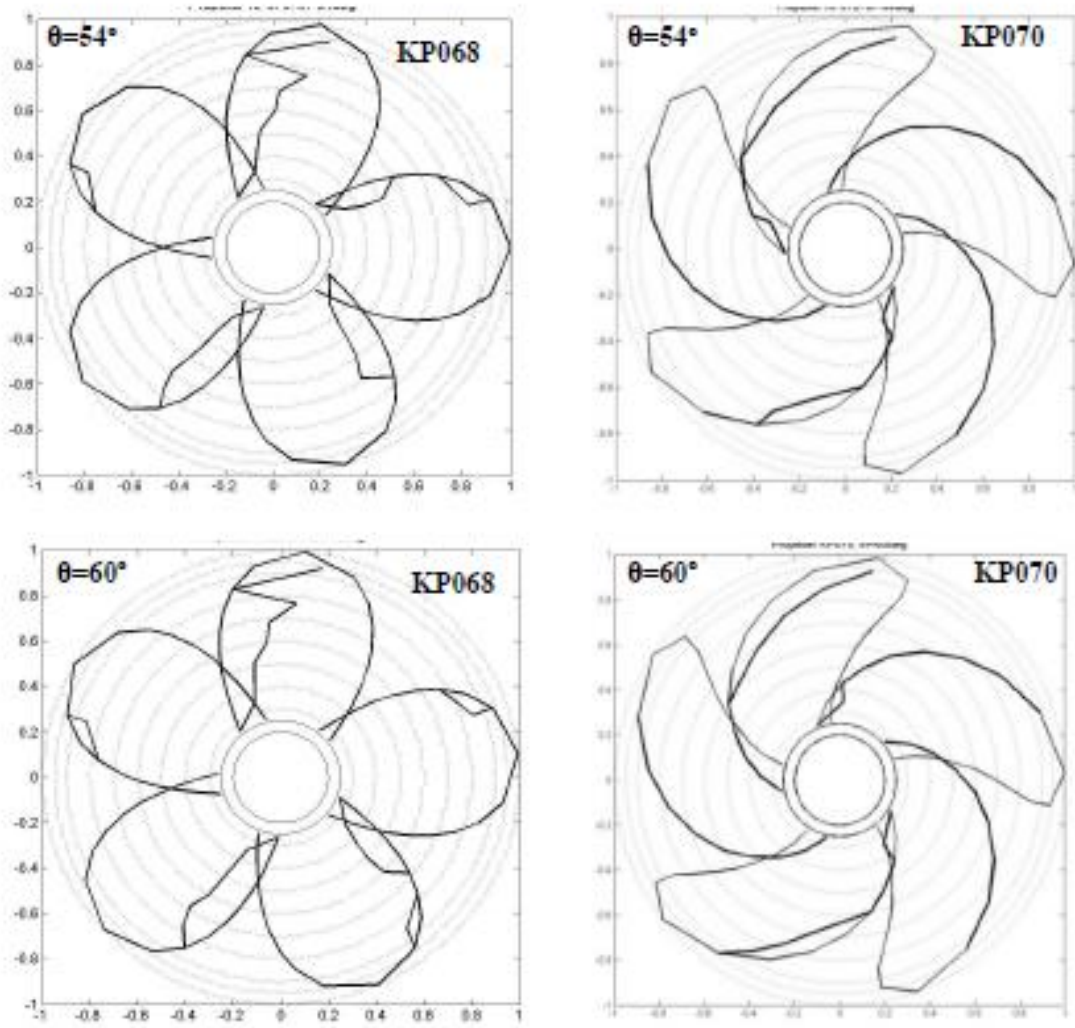
Εικόνα 3.27 Το υπολογιζόμενο μοτίβο σπηλαίωσης για τις KP068-KP070 (συν.)



Εικόνα 3.28 Το υπολογισθέν μοτίβο στηλαίωσης για τις KP068-KP070 (συν.)

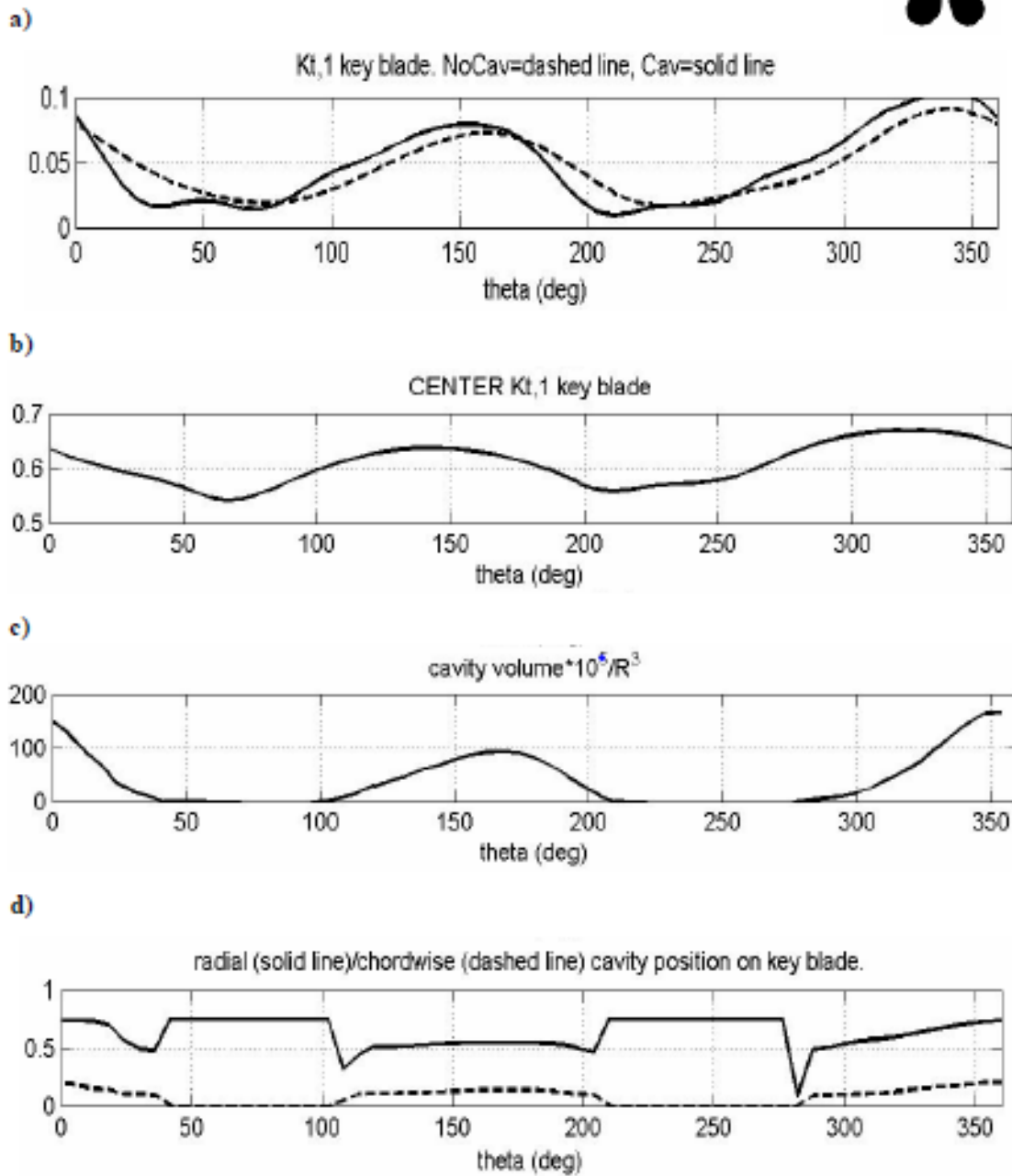


Εικόνα 3.29 Το υπολογισθέν μοτίβο στηλαίωσης για τις KP068-KP070 (συν.)



Εικόνα 3.30 Το υπολογισθέν μοτίβο στηλαίωσης για τις KP068-KP070

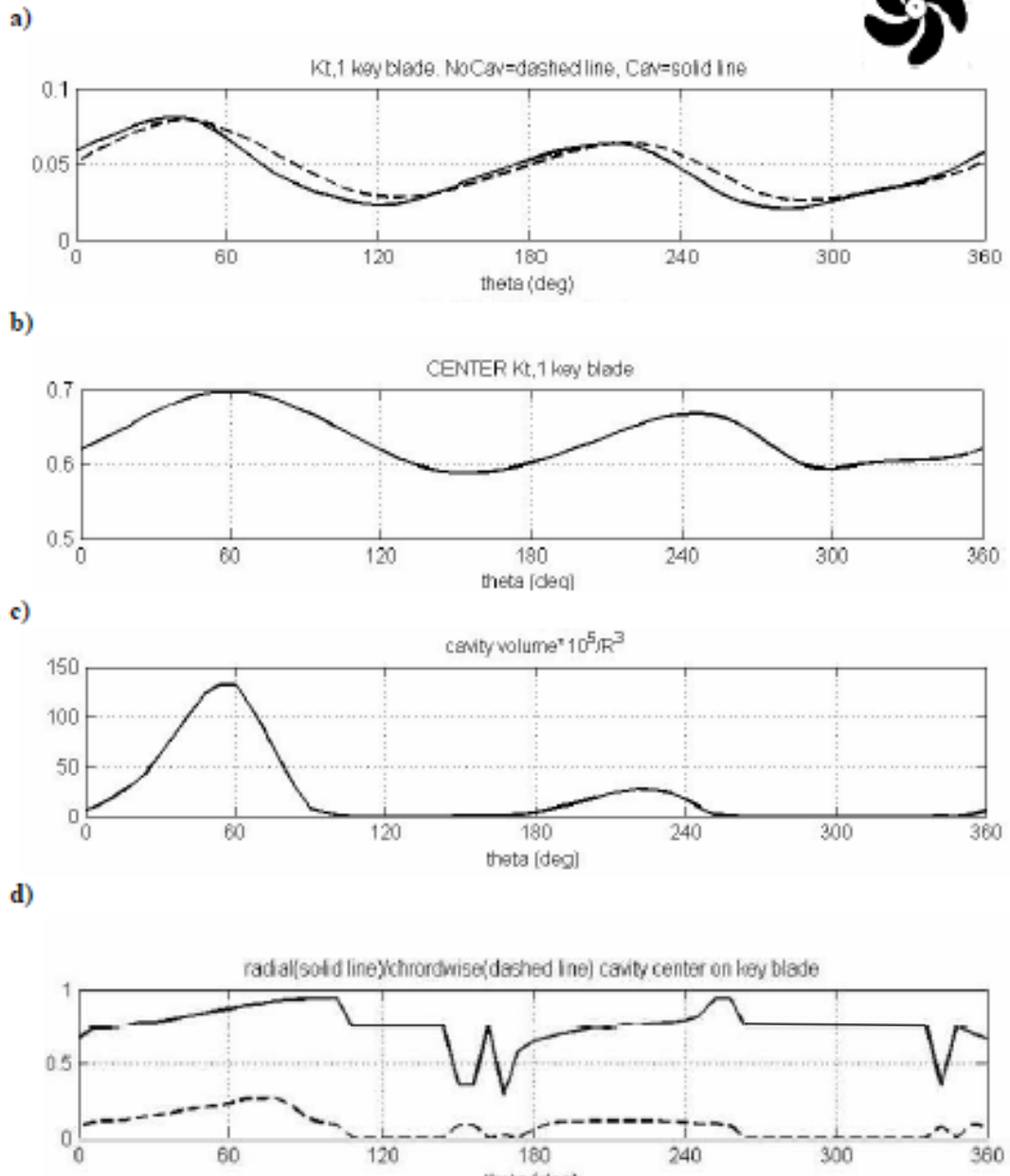
KP068



Εικόνα 3.31 Περιμετρικές αποκλίσεις για την έλικα KP-068

- Συντελεστής ώσης για την περίπτωση της σπηλαίωσης (συνεχής γραμμή) και μη σπηλαίωσης (διακεκομμένη)
- Θέση κατά την διεύθυνση του ανοίγματος του συντελεστή ώσης
- Όγκος σπηλαίωσης
- Κέντρο σπηλαίωσης γωνιακά (συνεχής γραμμή) και κατά την διεύθυνση της χορδής (διακεκομμένη γραμμή)

KP070



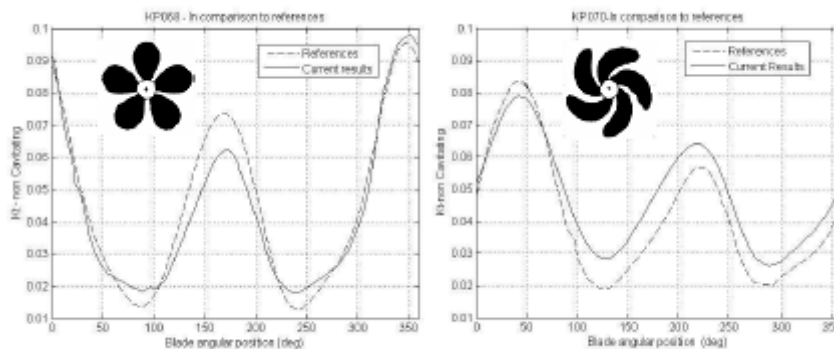
Εικόνα 3.32 Περιμετρικές αποκλίσεις για έλικα KP070

- a. Συντελεστής ώσης για την περίπτωση της σπηλαίωσης (συνεχής γραμμή) και μη σπηλαίωσης (διακεκομμένη)
- b. Θέση κατά την διεύθυνση του ανοίγματος του συντελεστή ώσης
- c. Όγκος σπηλαίωσης
- d. Κέντρο σπηλαίωσης γωνιακά (συνεχής γραμμή) και κατά την διεύθυνση της χορδής (διακεκομμένη γραμμή)

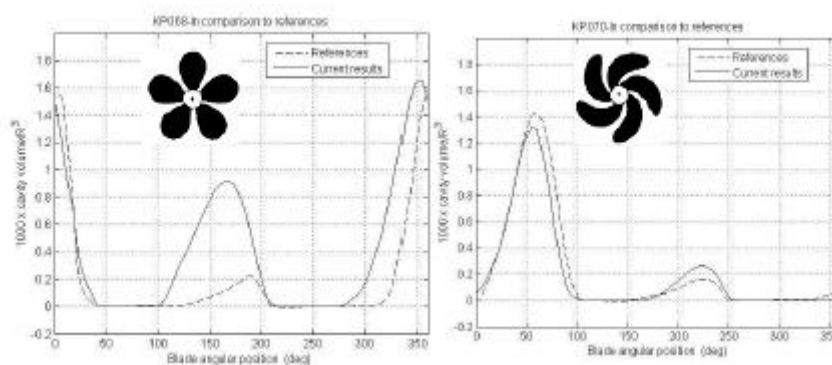
Στη συνέχεια, οι τρέχουσες προβλεφθείσες τιμές σχετικά με τους συντελεστές ώσης για την συνθήκη μη σπηλαίωσης, συγκρίνονται με τα δεδομένα τα οποία παρέχονται

από τους Kim & Nguyen (1988). Όσον αφορά την KP068, φαίνεται ότι η τρέχουσα μέθοδος συμφωνεί με τα αποτελέσματα τα οποία παρέχονται από τους Kim & Nguyen(1998), ενώ σχεδόν υπερεκτιμά τον συντελεστή ώσης στην περίπτωση της KP070. Γενικά, παρατηρείται ότι οι καμπύλες είναι συμβατές με τα δεδομένα της μελέτης αναφοράς όπως φαίνονται στο σχήμα 3.33.

Τέλος, στο σχήμα 3.34 απεικονίζεται η σύγκριση σχετικά με τα δεδομένα του όγκου σπηλαίωσης. Όπως και προηγουμένως, τα αποτελέσματα συγκρίνονται με τα δεδομένα των Kim & Nguyen (1988). Φαίνεται ότι τα δεδομένα της μελέτης αναφοράς είναι πιο κοντά σε σύγκριση με τα τρέχοντα αποτελέσματα. Αυτό το γεγονός πρόκειται να επιδράσει ελαφρώς την τελική ακουστική πρόβλεψη επειδή η έκφραση η οποία τελικά θα μας παρέχει την ακουστική πίεση, εξαρτάται από τη δεύτερη παράγωγο του όγκου σπηλαίωσης. Γενικά, η πρόβλεψη σχετικά με τον όγκο σπηλαίωσης φαίνεται να συμφωνεί με τα δεδομένα της αναφοράς εκτός από την περίπτωση της KP068, στις 100°-200°. Στο επόμενο κεφάλαιο θα συζητηθούν εκτενώς οι ανωτέρω ελαφρές αποκλίσεις σε σχέση με την πρόβλεψη του ήχου.



Εικόνα 3.33 Τρέχουσα περιμετρική απόκλιση ώσης (συνεχείς γραμμές) για την περίπτωση μη σπηλαίωσης σε σύγκριση με τα δεδομένα Kim & Nguyen) (1988) (διακεκομμένες γραμμές) στις έλικες (α) KP068 (αριστερά) (β) KP070 (δεξιά)



Εικόνα 3.34 Υπολογισθέντας όγκος σπηλαίωσης (συνεχής γραμμή) σε σύγκριση με Kim & Nguyen (1988) (διακεκομμένες γραμμές) στις έλικες (α) KP068 (αριστερά) , (β) KP070 (δεξιά)

4. Πρόβλεψη του ήχου από Ναυτική Έλικα

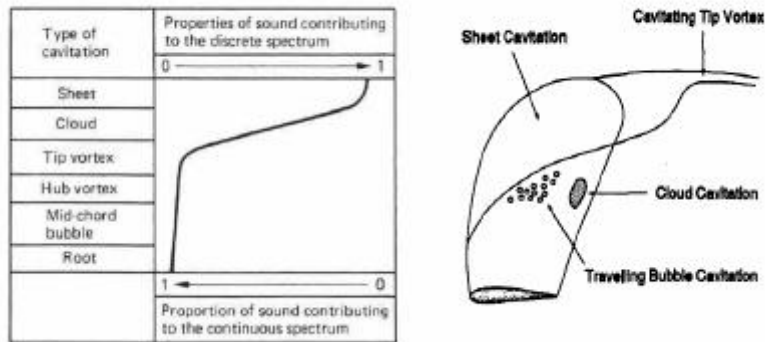
4.1 Εισαγωγή

Στο παρόν κεφάλαιο θα αναπτυχθεί ένα μοντέλο για την πρόβλεψη του υποθαλάσσιου ήχου της έλικας. Αρχικά θα κατανοήσουμε πως η έλικα παράγει θόρυβο και στην συνέχεια πως μπορεί να προκύψει ένα αποτελεσματικό χαμηλής τάξης μοντέλο το οποίο μπορεί κωδικοποιηθεί επαρκώς. Η ακουστική αναλογία η οποία προτείνεται από τον Lighthill στην εργασία του το 1952 είναι το σημείο έναρξης της σύγχρονης θεωρίας της ακουστικής. Από το 1952 υπήρξαν αρκετές τροποποιήσεις των εξισώσεων Lighthill με πιο σημαντικές αυτές του Kirchhoff και των Ffowcs Williams και Hawkings (FW-H). Ο μετασχηματισμός που θα επιλέξουμε είναι ο FW-H λόγω του γεγονότος ότι προσεγγίζει καλύτερα τα ενδογενή χαρακτηριστικά του προβλήματος μας. Η εξίσωση FW-H είναι ένας ακριβής επανακαθορισμός της συνέχειας και των εξισώσεων Navier-Stokes στην μορφή μίας ανομοιογενούς κυματικής εξίσωσης με δύο όρους επιφανειακών πηγών (μονόπολο και δίπολο) και έναν όρο όγκου πηγών (τετράπολο) Ο θόρυβος σπηλαίωσης (μονόπολο) εξαρτάται από την διακύμανση του όγκου σπηλαίωσης ως κυρίαρχη συνεισφορά αλλά και δευτερευόντως από το εκτοπιζόμενο όγκο του υγρού λόγω της περιστροφής των πτερυγίων. Ο θόρυβος φόρτισης (πηγή δίπολο) δημιουργείται από την διακύμανση της πίεσης ως αποτέλεσμα της παρουσίας της φέρουσας επιφάνειας (έλικα). Ο όρος της τετράπολης πηγής αντιπροσωπεύει μη γραμμικά φαινόμενα (όπως μη γραμμική διάδοση κύματος και απότομη κλίση; διακυμάνσεις στην τοπική ταχύτητα ήχου, θόρυβος που δημιουργείται από δονήσεις, στροβιλότητα και αναταραχή στο πεδίο ροής) και αφορά πιο υψίσυχνα φαινόμενα από αυτά που μελετώνται στη παρούσα εργασία. Στον αναγνώστη που επιθυμεί να έχει μία εις βάθος σύνοψη σχετικά με τους μετασχηματισμούς FW-H formulation δύναται να ανατρέψει στις εργασίες Farassat & Myers (1988) και Farassat (2001).

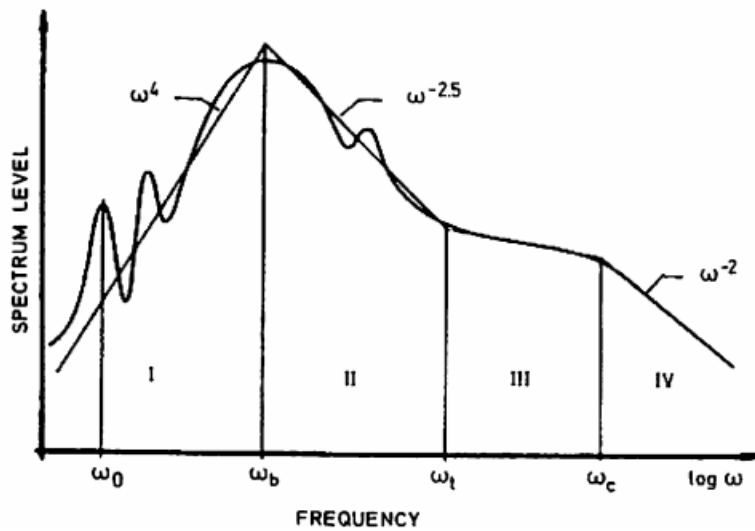
Ο θόρυβος ναυτικής έλικας μπορεί να κατηγοριοποιηθεί σε σπηλαιούμενη και μη σπηλαιούμενη συνθήκη. Τα υποβρύχια συνήθως λειτουργούν σε ταχύτητες κάτω από την ταχύτητα σπηλαίωσης και σε μεγάλα βάθη ενώ οι σπηλαιούμενες έλικες στα εμπορικά πλοία είναι συχνό φαινόμενο. Επομένως τόσο ο σπηλαιούμενος και μη σπηλαιούμενος θόρυβος ενδιαφέρει την θαλάσσια επιστημονική κοινότητα. Από όλους τους τύπους η μη μόνιμη σπηλαίωση φύλλου θεωρείται η πιο έντονη, όπως φαίνεται στην εικόνα 4.1. Όπως απεικονίζεται στην εικόνα 4.2 το φάσμα της σπηλαίωσης φύλλου απαιτεί την υψηλότερη ένταση του στις περιοχές I και II, Fine (1988). Ο θόρυβος φύλλου σπηλαίωσης έχει ως αποτέλεσμα την αύξηση και κατάρρευση φύλλου φυσαλίδων τα οποία καταλαμβάνουν ορισμένο όγκο σε κάθε πτερύγιο της έλικας. Η εικόνα 4.2 απεικονίζει το γενικό φάσμα θορύβου μιας σπηλαιούμενης έλικας. Ο θόρυβος φύλλου σπηλαίωσης κυμαίνεται σε περιοχές από τα 5 Hz μέχρι τα 10 kHz (Seol et al, 2005). Ο θόρυβος χαμηλής συχνότητας (περιοχή I και II) προκαλείται από τις διακυμάνσεις του φύλλου σπηλαίωσης που αναπαρίσταται από μία μεγάλη φυσαλίδα που δρα ως μονόπολο. Από την άλλη ο θόρυβος υψηλής συχνότητας (περιοχές III και IV) προκαλείται από την κατάρρευση του φύλλου σπηλαίωσης ή από την δημιουργία κρουστικών κυμάτων.

Τα υφιστάμενα αριθμητικά εργαλεία είναι σχετικά αξιόπιστα στην πρόβλεψη του θορύβου χαμηλής συχνότητας αλλά δεν έχουν την ίδια ακρίβεια για τις υψηλές

συχνότητες. Η μοντελοποίηση του υψίσυχνου θορύβου γίνεται πολύπλοκη λόγω των απαιτήσεων στην μοντελοποίηση των μη γραμμικών κρουστικών κυμάτων. Από την άλλη, οι πειραματικές μετρήσεις είναι ακριβέστερες στις υψηλές συχνότητες καθώς στην πειραματική δεξαμενή τα χαμηλόσυχνα φαινόμενα επηρεάζονται από ανακλάσεις τοιχωμάτων (wall reflections) για τις οποίες πρέπει να γίνονται διορθώσεις (Prins et al, 2016). Στην παρούσα εργασία επικεντρωνόμαστε στις περιοχές χαμηλών συχνοτήτων I και II όπως φαίνονται στο σχήμα 4.2, στις οποίες το αριθμητικό μοντέλο μπορεί να δώσει ικανοποιητικές προβλέψεις.



Εικόνα 4.1 α. Συνεισφορά των διαφόρων τύπων σπηλαιώσης στο φάσμα του ήχου (Carlton 2007)
 β. Σχέδιο τυπικής σπηλαιούμενης έλικας με αναπαράσταση διαφορετικών τύπων σπηλαιώσης (Fine 1988)



Εικόνα 4.2 Γενικό φάσμα θορύβου σπηλαιούμενης έλικας (Collier, 1997; Seol et al., 2005)

Θεωρείται ότι ο ολικός παραγόμενος θόρυβος αποτελείται από τρεις διαφορετικές συνιστώσες μονοπόλου, διπόλου και τετραπόλου. Η απλή υπέρθεση των παραπάνω πηγών εισάγει λάθη μικρής σημασίας. Καθώς η έλικα περιστρέφεται, μετατοπίζει το περιρρέον υγρό (λόγω του πάχους του πτερυγίου), λαμβάνοντας υπόψη την ύπαρξη μη μόνιμου φύλλου σπηλαιώσης, ο ολικός εκτοπιζόμενος όγκος αυξάνεται και η χρονική μεταβολή αυτού του όγκου γίνεται όλο και πιο σημαντική. Οι δύο ανωτέρω πηγές θορύβου δύναται να μοντελοποιηθούν μαζί ως μονόπολη πηγή με την

συνεισφορά του όγκου σπηλαιώσης να είναι κυρίαρχη. Από την άλλη η διαφορά πίεσης μεταξύ των πλευρών αναρρόφησης και πίεσης (υποπίεσης και υπερπίεσης) του πτερυγίου έχει ως αποτέλεσμα τον λεγόμενο θόρυβο φόρτισης. Ο θόρυβος φόρτισης μοντελοποιείται ως κατανομή διπόλου με την κατανεμημένη ένταση να μεταβάλλεται στον χρόνο όπως καθορίζεται από το άλμα πίεσης στα πτερύγια της έλικας. Ο θόρυβος τετραπόλου αμελείται σε αυτή την μελέτη καθώς η ταχύτητα περιστροφής της έλικας είναι πολύ χαμηλότερη από την ταχύτητα του ήχου στο νερό και γίνεται σημαντική μόνο σε ισχυρές διηχητικές ροές (Seol et al, 2005).

Η σπηλαιούμενη έλικα θεωρείται ότι συνεισφέρει κυρίαρχα στον υποθαλάσσιο ναυτιλιακό θόρυβο και λοιπές παράμετροι όπως θόρυβος μηχανών και θόρυβος ροής θεωρούνται δευτερεύουσες. Η πραγματικότητα είναι πολύ πιο πολύπλοκη, ενώ αυτή η απλουστευτική μοντελοποίηση μας επιτρέπει να λαμβάνουμε αξιόπιστα αποτελέσματα με μικρό υπολογιστικό κόστος. Επιπρόσθετα, πρέπει να αναφερθεί ότι η κατάρρευση της σπηλαιώσης είναι μία στοχαστική διαδικασία, το οποίο σημαίνει ότι δεν παρουσιάζει απολύτως γνωστή συμπεριφορά που δύναται να ποσοτικοποιηθεί με αναλυτικές συναρτήσεις. Με αυτό το δεδομένο, θα επικεντρώσουμε την ανάλυση μας στο πεδίο των χαμηλών συχνοτήτων (κάτω των 200 Hz). Για λόγους πληρότητας αναφερόμαστε σε πειραματικά αποτελέσματα ώστε να κατανοηθούν οι αρχές του σχηματισμού σπηλαιώσης και του μηχανισμού κατάρρευσης αυτού. Γενικά, το κρουστικό κύμα το οποίο παράγεται από την κατάρρευση (collapse) και την αναπήδηση (rebouncing) της σπηλαιώσης μπορεί να προκαλέσει τόσο έντονο κρουστικό κύμα το οποίο οδηγεί σε τοπική επιφανειακή φθορά και αναπόφευκτα διάβρωση σπηλαιώσης (Gilmore,1952; Hickling et al., 1964).

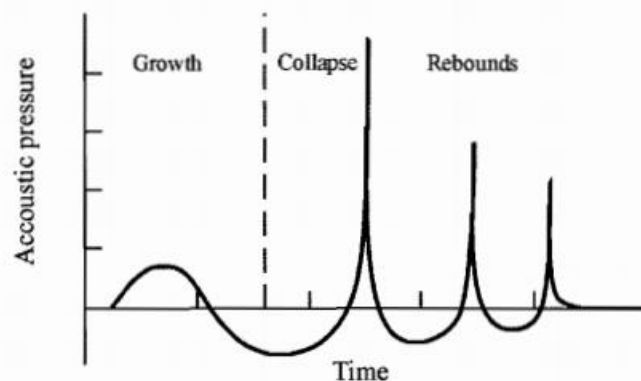
4.2 Η δυναμική της φυσαλίδας σπηλαίωσης

Το κύριο μειονέκτημα των μεθόδων ροής με δυναμικό είναι ότι αμελείται η συνεκτικότητα η οποία θεωρείται ότι εισάγει την στοχαστικότητα (τυχαιότητα) στην έναρξη της σπηλαίωσης.

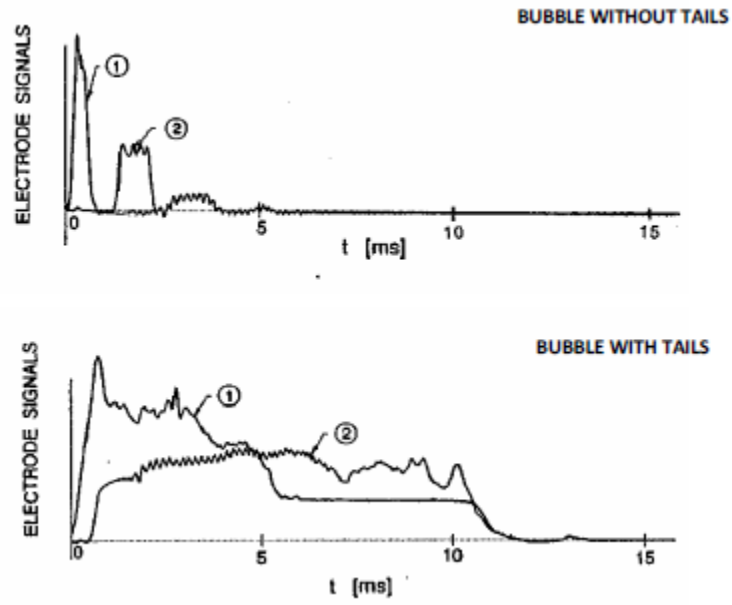
Επιπρόσθετα αμελείται τόσο η αλληλεπίδραση των φυσαλίδων, η οποία μπορεί να γίνει σημαντική όταν η συγκέντρωση φυσαλίδων αυξηθεί σημαντικά, όσο και η αλληλεπίδραση μεταξύ ανεξάρτητων διερχόμενων φυσαλίδων και σχεδόν συμπαγών επιφανειών οι οποίες αποκαλύπτουν μία πολύπλοκη μικρορευστομηχανική (microfluid-mechanics) που σχετίζεται με την αλληλεπίδραση της φυσαλίδας με το οριακό στρώμα, τα στερεά σύνορα και τις βαθμίδες μεγάλης πίεσης εξωτερικά του οριακού στρώματος οι οποίες παρουσιάζονται κοντά σε σημεία ελάχιστης πίεσης. Οι εν λόγω απλουστεύσεις αποκρύπτουν λεπτομέρειες οι οποίες μπορεί να σχετίζονται με το πως οι φυσαλίδες καταρρέουν και επομένως επηρεάζουν τον παραγόμενο θόρυβο και την εν δυνάμει φθοροποιό δράση των ροών με σπηλαίωση (Brennen, 1995).

Οι διερχόμενες φυσαλίδες σπηλαίωσης δημιουργούν μία λεπτή ταινία υγρού η οποία συγκρίνεται με το πάχος του οριακού στρώματος. Σε κάποιες περιπτώσεις, το στρώμα αυτό θα γίνει ασταθές με αποτέλεσμα ένα φύλλο με μικρές φυσαλίδες να μένει πίσω στο βραδύτερα κινούμενο οριακό στρώμα υγρού. Επιπλέον, η αλληλεπίδραση των φυσαλίδων και πτερυγίου της έλικας παράγει μικροδίνες οι οποίες οδηγούν σε γεγονότα ουράς (events with tails) ή σχάσης (fission) προ της κατάρρευσης όπως φαίνεται στην εικόνα 4.4. Ο μη συμπυκνώσιμος ατμός των φυσαλίδων προκαλεί την αναπήδησή τους (rebounding) τουλάχιστον μία φορά όπως φαίνεται στα σχήματα 4.3 και 4.4. Τέλος, η αύξηση της τιμής του αριθμού Reynolds πυροδοτεί έντονη τοπική αποκόλληση σπηλαίωσης (cavitation separation) η οποία θα έχει ως αποτέλεσμα συνημμένες ουρές πίσω από την φυσαλίδα.

Όσον αφορά τον παραγόμενο θόρυβο, οι φυσαλίδες με ουρές οδηγούν σε χαμηλότερο θόρυβο αφού η κατάρρευση φυσαλίδων χωρίς ουρά αντιστοιχεί σε μεγαλύτερη συγκέντρωση φυσαλίδων από αυτήν με ουρά (Brennen, 1995; Norwood, 2002).



Εικόνα 4.3 Δημιουργία φυσαλίδας σπηλαίωσης και κατάρρευση (Norwood, 2002).



Εικόνα 4.4 Σχηματισμός φυσαλίδας και κατάρρευση. Ο αριθμός 2 υποδεικνύει την αναπήδηση της σπηλαίωσης η οποία συμβαίνει σχεδόν πάντα. Τυπικά σήματα από γεγονός χωρίς ουρά (άνω ίχνη) και με ουρά (κάτω ίχνη) (Brennen,1995)

4.3 Η εξίσωση FW-H για υποθαλάσσιο θόρυβο έλικας

Εφόσον είναι γνωστή η κατανομή των πηγών στο κινούμενο όριο και στην ροή μπορούμε να υπολογίσουμε τον θόρυβο ο οποίος παράγεται χρησιμοποιώντας την κυματική εξίσωση. Έστω ότι η κινούμενη επιφάνεια περιγράφεται από την $f(\vec{x}, t)$ τέτοια ώστε $f > 0$ έξω από την επιφάνεια και $|\nabla f| = 1$ πάνω στην επιφάνεια. Η περιοχή $f(\vec{x}, t)$ καλείται επιφάνεια επιρροής του (x, t) . Με p' ορίζουμε την ακουστική πίεση. Ο μετασχηματισμός για την ακουστική αναλογία του Lighthill ο οποίος προτείνεται από τους Ffowcs - Williams και Hawkings (1969) οδηγεί στην ακόλουθη εξίσωση γνωστή και ως εξίσωση FW-H :

$$\frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 p'}{\partial t^2} - \nabla^2 p' = \frac{\partial}{\partial t} [\rho_0 u_n |\nabla f| \delta(f)] - \frac{\partial}{\partial x_i} [l_x |\nabla f| \delta(f)] - \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} [T_{ij} H(f)] \quad (4.1)$$

Οι τρεις πρώτοι όροι στο δεξί μέλος της εξίσωσης (4.1) είναι οι όροι μονόπολου, δίπολου και τετράπολου αντίστοιχα. Ο τελευταίος όρος εμπλέκει τον ταυστή τάσεων Lighthill T_{ij} και την συνάρτηση Heaviside $H(f)$. Επιπρόσθετα από την καταστατική σχέση (για το νερό) ισχύει:

$$p' = \rho' c^2 = (\rho - \rho_0) c^2 \quad (4.2)$$

Όπου ρ_0 και c είναι η πυκνότητα και η ταχύτητα του ήχου στο ακουστικό μέσο (νερό). Η ακουστική πίεση θεωρείται ίση με το μηδέν εντός της επιφάνειας δεδομένων. Τέλος το u_n είναι η τοπική κάθετη ταχύτητα του πτερυγίου ή της σπηλαίωσης και της επιφάνειας της έλικας και το l_x είναι η τοπική δύναμη ανά μονάδα επιφάνειας στο υγρό στην διεύθυνση x .

Στον μετασχηματισμό Farassat η λύση της εξίσωσης FW-H στο πεδίο του χρόνου (πχ. η ολική ακουστική πίεση) αποτελείται από τους ακόλουθους όρους (βλέπε υποπεριοχές I και II στην εικόνα 4.2):

$$p'(\vec{x}, t) = p'_{thickness}(\vec{x}, t) + p'_{loading}(\vec{x}, t) \quad (4.3)$$

Η εξίσωση 4.3 αναπαριστά την ακουστική πίεση λόγω του όγκου σπηλαίωσης και του φορτίου (αλλαγή σχήματος) αντίστοιχα. Όπως έχει ήδη συζητηθεί οι διακυμάνσεις του μη μόνιμου του φύλλου σπηλαίωσης μοντελοποιούνται ως μονόπολη πηγή ενώ οι διακυμάνσεις της πίεσης στην επιφάνειας του πτερυγίου ως δίπολη. Χρησιμοποιώντας τον μετασχηματισμό 1 του Farassat (2001, Eq.20), οι δεξιοί όροι της εξίσωσης (4.3) είναι ίσοι με:

$$4\pi p'_L(\vec{x}, t) = -\frac{1}{c_0} \frac{d}{dt} \int_{f=0} \left[\frac{\Delta p \vec{n} \hat{r}}{r(1-M_r)} \right]_{ret} dS + \int_{f=0} \left[\frac{\Delta p \vec{n} \hat{r}}{r^2(1-M_r)} \right]_{ret} dS \quad (4.4)$$

$$4\pi p'_T(\vec{x}, t) = \rho_0 \frac{d}{dt} \int_{f=0} \left[\frac{u_n}{r(1-M_r)} \right]_{ret} dS \quad (4.5)$$

Όπου Δp είναι η μη μόνιμη πίεση του πτερυγίου, r η απόσταση μεταξύ του παρατηρητή και ενός τυχαίου επιλεγθέντος σημείο και M_r ο αριθμός Mach.

Όπως παρουσιάστηκε στο προηγούμενο κεφάλαιο το σχήμα της σπηλαίωσης για δεδομένο αριθμό σπηλαίωσης καθορίζεται από την ικανοποίηση τόσο της δυναμικής όσο και της κινηματικής οριακής συνθήκης. Το τελικό ακουστικό κύμα παράγεται από την υπέρθεση της συνεισφοράς όλων των συνοριακών στοιχείων με διαφορετικούς χρόνους υστέρησης.

Ως χρόνος υστέρησης ορίζεται ο χρόνος τον οποίο χρειάζεται ένα ακουστικό κύμα να ταξιδέψει μία απόσταση, στην περίπτωση που εξετάζουμε το σημείο παρατήρησης. Στο πολύ κοντινό πεδίο της πηγής του ήχου, ο όρος θεωρείται ήσσονος σημασίας, αλλά στο μακρινό πεδίο επηρεάζει σημαντικά την ακουστική πρόβλεψη. Τα επίπεδα θορύβου μετρούνται σε λογαριθμική κλίμακα με μονάδα μέτρησης το decibel, σε όρους αναλογίας πίεσεως ως ακολούθως (Carlton, 2007):

$$L_p[\text{dB}] = 20 \log_{10} \left(\left| \frac{p'}{p_0} \right| \right) \quad (4.6)$$

Στην περίπτωση μας p' , είναι η πίεση υπολογισμένη στο σημείο παρατήρησης και p_0 είναι το σημείο αναφοράς πίεσης το οποίο είναι συνήθως $1 \mu\text{Pa}$ σε θαλασσινό νερό. Έχοντας υπολογίσει την ακουστική πίεση για μία σαφή χρονική περίοδο, προχωράμε στο ακουστικό φάσμα. Λαμβάνοντας υπόψη ότι η ανάλυση μας βασίζεται σε αριθμητικά εργαλεία επικεντρωμένα στην μπάντα συχνοτήτων κάτω των 200Hz .

4.4 Απλοποιημένα μοντέλα πρόβλεψης θορύβου έλικας

Στις επόμενες παραγράφους πρόκειται να εξετάσουμε την εγκυρότητα των παραδοχών οι οποίες εισήχθησαν ώστε να απλοποιήσουμε τις ανωτέρω εκφράσεις. Ξεκινώντας, με δεδομένο ότι η ταχύτητα του ήχου στο νερό είναι πολύ μεγαλύτερη από την ταχύτητα περιστροφής της έλικας θέτουμε τον αριθμό Mach ίσο με το 0 ή $M_r \ll 1$. Ο αριθμός Mach είναι μία αδιάστατη ποσότητα που αναπαριστά τον λόγο της ταχύτητας της ροής προς την τοπική ταχύτητα του ήχου c:

$$M_r = u/c \quad (4.7)$$

$$u = \sqrt{(\omega r)^2 + V_A^2} \quad (4.8)$$

$$V_A = J_n D \quad (4.9)$$

και οι αντίστοιχοι όροι αμελούνται προσεγγιστικά λόγω των μικρών ταχυτήτων ροής στο υδροδυναμικό πρόβλημα της έλικας. Επίσης η συμβολή της μεταβολής του όγκου dv/dt λόγω της αλλαγής της θέσης στην μεταβαλλόμενη επιφάνεια ($f=0$) μπορεί προσεγγιστικά να αγνοηθεί αν θεωρήσουμε ότι τα πτερύγια της έλικας αποτελούνται από λεπτές υδροτομές και ο λόγος μεταβολής του όγκου τους καθώς περιστρέφονται θεωρείται πολύ μικρός. Επιπλέον καθώς μας ενδιαφέρει η ολοκλήρωση των πιέσεων που έχουν ως αποτέλεσμα την δημιουργία της ώσης, λαμβάνουμε υπόψη μόνο την συνεισφορά αυτών των δυνάμεων $I_x = \Delta p n_x$ (εικόνα 4.5):

$$4\pi p'_L(\vec{x}_p, t) \approx \frac{1}{c_0} \int_{f=0} \left[\frac{\hat{i}_x \hat{r}_x}{r_t} \right]_{ret} dS_{x_0} + \int_{f=0} \left[\frac{\hat{i}_x \hat{r}_x}{r_t^2} \right]_{ret} dS_{x_0} \quad (4.10)$$

Όπου r_L είναι η απόσταση μεταξύ του παρατηρητή και ενός τυχαία επιλεγμένου σημείου στην επιφάνεια επίδρασης

$$r_L = |\vec{x}_p - \vec{x}_0| \quad (4.11)$$

και η επισήμανση ($\hat{\cdot}$) στην ανωτέρω εξίσωση, (αλλά και στις επόμενες) χαρακτηρίζει την χρονική διαφοροποίηση.

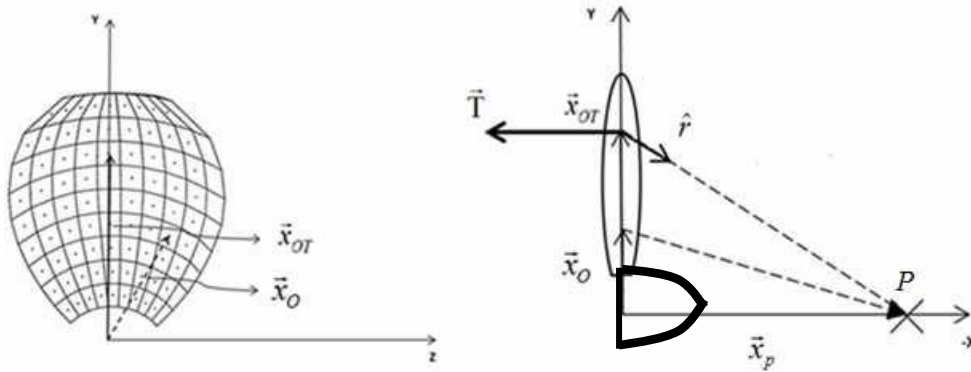
Το μοναδιαίο διάνυσμα \hat{r}_x στην διεύθυνση r, κάθετο στην διεύθυνση των x υπολογίζεται ως ακολούθως:

$$\hat{r}_x = (\vec{x}_p - \vec{x}_0) / r_L \quad (4.12)$$

ενώ το διάνυσμα \hat{r}_t χαρακτηρίζει αντίστοιχα την απόσταση μεταξύ του σημείου παρατήρησης και του σημείου x_{0T} (κέντρο του σημείου ώσης)

Αντίστοιχα για την επίδραση του όγκου σπηλαίωσης έχουμε:

$$4\pi p'_T(\vec{x}_p, t) \approx \rho_0 \int_{f=0} \left[\frac{u_n}{r_t} \right]_{ret} dS_{x_0} \quad (4.13)$$



Εικόνα 4.5 Σχηματική αναπαράσταση σχετικά με το σημείο παρατήρησης \vec{x}_p και ένα τυχαίο επιλεγμένο σημείο \vec{x}_0 την επιφάνεια επίδρασης και \vec{x}_{0T} αναφέρεται στο κέντρο του σημείου ώσης

Σχετικά με την συνεισφορά των όρων ολοκληρωμάτων σε ένα σημείο παρατήρησης P (εικόνα 4.5) τοποθετημένο σε σχετικά μικρή απόσταση από την έλικα συνήθως (5-10D) οι ανωτέρω εκφράσεις μπορούν να απλοποιηθούν περισσότερο. Με αυτό τον σκοπό η απόσταση $\vec{x}_p - \vec{x}_0(t)$ μεταξύ P και κάθε σημείο του πτερυγίου προσεγγίζεται από την απόσταση μεταξύ P και του κέντρου της ώθησης του πτερυγίου (εξίσωση 4.11) και την απόσταση P και τον όγκο της σπηλαίωσης (εξίσωση 4.13). Ας υποθέσουμε δύο διαφορετικά σημεία τα οποία ανήκουν στην επιφάνεια επίδρασης. Το πρώτο αναπαριστά το κέντρο της ώσης ενώ το δεύτερο είναι τυχαία επιλεγμένο.

Τα δύο διανύσματα σχετίζονται με την ακόλουθη εξίσωση :

$$\vec{x}_{0T}, \vec{x}_0 \in S (\Rightarrow f = 0) \quad (4.14)$$

$$\vec{x}_0 = \vec{x}_{0T} + \delta\vec{x}_0, \text{ ή} \quad (4.15)$$

$$\vec{x}_p - \vec{x}_0(t) = \vec{x}_p - \vec{x}_{0T} - \delta\vec{x}_0, \quad (4.16)$$

Όσον αφορά το σημείο παρατήρησης επιλέγεται τουλάχιστον πέντε διαμέτρους μακριά από την πηγή ήχου, επομένως :

$$|\vec{x}_p| > 5D \Rightarrow \frac{|\delta\vec{x}_0|}{|\vec{x}_p - \vec{x}_{0T}|} \ll 1 \quad (4.17)$$

Καταλήγοντας στην ακόλουθη έγκυρη διατύπωση

$$|\vec{x}_p - \vec{x}_0| \approx |\vec{x}_p - \vec{x}_{0T}| \quad (4.18)$$

Επιπλέον, η ακουστική πίεση του φορτίου υπολογίζεται χρησιμοποιώντας την απόκλιση της τοπικής πίεσης από την μέση τιμή αυτής κατά την διάρκεια μίας περιστροφής της έλικας. Με αυτό το δεδομένο, αντίστοιχα μειωμένη υπολογίζουμε την ώση. Γενικότερα, αντικαθιστώντας το ολοκλήρωμα με το σύνολο λαμβάνουμε την ακουστική πίεση:

$$p'_L = -\frac{1}{4\pi c} \sum_{k=1}^Z \frac{dT_k(t)}{dt} \frac{x_p - x_{OT}}{r_L^2} + \frac{1}{4\pi c} \sum_{k=1}^Z \widetilde{T}_k(t) \frac{x_p - x_{OT}}{r_L^3} \quad (4.19)$$

$\widetilde{T}_k(t) = T_k(t) - \overline{T}_k$, είναι η εναλλασσόμενη (μη μόνιμη) συνιστώσα της ώσης του πτερυγίου με \overline{T}_k να συμβολίζει την μέση τιμή ώσης σε μία στροφή της έλικας

Από την άλλη σχετικά με τον όρο του όγκου σπηλαίωσης, ξεκινώντας από την εξίσωση 4.13 έχουμε

$$4\pi p'_T(\vec{x}, t) \approx \rho_0 \int_{f=0} [\frac{\dot{u}_n}{r_T}]_{ret} dS_{x_0} \quad (4.20)$$

Όπου r η απόσταση μεταξύ του σημείου παρατήρησης και του σημείου όγκου της σπηλαίωσης

$$r_T = |\vec{x}_p - \vec{x}_{OC}(t)| \quad (4.21)$$

Όπως και προηγουμένως η συνεισφορά λόγω της αλλαγής θέσης της μεταβαλλόμενης επιφάνειας των πτερυγίων προσεγγιστικά μπορεί να αγνοηθεί, όποτε καταλήγουμε

$$4\pi p'_T(\vec{x}, t) \approx \rho_0 \frac{d}{dt} \left[\left[\frac{1}{r_T} \right]_{ret} \int_{f=0} u_n dS \right] \quad (4.22)$$

Και χρησιμοποιώντας

$$\int_{f=0} u_n dS \approx \frac{dV_{cav}(t)}{dt} \quad (4.23)$$

λαμβάνουμε

$$4\pi p'_T(\vec{x}, t) \approx \frac{\rho_0}{4\pi} \sum_k \left[\frac{d}{dt} \frac{dV_{cav}(t)}{dt} \frac{1}{|\vec{x}_p - \vec{x}_{OC}(t)|} \right] \quad (4.24)$$

ή

$$p'_T = \frac{\rho}{4\pi} \sum_{k=1}^Z \left[\frac{d^2 V_{cav}(t)}{dt^2} \frac{1}{r_T} \right] \quad (4.25)$$

Σε αυτό το σημείο κάθε απαραίτητος όρος για τον υπολογισμό της ακουστικής πίεσης είναι διαθέσιμος από την ανάλυση μη μόνιμης ροής που παρουσιάστηκε στο κεφάλαιο 3 (με ή χωρίς σπηλαίωση). Το τελικό προσεγγιστικό αποτέλεσμα σχετικά με το παρόν απλοποιημένο μοντέλο για την εκτίμηση της δημιουργίας θορύβου της έλικας λαμβάνει υπόψη τις συνεισφορές μονόπολων και δίπολων πηγών:

$$p' = \frac{\rho}{4\pi} \sum_{k=1}^Z \left[\frac{d^2 V_{cav}(t)}{dt^2} \frac{1}{r_T} \right] - \frac{1}{4\pi c} \sum_{k=1}^Z \frac{dT_k(t)}{dt} (t) \frac{x_p - x_{OT}}{r_L^2} + \frac{1}{4\pi c} \sum_{k=1}^Z \widetilde{T}_k(t) \frac{x_p - x_{OT}}{r_L^3} \quad (4.26)$$

4.5 Αποτελέσματα και συζήτηση

Σε αυτή την παράγραφο παρουσιάζονται τα αποτελέσματα της σπηλαιούμενης έλικας KP068 (χωρίς πλευρική απόκλιση) και KP070 (70° πλευρική απόκλιση) (Belibassakis 2018, 2019) ώστε να δειχθεί η δυνατότητα εκτίμησης του θορύβου της έλικας επί της βάσης του απλοποιημένου μοντέλου. Σύμφωνα με αναφορές οι έλικες με πλευρική απόκλιση παρουσιάζουν μικρότερες μεταβολές πίεσεως και αντιστοίχως επίπεδα θορύβου, επομένως συγκρίνουμε έλικα με πλευρική και χωρίς πλευρική απόκλιση ώστε να διαπιστωθεί αν υπάρχει κάποια ουσιαστική διαφορά μεταξύ τους. Σε αυτό το σημείο πρέπει να αναφέρουμε ότι εισαχθέντα δεδομένα έχουν αναδιαστασιοποιηθεί ώστε να αναπαριστούν μελέτη πραγματικής περίπτωσης, όπως φαίνεται στον πίνακα 4.1.

Αρχικά θεωρούμε κινούμενο παρατηρητή με ακριβώς την ίδια ταχύτητα προχώρησης με της έλικας, ώστε η απόσταση μεταξύ παρατηρητή και έλικας να παραμένει σταθερή. Το επιλεγμένο σημείο παρατήρησης (P) είναι τοποθετημένο σε απόσταση 10 φορές της ακτίνας της έλικας (R). Και για τις δύο περιπτώσεις ελίκων, αρχικά το σημείο παρατήρησης, λαμβάνεται σε κατακόρυφη θέση από την επιφάνεια της θάλασσας ίδια με αυτή του ελικοφόρου άξονα και πραγματοποιείται φασματική ανάλυση του ληφθέντος σήματος ώστε να μπορούν να συγκριθούν μεταξύ τους τα φάσματα συχνοτήτων του θορύβου. Έπειτα, το σημείο παρατήρησης μεταβάλλεται συστηματικά πάνω σε επιφάνεια της σφαίρας με την ίδια ακτίνα (10R) και υπολογίζουμε την ολική ακουστική ενέργεια για την χαμηλόσυχη περιοχή ώστε να απεικονιστούν τα χαρακτηριστικά της κατευθυντικότητας.

Η διάμετρος επιλέχθηκε ίση με 7 μέτρα και οι στροφές της έλικας ανά λεπτό ίσες με 100, τα υπόλοιπα δεδομένα παρατίθενται στον πίνακα 4.1. Χρησιμοποιώντας την ακόλουθη εξίσωση υπολογίζεται εύκολα η ταχύτητα προχώρησης στην ρεαλιστική κλίμακα.

$$J = \frac{V}{n \cdot D} = 0.889 \Rightarrow V = 10.4 \text{ m/sec ή } 20.22 \text{ κόμβους}$$

Όπως έχει ήδη αναφερθεί, το πρόβλημα του θορύβου ή ολική ακουστική πίεση απαιτεί συγκεκριμένα δεδομένα τα οποία έχουν ήδη υπολογιστεί με τον κώδικα VLM (όπως αναλύθηκε στο κεφάλαιο 3). Η εξίσωση αυτή μας παρέχει την ολική ακουστική πίεση που παρατίθεται ακολούθως:

$$\rho' = \frac{\rho}{4\pi} \sum_{k=1}^Z \left[\frac{d^2 V_{cav}(t)}{dt^2} \frac{1}{r_T} \right] - \frac{1}{4\pi c} \sum_{k=1}^Z \frac{dT_k(t)}{dt} (t) \frac{x_p - x_{OT}}{r_L^2} + \frac{1}{4\pi c} \sum_{k=1}^Z \widetilde{T}_k(t) \frac{x_p - x_{OT}}{r_L^3}$$

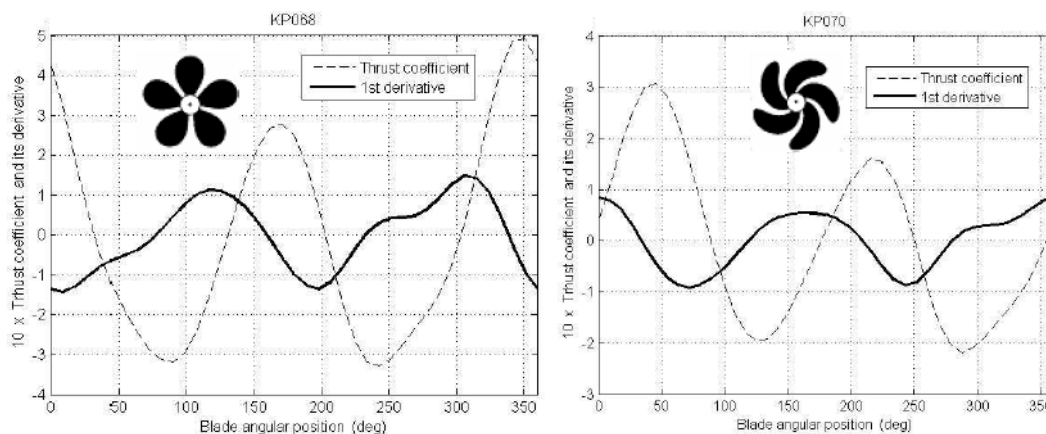
Πίνακας 4.1 Αναδιαστασιοποιημένα Χαρακτηριστικά για τις KP068 KP070

Αριθμός Πτερυγίων	5
Διάμετρος D	7 m
Λόγος της εκτεταμένης επιφάνειας $\frac{A_E}{A_0}$	0.725
Μέση γραμμή τομής (Section Meanline)	NACA a=0.8

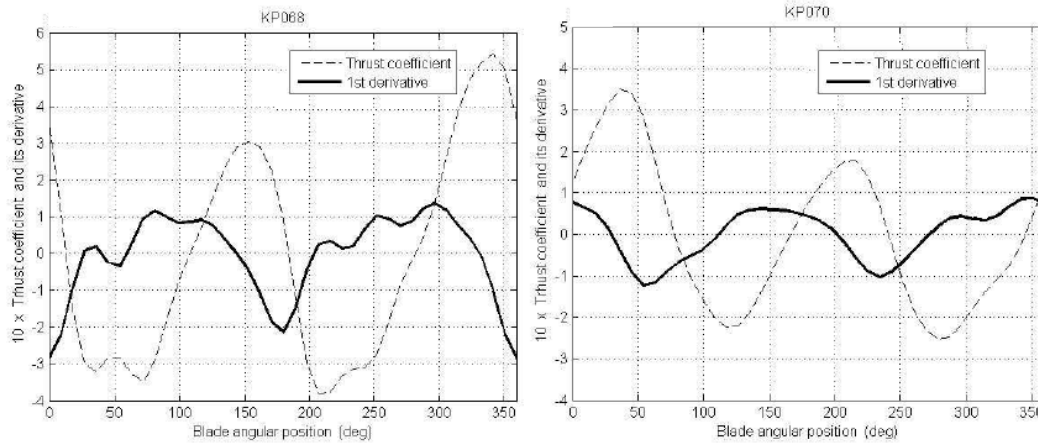
Πάχος τομής (Section Thickness)	NACA 66 Mod
Συντελεστής προχώρησης της έλικας $J = \frac{V}{n \cdot D}$	0.889
Συντελεστής Ώσης $K_T = \frac{T}{\rho n^2 D^4}$	0.202
Αριθμός σπηλαίωσης σ_n	3
Αριθμός Froude έλικας $Fr_{nD} = \frac{n^2 D}{g}$	2

Η πυκνότητα και η ταχύτητα του ήχου σε αδιατάραχτο μέσο είναι $\rho=1025 \text{ kg/m}^3$ και $c=1500 \text{ m/sec}$, αντίστοιχα. Η πίεση αναφοράς που συγκρίνουμε ώστε να υπολογιστεί το επίπεδο ηχητικής πίεσης (sound pressure level (SPL)) είναι $1\mu\text{Pa}=10^{-6} \text{ Pa}$.

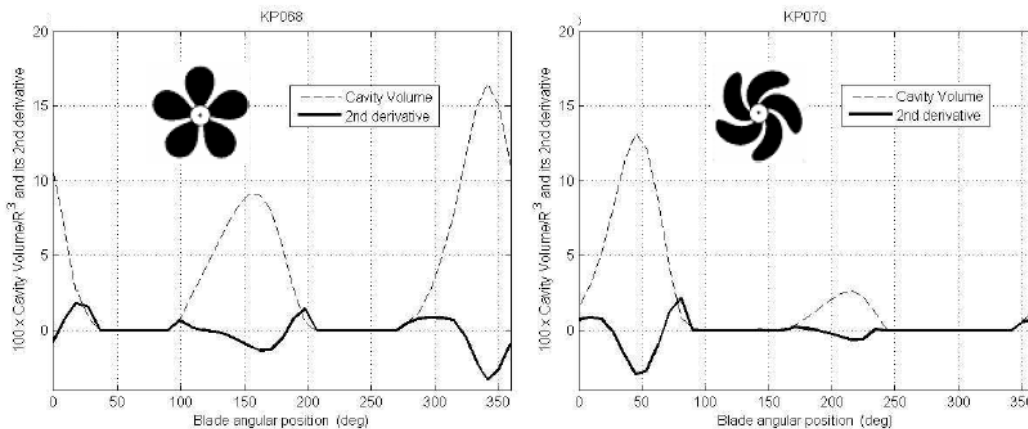
Στην συνέχεια, θα αναφερθούμε στο πρόβλημα ακουστικής πίεσης λόγω μεταβολής του όγκου της σπηλαίωσης. Αυτός ο όρος μπορεί να υπολογιστεί χρησιμοποιώντας την δεύτερη παράγωγο του όγκου αυτής ως προς τον χρόνο. Εκτός από τον όγκο για κάθε περιφερειακή θέση, χρειαζόμαστε και το κέντρο του ώστε να συγκεκριμενοποιήσουμε την απόσταση από το σημείο παρατήρησης. Σχηματική απεικόνιση αυτών των μεγεθών φαίνεται στις εικόνες 4.7, 4.8. Τα ακόλουθα σχήματα παρουσιάζουν τη διακύμανση του συντελεστή ώσης για την μη σπηλαιούμενη (σχήμα 4.6) και σπηλαιούμενη έλικα (εικόνα 4.7) ως προς την μέση τιμή και τον αντίστοιχο όγκο σπηλαίωσης του περυσίου (εικόνα 4.8) μαζί με τις αντίστοιχες χρονικές παραγώγους του.



Εικόνα 4.6 Ο συντελεστής ώσης (μη σπηλαίωση) μειμένος κατά την μέση τιμή του (διακεκομμένη γραμμή) μαζί με τις πρώτες παραγώγους (συνεχής γραμμή). Για σαφής απεικόνιση ο συντελεστής ώσης έχει πολλαπλασιαστεί με 10 α. KP068 (αριστερά) β. KP070 (δεξιά).



Εικόνα 4.7 Ο συντελεστής ώσης (σπηλαίωση) μειωμένος από την μέση τιμή του (διακεκομμένη γραμμή) μαζί με τις πρώτες παραγώγους (συνεχής γραμμή). Για σαφής απεικόνιση ο συντελεστής ώσης έχει πολλαπλασιαστεί επί 10 α. KP068 (αριστερά) β. KP070 (δεξιά). (Belibassakis 2018)

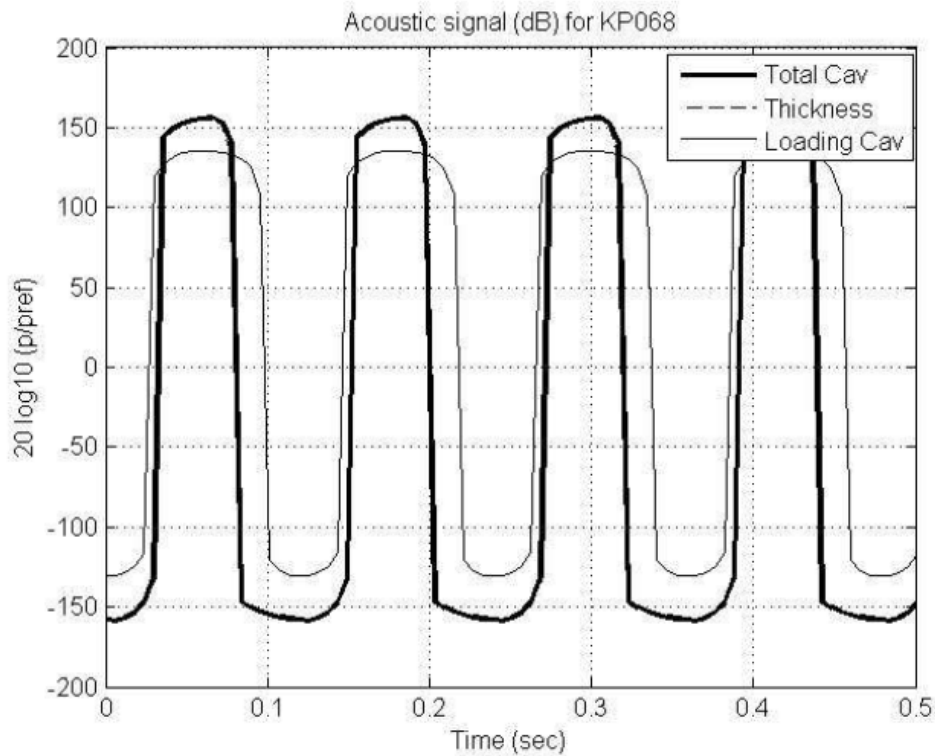


Εικόνα 4.8 Ο όγκος σπηλαίωσης (διακεκομμένη γραμμή) και η δεύτερη παράγωγος (συνεχής γραμμή). Για σαφής απεικόνιση ο όγκος σπηλαίωσης έχει πολλαπλασιαστεί επί 100 α. KP068 (αριστερά) β. KP070 (δεξιά). (Belibassakis 2018)

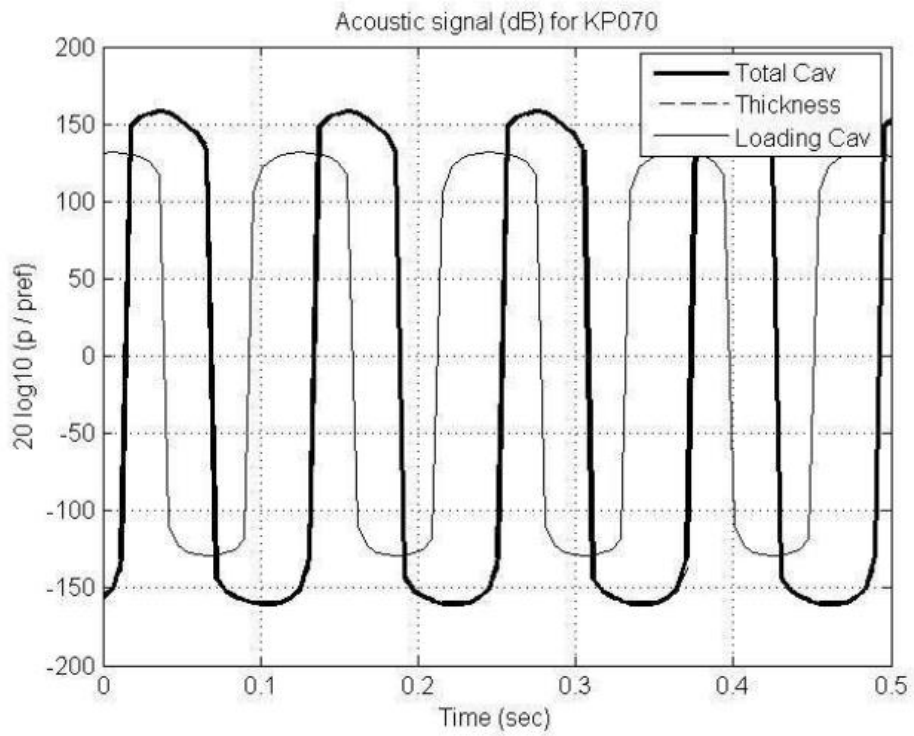
Αρχικά παρατηρούμε ότι η χωρίς πλευρική απόκλιση σπηλαιούμενη έλικα (KP068) παρουσιάζει αστάθειες σχετικά με την πρώτη παράγωγο του συντελεστή ώσης (βλέπε εικόνα 4.7α). Αυτές οι αστάθειες είναι σε συμφωνία με την αντίστοιχη παρατήρηση από τα μοτίβα σπηλαίωσης στο κεφάλαιο 3 (εικόνες 3.27-3.30). Όσο για την εικόνα 4.8 ακόμα και αν η KP068 παρουσιάζει μεγαλύτερο μέγιστο όγκο σπηλαίωσης, δεν υπάρχει ουσιαστική διαφορά στην δεύτερη παράγωγο η οποία καθορίζει τον εκπεμπόμενο θόρυβο. Συγκεκριμένα, φαίνεται ότι ο όγκος σπηλαίωσης εμφανίζει υψηλότερες τιμές για την περίπτωση της KP070 και διακύμανση στην δεύτερη παράγωγο (στις γωνιακές θέσεις 340°-90° με 170° – 240°) το οποίο σημαίνει ότι αναμένουμε υψηλότερα επίπεδα θορύβου. Επιπρόσθετα χρησιμοποιώντας την εξίσωση 4.6 υπολογίζουμε το ακουστικό σήμα το οποίο ο παρατηρητής δέχεται στο πεδίο του χρόνου για διάρκεια 0.5 δευτερολέπτων:

$$L_p[\text{dB}] = 20 \log_{10} \left(\left| \frac{p'}{\rho_0} \right| \right)$$

Το σήμα μετριέται στην κλίμακα των decibel (dB) σε όρους ακουστικής αναλογίας. Η απόσταση από τον παρατηρητή επιλέχθηκε ίση με 5 διαμέτρους ή 35 μέτρα ώστε να ικανοποιούνται οι απαιτήσεις του απλοποιημένου μοντέλου (εξισώσεις 4.18, 4.19). Ο παρατηρητής επιλέχθηκε να ακολουθεί την πηγή του ήχου με ακριβώς την ίδια ταχύτητα προχώρησης. Οι ακόλουθες εικόνες απεικονίζουν το ολικό ακουστικό σήμα (έντονη γραμμή) μαζί τις συνιστώσες του. Πρέπει να ξεκαθαριστεί ότι ο όγκος σπηλαίωσης σχεδόν συμπίπτει με το σύνολο το οποίο δείχνει ότι ο όρος είναι ο κυρίαρχος παράγοντας του θορύβου της έλικας. Επιπρόσθετα, είναι ξεκάθαρο ότι στην περίπτωση της KP068 ο όρος φορτίου είναι στην ίδια φάση με τον όγκο σπηλαίωσης το οποίο σημαίνει ότι το φορτίο ενισχύει το ολικό ακουστικό σήμα (εικόνα 4.9), ενώ δεν ισχύει στην περίπτωση της KP070. Φαίνεται ότι σε τακτικά διαστήματα τα δύο σήματα ακυρώνουν το ένα το άλλο (εικόνα 4.10). Η διαφορά φάσης που παρατηρείται από τους δύο όρους πηγάζει από το γεγονός ότι η KP070 είναι έλικα υψηλής πλευρικής απόκλισης.



Εικόνα 4.9 Το ολικό ακουστικό σήμα με αναφορά στο 1μPa @ 35m (έντονη γραμμή) και τις συνιστώσες όγκου σπηλαίωσης, (διακεκομμένη γραμμή) και φορτίο (συνεχής γραμμή) τις οποίες λαμβάνει ο παρατηρητής για την περίπτωση της σπηλαιούμενης KP068

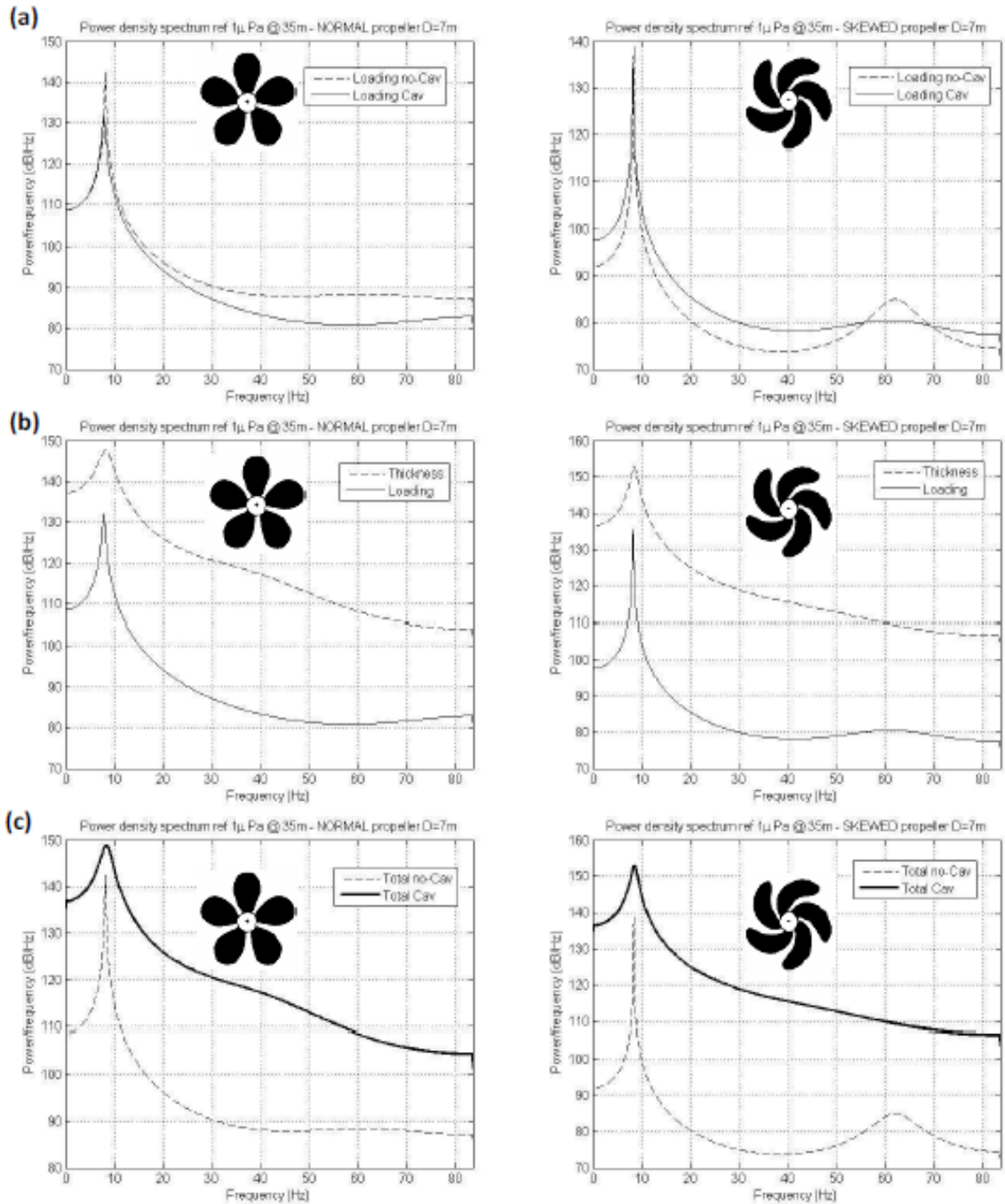


Εικόνα 4.10 Το ολικό ακουστικό σήμα με αναφορά στο 1μPa @ 35m (έντονη γραμμή) και τις συνιστώσες όγκου σπηλαιώσης, (διακεκομμένη γραμμή) και φορτίο (συνεχής γραμμή) τις οποίες λαμβάνει ο παρατηρητής για την περίπτωση της σπηλαιούμενης KP070

4.5.1 Ανάλυση φάσματος ισχύος

Ακολουθώντας, χρησιμοποιώντας το σήμα ακουστικής πίεσης υπολογίζουμε την πυκνότητα του φάσματος ισχύος στο πεδίο των συχνοτήτων ώστε να λάβουμε την κατανομή ισχύος ανά μονάδα συχνότητας. Σύμφωνα με την ανάλυση Fourier κάθε φυσικό σήμα μπορεί να αποσυντεθεί σε πλήθος διακριτών συχνοτήτων ή εύρος συχνοτήτων σε μία συνεχή εμβέλεια. Ακολουθούν τα διαγράμματα σχετικά με την ανάλυση ισχύος. Όλα τα διαγράμματα παρουσιάζουν μέγιστο γύρω από την συχνότητα πτερυγίου. Η συχνότητα πτερυγίου υπολογίζεται πολλαπλασιάζοντας τις στροφές ανά δευτερόλεπτο με τον αριθμό των πτερυγίων. Η εικόνα 4.11 (a) απεικονίζει τον όρο φορτίου τόσο για την σπηλαιούμενη όσο και τη μη σπηλαιούμενη συνθήκη. Ο όρος ακουστικής πίεσης επηρεάζεται ελαφρώς από την έναρξη της σπηλαιώσης (εικόνες 3.27-3.31). Συγκεκριμένα η έλικα με πλευρική απόκλιση παρουσιάζει χαμηλότερα επίπεδα θορύβου περίπου 3dB. Αυτό το αποτέλεσμα είναι σε συμφωνία με έγκυρα πειραματικά αποτελέσματα, καθώς οι έλικες με πλευρική απόκλιση προτιμώνται λόγω του γεγονότος ότι παρουσιάζουν ομαλότερη κατανομή πίεσης με λιγότερες ταλαντώσεις και χαμηλότερα επίπεδα θορύβου. Η πυκνότητα ισχύος παρουσιάζει μέγιστο στην συχνότητα πτερυγίου (περί τα 8.5Hz) το οποίο είναι αναμενόμενο. Επιπλέον η KP068 παρουσιάζει ελαφρά αυξημένα επίπεδα θορύβου για το σύνολο της μπάντας συχνοτήτων. Τέλος παρατηρείται ότι ο θόρυβος φόρτισης της KP070 παρουσιάζει ένα δεύτερο μέγιστο περί την συχνότητα των 65 Hz το οποίο συμβαίνει λόγω της διαφοράς φάσης των δύο όρων του θορύβου φόρτισης. Στην εικόνα 4.11 (b) παρατηρείται ότι με την εμφάνιση της σπηλαιώσης το επίπεδο θορύβου αυξάνεται σημαντικά. Η καμπύλη όγκου σπηλαιώσης παρουσιάζει και αυτή μέγιστο περί την συχνότητα πτερυγίου. Σε αντίθεση από την ως άνω αναφερόμενη συμπεριφορά σχετικά με τον θόρυβο φόρτισης, απεικονίζεται ότι η σπηλαιώση συντελεί σε πιο θορυβώδη έλικα με πλευρική απόκλιση. Στην πραγματικότητα το γεγονός αυτό δεν συνάδει με το αναμενόμενο, παρόλα αυτά λαμβάνοντας υπόψη ότι τα δεδομένα εισόδου για τον όγκο για την KP070 παρουσιάζουν μία κάπως στενότερη καμπύλη συγκριτικά με τις τιμές αναφοράς (εικόνα 4.8) συμπεραίνουμε ότι το αποτέλεσμα είναι αναμενόμενο.

Τέλος, ο ολικός παραγόμενος θόρυβος για τις επιλεγθείσες έλικες παρουσιάζονται στην εικόνα 4.11 (c). Παρατηρείται ότι η μέγιστη τιμή στην συχνότητα κορυφής είναι μεγαλύτερη για την έλικα με πλευρική απόκλιση ενώ το αντίστοιχο φάσμα είναι στενότερο. Όπως προηγουμένως οι παρατηρηθείσες αστάθειες για τον υπολογισμένο ρυθμό μεταβολής του όγκου της σπηλαιώσης έχουν ως αποτέλεσμα μια πιο θορυβώδη KP070.



Εικόνα 4.11 Το αποτέλεσμα της πυκνότητας φάσματος ισχύος με αναφορά $1\mu\text{Pa} @ 35\text{m}$ σχετικά με την KP068 (αριστερά) και KP070 (δεξιά) σε απόσταση 5 διαμέτρων από την πηγή ήχου
 α) Όρος φορτίου για σπηλαιώση (συνεχής γραμμή) και μη σπηλαιώση (διακεκομμένη γραμμή)
 β) Όρος φορτίου (συνεχής γραμμή) και όγκου σπηλαιώσης (διακεκομμένη γραμμή), για συνθήκη σπηλαιώσης και
 γ) Ο ολικός παραγόμενος θόρυβος που αφορά συνθήκες σπηλαιώσης (έντονη γραμμή) και μη σπηλαιώσης (διακεκομμένη γραμμή)

Ο πίνακας 4.2 παρουσιάζει την μέγιστη ισχύ κατά μήκος της αντίστοιχης συχνότητας για την υπολογισθείσα πυκνότητα φάσματος πίεσης. Παρατηρώντας την περίπτωση της σπηλαιούμενης KP070, φαίνεται ότι ο όρος όγκου σπηλαιώσης παρουσιάζει υψηλότερα ακρότατα από το ολικό λόγω του γεγονότος ότι το ακουστικό σήμα το οποίο

συνθέτει τον τελικό θόρυβο αλληλοακυρώνεται σε τακτικά διαστήματα, όπως φαίνεται και στην εικόνα 4.10.

Ο πίνακας 4.3 παρουσιάζει την μέση ισχύ η οποία περιέχεται κάτω από τις καμπύλες πυκνότητας φάσματος. Η μέση ισχύς P ενός ακουστικού σήματος $x(t)$ στο πεδίο του χρόνου δίνεται από το ακόλουθο μέσο χρόνο :

$$\text{Μέση ισχύς} = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T |x(t)|^2 dt \quad (4.27)$$

Πίνακας 4.2 Μέγιστη πυκνότητα ισχύος (dB) με αναφορά το 1μPa @ 35m ανά συχνότητα (Hz).

	KP068	KP070
no-Cav Loading	142.5 (dB) / 8.131 (Hz)	138.9 (dB) / 8.376 (Hz)
no-Cav Thickness	-	-
no-Cav Total	142.5 (dB) / 8.131 (Hz)	138.9 (dB) / 8.376 (Hz)
Cav Loading	132.2 (dB) / 7.804 (Hz)	135.4 (dB) / 8.213 (Hz)
Cav Thickness	147.8 (dB) / 8.254 (Hz)	152.9 (dB) / 8.458 (Hz)
Cav Total	148.9 (dB) / 8.417 (Hz)	152.8 (dB) / 8.499 (Hz)

Πίνακας 4.3 Μέση ισχύς (dB) με αναφορά το 1μPa @ 35m

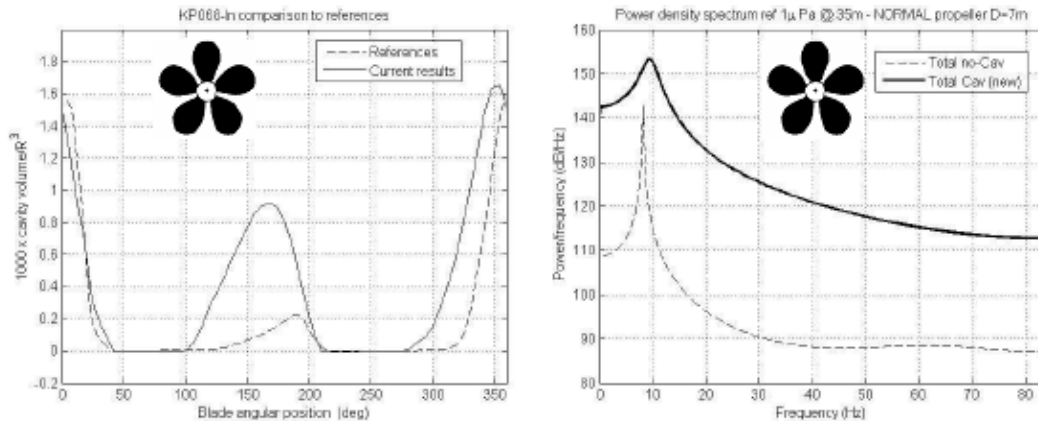
	KP068	KP070
no-Cav Loading	136.8 (dB)	127.7 (dB)
no-Cav Thickness	-	-
no-Cav Total	136.8 (dB)	127.7 (dB)
Cav Loading	144.6 (dB)	139.9 (dB)
Cav Thickness	153.9 (dB)	156.1 (dB)
Cav Total	154.4 (dB)	156.2 (dB)

Γενικά, αν το ζητούμενο είναι μία λιγότερο θορυβώδης έλικα, δεν είναι αρκετό να μειωθεί ο ολικός όγκος σπηλαιώσης λόγω του γεγονότος ότι η ακουστική πίεση είναι συνάρτηση του ρυθμού μεταβολής του όγκου σπηλαιώσης ή ισοδύναμα της δεύτερης παραγώγου. Με αυτό το δεδομένο, πρέπει να εστιάσουμε σε ομαλότερη είσοδο στην περιοχή υψηλού πεδίου ομόρρου.

Επομένως, με σκοπό να ορίσουμε, αρχικά, την ικανότητα πρόβλεψης του απλοποιημένου μοντέλου θορύβου έλικας και δευτερευόντως το γεγονός ότι οι προαναφερθείσες αστάθειες επηρεάζουν τα συνολικά επίπεδα θορύβου, πρόκειται να μετατρέψουμε τα δεδομένα εισόδου σύμφωνα με τις αναφορές από την εργασία των Kim και Nguyen, όπως φαίνεται στην εικόνα 4.12(α)

Τώρα, φαίνεται ότι το μέγιστο επίπεδο θορύβου για την έλικα με μη πλευρική απόκλιση είναι ελαφρώς υψηλότερο από αυτήν με πλευρική απόκλιση. Επιπρόσθετα, τα επίπεδα θορύβου στις υψηλές συχνότητες είναι επίσης υψηλότερα, όπως είναι αναμενόμενο, περίπου 4-5 dB.

Τέλος, πρέπει να αναφερθεί ότι δεν μπορούμε να συγκρίνουμε άμεσα τα αποτελέσματα μας με μετρήσεις ή άλλες υπολογιστικές διαδικασίες λόγω του γεγονότος ότι η απόσταση πηγής και του σημείου παρατήρησης είναι διαφορετική από το 1 μέτρο (απόσταση αναφοράς). Υπενθυμίζεται ότι η απόσταση πέντε διαμέτρων επιλέχθηκε ώστε οι παραδοχές του απλοποιημένου μοντέλου να είναι έγκυρες.



Εικόνα 4.12 Μετατροπή των δεδομένων εισαγωγής του όγκου σπηλαίωσης σύμφωνα με την μελέτη Kim & Nguyen (1988)(διακεκομμένη γραμμή) KP068:

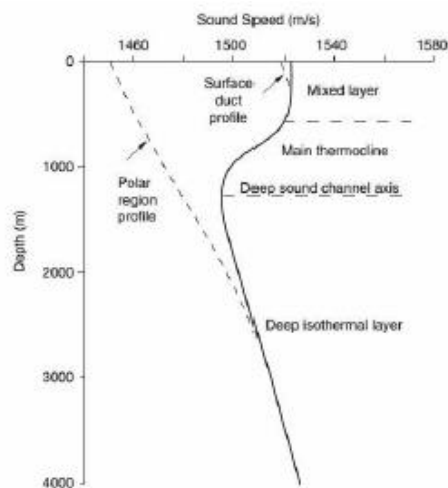
- α) Εκτιμώμενος όγκος σπηλαίωσης (συνεχής γραμμή) σε σύγκριση με αναφορές (διακεκομμένη γραμμή) στην έλικα (αριστερά), και
- β) Φασματική πυκνότητα ισχύος με αναφορά $1\mu\text{Pa}$ @ 35m όπως τροποποιήθηκε αναφορικά με συνθήκες σπηλαίωσης (έντονη γραμμή) και μη σπηλαίωσης (διακεκομμένη γραμμή) συνθήκες

4.5.2 Διάδοση ήχου

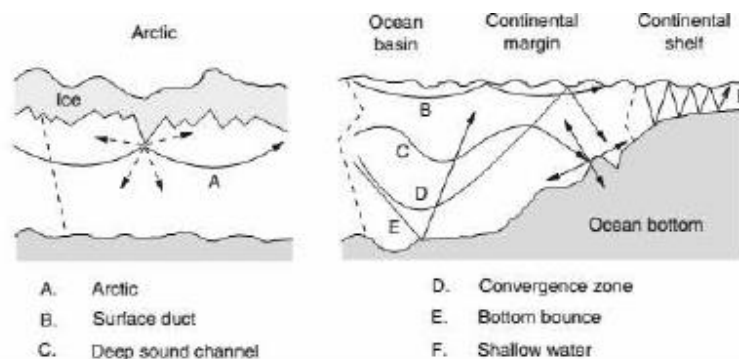
Αρκετοί παράγοντες μπορούν να επηρεάσουν την διάδοση του ήχου στο ωκεάνιο περιβάλλον, όπως η αλατότητα, η θερμοκρασία, το προφίλ της ταχύτητας του ήχου, η πυκνότητα, ο πυθμένας, η βαθυμετρία και η κατάσταση θαλάσσης. Στην εικόνα 4.13 παρουσιάζεται ένα τυπικό προφίλ ήχου. Στην εικόνα 4.14 παρουσιάζεται σχηματικά βασικοί τύποι διάδοσης στον ωκεανό ως αποτέλεσμα των προφίλ της ταχύτητας του ήχου (παριστάνονται από διακεκομμένες γραμμές). Αυτοί οι δίαυλοι ήχου δύναται να κατανοηθούν από τον νόμο του Snell:

$$\frac{\cos\theta}{c} = \text{σταθερό} \quad (4.28)$$

Ο νόμος του Snell συσχετίζει την γωνία των εφαιπτομένων της ακτίνας σε σχέση με το οριζόντιο επίπεδο με την τοπική ταχύτητα του ήχου c . Δεν είναι δύσκολο να παρατηρηθεί ότι η εφαρμογή του νόμου είναι ότι ο ήχος κλίνει τοπικά προς τις περιοχές χαμηλής ταχύτητας ήχου (ή ότι ο ήχος παγιδεύεται σε περιοχές μικρότερης ταχύτητας ήχου). Για περισσότερες λεπτομέρειες σχετικά με την διάδοση του ήχου στο ωκεάνιο περιβάλλον ο αναγνώστης μπορεί να μελετήσει τις εργασίες Jensen et al., (2011) και Belibassakis et al., (2007).



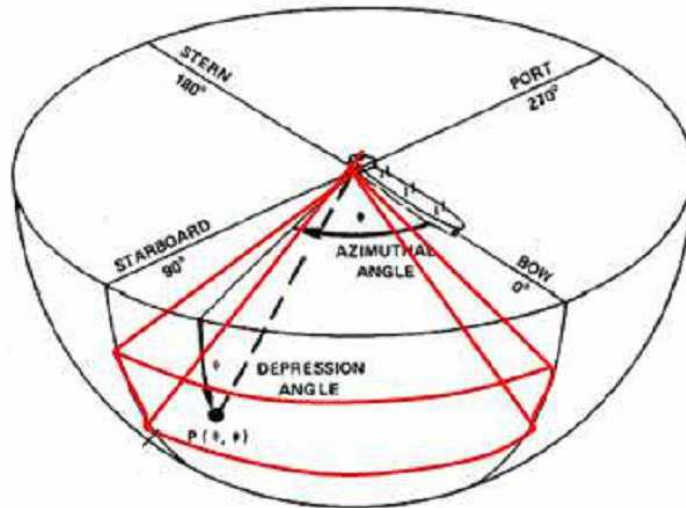
Εικόνα 4.13 Γενικευμένο προφίλ ταχύτητας ήχου (Jensen et al,2011)



Εικόνα 4.14 Σχηματικές αναπαραστάσεις διαφορετικών διαύλων διάδοσης του ήχου στον ωκεανό (Jensen et al,2011)

α. Κατευθυντικά μοντέλα

Τα κατευθυντικά μοντέλα υπολογίζονται εκτελώντας τους ανωτέρω υπολογισμούς θορύβου για διάφορα σημεία παρατήρησης. Σε κάθε θέση υποτυπώνουμε την μέση ισχύς και για αυτό τον λόγο λαμβάνουμε υψηλότερα μέγιστα συγκριτικά με την φασματική πυκνότητα ισχύος. Όπως έχει ήδη αναφερθεί, η σφαιρική επιφάνεια, στην οποία εκτελούνται οι υπολογισμοί, τοποθετείται σε απόσταση 35 μέτρων ή πέντε διαμέτρων. Η εικόνα 4.15 παρουσιάζει σχηματικά την διαδικασία την οποία ακολουθούμε ώστε να υπολογίσουμε κανονικά τα κατευθυντικά μοντέλα. Τα τριδιάστατα περιγράμματα κατευθυντικότητας φαίνονται στην εικόνα 4.16 και 4.17 για την χωρίς πλευρική και με πλευρική απόκλιση έλικα αντίστοιχα. Προσπαθώντας να λάβουμε λογικά αποτελέσματα σχετικά με κατευθυντικά μοντέλα θέτουμε μία τιμή cut off 100dB.

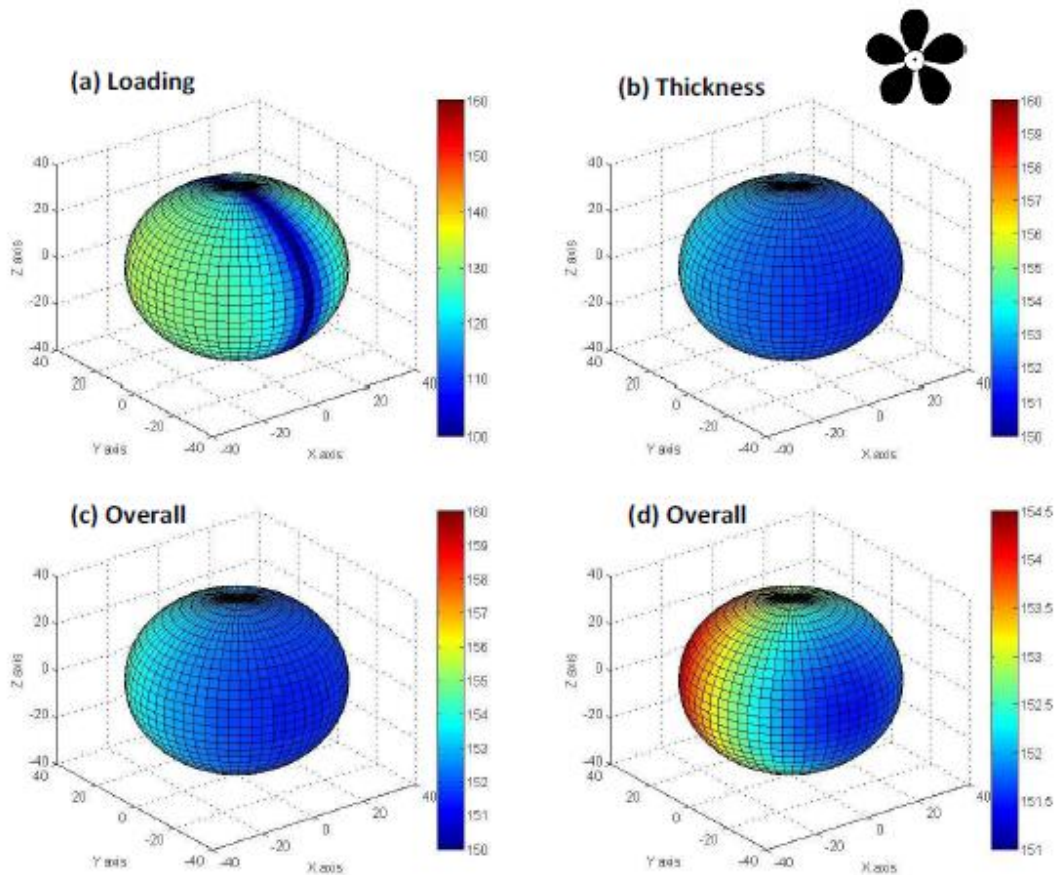


Εικόνα 4.15 Ημισφαίριο κατευθυντικότητας που καλύπτεται από την διαδικασία (AQUO D3.1)

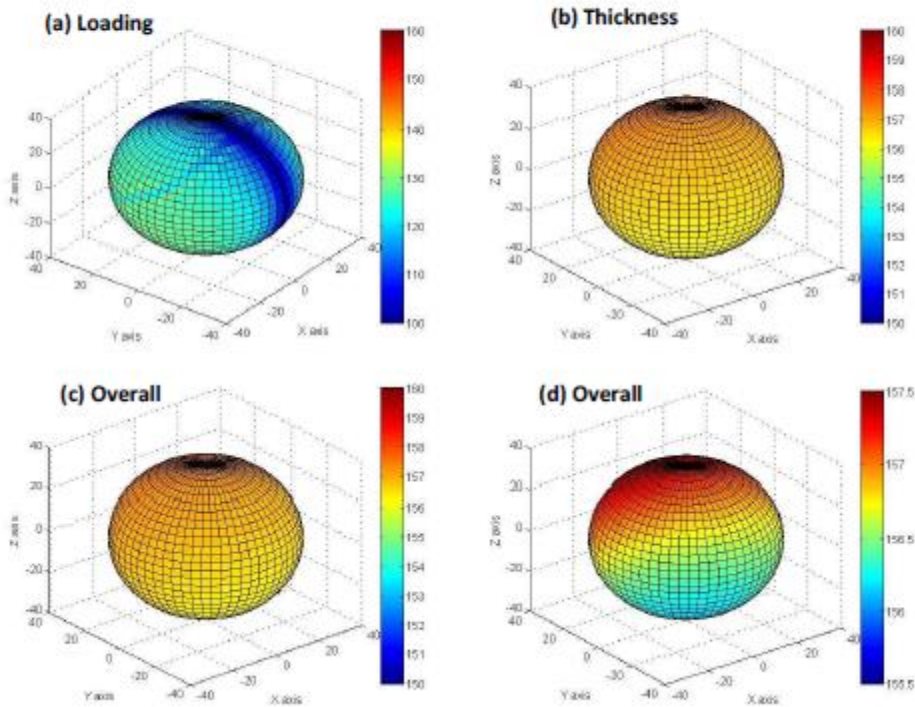
Πρώτο και κύριο, η συνεισφορά φορτίου έχει μορφή διπόλου, ενώ ο όγκος σπηλαίωσης παρουσιάζει χαρακτηριστικά μονόπολου (σχήματα 4.16 και 4.17 (a) και (b)). Αυτό το συμπέρασμα συμφωνεί με την ανάλυση καθώς σχηματίζεται η σπηλαίωση σαν παλλόμενη σφαίρα ή μονόπολο και το άλμα πίεσης στα πτερύγια της έλικας σαν δίπολο.

Πιο συγκεκριμένα, όσον αφορά τον όρο φορτίου, παρουσιάζει μηδενική ακουστική πίεση στο επίπεδο της έλικας. Αυτό οφείλεται στο γεγονός ότι ο όρος $(x_p - x_{OT})$ (εξίσωση 4.20) δίνει μηδενική τιμή για τις θέσεις στο κάθετο επίπεδο του δίσκου της έλικας. Αξίζει να αναφερθεί ότι η ακουστική ενέργεια που διαδίδεται στην κατάντη κατεύθυνση στο επίπεδο της πηγής είναι κάπως μεγαλύτερη από την αντίστοιχη η οποία διαδίδεται προς την αντίθετη κατεύθυνση προς το κινούμενο πλοίο. Οι ανωτέρω παρατηρήσεις προέρχονται κυρίως από το γεγονός ότι θεωρούμε ότι οι αξονικές συνιστώσες των δυνάμεων πίεσης (που οδηγούν στην δύναμη της ώσης μετά την ολοκλήρωση) είναι οι πιο σημαντικές και επομένως απλοποιούμε τα ολοκληρώματα λαμβάνοντας μόνο τις αξονικές δυνάμεις ώσης.

Επιπλέον στις εικόνες 4.16 και 4.17 (c) δείχνουν ότι ο όρος όγκου σπηλαιώσης κυριαρχεί στην ολική ακουστική πίεση σε ότι αφορά στα μοντέλα κατευθυντικότητας, το οποίο αναμένεται καθώς εμφανίζεται το φαινόμενο της σπηλαιώσης. Ακόμα και αν ο ολικός ήχος συμπεριφέρεται σαν μονοπολική πηγή, φαίνεται ότι υφίσταται μία διεύθυνση στην οποία τείνει να διαδίδεται. Αυτό εξηγείται από το γεγονός ότι το φύλλο σπηλαιώσης αντιμετωπίζεται ως ο μοναδικός όγκος ατμού προσκολλημένος στην επιφάνεια της έλικας σε αυτή την μελέτη. Επομένως, η επίδραση της περιστρεφόμενης έλικας μπορεί να επηρεάσει την κατευθυντικότητα του ήχου. Με σκοπό να δείξουμε πιο ευδιάκριτα το φαινόμενο υποτυπώνουμε τα ίδια αποτελέσματα με διαφορετική χρωματική διαβάθμιση (151.5dB - 154dB για την έλικα χωρίς πλευρική απόκλιση και 156dB – 157.5dB για την περίπτωση με πλευρική απόκλιση), όπως φαίνονται στις εικόνες 4.16(d) και 4.17 (d). Πλέον παρατηρείται ότι ο θόρυβος διαδίδεται εντονότερα προς τον άξονα y για την περίπτωση της KP068, ενώ για την KP070, ο άξονας έχει μετατοπιστεί προς τα άνω. Αυτή η διαφοροποίηση δύναται να εξηγηθεί από το γεγονός ότι οι δύο έλικες έχουν διαφορετική πλευρική απόκλιση το οποία σημαίνει ότι η σπηλαιώση σχηματίζεται σε διαφορετικές γωνίες.



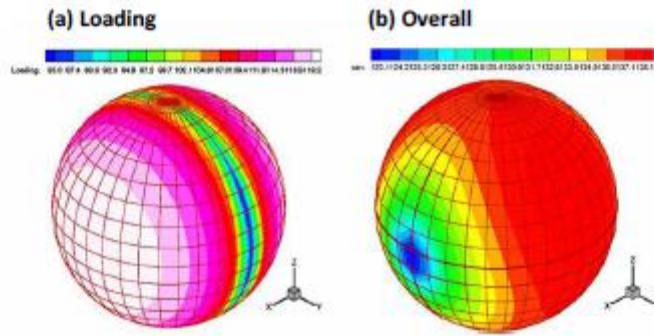
Εικόνα 4.16 Τριδιάστατο περίγραμμα κατευθυντικότητας για σπηλαιούμενη έλικα KP068. Για κάθε σημείο παρατήρησης υπολογίζουμε την μέση ισχύ με αναφορά 1μPa @ 35m.: a) φορτίο (πάνω αριστερά), b) όγκος σπηλαιώσης (πάνω δεξιά), c) συνολικό (κάτω αριστερά) και d) ολικό με διαφορετική χρωματική διαβάθμιση (κάτω δεξιά) (Belibassakis 2019)



Εικόνα 4.17 Τριδιάστατο περίγραμμα κατευθυντικότητας για σπηλαιούμενη έλικα KP070. Για κάθε σημείο παρατήρησης υπολογίζουμε την μέση ισχύ με αναφορά $1\mu\text{Pa} @ 35\text{m}$.: a) φορτίο (πάνω αριστερά), b) όγκος σπηλαιώσης (πάνω δεξιά), c) συνολικό (κάτω αριστερά) και d) ολικό με διαφορετική χρωματική διαβάθμιση (κάτω δεξιά) (Belibassakis 2019)

Με σκοπό την επικύρωση των υπολογισμένων κατευθυντικών μοντέλων παραθέτουμε τα αποτελέσματα όπως τα παρέχει ο Seol (εικόνα 4.18). Στην εν λόγω εργασία το φύλλο σπηλαιώσης αντιμετωπίζεται ως μοναδικός όγκος και χρησιμοποιείται ο μετασχηματισμός Ffowcs Williams-Hawkins για την πρόβλεψη της ακουστικής μακριά από το πεδίο. Για την ανάλυση του πεδίου ροής χρησιμοποιήθηκε η μέθοδος συνριακών στοιχείων βασισμένη σε θεωρία δυναμικού (Seol et al., 2005).

Όσον αφορά τον όρο φόρτισης (εικόνες 4.16 & 4.17 (α), 4.18 (α)), φαίνεται ότι τα τρέχοντα αποτελέσματα συμφωνούν με τις αναφορές της εικόνας 4.18b το οποίο δείχνει ότι ο ολικός θόρυβος παρουσιάζει χαρακτηριστικά ασθενούς διπόλου. Σύμφωνα με την εργασία του Seol, το τελευταίο είναι αποτέλεσμα του γεγονότος ότι αντιμετωπίζεται το φύλλο σπηλαιώσης σαν μοναδικό όγκος ή σαν μονόπολο και επιπρόσθετα συμπεραίνεται ότι η επίδραση της περιστρεφόμενης έλικας δύναται να επηρεάσει την κατευθυντικότητα (Seol et al., 2005).



Εικόνα 4.18 Περίγραμμα τριδιάστατης κατευθυντικότητας για σπηλαιούμενη έλικα (3-πτερύγια) όπως υπολογίστηκε από SeoI. Το πεδίο ροής αναλύεται με την μέθοδο συνοριακών στοιχείων βασισμένη σε θεωρία δυναμικού και τα εξαρτώμενα από τον χρόνο πίεση και δεδομένα φύλλου όγκου σπηλαιώσης χρησιμοποιούνται σαν δεδομένα εισόδου για τον μετασχηματισμό Ffowcs Williams-Hawkins για την πρόβλεψη ακουστικής μακριά από το πεδίο (SeoI et al., 2005).: α) Όρος φορτίου (αριστερά) και β) Ολικό (δεξιά).

β. Γεωμετρικές απώλειες διάδοσης

Με τον όρο γεωμετρικές απώλειες διάδοσης εννοούμε την διαφορά στα επίπεδα πίεσης ανάμεσα σε δύο θέσεις. Στην περίπτωση όπου μελετάμε, το πρώτο σημείο (σημείο αναφοράς) θεωρείται σε απόσταση 1 m από την πηγή και το δεύτερο σημείο, η θέση του παρατηρητή σε απόσταση 35 m (5D) από την πηγή. Η δεδομένη μέτρηση στην μεταβολή της ισχύος του σήματος καθώς ταξιδεύει στο χώρο ονομάζεται απώλειες διάδοσης και ορίζεται ως ο λόγος σε decibels μεταξύ της ακουστικής έντασης $I(r, z)$ σε σημείο του πεδίου (στην περίπτωση μας θέση παρατηρητή) και της έντασης I_0 (αναφοράς) (στην περίπτωση μας 1m απόσταση από την πηγή) πχ.:

$$T_L[\text{dB re } 1\text{m}] = -10 \log \left(\frac{I(r,z)}{I_0} \right) = -20 \log \left(\frac{|p(r,z)|}{p_0} \right) \quad (4.29)$$

Σημειώνεται ότι η ένταση είναι ανάλογη του τετραγώνου της πίεσης, επομένως τα δύο μεγέθη είναι ταυτόσημα, εφ' όσον αναφέρονται σε αντίστοιχη ποσότητα αναφοράς. Συνήθως στην υποβρύχια ακουστική χρησιμοποιείται ως μονάδα αναφοράς της πίεσης το 1μPa (Jensen et al, σελ.13)

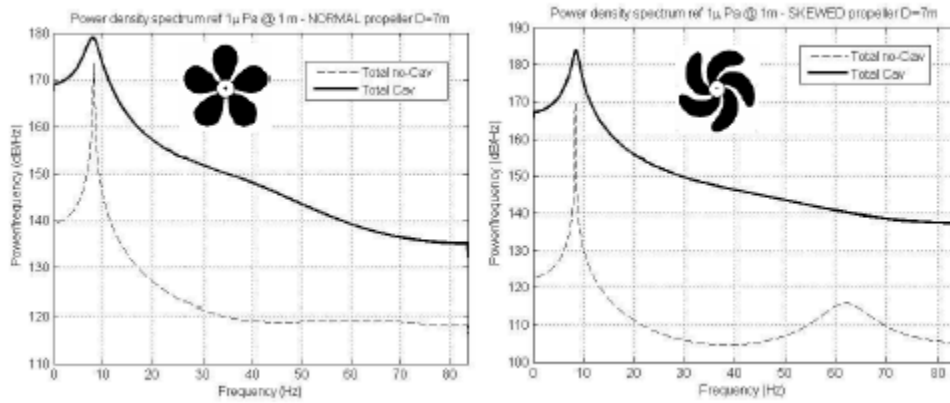
Λαμβάνοντας υπόψη ότι ο όρος όγκου σπηλαιώσης κυριαρχεί επί του φορτίου, θεωρούμε ότι η σπηλαιούμενη έλικα δημιουργεί ήχο ως ακουστικό μονόπολο (βλέπε μοντέλα κατευθυντικότητας εικόνες 4.16 και 4.17 (c)) και επομένως η ένταση είναι αντιστρόφως ανάλογης της επιφάνειας της σφαίρας έχουμε:

$$I \propto \frac{1}{4\pi R^2} \quad (4.30)$$

Από τις ανωτέρω εκφράσεις υπολογίζεται ότι η σφαιρική απώλεια διάδοσης δίνεται από τον τύπο:

$$T_L[\text{dB re } 1\text{m}] = 20 \log R \quad (4.31)$$

Όπου R η οριζόντια απόσταση σε μέτρα. Κατόπιν υπολογίζεται ξανά η πυκνότητα φασματική ισχύος για τις δύο περιπτώσεις



Εικόνα 4.19 Πυκνότητα φασματικής ισχύος με αναφορά 1μPa @ 1m εισάγοντας γεωμετρικές απώλειες διάδοσης στον ολικά παραγόμενο θόρυβο αναφορικά με τις συνθήκες σπηλαίωσης (αριθμός σπηλαίωσης 3) (έντονη γραμμή) και μη σπηλαίωσης (διακεκομμένη γραμμή) α) KP068 (αριστερά) και β) KP070 (δεξιά)

γ. Lloyd mirror effect

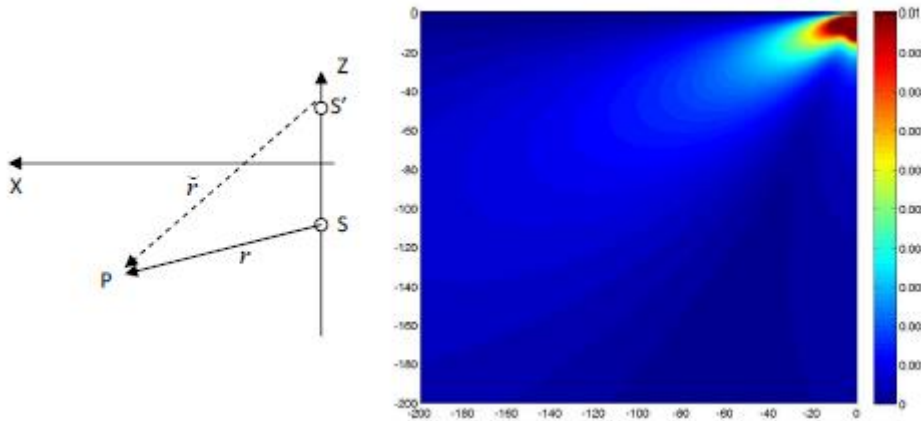
Λόγω της επίδρασης τη ελεύθερης επιφάνειας της θάλασσας η οποία συμπεριφέρεται ως ανακλαστικό μαλακό σύνορο και μοντελοποιείται με μια συντομία συνθήκη μηδενισμού της ακουστικής πίεσης (pressure release boundary, Jensen et al 2011), το φαινόμενο διάδοσης σε βαθύ νερό επηρεάζεται από φαινόμενα ανάκλασης που επιδρούν σημαντικά στο μοντέλο κατευθυντικότητας των ακτινών του ήχου . Το φαινόμενο είναι γνωστό ως Lloyd mirror (Lloyd mirror effect) (Jensen et al (2011, Κεφάλαιο.1.4.2). Το φαινόμενο αυτό εξαρτάται από:

- α. την συχνότητα
- β. κατακόρυφη θέση της πηγής από την επιφάνεια της θάλασσας
- γ. απόσταση και κατακόρυφη θέση του δέκτη από την επιφάνεια της θάλασσας
- δ. μέγεθος της πηγής ήχου και
- ε. κατάσταση θαλάσσης

Για παράδειγμα, θεωρούμε στην εικόνα 4.20 μια σημειακή πηγή (ακουστικό μονόπολο) στην συχνότητα των 100Hz στο νερό ($c=1500\text{m/s}$) και το αποτέλεσμα της επίδρασης της ελεύθερης επιφάνειας στα χαρακτηριστικά κατευθυντικότητας του διαδιδόμενου πεδίου στο κάθετο επίπεδο.

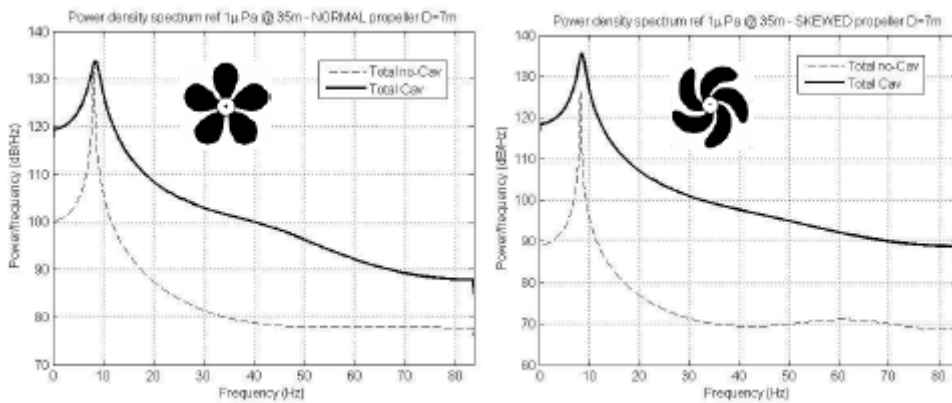
Οι επιδράσεις της ελεύθερης επιφάνειας λαμβάνονται με την ακόλουθη τροποποίηση του απλοποιημένου μοντέλο Εξ. (4.26) ώστε να περιλαμβάνουν το αποτέλεσμα της ανάκλασης ελεύθερης επιφάνειας. Για το σκοπό αυτό χρησιμοποιούνται κατοπτρικά τα ακουστικά μονόπολα και δίπολα κάθε πτερυγίου της έλικας πάνω από το οριζόντιο πεδίο το οποίο αναπαριστά την μέση επιφάνεια νερού (εικόνα 4.21) και η εξίσωση 4.21 διαμορφώνεται ως ακολούθως:

$$\rho' = p'_T + p'_L = \frac{\rho}{4\pi} \sum_{k=1}^Z \left[\frac{d^2 V_{cav}(t)}{dt^2} \right] \left(\frac{1}{r_{c,k}} - \frac{1}{\overline{r_{c,k}}} \right) - \frac{1}{4\pi c} \sum_{k=1}^Z \frac{dT_k(t)}{dt} \left(\frac{x_p - x_{T,k}}{r_{T,k}^2} - \frac{x_p - \overline{x_{T,k}}}{\overline{r_{T,k}}^2} \right) + \frac{1}{4\pi c} \sum_{k=1}^Z \overline{T_k}(t) \left(\frac{x_p - x_{T,k}}{r_{T,k}^3} - \frac{x_p - \overline{x_{T,k}}}{\overline{r_{T,k}}^3} \right) \quad (4.32)$$



Εικόνα 4.20 Αποτέλεσμα Lloyd mirror στην ελεύθερη επιφάνεια για μία πηγή σε βάθος 7m

Για τον υπολογισμό του αποτελέσματος Lloyd mirror θεωρούμε στο προηγούμενο παράδειγμα ότι η απόσταση μεταξύ άξονα πλήμνης και ελεύθερης επιφάνειας (κατακόρυφη απόσταση) είναι ίση με 1.5 διάμετρο. Από το ακόλουθο σχήμα (4.22) παρατηρείται το γεγονός ότι αν ληφθεί υπόψη το αποτέλεσμα Lloyd mirror, τα παραγόμενα επίπεδα θορύβου αυξάνονται συγκριτικά.



Εικόνα 4.21 Πυκνότητα φασματικής ισχύος με αναφορά 1μPa @ 35m λαμβάνοντας υπόψη το αποτέλεσμα Lloyd mirror αναφορικά με τις συνθήκες σπηλαίωσης (έντονη γραμμή) και μη σπηλαίωσης (διακεκομμένη γραμμή) α) KP068 (αριστερά) και β) KP070 (δεξιά) (Belibassakis 2019)

Χρησιμοποιώντας την εξίσωση (4.27) υπολογίζουμε τη μέση ισχύ για κάθε περίπτωση όπως φαίνεται στον πίνακα 4.4. Έπειτα, συγκρίνεται η ως άνω υπολογισμένη μέση ισχύς με αναφορές ώστε να επιβεβαιωθούν τα αποτελέσματα. Ως αναφορά χρησιμοποιούνται δεδομένα από το AQUO (AQUO R2.9, σελ.119). Καταρχάς δεν μπορούμε να συγκρίνουμε άμεσα τα δεδομένα λόγω του γεγονότος ότι δεν γνωρίζουμε τα χαρακτηριστικά της έλικας και του όγκου σπηλαίωσης. Με αυτό το δεδομένο επιλέγουμε σκάφη με την ίδια ταχύτητα προχώρησης. Συγκεκριμένα, στην περίπτωση που μελετήσαμε η ταχύτητα πλοίου ήταν ίση με 20.22 κόμβους, ενώ για τα δεδομένα AQUO η μέση τιμή είναι 21.09 κόμβους. Στην μελέτη AQUO ο ευρέως φάσματος θόρυβος λαμβάνεται από την ολοκλήρωση του φάσματος συναρτήσεως της συχνότητας από ένα ελάχιστο f_{min} σε ένα μέγιστο f_{max} με την ακόλουθη εξίσωση

$$SL_{BB} = 10 \log_{10} \int_{f_{min}}^{f_{max}} 10^{\frac{SL(f)}{10}} df \quad (4.33)$$

Οι τιμές που χρησιμοποιήθηκαν στην μελέτη AQUO είναι (f_{min} , f_{max}) =(10Hz, 10kHz). Ακόμα και αν το πεδίο μας είναι πολύ πιο περιορισμένο με όριο συχνοτήτων κάτω από τα 200 Hz (0, 83Hz], μπορεί να συγκριθεί η μέση υπολογισμένη ισχύς λόγω του γεγονότος ότι η πλειονότητα της ενέργειας συγκεντρώνεται σε χαμηλές συχνότητες.

Πίνακας 4.4 Η μέση ισχύς (dB, re 1μPa @ X m) για τις σπηλαιούμενες έλικες όπως ελήφθησαν από το τρέχον απλοποιημένο μοντέλο.

	Speed (kts)	KP068	KP070
@ 35m	20.22	154.40	156.20
@ 1m	20.22	185.20	186.93

Πίνακας 4.5 Ευρέως φάσματος θόρυβος όπως μετρήθηκε και μοντελοποιήθηκε από AQUO (AQUO R2.9, σελ.119).

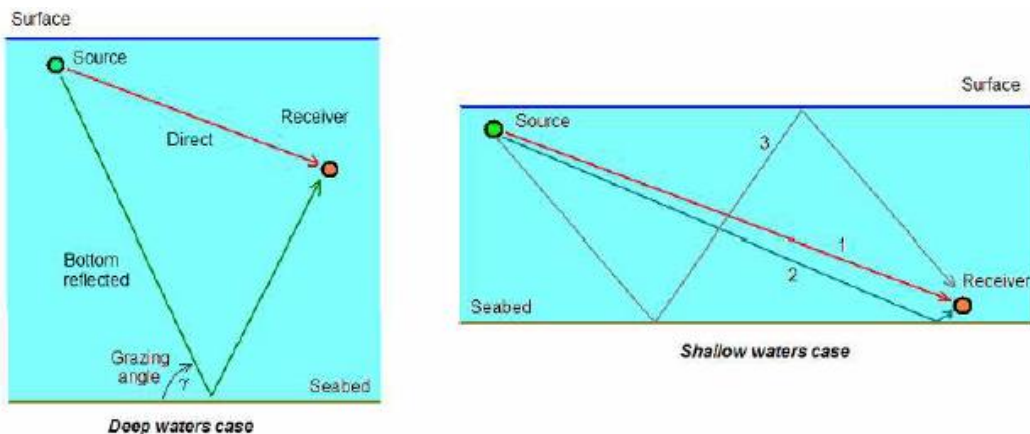
	Speed (kts)	SL_BB (Measured) dB re 1μPa @ 1m	SL_BB (Model) dB re 1μPa @ 1m
Containership 1	20.6	184.7	188.22
2	20.8	184.5	188.40
3	20.8	186.6	188.40
4	21.19	185.0	188.74
5	21.38	184.2	188.91
6	21.77	188.1	189.41
Average	21.09	185.5	188.68

4.5.3 Επιπρόσθετες επιδράσεις

α. Επίδραση πυθμένα

Δεδομένου ότι οι πιο σημαντικές περιοχές για την υποθαλάσσια ηχορύπανση βρίσκονται κοντά στις ακτές, η εισαγωγή της επίδρασης του πυθμένα στον υποθαλάσσιο ναυτιλιακό θόρυβο επιφέρει σημαντικές αλλαγές. Η διάθλαση ενός ακουστικού κύματος στον πυθμένα της θάλασσας θα τροποποιήσει την ακουστική πίεση και θα εισάγει αποκλίσεις ή αβεβαιότητες στον υποθαλάσσιο θόρυβο.

Σε ότι αφορά το ακουστικό σήμα το οποίο καταγράφει ο δέκτης της εικόνας 4.22 υφίσταται συνεισφορά όχι μόνο από τον άμεσο δίαυλο (δίαυλος 1) αλλά και από τους διαύλους 2 και 3. Γίνεται εύκολα κατανοητό ότι η συνεισφορά του διαύλου 3 είναι μικρότερη σχετικά με αυτή των διαύλων 1 και 2 παρόλα αυτά υφίσταται. Ένα άλλο σημείο άξιο αναφοράς, είναι ότι τα ποσοστά ανάκλασης και απωλειών εξαρτώνται από την σύνθεση του βυθού ή της ανακλαστικότητας αυτού (ένας βραχώδης βυθός είναι πιο ανακλαστικός από ένα λασπώδη). Περισσότερες λεπτομέρειες σχετικά με την επίδραση του πυθμένα υπάρχουν στις εργασίες AQUO D3.1, Jensen et al., (2011) και Belibassakis et al. (2007).

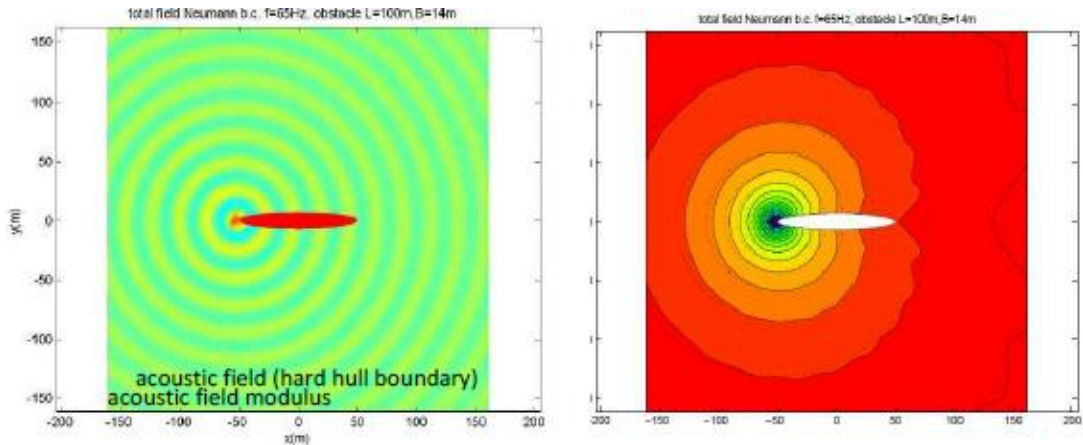


Εικόνα 4.22 Η επίδραση του πυθμένα σε διαύλους ακουστικής διάδοσης (AQUO D3.1).

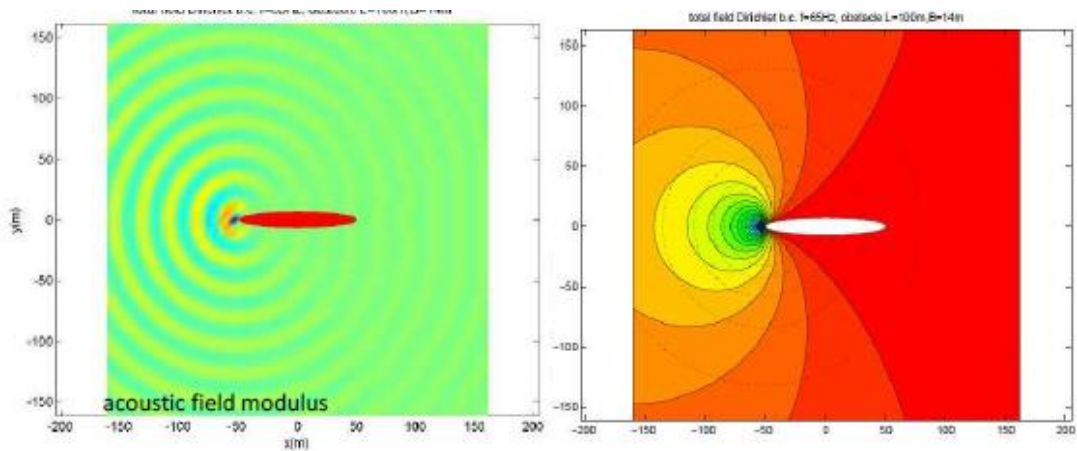
β. Σκέδαση από την γάστρα του πλοίου

Το στερεό όριο της γάστρας έχει επίσης σημαντική επίδραση στην τροποποίηση των χαρακτηριστικών κατευθυντικότητας του θορύβου που δημιουργείται από την έλικα. Με σκοπό την επίδειξη της επίδρασης, θεωρούμε μία μονοπολική αρμονική πηγή σε συχνότητα 65 Hz (κέντρο της πρώτης μπάντας οκτάβας) και το ακουστικό πεδίο το οποίο δημιουργείται λαμβάνοντας υπόψη τα χαρακτηριστικά ανακλαστικότητας της γάστρας. Για παράδειγμα, θεωρούμε ένα επιμηκυμένο σώμα στην μορφή ελλειψοειδούς εκ περιστροφής με μήκος 100m και πλάτους 15m, με την έλικα να ενεργεί ως μονόπολο σε μικρή απόσταση από την πρύμνη. Τα αριθμητικά αποτελέσματα παρουσιάζονται στις εικόνες 4.23 και 4.24, μοντελοποιώντας την επιφάνεια της γάστρας ως σκληρή επιφάνεια (οριακές συνθήκες Neumann) και ως μαλακή επιφάνεια (οριακές συνθήκες Dirichlet), αντίστοιχα. Οι επιδράσεις σκέδασης από την γάστρα του πλοίου μελετήθηκαν στην εργασία Belibassakis, Politis 2019

χρησιμοποιώντας την μέθοδο των συνιοριακών στοιχείων (βλέπε παράρτημα 3). Παρατηρείται ξεκάθαρα σε αυτές τις εικόνες ότι τα χαρακτηριστικά κατευθυντικότητας του ακουστικού πεδίου τροποποιούνται σημαντικά, ειδικότερα στην περίπτωση της μαλακής επιφάνειας (όριο Dirichlet) από την επίδραση της γάστρας. Συγκεκριμένα, η ακουστική ενέργεια που διαδίδεται στην διεύθυνση προχώρησης (στο επίπεδο βάθους της πηγής) είναι μικρότερη από την αντίστοιχη που διαδίδεται στην αντίθετη κατεύθυνση από αυτήν που πλέει το σκάφος.



Εικόνα 4.23 Τροποποίηση των χαρακτηριστικών κατευθυντικότητας για το ακουστικό πεδίο αρμονικής πηγής από την παρουσία σκληρού ορίου (γάστρα) (Belibassakis Politis, 2019)



Εικόνα 4.24 Τροποποίηση των χαρακτηριστικών κατευθυντικότητας για το ακουστικό πεδίο αρμονικής πηγής από την παρουσία μαλακής επιφάνειας (γάστρα) (Belibassakis Politis 2019)

Εφαρμογές μεθόδου μοντελοποίησης διέγερσης και διάδοσης ναυτικής έλικας σε πλοία ειδικού τύπου (πολεμικά πλοία)

Όπως εξηγήθηκε στα προηγούμενα κεφάλαια η έλικα είναι αναπόσπαστο τμήμα του προωστηρίου συστήματος ενός πλοίου και ο θόρυβος που δημιουργείται από αυτή έχει διαφορετική προέλευση και φάσμα θορύβου από τον θόρυβο μηχανημάτων. Ενώ ο θόρυβος μηχανημάτων προέρχεται από το εσωτερικό του πλοίου και εισέρχεται στην θάλασσα με διαφορετικές διαδικασίες και διόδους μετάδοσης διαμέσου της γάστρας, ο θόρυβος της έλικας προέρχεται εξωτερικά της γάστρας ως συνέπεια της δράσης της έλικας και της κίνησης του πλοίου στο νερό. Το γεγονός αυτό καθιστά αρκετά δύσκολη την μείωση του θορύβου της έλικας ικανοποιώντας παράλληλα την απαίτηση για υψηλές ταχύτητες. Θεωρώντας ότι ο θόρυβος μηχανημάτων για ένα τυπικό πολεμικό πλοίο θεωρείται ως η κυρίαρχη πηγή θορύβου σε χαμηλές ταχύτητες (10-12 κόμβους) ενώ σε υψηλές ταχύτητες πέραν των 20 κόμβων, οι οποίες είναι και οι ταχύτητες που χρησιμοποιούν ως επί το πλείστον πολεμικά πλοία, ο θόρυβος της έλικας κυριαρχεί λόγω και της εμφάνισης του φαινομένου σπηλαίωσης (M. Sandhya, K. Rajarajeswari, P. Seetaramaiah, 2015).

Το φαινόμενο αυτό αρχικά είχε απασχολήσει το Πολεμικό Ναυτικό της Μεγάλης Βρετανίας λόγω του γεγονότος ότι η εμφάνιση του δεν επέτρεπε στα πλοία να φτάσουν τις σχεδιαστικές τους προδιαγραφές, με πιο γνωστή περίπτωση αυτή του καταδρομικού HMS Daring το 1893 όπου οι Parnaby και Parsons κατέληξαν στο συμπέρασμα ότι η εμφάνιση της σπηλαίωσης δεν επιτρέπει στο πλοίο να επιτύχει την μέγιστη κατασκευαστική ταχύτητα (Young, 1999). Η πρόοδος της τεχνολογίας όμως και η ανάπτυξη των ηχοεντοπιστικών συσκευών ανέδειξε μία άλλη επίδραση της σπηλαίωσης στα πολεμικά πλοία, αυτής της αύξησης της ακουστικής υπογραφής, ο ορισμός και η σημασία της οποίας για τα πολεμικά πλοία αναλύθηκε στο κεφάλαιο 1.

Η αύξηση της υπολογιστικής ισχύς και η βελτίωση των μεθόδων μαθηματικής μοντελοποίησης επιτρέπουν πλέον αξιόπιστα την μοντελοποίηση μίας γενικευμένης ακουστικής υπογραφής ενός τύπου πλοίου ή βασικών τμημάτων αυτού όπως η ναυτική έλικα με γνωστά γεωμετρικά και υδροδυναμικά χαρακτηριστικά. Με αυτό τον τρόπο εξάγεται μία αρχική εκτίμηση για τα υδροακουστικά χαρακτηριστικά του σκάφους ή εξαρτήματος αυτού πριν την φάση της ναυπήγησης επιτρέποντας έγκαιρα παρεμβάσεις από την φάση της σχεδιάσεως που θα συμβάλλουν στην τελική ναυπήγηση ενός πλοίου με επιθυμητά ακουστικά χαρακτηριστικά. Μία τέτοια εφαρμογή περιγράφηκε συνοπτικά στο πρώτο κεφάλαιο, το AusRAT (Australian Rapid Assessment Tool). Πρόκειται για ένα εργαλείο ικανό να εφαρμοστεί τόσο για πλοία επιφανείας όσο και υποβρύχια με στόχο την εκτίμηση ακουστικής υπογραφής αυτών στα αρχικά κατασκευαστικά στάδια, όπου και δεν υφίστανται αρκετές πληροφορίες για την τελική κατασκευαστική σύνθεση ή πρέπει να επιλεγθεί η σύνθεση μηχανημάτων και εξαρτημάτων. Το λογισμικό αυτό θα χρησιμοποιηθεί σε προτεινόμενα προγράμματα ναυπήγησης των νέων φρεγατών και υποβρυχίων της Αυστραλίας ώστε να εκτιμηθεί αν η εκάστοτε πρόταση ικανοποιεί τις απαιτήσεις της χώρας όσον αφορά στα κριτήρια που έχουν θέσει στο θέμα της ακουστικής υπογραφής των μονάδων.

Πέραν αυτού το μοντέλο βρίσκει επιπλέον εφαρμογές όπως η προσομοίωση των διαφορετικών ακουστικών υπογραφών πλοίου μεταβάλλοντας τα εκάστοτε δεδομένα εισόδου όπως η ταχύτητα προχώρησης και η δημιουργία βάσεων δεδομένων. Οι βάσεις αυτές μπορούν να χρησιμοποιηθούν σε συνδυασμό με προγράμματα που έχουν εστιάσει στην αυτόματη αναγνώριση του πλοίου με την λήψη της ακουστικής του υπογραφής (Leal, Leal, Sanchez , 2015) ώστε να μειωθεί ο απαιτούμενος χρόνος αναγνώρισης από τον χειριστή της ηχοεντοπιστικής συσκευής. Το μοντέλο που παρουσιάστηκε στην παρούσα εργασία είναι δυνατό να αποτελέσει ένα τμήμα ενός τέτοιου προγράμματος ή στην περίπτωση όπου μας ενδιαφέρει η μελέτη υψηλών ταχυτήτων, όπου ο θόρυβος της έλικας είναι η κυρίαρχη πηγή, να χρησιμοποιηθεί με μικρές τροποποιήσεις ώστε να εμπλουτίσει την βάση δεδομένων ενός τέτοιου προγράμματος.

Ακόμη μία εφαρμογή θα ήταν η χρήση ενός τέτοιου μοντέλου για ανάλυση της ακουστικής υπογραφής ήδη ναυπηγηθέντων πλοίων τα οποία δεν έχουν την δυνατότητα εκτέλεσης μετρήσεων σε σταθμό ακουστικής υπογραφής. Στο πεδίο υψηλών ταχυτήτων όπου ο θόρυβος σπηλαίωσης κυριαρχεί, το μοντέλο της εργασίας μπορεί να παρέχει μία αρχική εκτίμηση του ακουστικού αποτυπώματος του πλοίου. Σε επόμενα στάδια ο εμπλουτισμός του υφιστάμενου μοντέλου με μοντέλα προσομοίωσης άλλων πηγών θορύβου θα το καταστήσει πιο ακριβές.

Η προσομοίωση όμως της ακουστικής υπογραφής μπορεί να προσφέρει και μία εκτίμηση για την επίδραση του πλοίου σε ακουστικούς αισθητήρες οπλικών συστημάτων που ενεργοποιούνται από τον διαδιδόμενο κατά την κίνηση του θόρυβο όπως είναι οι υποθαλάσσιες νάρκες. Μία τέτοια εκτίμηση μπορεί να συμβάλει στην εξαγωγή συμπερασμάτων τόσο για την αποτελεσματικότητα του αισθητήρα και κατ'επέκταση του όπλου όσο και για την τρωτότητα του πλοίου.

Εν λόγω εφαρμογές αφορούν κυρίως την διάδοση του ήχου στην περιοχή που βρίσκεται εγγύς του πλοίου-πηγή θορύβου. Το μοντέλο όμως βρίσκει εφαρμογή και σε μεγάλες θαλάσσιες περιοχές. Ένα παράδειγμα περιγράφεται στην εργασία για την δημιουργία ενός λογισμικού για την εκτίμηση του ακουστικού αποτυπώματος της θαλάσσιας περιοχής της Νότιας Αδριατικής και Ιονίου (Athanassoulis, Belibassakis, Gerostathis ,Prospathopoulos, 2018). Στην ανωτέρω εργασία χρησιμοποιήθηκαν εκτός του μοντέλου προσομοίωσης του θορύβου της έλικας, γεωγραφικά δεδομένα όπως η βαθυμετρία και η ακτογραμμή της περιοχής, ωκεανογραφικά δεδομένα όπως η αλατότητα, η θερμοκρασία θαλάσσης για διαφορετικά βάθη και η κατανομή της ταχύτητας του ήχου στον θαλάσσιο όγκο, γεωακουστικοί παράμετροι του πυθμένα όπως πυκνότητα και πάχος ιζήματος τα οποία χρησιμοποιήθηκαν για τον υπολογισμό της κατευθυντικότητας του ήχου, καθώς και δεδομένα ναυτιλιακής κίνησης (ταχύτητα , θέση , τύπος πλοίου) για τον καθορισμό της θέσης των πλοίων αλλά και της έντασης των πηγών θορύβου. Το λογισμικό αυτό λαμβάνοντας υπόψη τα ανωτέρω δεδομένα για μία συγκεκριμένη χρονική περίοδο απεικόνισε το εκτιμώμενο φάσμα θορύβου της περιοχής για δεδομένο βάθος σε δεδομένη συχνότητα. Μία τέτοια εφαρμογή θα ήταν ιδιαίτερα σημαντική για την εξαγωγή συμπερασμάτων για την έκταση του υποθαλάσσιου θορύβου και την επίδραση της στην θαλάσσια πανίδα αλλά και για την εκτίμηση του επιπέδου του θορύβου περιβάλλοντος (background noise) που χαρακτηρίζει την περιοχή.

Συμπεράσματα

Στην παρούσα εργασία συζητήθηκε ένα μοντέλο διέγερσης και διάδοσης θορύβου για σπηλαιούμενες και μη σπηλαιούμενες ναυτικές έλικες. Η μέθοδος βασίζεται σε μία μη μόνιμη υδροδυναμική ανάλυση της έλικας που λειτουργεί σε μη μόνιμες συνθήκες στο πεδίο ομόρρου το οποίο δημιουργείται από το οριακό στρώμα της γάστρας του πλοίου. Συγκεκριμένα, χρησιμοποιούνται δεδομένα από την υδροδυναμική ανάλυση δύο ελίκων με διαφορετικά χαρακτηριστικά, τις έλικες KP068 (χωρίς πλευρική απόκλιση) και KP070 (με πλευρική απόκλιση 70°) διαμέτρου 25 εκατοστών.

Η δημιουργία του ακουστικού θορύβου της έλικας μοντελοποιείται χρησιμοποιώντας τον μετασχηματισμό Farassat της εξίσωσης Ffowcks-Williams and Hawkings. Ο θόρυβος φόρτισης, ο οποίος προκαλείται οι διακυμάνσεις κατά την περιστροφή της έλικας των πιέσεων στην επιφάνεια των πτερυγίων και κατά επέκταση της ώσης μοντελοποιείται ως δίπολο ενώ ο θόρυβος σπηλαίωσης, οι διακυμάνσεις του συνολικού όγκου σπηλαίωσης κατά την διάρκεια της περιστροφής της έλικας μοντελοποιείται ως μονόπολο. Το απλοποιημένο μοντέλο μονοπολικής και διπολικής διέγερσης χρησιμοποιείται για τον υπολογισμό του φάσματος του θορύβου στην μπάντα χαμηλών συχνοτήτων (0-200 Hz). Επιπρόσθετα, υπολογίζεται το κατευθυντικό μοντέλο ώστε να καθοριστούν επιθυμητά χαρακτηριστικά κυματικής διάδοσης στον χώρο σε κοντινή απόσταση από την έλικα (απόσταση ίση με πέντε διαμέτρους). Ο υψίσυχνος θόρυβος εξαιρείται από την μελέτη καθώς εισάγει πολυπλοκότητα στην μοντελοποίηση της κατάρρευσης της φουσαλίδας ενώ τα κρουστικά κύματα κυριαρχούνται από μη γραμμικούς χαρακτήρες. Δεν λαμβάνονται υπόψη επίσης και άλλα φαινόμενα όπως η επίδραση του πυθμένα, το προφίλ της ταχύτητας του ήχου και η σκέδαση από στερεά όρια.

Όσον αφορά τον θόρυβο συμπεραίνουμε ότι αυτός κυριαρχείται από τις διακυμάνσεις του όγκου σπηλαίωσης. Με αυτό το δεδομένο, αν είναι επιθυμητό η σχεδίαση έλικας με μειωμένα επίπεδα θορύβου, δεν αρκεί να μειωθεί ο ολικός όγκος σπηλαίωσης, αλλά απαιτείται η ομαλοποίηση της μετάβασης για τον σχηματισμό της σπηλαίωσης ώστε οι ταλαντώσεις και ο θόρυβος να μειώνεται. Το τελευταίο επιτυγχάνεται κυρίως λόγω της σταδιακής εισόδου του πτερυγίου στην περιοχή υψηλού ομόρρου. Το ανωτέρω συμπέρασμα πηγάζει από το γεγονός ότι ο θόρυβος λόγω σπηλαίωσης είναι συνάρτηση του ρυθμού μεταβολής του όγκου της σπηλαίωσης

Σε αυτό το σημείο πρέπει να αναφερθεί ότι αναμέναμε η έλικα με πλευρική απόκλιση να παρουσιάζει χαμηλότερα επίπεδα θόρυβο. Για την επιβεβαίωση των εκτιμήσεων των-χαρακτηριστικών του θορύβου μέσω του απλοποιημένου μοντέλου, τα δεδομένα εισόδου σχετικά με τον όγκο σπηλαίωσης τροποποιούνται καταλλήλως σύμφωνα με την βιβλιογραφία (Kim et al, 1998). Με την εφαρμογή της ανωτέρω τροποποίησης, φαίνεται ότι τα μέγιστα επίπεδα θορύβου της έλικας χωρίς πλευρική απόκλιση, είναι ελαφρώς υψηλότερα από τα αντίστοιχα της έλικας με πλευρική. Επιπρόσθετα, τα επίπεδα ήχου στις υψηλές συχνότητες είναι μεγαλύτερα, το οποίο αναμενόταν. Τέλος τα χαρακτηριστικά κατευθυντικότητας του θορύβου είναι ένα άμεσο αποτέλεσμα του γεγονότος ότι ο θόρυβος σπηλαίωσης (μονοπολική διέγερση) κυριαρχεί το ολικό επίπεδο θορύβου σε συνθήκες σπηλαίωσης. Αυτό συμβαίνει λόγω της μοντελοποίησης της σπηλαίωσης ως παλλόμενη σφαίρα (μονόπολο).

Το υπό συζήτηση μοντέλο υπολογισμού έχει ευρεία χρήση σε εφαρμογές τόσο σε μεγάλες αποστάσεις όπως ο υπολογισμός του ακουστικού αποτυπώματος θαλάσσιας λεκάνης στο οποίο λαμβάνονται υπόψη και επιπρόσθετα δεδομένα όπως ναυτιλιακή κίνηση, γεωγραφικά και ωκεανογραφικά, όσο και σε κοντινές σχετικά αποστάσεις της τάξης μερικών δεκάδων μέτρων. Ειδικότερα για τις εφαρμογές σε πλοία ειδικού τύπου αυτές μπορούν να κατηγοριοποιηθούν σε εφαρμογές προσομοίωσης ακουστικών χαρακτηριστικών πλοίου για διαφορετικές ταχύτητες, δημιουργίας βάσεως δεδομένων ακουστικών χαρακτηριστικών πλοίων και εκτίμησης ακουστικών χαρακτηριστικών υπό ναυπήγηση μοντέλων με σκοπό την ναυπήγηση πλοίου με επιθυμητά ακουστικά χαρακτηριστικά .

Βιβλιογραφία

Abbott, I.H., Von Doenhoff, A.E., "Theory of wing sections", Dover Publications (1959).

Ainslie M.A., Dr. C.A.F. de Jong, Dr. H.S. Dol, Dr. G. Blacquièrre, Dr. C. Marasini, "Assessment of natural and anthropogenic sound sources and acoustic propagation in the North Sea" TNO Defense, Security and Safety (2009)

Australian Government Department of Defence Science and Technology, 'Tool to predict acoustic signatures of Navy Vessels', (23 Jan 2017)

<https://www.dst.defence.gov.au/news/2017/01/23/tool-predict-acoustic-signatures-navy-vessels>

AQUO projects, Collaborative research project supported by the European Commission. <http://www.aquo.eu/>

AQUOR2.9:

http://www.aquo.eu/downloads/AQUO_R2.9_Ship_URN_Patterns_V1.0.pdf

AQUO D3.1:

http://www.aquo.eu/downloads/AQUO_D3.1%20European%20URN%20Standard%20Measurement%20Method_Rev2.pdf

AQUO D2.8:

http://www.aquo.eu/downloads/AQUO_D2.8_Synthesis_Impact%20of%20propeller%20noise%20on%20global%20URN_rev1.0.pdf

Arveson, P. T. and Vendittis, D. J.: Radiated noise characteristics of a modern cargo ship, J. Acoust. Soc. Am., 107(1), 118–129, doi:10.1121/1.428344, (2000)

Athanassoulis G., Belibassakis K., Gerostathis Th., Prospathopoulos A. 2018, A software tool for estimating shipping noise footprint with application to South Adriatic-Ionian Sea, Proc. Euronoise 2018, Hersonissos Crete.

Barnes, J., Langdon, M., Tolley, K., Wall, L. and Skelton, M.: Marine Engines 2005 – Motorship Supplement, Motorship, (2005).

Beer G., Smith, I., Duenser, C., "The boundary element method with programming", Springer-Verlag (2008)

Belibassakis K., 2018, A velocity-based BEM for modeling generation and propagation of underwater noise from marine propellers, Proc. Euronoise 2018, Hersonissos Crete.

Belibassakis K.A, Politis G.K. "A boundary integral equation formulation of the Neuman problem for a vector field in R3 with application to potential lifting flows." Engineering analysis with Boundary elements, (1995)

Belibassakis K.A, Politis G.K. A non-linear velocity based Boundary Element Method for the analysis of marine propellers in unsteady flow, International Shipbuilding Progress 45 (1998) 93-133

Belibassakis KA, Politis, G., 2019, Generation and propagation of noise from cavitating marine propellers, 6th International Symposium on Marine Propulsors smp'19, Rome, Italy, May 2019.

Birk L., "Fundamentals of Ship Hydrodynamics: Fluid Mechanics, Ship Resistance and Propulsion", University of New Orleans, Wiley, USA (2019), ISBN:9781119191575,

Brennen, C.E., "Cavitation and Bubble Dynamics". Oxford University Press (1995).

Breslin, R.J. Van Houten, J.E. Kerwin, and C-A Johnsson. "Theoretical and experimental propeller-induced hull pressures arising from intermittent blade cavitation, loading, and thickness". Trans. SNAME, 90, (1982).

Brian K. Branstetter, Judy St. Leger, Doug Acton, John Stewart, Dorian Houser, James J.Finneran, and Keith Jenkins, 2017 "Killer whale (*Orcinus orca*) behavioral audiograms". The Journal of the Acoustical Society of America 141 , 2387 (2017); doi: 10.1121/1.4979116.

Brockett, T., "Steady two dimensional pressure distribution on arbitrary wing sections", NACA TR 452, (1965).

Carlton, J. "Marine Propellers and Propulsion" Second Edit., Elsevier Ltd, Oxford, UK., (2007).

Chiu, J.-T., Wang, P.-J. and Fernández, "Unusual cetacean mortality event in Taiwan, possibly linked to naval activities", Vet. Rec., 162(April 2016), 184–186, doi:10.1136/vr.162.6.184, (2008).

Clark, W. T. Ellison, B.L. Southall, L. Hatch, S. M. Van Parijs, A. Frankel, D. Ponirakis, "Acoustic masking in marine ecosystems: intuitions, analysis, and implication" Marine ecology progress series (2009).

Collier, Ship and platform noise, propeller noise, in: M.J. Crocker (Ed.), Encyclopedia of Acoustics , Wiley, New York, (1997).

Cottrell, J.A., Hughes, T.J.R., Bazilevs, Y., "Isogeometric analysis", John Wiley and Sons (2009).

Cummings D. E., "Vortex Interactions in a Propeller Wake," MIT, Department of Naval Architecture Report 68-12, June 1968; also "The Effect of Propeller Wake Deformation on Propeller Design," Third Lips Propeller Symposium, Drunnen, The Netherlands, (1976). doi:10.1121/1.3664100, (2012).

European Parliament and Council of the European Union: Directive 2008/56/EC of the European Parliament and of the Council, Off. J. Eur. Union, 164, 19–40, (2008).

Erbe, Colleen Reichmuth, Kane Cunningham, Klaus, Lucke, Robert Dooling "Communication masking in marine mammals: A review and research strategy", Marine pollution Bulletin 103 (2016).

Farassat, "Acoustic radiation from rotating blades – the Kirchhoff method in aeroacoustics", Journal of Sound and vibrations (2001), doi:10.1006/jsvi.2000.3221.

Farassat, G.P. Succi, "The prediction of helicopter rotor discrete frequency noise", *Vertica* 7 (4) (1983)

Farassat, M.K. Myers, "Extensions of Kirchhoff's formula to radiation from moving surfaces", *Journal of Sound and Vibration* 123 (1988), 451–460.

Farassat, "Theory of noise generation from moving bodies with an application to helicopter rotors", NASA TRR-451, (1975).

Ffowcs Williams, D.L. Hawkings, "Sound generated by turbulence and surfaces in arbitrary motion", *Philosophical Transactions of the Royal Society A* 264 (1151) (1969).

Fine N. E. "Computational and experimental investigations of the flow around cavitating hydrofoils" Technical Report No. 88-6, MIT, Department of Ocean Engineering, September 1988.

Fine N. E., "Non linear analysis of cavitating propellers in non uniform flow", Technical Report No. 92-5, MIT, Department of Ocean Engineering, October 1992

Frisk "Noise economics: The relationship between ambient noise levels in the sea and global economic trends", *Oceanography earth sciences and geophysics animal behavior* (2012).

Fradelos, "Shipping noise and emerging noise legislation", ABS (2016)

Gilmore, F. R., "The Collapse and Growth of a Spherical Bubble in a Viscous Compressible Liquid". California Institute of Technology Hydrodynamics Laboratory, Rep. No. 26-4 (1952).

Glauert, H., "The elements of aerofoil and airscrew theory", Cambridge University Press, London, (1926).

Greeley and J.E. Kerwin. Numerical methods for propeller design and analysis in steady flow. *Trans. SNAME*, vol. 90, (1982).

Hanshin Seol, Jung-Chun Suhb, Soogab Lee c, "Development of hybrid method for the prediction of underwater propeller", *Journal of Sound and Vibration* 288, (2005).

Hess J.L., Smith, A.M.O., "Calculation of potential flow about arbitrary bodies", *Prog.Aeronaut. Sci.*, 8, 1-138, (1966).

Hess, J.L., "Calculation of potential flow around arbitrary three dimensional lifting bodies", McDonnell Douglas Corporation, Report no. MDC J5679-01, (1972).

Hickling, R. and Plesset, M. S. "Collapse and Rebound of a Spherical Bubble in Water". *Phys. Fluids*, 7,7—14, (1964).

Hildebrand, J. A. "Anthropogenic and natural sources of ambient noise in the ocean", *Mar. Ecol. Prog. Ser.*, 395, 5–20,doi:10.3354/meps08353, (2009).

Hildebrand, J. "Sources of Anthropogenic Sound in the Marine Environment", Rep. to Policy Sound Mar. Mamm. An Int. Work. US Mar. Mammal Comm. Jt. Nat. Conserv. Comm. UK London Engl., 50(2), 1 –16, doi:10.1016/j.marpolbul.2004.11.041, (2004).

IHS Global: Sea Web database of the global ship fleet, (2016).

IMO MEPC.1/Circ.833, "Guidelines for the Reduction of Underwater Noise from Commercial Shipping to Address Adverse Impacts on Marine Life".

IMO Res. A.927(22), Res. A.982(24) and MEPC.1/Circ.778/Rev.1.

IMO, sub-committee on ship design and equipment: provisions for reduction of noise from commercial shipping and its adverse impacts on marine life, DE 57/17., (2012).

IMO, guidelines on the method of calculation of the attained energy efficiency design index (EEDI) for new ships, MEPC 66/21/Add.1., (2014).

Jalkanen, J. P., Brink, A., Kalli, J., Pettersson, H., Kukkonen, J. and Stipa, T. "A modelling system for the exhaust emissions of marine traffic and its application in the Baltic Sea area", *Atmos. Chem. Phys. Discuss.*, 9(4), 15339–15373, doi:10.5194/acpd-9-15339-2009, (2009).

Jalkanen, J. P., Johansson, L., Kukkonen, J., Brink, A., Kalli, J. and Stipa, T. "Extension of an assessment model of ship traffic exhaust emissions for particulate matter and carbon monoxide", *Atmos. Chem. Phys.*, 12(5), 2641–2659, doi:10.5194/acp-12-2641-2012, (2012).

Johansson, L., Jalkanen, J. P. and Kukkonen, J. "Global assessment of shipping emissions in 2015 on a high spatial and temporal resolution", *Atmos. Environ.*, 167, 403–415, doi:10.1016/j.atmosenv.2017.08.042, (2017).

Johansson, L., Jalkanen, J.-P., Kalli, J. and Kukkonen, J. "The evolution of shipping emissions and the costs of regulation changes in the northern EU area", *Atmos. Chem. Phys.*, 13(22), doi:10.5194/acp-13-11375-2013, (2013).

Johnson, F. T., Lu, P., Brune, G. W., Weber, J. A., and Rubber, P. E., "An Improved Method for the Prediction of Completely Three-Dimensional Aerodynamic Load Distribution of Configurations with Leading Edge Vortex Separation," *AIAA 9th Fluid and Plasma Dynamics Conference*, AIAA Paper No. 76-417, (1976).

Jensen, F. B., Kuperman, W. A., Porter, M. B., and Schmidt, H. (2011). *Computational Ocean Acoustics*. (Springer Science+Business Media, LLC, New York).

Karasalo, I., Östberg, M., Sigray, P., Jalkanen, J.-P., Johansson, L., Liefvendahl, M. and Bensow, R.: Estimates of source spectra of ships from long term recordings in the Baltic sea, *Front. Mar. Sci.*, 4(JUN), doi:10.3389/fmars.2017.00164, (2017).

Karasalo, I.: "Exact finite elements for wave propagation in range-independent fluid-solid media", *J. Sound Vib.*, 172, 671–688, (1994).

Kandil, . A., Mook, D. T., and Nayfeh, A. H., "Nonlinear Prediction of Aerodynamic Loads on Lifting Surfaces," *Journal of Aictarft*, Vol. 13, No. 1, (1976).

Katz, J., Plotkin, A., "Low speed aerodynamics", McGraw Hill, New York (ITTC, 2011), (1991).

Kerwin, C.-S. Lee, "Prediction of steady and unsteady marine propeller performance by numerical lifting surface theory" *SNAME*, Vol. 86, pp. 218-253. (1978).

Kerwin, J. E., "A Deformed Wake Model for Marine Propellers," MIT, Department of Ocean Engineering Report 76-6, Oct. (1976).

Kerwin, J. E., "Computer Techniques for Propeller Blade Section Design", Second Lips Propeller Symposium, Drunnen, The Netherlands, (1973).

Kerwin, J. E., "The Solution of Propeller Lifting Surface Problems by Vortex Lattice Methods," MIT, Department of Naval Architecture and Marine Engineering, (1961).

Kerwin, S.A. Kinnas, M.B. Wilson, and McHugh J. "Experimental and analytical techniques for the study of unsteady propeller sheet cavitation", In Proceedings of the Sixteenth Symposium on Naval Hydrodynamics, Berkeley, California, (1986).

Kerwin "Hydrofoils and propellers", Lecture notes, MIT, (2001).

Kim, P. N. Nguyen, "Propeller cavitation and cavitation induced fluctuation: Correlation between theory and experiments", SNAME (1988).

Kinnas SA, Hsin CY, Keenan DP. A potential based panel method for the unsteady flow around open and ducted propellers. 18th Symposium on Naval Hydrodynamics, Ann Arbor, Michigan, USA, (1990).

Knapp, R.T., Daily, J.W., and Hammit, F.G. "Cavitation". McGrawHill, New York (1970).

Kress R., "Graduate texts in mathematics, numerical analysis", Springer (1991).

Kryter, K.D. "The handbook of hearing and the effects of noise". New York: Academic Press. 673 pp, (1994).

Kuiper, "New developments around sheet and tip vortex cavitation on ship's propellers", CAV2001, (2001).

Leal N., Leal E. και Sanchez G. , "Marine Vessel Recognition By Acoustic Signature", ARPN Journal of Engineering and Applied Sciences, Vol.10, No.20, November 2015, ISSN 1819-6608

Lee, "Prediction of Steady Unsteady Performance of Marine Propellers With or Without Cavitation by Numerical Lifting Surface Theory", PhD Thesis, MIT, Department of Ocean Engineering,(1979).

Li, Hallander, "Shipping and underwater radiated noise", SSPA Highlights, 14–16, (2015).

Lighthill, "On sound generated aerodynamically", 1. General Theory, Proceedings of the Royal Society A211 (1107) 564–587 (1952).

Loukakis, T. A., "A New Theory for the Wake of Marine Propellers' MIT, Department of Naval Architecture Report 71-7, (1971).

Malme, C. I., P.R. Miles, C.W. Clark, P. Tyack, and J.E. Bird. "Investigations of the potential effects of underwater noise from petroleum industry activities on migrating gray whale behavior" Prepared for U.S. Dept. of the Interior, Minerals Management Service. Available at: <http://www.gomr.boemre.gov/PI/PDFImages/ESPIS/1/1086.pdf>. (2011).

Malme, C.I., P.R. Miles, C.W. Clark, P. Tyack, and J.E. Bird. "Investigations of the potential effects of underwater noise from petroleum industry activities on migrating gray whale behavior" Bolt Beranek and Newman Inc., Cambridge, MA: BBN Rep. 5366. Prepared for U.S. Dept. of the Interior, Minerals Management Service, Anchorage, AK. NTIS PB86-174174 (1983).

McDonald, John A. Hildebrand and Sean M. Wiggins, "Increases in deep ocean ambient noise in the Northeast Pacific west of San Nicolas Island, California 2006 Acoustical Society 105 of America. DOI: 10.1121/1.2216565 PACS number s : 43.30.Nb, 43.50.Lj, 43.60.Cg DRD Pages: 711–718, (2006)

McKenna, M. F., Ross, D., Wiggins, S. M. and Hildebrand, J. A. "Underwater radiated noise from modern commercial ships", J. Acoust. Soc. Am., 131(1), 92–103, doi:10.1121/1.3664100, 2012

Mikhlin, S.G., "Multidimensional singular integrals and integral equations", Pergamon Press. (1965).

MMO, "Modelled Mapping of Continuous Underwater Noise Generated by Activities", Marine Management Organisation, (2015).

Moore, S. E., Reeves, R. R., Southall, B. L., Ragen, T. J., Suydam, R. S. and Clark, C. W.: A New Framework for Assessing the Effects of Anthropogenic Sound on Marine Mammals in a Rapidly Changing Arctic, Bioscience, 62(3), 289–295, doi:10.1525/bio.2012.62.3.10, (2012).

Morino, Ching-Chiang Kuo, Subsonic potential aerodynamic for complex configurations: a general theory, AIAA J 12 (2) 191–197 (1974).

MSFD 2008/56/EC (2008).

Munk, M.M., "The determination of the angles of attack of zero lift and zero moment, Based on Munk's Integrals", NACA TN, 122 (1923).

Muskhelishvili, N.I., "Singular integral equations", Nordhoff, Groningen, Netherlands (1953).

National Research Council "Ocean noise and marine mammals". The National Academies Press, Washington, DC. (2003).

National Research Council. "Marine mammal populations and ocean noise: Determining when noise causes biologically significant events". The National Academies Press, Washington, DC (2005).

Naval Technology , Features , Understanding Acoustic Signatures 20 Oct 2017
<https://www.naval-technology.com/features/understanding-acoustic-signatures/>

Nedwell, J. R., Edwards, B., Turnpenny, A. W. H. and Gordon, J.: "Fish and Marine Mammal Audiograms : A summary of available information", Subacoustech Rep. ref 534R0214, (September 2004), 281, (2004).

Newman, "Marine Hydrodynamics". The MIT Press, Cambridge, Massachusetts, (1977).

Nikopouloulos, Sigray, Andersson, Carlström, J. L. E.: BIAS Implementation Plan – Monitoring and assessment guidance for continuous low frequency sound in the Baltic Sea (2016).

Norwood “ An introduction to ship radiated noise”, Acoustics Australia, Vol. 30 (2002).

OSPAR Commission, Case Reports for the Initial List of Threatened and/or Declining Species and Habitats in the OSPAR Maritime Area at 91 (2004).

OSPAR Commission, Guidelines for the Management of Marine Protected Areas in the OSPAR Maritime Area, OSPAR Doc. 2003-18 (2003).

OSPAR, Assessment of trends of human activities. OSPAR Commission, 2009. Publication number 443/2009

Politis GK, “Simulation of unsteady motion of a propeller in a fluid including free wake modeling”, Engineering Analysis with Boundary Elements 28 (2003).

Polyanin, A.D., Manzhirov A.V., "Handbook of integral equations", Chapman & Hall/CRC (2008).

Prins a, M.B.Flikkema a,* , J. Bosschers a, Y.Koldenhof a, C.A.F. de Jong b, C. Pestelli c, H. Mumm d, H. Bretschneider e, V. Humphrey f, M. Hyensjö g “Suppression of underwater noise induced by cavitation: SONIC” 6th Transport Research Arena, (2016).

Reuter, Hemila, Nummela, “Modeling whale audiograms: effects of bone mass on highfrequency hearing”, Hearing research 151 (2001).

Richardson, W.J, Malme, C.I., Green, Jr C.R., Thomson, D.H., “Marine mammals and noise”, Vol 1. Academic Press, San Diego, California, USA, (1995)

Robinson, “Noise issues for offshore windfarms”, National Physical Laboratory, (2012)

Ross, Mechanics of Underwater Noise , Pergamon Press, Oxford, (1976).

Rowen, A. L.: Chapter 24. “Machinery Considerations, in Ship Design & Construction”, Vol 1, edited by T. Lamb, The Society of Naval Architects and Engineers (SNAME), Jersey City, NJ., (2003).

Ritz, W., 1909, "Uber eine methode zur losung gewisser variations-probleme der mathematischen", Physik. Journal fur reine und angewandte Mathematik, 135, 1-61.(1909).

Sandhya M., Rajarajeswari K., Seetaramaiah P, Detecting Inception of Hydrodynamic Cavitation Noise of Ships using Quadratic Phase Coupling Index as an Indicator, Defence Science Journal, Vol. 65, No. 1, January 2015, pp. 53-62, DOI : 10.14429/dsj.65.7885, 2015, DESIDOC

Science and Technology for Safeguarding Australia , Maritime Division
<https://www.dst.defence.gov.au/capability/acoustic-signature-management-military-technology>

Stocker, "An evaluation of the impacts of specific anthropogenic noise types on cetaceans: New types of guidelines needed to protect whales from ocean noise" Greenpeace, (2008)

Theodorsen, T., Garrick, I.E., 1933, "General potential theory of arbitrary wing sections", NACA TR, 452. (1933).

Thornycroft and S.W. Barnaby. Torpedo boat destroyers. Minutes of Proc. Inst. of Civil Engineers, 122, (1895).

Tougaard, Madsen and Wahlberg, "Underwater noise from construction and operation of offshore wind farms" National Environmental Research Institute, Aarhus University (2008)

Treffitz, E., "Ein gegenstück zum Ritzschen verfahren", Proc. 2 int. Congress in Applied Mechanics, Zurich, 131. (1926).

Tyack, P.L., and Clark, C.W. "Communication and acoustic behavior of dolphins and whales." Pp. 156-224 in W. Au, A.N. Popper, and R. Fay (eds.). *Hearing by Whales and Dolphins*. Springer Handbook of Auditory Research Series. New York: Springer Verlag. (2000).

Young F. Ronald, "Cavitation" ,2, (1999), Imperial College Press

Wagstaff, "RANDI: Research Ambient Noise Directionality Model", Naval Undersea Center (1973).

Wales and Heitmeyer, R. M. "An ensemble source spectra model for merchant ship-radiated noise", J. Acoust. Soc. Am., 111(3), 1211 –1231, doi:10.1121/1.1427355, (2002).

Wasser, S. K. and Kraus, S. D. "Evidence that ship noise increases stress in right whales", Proc. Biol. Sci., 279(1737), 2363–8, doi:10.1098/rspb.2011.2429, (2012).

Watson, D. G. M.: *Practical Ship Design*, Elsevier Science., (1998).

Weilgart Lucie Wade Hal Whitehead, "Conflict of interest in research on anthropogenic noise and marine mammals: Does funding bias conclusions?" *Marine Policy* <https://doi.org/10.1016/j.marpol.2009.08.009>, (2010)

Wenz, "Acoustic Ambient Noise in the Ocean: Spectra and Sources", the journal of the acoustical society of America (1962).

Williams, R., Clark, C.W., Ponirakis, D., Ashe, E., 2013. Acoustic quality of critical habitats for three threatened whale populations. *Anim. Conserv.* <http://dx.doi.org/10.1111/acv.12076>.

Wittekind, "The Increasing Noise Level in the Sea – a Challenge for Ship Technology?" Paper given at the 104th Congress of the German Society for Maritime Technology (2009).

Wittekind, D. K.: A simple model for the underwater noise source level of ships, *J. Sh. Prod. Des.*, 30(1), 1 –8, doi:10.5957/JSPD.30.1.120052, (2014).

Würsig, Thewissen, Kovacs, "Encyclopedia of Marine Mammals", 3rd ed., (2018).

Yang, W.-C., Chou, L.-S., Jepson, P. D., Brownell, R. L., Cowan, D., Chang, P.-H., Chiou, H.-I., Yao, C.-J., Yamada, T. K., Ocean Sci. Discuss., <https://doi.org/10.5194/os-2018-48> Manuscript under review for journal Ocean Sci. (2018).

Κ.Α. Μπελιμπασάκης, 1992, Μη μόνιμα φαινόμενα ροής κατά τη λειτουργία της έλικας πίσω από το πλοίο, Διδ. Διατριβή, Τμήμα Ναυπηγών Μηχ/γων Μηχ. ΕΜΠ

Γ.Α. Αθανασούλη, Κ.Α. Μπελιμπασάκη, 2002, Κυματικά Φαινόμενα στο Θαλάσσιο Περιβάλλον, Σημειώσεις μαθήματος Ροή III - .ΠΜΣ στην Ναυτική και Θαλάσσια Τεχνολογία και Επιστήμη, ΕΜΠ (Wave Phenomena in the Sea Environment – Lecture Notes).

Παράρτημα 1 - Η παλλόμενη σφαίρα

Στο παρόν παράρτημα, ο όγκος της κοιλότητας θα θεωρηθεί ως μία μονοπολική πηγή. Θεωρούμε ότι η κοιλότητα συγκεντρώνεται στο κέντρο της και ότι αρμονικά διαστέλλεται και συστέλλεται ως παλλόμενη σφαίρα. Η υπόθεση αυτή δεν λαμβάνει υπόψη την τυχαία κατάρρευση της κοιλότητας, αλλά παρέχει σχετικά καλά αποτελέσματα με μικρό υπολογιστικό κόστος.

Οι αναλυτικές λύσεις της εξίσωσης του κύματος σε συνδυασμό με τα δεδομένα στην συνοριακή επιφάνεια παλλόμενων κλειστών επιφανειών δύνανται να μας παρέχουν μία φυσική κατανόηση για το μηχανισμό γένεσης του ηχητικού πεδίου. Η κυματική εξίσωση η οποία περιγράφει την διάδοση του ήχου σε ομογενές μέσο δίνεται ακολούθως:

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - c_0^2 \nabla^2\right) \varphi = 0 \quad \text{A1.1}$$

όπου c_0 είναι η ταχύτητα του ήχου (η οποία θεωρείται σταθερή τουλάχιστον πέριξ της ηχητικής πηγής του ήχου) και φ το ακουστικό δυναμικό. Θεωρώντας την κυματική εξίσωση στην μία διάσταση λαμβάνουμε:

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - c_0^2 \frac{\partial^2}{\partial r^2}\right)(r\varphi) = 0 \quad \text{A1.2}$$

Θεωρούμε την ακουστική διάδοση με σφαιρική συμμετρία γύρω από ένα σημείο πηγής $\vec{y} = \{y_i\}$ και ένα σημείο παρατήρησης $\vec{x} = \{x_i\}$. Οι λύσεις της κυματικής εξίσωσης θα εξαρτώνται μόνο από την απόσταση $r = |\vec{x} - \vec{y}|$ και συνεπώς η γενική λύση της εξίσωσης A1.2 δύναται να γραφτεί ως εξής:

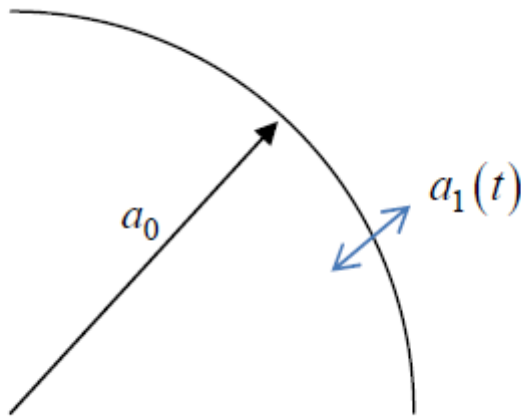
$$\varphi = \frac{f\left(t - \frac{r}{c_0}\right)}{r} + \frac{g\left(t + \frac{r}{c_0}\right)}{r} \quad \text{A1.3}$$

Οι αυθαίρετες (τυχούσες) συναρτήσεις f, g καθορίζουν το μοντέλο ή την φάση μεταβολής του κύματος, ενώ ο παράγοντας $1/r$ επηρεάζει μόνο το πλάτος του κύματος και αναπαριστά την γεωμετρική διάδοση της κυματικής ενέργειας πάνω σε μία μεγαλύτερη επιφάνεια καθώς διαδίδεται μακριά από την πηγή. Η συνάρτηση f αναπαριστά το εξερχόμενο διαδιδόμενο κύμα με ταχύτητα c_0 ενώ η g αναπαριστά ένα εισερχόμενο.

Έπειτα, θεωρούμε σφαίρα με μικρή παλλόμενη κίνηση η οποία αναπαρίσταται από την εξίσωση A1.4. Πρακτικά, κάθε πηγή ήχου της οποίας οι διαστάσεις είναι μικρότερες του μήκους κύματος, θα συμπεριφέρεται ως μονόπολο, διαδίδοντας ήχο ισοκατανεμημένο προς όλες τις κατευθύνσεις. Ειδικότερα, θεωρούμε μία μικρή σφαίρα ($|a_1(t)| \ll a_0$) με παλλόμενη κίνηση

$$r = a(t) = a_0 + a_1(t) \quad \text{A1.4}$$

όπου $|\alpha_1(t)| \ll \alpha_0$



Εικόνα Α.1.1 Η παλλόμενη κίνηση ενός ακουστικού μονοπόλου με ακτίνα r

Η ταχύτητα του υγρού στην επιφάνεια της σφαίρας εξάγεται από την ακόλουθη εξίσωση:

$$u_r = \frac{\partial r}{\partial t} = a(t) = \left(\frac{\partial \varphi}{\partial r}\right)_a \quad \text{A1.5}$$

Το ανάπτυγμα Taylor της εξίσωσης Α1.5 μας δίνει την ακόλουθη μορφή:

$$\left(\frac{\partial \varphi}{\partial r}\right)_a = \left(\frac{\partial \varphi}{\partial r}\right)_{\alpha_0} + (\alpha - \alpha_0) \left(\frac{\partial^2 \varphi}{\partial r^2}\right)_{\alpha_0} + \dots \quad \text{A1.6}$$

Αν τα ω και λ αναπαριστούν την γωνιακή συχνότητα και μήκος κύματος αντίστοιχα τα οποία σχετίζονται με το ακουστικό κύμα τότε:

$$(\alpha - \alpha_0) \left(\frac{\partial^2 \varphi}{\partial r^2}\right)_{\alpha_0} \geq \left\{ \frac{\alpha_1 \omega}{c_0} \dot{\alpha}, \frac{\alpha_1}{c_0} \dot{\alpha} \right\} \quad \text{A1.7}$$

Επομένως αν:

$$\left| \frac{\alpha_1 \omega}{c_0} \right| \ll 1 \text{ ή ισοδύναμα } \frac{\alpha_1}{\lambda} \ll 1 \quad \text{A1.8}$$

τότε

$$\left| (\alpha - \alpha_0) \left(\frac{\partial^2 \varphi}{\partial r^2}\right)_{\alpha_0} \right| \ll |\dot{\alpha}| \quad \text{A1.9}$$

Με άλλα λόγια, επιθυμούμε το μήκος κύματος να είναι αρκετά μεγάλο συγκριτικά με την ακτίνα της σφαίρας. Αυτό μας επιτρέπει να γραμμικοποιήσουμε τις συνοριακές συνθήκες επί της σφαίρας μεταφέροντας την στην μέση θέση του α_0 :

$$\left(\frac{\partial \varphi}{\partial r}\right)_{a_0} = \dot{a}(t) \quad \text{A1.10}$$

Επιπρόσθετα η παλλόμενη σφαίρα θεωρείται πηγή ακουστικών κυμάτων, επομένως η εξίσωση A1.3 δύναται να απλοποιηθεί αμελώντας τον δεύτερο όρο (ή θεωρώντας $g=0$). Εφαρμόζοντας την εξίσωση A1.10 στην μέση θέση της σφαίρας, λαμβάνουμε την ακόλουθη εξίσωση της συνάρτησης f :

$$f(t) = a_0 c_0 \int_{-\infty}^0 \dot{a}\left(t + \frac{a_0}{c_0}\right) e^{-\frac{c_0}{a_0}(t-t')} dt \quad \text{A1.11}$$

Τονίζεται ότι αν το T είναι μία αντιπροσωπευτική περίοδος του παλμού της σφαίρας τότε η έκφραση $c_0 T/a_0 = \lambda/a_0$ έχει νόημα, όπου λ είναι το αντιπροσωπευτικό μήκος κύματος του ήχου. Αν $\lambda/a_0 \gg 1$, τότε η μεγαλύτερη συνεισφορά στο ολοκλήρωμα της εξίσωσης A1.11 υφίσταται όταν $t' \approx t$. Αμελώντας τους όρους $O(a_0/\lambda)$, λαμβάνουμε:

$$f(t) = -a_0^2 \dot{a}(t) \quad \text{A1.12}$$

Θέτοντας τον ρυθμό ροής μάζας που διέρχεται την σφαίρα ακτίνας a_0 :

$$m(t) = 4\pi\rho_0 a_0^2 \dot{a} \quad \text{A1.13}$$

$$f(t) = -\frac{m}{4\pi\rho_0} \quad \text{A1.14}$$

λαμβάνουμε την συνάρτηση του ακουστικού δυναμικού πεδίου:

$$\varphi = -\frac{a_0^2 \dot{a}\left(t - \frac{r}{c_0}\right)}{r} = -\frac{m\left(t - \frac{r}{c_0}\right)}{4\pi\rho_0 r} \quad \text{A1.15}$$

Όσον αφορά την ακουστική πίεση

$$\dot{p} = -\rho_0 \frac{\partial \varphi}{\partial t} = \frac{\dot{m}\left(t - \frac{r}{c_0}\right)}{4\pi r} \quad \text{A1.16}$$

Εν τέλει η ακτινική ταχύτητα δίνεται από τον τύπο:

$$u_r = \frac{1}{4\pi\rho_0} \left(\frac{\dot{m}\left(t - \frac{r}{c_0}\right)}{r c_0} + \frac{m\left(t - \frac{r}{c_0}\right)}{r^2} \right) \quad \text{A1.17}$$

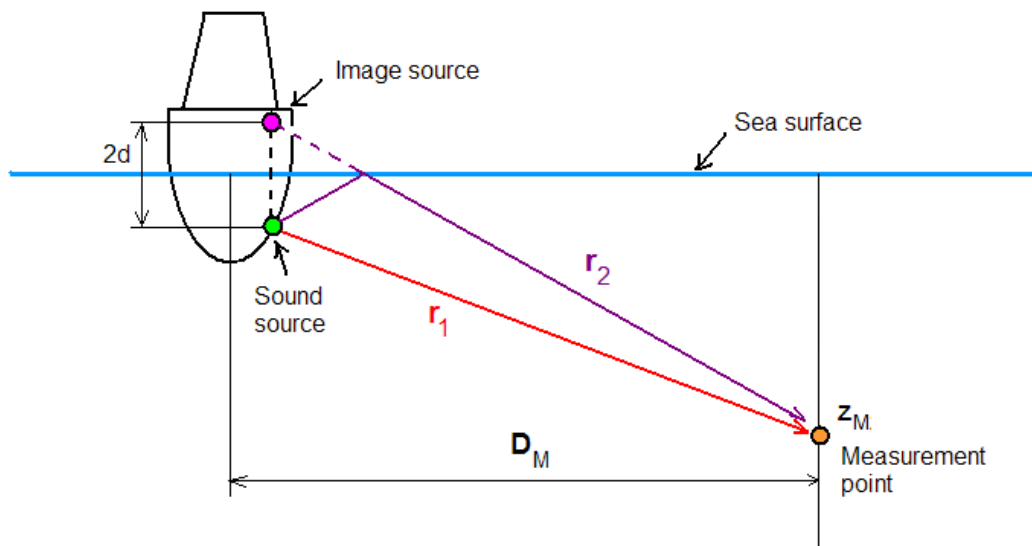
Η ανωτέρω έκφραση υποδεικνύει ότι στο μακρινό πεδίο δηλαδή όταν $r \gg \lambda$, η ακουστική πίεση και ταχύτητα βρίσκονται στην ίδια φάση. Χρησιμοποιώντας την έκφραση του ρυθμού ροής μάζας λαμβάνουμε

$$\dot{p} = -\frac{\rho_0}{4\pi r} \frac{\partial^2 \text{Vol}(t)}{\partial t^2} \quad \text{A1.18}$$

όπου $\text{Vol}(t)$ είναι ο όγκος της παλλόμενης πηγής. Η ανωτέρω εξίσωση θα χρησιμοποιηθεί προσεγγιστικά για την μοντελοποίηση της συνεισφοράς του μονόπολου θορύβου λόγω των διακυμάνσεων του όγκου σπηλαίωσης των πτερυγίων της έλικας.

Παράρτημα 2 Lloyd Mirror Effect

Η επιφάνεια της θάλασσας συμπεριφέρεται σαν ανακλαστής του ήχου λόγω της διαφοράς ακουστικής εμπέδησης μεταξύ νερού και αέρα. Αν θεωρήσουμε ένα τυχαίο σημείο P (r,z) , όπου r η απόσταση του σημείου από την πηγή ήχου και z η κάθετη απόσταση του από την επιφάνεια της θάλασσας (z=0), και ακόμη ότι η απόσταση μίας πηγής ήχου από τον πυθμένα είναι αρκετά μεγάλη ώστε να μην επηρεάζεται από ανακλάσεις αυτού (ένα τυπικό βάθος deep water θεωρείται μεγαλύτερο των 2000 μέτρων (Jensen et al,2011)), τότε όπως φαίνεται και στο σχήμα A.2.1 για κάθε σημείο P υφίστανται δύο δίαυλοι που ενώνουν την πηγή, που βρίσκεται σε κάθετη απόσταση d από την επιφάνεια της θάλασσας, και το σημείο δέκτη (η άμεση απόσταση r_1 και η έμμεση -ανακλώμενη από την επιφάνεια r_2).



Εικόνα A.2.1 Απεικόνιση του φαινομένου Lloyd Mirror Effect (AQUO 2.9)

Για την διάδοση του εκπεμπόμενου θορύβου το φαινόμενο δύναται να εξηγηθεί εισάγοντας ένα δεύτερο πλασματικό όρο (image source) , αντίθετης φάσης (διαφοράς 180°), συμμετρικά της πηγής άνωθεν της επιφάνειας (από πηγή και φανταστικής πηγής 2d).

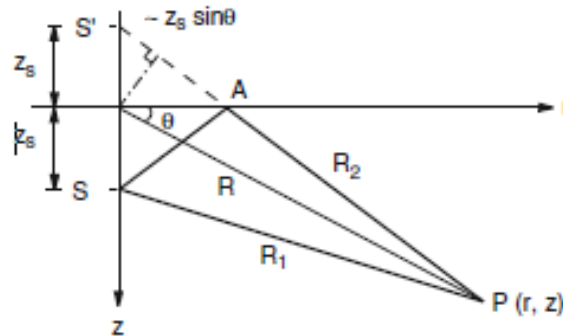
Θεωρώντας ότι η πηγή είναι τέλειος επίπεδος ανακλαστής η ακουστική πίεση που υπολογίζεται από τον δέκτη θα είναι το αλγεβρικό άθροισμα των δύο κυμάτων που λαμβάνονται από την πραγματική και την φανταστική πηγή.

$$p(r,z) = \left| \frac{e^{-i(kr_1)}}{r_1} + R \frac{e^{-i(kr_2)}}{r_2} \right| \quad \text{A2.1}$$

όπου $k=2\pi/\lambda$ είναι ο κυματαριθμός.

Για την επιφάνεια απελευθέρωσης πίεσης το $R=-1$ και το σύστημα θα συμπεριφέρεται ως δίπολο με απόσταση 2d των δύο πηγών που θα οδηγήσουν σε ακουστικές

παρεμβολές μεταξύ του εκπεμπόμενου και ανακλώμενου σήματος που θα ενισχύσουν ή θα απομειώσουν την ένταση του λαμβανόμενου σήματος στο σημείο παρατήρησης.



Εικόνα Α.2.2 Γεωμετρία του φαινομένου Lloyd Mirror (Jensen et al,2011)

Η εξίσωση Α2.1 μπορεί να εκφράσει το μοντέλο παρεμβολών με την βοήθεια της εικόνας Α.2.2 όπου απεικονίζεται γεωμετρικά το φαινόμενο Lloyd Mirror. Τα R_1, R_2 είναι οι δύο δίαυλοι στο σημείο παρατήρησης από την πραγματική και φανταστική πηγή αντίστοιχα (όπως τα r_1, r_2 της εικόνας Α.2.1) ενώ αν θεωρηθεί η απόσταση R όπως φαίνεται στο σχήμα ότι είναι πολύ μεγαλύτερη από την κάθετη απόσταση της πηγής από την επιφάνεια της θάλασσας z_s , τότε προσεγγιστικά υπολογίζονται

$$R_1 \cong R - z_s \sin \theta \quad \text{Α2.2}$$

$$R_2 \cong R + z_s \sin \theta \quad \text{Α2.3}$$

όπου θ η γωνία απόκλισης όπως φαίνεται στο ανωτέρω σχήμα.

Θεωρώντας ότι η απόσταση R μπορεί να αντικατασταθεί στους παρονομαστές και των δύο όρων της εξίσωσης Α.2.1 λαμβάνουμε

$$p(z, r) \cong \frac{1}{R} [e^{ik(R - z_s \sin \theta)} - e^{ik(R + z_s \sin \theta)}] = \frac{e^{ikR}}{R} [e^{-ikz_s \sin \theta} - e^{ikz_s \sin \theta}] \quad \text{Α2.4}$$

Αντικαθιστώντας τους δύο εκθετικούς όρους σύμφωνα με την τριγωνομετρική συνάρτηση $\sin x = \frac{e^{ix} - e^{-ix}}{2i}$ (όπου $x = kz_s \sin \theta$) η εξίσωση Α.2.4 γίνεται

$$p(z, r) \cong -\frac{2i}{R} \sin(kz_s \sin \theta) e^{ikR} \quad \text{Α2.5}$$

το οποίο σημαίνει ότι η διακύμανση του πλάτους λαμβάνει την μορφή

$$|p| = \frac{2}{R} |\sin(kz_s \sin \theta)| \quad \text{Α2.6}$$

Για ένα σημείο σε ελεύθερο χώρο όπου θα υπήρχε σφαιρική επέκταση κύματος θα ίσχυε $|p| \propto \frac{1}{R}$.

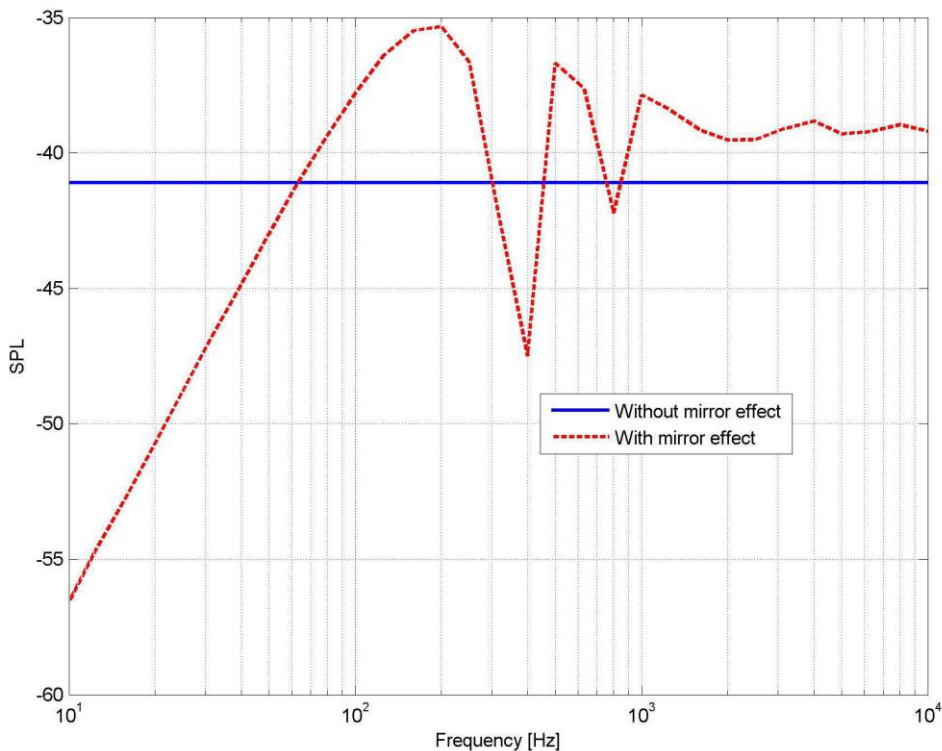
Η ανάκλαση όμως από την επιφάνεια της θάλασσας φαίνεται να δημιουργεί ένα κατευθυντικό μοντέλο με μέγιστη και ελάχιστη πίεση ως ακολούθως

$$|p|_{\max} = \frac{2}{R} \text{ για } \sin \theta = (2m-1) \frac{\pi}{2kz_s} \text{ για } m=1, 2, \dots \quad \text{Α2.7}$$

$$|p|_{\min}=0 \text{ για } \sin\theta=(m-1)\frac{\pi}{2kz_s} \text{ για } m=1,2,\dots$$

A2.8

Το ανωτέρω είναι το κλασσικό μοντέλο παρεμβολών του φαινομένου Lloyd Mirror. Αξιοσημείωτο είναι ότι στην μέγιστη τιμή του λαμβάνει τιμή διπλάσια μιας απλής πηγής (constructive interference) στην ελάχιστη τιμή του μηδενίζει (destructive interference). Ένα παράδειγμα των παρεμβολών από το φαινόμενο Lloyd Mirror απεικονίζεται στην εικόνα A.2.3.



Εικόνα A.2.3 Επίδραση παρεμβολών φαινομένου (AQUO R2.9)

Το φαινόμενο Lloyd mirror (Lloyd mirror effect) εξαρτάται από :

- α. την συχνότητα
- β. κατακόρυφη θέση της πηγής από την επιφάνεια της θάλασσας
- γ. απόσταση και κατακόρυφη θέση του δέκτη από την επιφάνεια της θάλασσας
- δ. μέγεθος της πηγής ήχου και
- ε. κατάσταση θαλάσσης

Στην πραγματικότητα το πραγματικό φαινόμενο δεν είναι τόσο έντονο όσο παρουσιάζεται στην εικόνα A.2.3 λόγω και διαφορετικών επιδράσεων μετάδοσης όπως του γεγονός ότι ο διαδιδόμενος από το πλοίο θόρυβος δεν προέρχεται από μία μόνο πηγή αλλά αποτελεί υπέρθεση διαφορετικών πηγών θορύβου (όπως αναλύεται στο κεφάλαιο 1) ή ότι η επιφάνεια της θάλασσας δεν είναι εντελώς λεία (κατάσταση θαλάσσης απόλυτης ηρεμίας) λόγω της ύπαρξης κυμάτων που συνδράμουν στην σκέδαση της ανακλώμενης ακτίνας με αποτέλεσμα το μεταδιδόμενο κύμα να είναι ελαφρώς μειωμένο από το κύμα που προσπίπτει σε αυτή.

Παράρτημα 3 Μέθοδος Συνοριακών Στοιχείων (Boundary Element Method)

Στο παράρτημα αυτό περιγράφεται ένα μοντέλο βασισμένο στην μέθοδο συνοριακών στοιχείων (panel based method) (Κυματικά Φαινόμενα στο Θαλάσσιο Περιβάλλον, Αθανασούλης – Μπελιμπασάκης, 2019). Το όνομα της μεθόδου προκύπτει από την μεθοδολογία κατάτμησης μίας διδιάστατης ή και τριδιάστατης επιφάνειας σε σύνολο στοιχειωδών τμημάτων, όπου σε κάθε ένα από αυτά η στοιχειώδης συνάρτηση κατανέμεται σταθερά.

Η συνάρτηση Green της εξίσωσης Helmholtz που περιγράφει το ακουστικό πεδίο από σημειακή πηγή στην θέση y δίνεται από τον τύπο

$$G(x|y) = \frac{i}{4} H_0^1(k|x-y|) \quad \text{A3.1}$$

Όπου ο αριστερός όρος της εξίσωσης $G(x|y)$ αναπαριστά την συνάρτηση Green της εξίσωσης Laplace με την μορφή σημειακής πηγής (source) που βρίσκεται στην θέση x και επάγει δυναμικό στην θέση y .

Αν χρησιμοποιήσουμε ολοκληρωτική αναπαράσταση του πεδίου σκέδασης στην μορφή δυναμικού θα λάβουμε την εξίσωση A.3.2

$$p(x) = \int_{\partial D} \sigma(y) G(x|y) ds(y), \quad \text{A3.2}$$

για κάθε $x \in R^2 \setminus D$ (σε όλο τον χώρο εκτός από τον σκεδαστή) και όπου $\sigma(y)$ περιγράφει την ένταση των κατανεμημένων πηγών πάνω στην επιφάνεια του σκεδαστή και το y είναι το διάνυσμα που δηλώνει την θέση πάνω στο σύνορο του σκεδαστή.

Η παράγωγος του ακουστικού πεδίου δίνεται από την σχέση:

$$\nabla_x p(x) = \nabla \int_{\partial D} \sigma(y) G(x|y) ds(y), \quad \text{για κάθε } x \in R^2 \setminus \bar{D} \quad \text{A3.3}$$

όπου \bar{D} συμβολίζει το εσωτερικό του σκεδαστή πλην του συνόρου του σκεδαστή

Ειδικά σε σημείο πάνω στο σύνορο η ανωτέρω σχέση διαμορφώνεται ως ακολούθως:

$$\nabla_x p(x) \cdot \frac{\sigma(x)}{2} = + \int_{\partial D} \sigma(y) \frac{\partial G(x|y)}{\partial n} ds(y) \quad \text{A3.4}$$

Το πεδίο που δίδεται από την Εξ. A.3.2 θα είναι λύση του προβλήματος Neumann εάν στο σύνορο του σκληρού σκεδαστή εφόσον ικανοποιείται η ακόλουθη ολοκληρωτική εξίσωση ως προς την άγνωστη ένταση

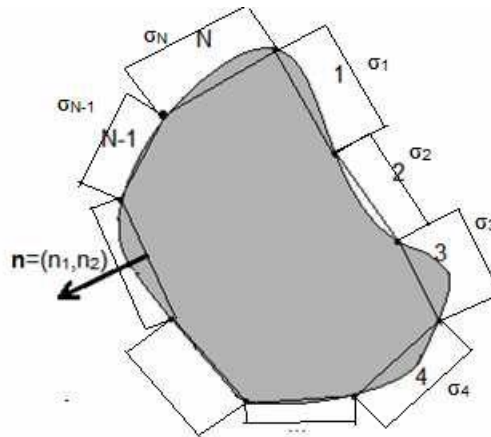
$$\nabla_x p(x) \cdot \frac{\sigma(x)}{2} + \int_{\partial D} \sigma(y) \frac{\partial G(x|y)}{\partial n} ds(y) = g_N(x) \equiv -\frac{\partial P_I}{\partial n} \quad \text{A3.5}$$

Όπου g_N θα είναι η συνεχής συνάρτηση στην προς μελέτη επιφάνεια που περιγράφει τα συνοριακά δεδομένα για συνθήκη Neumann (σκληρό όριο) ενώ αντίστοιχα για συνθήκη Dirichlet (μαλακό όριο) η ολοκληρωτική εξίσωση είναι:

$$p_s(x) = \int_{\partial D} \sigma(y) G(x|y) ds(y) = g_D(x) \equiv -P_I(x) \quad \text{για κάθε } x \in \partial D \quad \text{A3.6}$$

Η συνάρτηση Green της εξίσωσης Helmholtz λόγω της λογαριθμικής ιδιομορφίας που παρουσιάζει όταν το $x \rightarrow y$ καθιστά τα ανωτέρω ολοκληρώματα ιδιόμορφα και ειδικού χειρισμού. Μία μέθοδος επίλυσης τέτοιων εξισώσεων είναι και η χαμηλοτάξια μέθοδος συνοριακών στοιχείων ή μέθοδος συνοριακών στοιχείων βασισμένη στο διαφορικό.

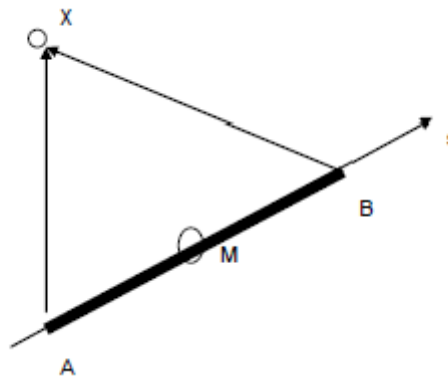
Η μέθοδος αυτή προσεγγίζει την προς μελέτη επιφάνεια, η οποία στην περίπτωση της εργασίας είναι το πτερύγιο της έλικας λογιζόμενο ως λεπτή υδροδυναμική επιφάνεια δύο διαστάσεων, σε ευθύγραμμα στοιχεία (panel) τα οποία προσεγγίζουν το σύνορο από μία κλειστή πολυγωνική γραμμή, η οποία με την αύξηση του πλήθους των στοιχείων αυτής προσομοιάζουν καλύτερα το πραγματικό σύνορο.



Εικόνα A.3.1 Διακριτοποίηση συνόρου πεπερασμένων διαστάσεων με ευθύγραμμα στοιχεία (Κυματικά Φαινόμενα στο Θαλάσσιο Περιβάλλον, Αθανασούλης – Μπελιμπασάκης, 2019)

Στο ανωτέρω σχήμα απεικονίζεται η τμηματοποίηση σε N πάνελ , ενώ η άγνωστη συνάρτηση που στην εργασία μας είναι η ένταση πηγών $\sigma(s) \equiv \sigma(y(s))$ πάνω στο σύνορο-επιφάνεια θεωρείται προσεγγιστικά σταθερή σε κάθε ένα από τα στοιχεία (panel) $i=1,2,\dots,N$. Με αυτή την μέθοδο η σταθερή κατανομή προσεγγίζει την πραγματική ένταση των πηγών στην επιφάνεια που μελετάμε και υποβοηθά σημαντικά τον υπολογισμό των ολοκληρωμάτων που δόθηκαν στις εξισώσεις A.3.2,A.3.3,A.3.4

$$P_S(x) = \int_A^B \sigma(y)G(x|y)ds(y) \quad A3.7$$



Εικόνα A.3.2 Επαγόμενο δυναμικό από ευθύγραμμο συνοριακό στοιχείο AB (Κυματικά Φαινόμενα στο Θαλάσσιο Περιβάλλον, Αθανασούλης – Μπελιμπασάκης, 2019)

Τελικά το πρόβλημα απλοποιείται με τον υπολογισμό του επαγόμενου πεδίου καθώς και των παραγώγων αυτού από κάθε στοιχείο όπως φαίνεται στην εικόνα A.3.2. Γενικά για ένα στοιχείο με άκρα A,B το δυναμικό σκέδασης που παράγει σε κάποιο σημείο του χώρου x λόγω της σχέσης A.3.1 (συνάρτηση Green στις δύο διαστάσεις) και του γεγονότος ότι η ένταση των πηγών είναι σταθερή εντός κάθε στοιχείου δίνεται από την σχέση:

$$P_S = \frac{i}{4} \sigma_{AB} \int_A^B H_0^{(1)}(k|x-y|) ds(y) = \sigma_{AB} U_{AB} \quad A3.8$$

$$\text{Όπου } U_{AB}(x) = \frac{i}{4} \int_A^B H_0^{(1)}(k \sqrt{(x_1 - y_1)^2 + (x_2 - y_2)^2}) ds, \quad A3.9$$

το επαγόμενο δυναμικό στοιχείου μοναδικής έντασης για $x \in R^2 \setminus D$ ή $x \in \partial D$

Παραγωγίζοντας της A.3.8 καταλήγουμε στην ακόλουθη σχέση για την κάθετη παράγωγο πάνω στο σύνορο

$$\frac{\partial P_S}{\partial n} = \sigma_{AB} F_{AB}(x) \quad A3.10$$

$$\text{όπου } F_{AB} = -\frac{ik}{4} \int_A^B H_1^{(1)}(k \sqrt{(x_1 - y_1)^2 + (x_2 - y_2)^2}) Q ds \text{ για } x \in \partial D, \quad A3.11$$

η επαγόμενη κάθετη ταχύτητα από το AB στο σημείο x πάνω στο σύνορο και

$$Q = \left(\frac{x_1 - y_1}{\sqrt{(x_1 - y_1)^2 + (x_2 - y_2)^2}} n_1 + \frac{x_2 - y_2}{\sqrt{(x_1 - y_1)^2 + (x_2 - y_2)^2}} n_2 \right)$$

Τα ολοκληρώματα των εξισώσεων A.3.8 και A.3.10 γίνονται ιδιόμορφα όταν το x βρίσκεται επί του στοιχείου AB, όταν δηλαδή το στοιχείο ελέγχου συμπίπτει με το κέντρο του συνοριακού στοιχείου. Στην περίπτωση της εξίσωσης A.3.8 το ολοκλήρωμα παρουσιάζει λογαριθμικό απειρισμό και υπολογίζεται με απλό μετασχηματισμό. Από την άλλη στην περίπτωση της εξίσωσης A.3.10 το ολοκλήρωμα είναι ισχυρά ιδιόμορφο όταν το $x \rightarrow y$ λόγω της σχέσης

$$H_1^1(k|x-y|) \approx -\frac{2}{\pi} \frac{1}{k|x-y|} \quad A3.12$$

όταν δηλαδή το σημείο x στο σχήμα A.3.2 λαμβάνεται στο σημείο M (κέντρο του AB). Όμως από την σχέση για την κάθετη επαγόμενη ταχύτητα A.3.11 παρατηρείται ότι οι συνεισφορές από τις πηγές απειρίζονται στο ίδιο σημείο αλλά είναι και συμμετρικά αντίθετες και επομένως αλληλοαναιρούνται και μηδενίζονται. Σε κάθε άλλη περίπτωση $x \neq y$ τα ανωτέρω ολοκληρώματα υπολογίζονται κανονικά.

Ολοκληρώνοντας το πεδίο στο σύνορο στα κέντρα των στοιχείων για συνθήκες Dirichlet δίνεται από την υπέρθεση

$$g^D(x_i) = \sum_{j=1}^N \sigma_j U_j(x_i) \text{ για } i=1,2,\dots,N \quad A3.13$$

Ή στην περίπτωση που το πεδίο είναι γνωστό

$$g^D(x_i) = -P_i(x_i), \quad x_i \in \partial D_N, \text{ για } i=1,2,\dots,N \quad A3.14$$

Οι ανωτέρω εξισώσεις ορίζουν σύστημα N εξισώσεων με αγνώστους τις εντάσεις των πηγών σ_i .

Αντίστοιχα για συνθήκες Neumann έχουμε

$$g_N(x_i) = \sum_{j=1}^N \sigma_j F_j(x_i) \text{ για } x_i \in \partial D_N, \text{ για } i=1,2,\dots,N \quad \text{A3.15}$$

ή στην περίπτωση που το πεδίο είναι γνωστό

$$g_N(x_i) = \frac{\partial P_I(x_i)}{\partial n} = -n \nabla P_I, \text{ για } x_i \in \partial D_N, \text{ για } i=1,2,\dots,N \quad \text{A3.16}$$

Οι ανωτέρω εξισώσεις ορίζουν σύστημα N εξισώσεων με αγνώστους τις εντάσεις των πηγών σ_i .

Σε κάθε περίπτωση το δυναμικό σε οποιοδήποτε σημείο του χώρου και πάνω στο σύνορο της επιφάνειας μελέτης υπολογίζεται από την σχέση

$$P_S(\mathbf{x}) = \sum_{j=1}^N \sigma_j U_j(\mathbf{x}), \mathbf{x} \in R^2 \setminus D$$

Στην περίπτωση μικτής συνοριακής συνθήκης η λύση κατασκευάζεται με συνδυασμό των ανωτέρω.