



ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ
ΤΜΗΜΑ ΜΗΧΑΝΟΛΟΓΩΝ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ
ΤΟΜΕΑΣ ΡΕΥΣΤΩΝ

“Ανάλυση του Αεροδυναμικού Θορύβου και της
σκέδασης του από την άτρακτο σε πλήρη ελικόπτερα.”

Μακρής Ιωάννης

Διπλωματική Εργασία

Εξεταστική επιτροπή :

Καθηγητής Σωκράτης Τσαγγάρης

Αναπληρωτής Καθηγητής Σπυρίδων Βουτσινάς (επιβλέπων)

Αναπληρωτής Καθηγητής Αρθούρος Ζερβός

ΑΘΗΝΑ 2007

Ευχαριστίες

Στο τέλος μιας προσπάθειας που κράτησε ένα χρόνο θα ήθελα να εκφράσω τις ευχαριστίες μου στους ανθρώπους που συνέβαλαν στην ολοκλήρωση της δουλειάς αυτής .

Πρώτα και πάνω από όλους θέλω να ευχαριστήσω τον επιβλέποντα της εργασίας αυτής , Αναπληρωτή Καθηγητή Σπύρο Βουτσινά για την καθοδήγηση και παρακολούθηση της εργασίας , καθώς και για υλική και ηθική υποστήριξη που μου παρείχε .

Θα ήθελα ακόμη να ευχαριστήσω τους , Αναπληρωτή Καθηγητή Αρθούρο Ζερβό και Καθηγητή Σωκράτη Τσαγγάρη για τη συμμετοχή τους στην τριμελή επιτροπή .

Επίσης επιθυμώ να ευχαριστήσω τον Γιάννη Προσπαθόπουλο , χωρίς του οποίου την καίρια βοήθεια θα ήταν αδύνατη η ολοκλήρωση της εργασίας αυτής , τον Πέτρο Χασαπογιάννη και το Βασίλη Ριζιώτη , για τη βοήθεια που μου προσέφεραν πάντοτε με προθυμία . Ευχαριστώ πολύ τα παιδιά του εργαστηρίου Γιώργο Τζώρτζη , Γιώργο Παπαδάκη , Δημήτρη Μανωλά και Σπύρο Φανού για τη συνεργασία τους και την παρέα τους .

Ακόμη θέλω να εκφράσω την ευγνωμοσύνη μου στη μητέρα μου Μαρία , τον πατέρα μου Νίκο , τον αδερφό μου Βαγγέλη και τη γυναίκα του Μαρία για την αμέριστη ηθική και υλική συμπαράσταση τους, που χωρίς αυτή δεν θα μπορούσα να προχωρήσω.

Τέλος ευχαριστώ όλους τους φίλους και φίλες μου για την υπομονή που έδειξαν αυτόν το χρόνο .

στην οικογένεια μου

Περίληψη

Τα βασικά χαρακτηριστικά του ελικοπτέρου ως πτητική μηχανή , σε συνδυασμό με τις ανάγκες της σύγχρονης κοινωνίας οδήγησαν στην αυξανόμενη χρήση του ελικοπτέρου . Η μείωση των επιπέδων θορύβου αποτελεί τρέχον τεχνολογικό πρόβλημα . Οι κυρίαρχες πηγές θορύβου στο ελικοπτερο είναι αεροδυναμικού τύπου , οφείλονται δηλαδή στο μη μόνιμο χαρακτήρα της φόρτισης των πτερυγίων των δρομέων . Η αντιμετώπιση του τεχνολογικού προβλήματος μείωσης του θορύβου απαιτεί την επίλυση του μη μόνιμου πεδίου ροής γύρω από τη γεωμετρία του ελικοπτέρου .

Η παρούσα εργασία έθεσε ως στόχο την ανάπτυξη υπολογιστικού εργαλείου ικανού να αντιμετωπίσει το πλήρες ελικοπτερο , δηλαδή να λάβει υπόψιν το κελύφος του ελικοπτέρου, και να συμβάλλει στην κατανόηση των φυσικών μηχανισμών που αναπτύσσονται .

Για την επίτευξη του στόχου αυτού αναπτύχθηκε αριθμητική μέθοδος για την ένταξη της γεωμετρίας του κελύφους στο αεροακουστικό πρόβλημα . Συγκεκριμένα δημιουργήθηκε η μέθοδος των ψευδοπηγών και της κατευθυντικότητας τους και επιλύθηκαν διάφορα γεωμετρικά προβλήματα . Η μέθοδος αυτή αποτελεί μετάβαση από το κινούμενο πραγματικό σύστημα των πηγών σε ακίνητο .

Για την ανάλυση του αεροακουστικού προβλήματος και τον υπολογισμό του χαμηλόσυχνου αεροδυναμικού θορύβου χρησιμοποιήθηκε μέθοδος επίλυσης της εξίσωσης Fcows-Williams , Hawkings . Η μέθοδος έχει το χαρακτηριστικό της ολοκλήρωσης των ακουστικών σημάτων μέσω χρονικής παρεμβολής στο χρόνο του παρατηρητή .

Τα συμπεράσματα που προέκυψαν είναι :

- Το υπολογιστικό εργαλείο μπορεί να εφαρμοστεί για διαφορετικές γεωμετρίες κελύφους και δρομέων και σε διαφορετικές περιπτώσεις του φακέλου πτήσης του ελικοπτέρου .
- Σε όλες τις περιπτώσεις η επιρροή του κελύφους στο τελικό αποτέλεσμα είναι σχετικά μικρή .
- Στις περιπτώσεις οριζόντιας πτήσης η προσθήκη του κελύφους στους υπολογισμούς προκαλεί μείωση των επιπέδων του ήχου σε σχέσεις με τις πρότερες προλέξεις.

- Στην περίπτωση της καθόδου η προσθήκη του κελύφους στους υπολογισμούς προκαλεί εξάπλωση των περιοχών των μέγιστων επιπέδων ήχου των μέχρι τώρα προλέξεων.
- Η προσθήκη του κελύφους στους υπολογισμούς βελτιώνει ελαφρώς τις απεικονίσεις που λαμβάνουμε , σε σχέση με τα πειραματικά αποτελέσματα . Παρόλα αυτά συμπεραίνουμε ότι το πρόβλημα ταύτισης των προλέξεων με τις πειραματικές μετρήσεις οφείλεται στον τρόπο υπολογισμού των ακουστικών πιέσεων και όχι στην παρουσία ή μη του κελύφους .

Abstract

Helicopter's basic characteristics as a flying machine together with the needs of modern society lead to an increased use of helicopters. The reduction of noise levels is a major problem of helicopter technology. The dominant sources of noise of helicopters are of aerodynamic type, caused mainly by the unsteady character of the loads on the surface of the rotor blades. Thus, the reduction of the levels of the noise demands a method of solution of the unsteady flow field around the complete helicopter geometry.

The scope of the present work was to develop computational tool capable of facing the complete helicopter, including the fuselage, and contributing in the understanding of the dominant physical mechanisms.

In order such a task to be accomplished a numerical method that includes the fuselage to the aeroacoustic problem was developed. More specifically the method of the pseudosources and their directivity was developed and several geometric problems were solved. This method is a transition from the real rotating system to a non rotating.

For the analysis of the aeroacoustic problem and the computation of the low to med frequency noise a method was used that solves the governing equation of Ffowcs-Williams, Hawkins. The method is characterized by the technique of integration of the acoustic signals through time interpolation at the observer's time.

The following conclusions arise:

- The computational tool can be applied on different geometries of the fuselage and the rotors and also on different flight cases of the helicopter.
- In all cases fuselage effect to the final result is relatively small.
- At horizontal flight cases, adding the fuselage effect causes reduction of noise levels.
- At descending flight case, adding the fuselage effect causes extension of the areas of the maximum noise levels.
- Adding the fuselage effect improves the resultant contour of the noise, as regards the experimental results. Nevertheless we conclude that the difference between the experimental results and the

computational results is caused by the way aeroacoustic pressure is calculated , not by the presence of the fuselage .

Περιεχόμενα

1 Εισαγωγή	1
1.1 Επισκόπηση του τεχνολογικού προβλήματος	1
1.2 Επισκόπηση της τρέχουσας τεχνογνωσίας	3
1.2.1 Μετρήσεις.....	5
1.2.2 Προλέξεις.....	5
1.3 Στόχοι και περιεχόμενο της εργασίας	7
1.4 Διάρθρωση της εργασίας.....	7
2 Το αεροακουστικό πρόβλημα	9
2.1 Γραμμική ακουστική θεωρία	9
2.2 Το ακουστικό ανάλογο του Lighthil.....	14
2.3 Η εξίσωση Ffowcs Williams – Hawkings.....	16
2.4 Μηχανισμοί παραγωγής χαμηλόσυχνου αεροδυναμικού θορύβου στο δρομέα ελικοπτέρου	19
2.5 Διακριτοποίηση της εξίσωσης Ffowcs Williams – Hawkings.....	24
3 Το πρόβλημα της σκέδασης	31
3.1 Βασικές Έννοιες	31
3.1.1 Βασικά Μεγέθη.....	31
3.1.2 Σφαιρική Διάδοση.....	33
3.1.3 Περί θεωρίας ακτίνων (Ray Theory).....	34
3.2 Διακριτοποίηση του προβλήματος της σκέδασης.....	35
3.2.1 Ψευδοπηγές και Κατευθυντικότητα.....	35
3.2.2 Κέλυφος και παρατηρητές (Γεωμετρικά προβλήματα)...	39
3.2.2.1 Κέλυφος.....	39
3.2.2.2 Παρατηρητές.....	44
3.2.3 Αριθμητικό σχήμα επίλυσης του προβλήματος της σκέδασης	46

4 Αποτελέσματα	49
4.1 Γεωμετρικά Χαρακτηριστικά	49
4.1.1. Μοντέλο ΒΟ 105	49
4.1.2. Πλέγματα ψευδοπηγών	52
4.2 Περιπτώσεις φακέλου πτήσης ελικοπτέρου	60
4.3 Αποτελέσματα	60
4.3.1. ID#2	60
4.3.2. ID#5	65
4.3.3. ID#13_2	70
4.3.4. ID#13_4	74
4.3.4. Παρατηρήσεις	79
5 Αποτίμηση – Συμπεράσματα – Προοπτικές	81
5.1 Αποτίμηση της εργασίας – Συμπεράσματα	81
5.3 Προτάσεις για μελλοντική έρευνα	82

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 1

Εισαγωγή

1.1 Επισκόπηση του Τεχνολογικού Προβλήματος

Το ελικόπτερο ως πτητική μηχανή έχει δυνατότητα κάθετης πτήσης, δυνατότητα αιώρησης, και δυνατότητα εκτέλεσης οριζόντιας πτήσης με σημαντική μεταφορική ταχύτητα. Τα χαρακτηριστικά αυτά διαφοροποιούν το ελικόπτερο από τις πτητικές μηχανές σταθερής πτέρυγας (Αεροπλάνο) και του εξασφαλίζουν ένα ευρύ φάσμα εφαρμογών. Οι εφαρμογές αυτές σχετίζονται κυρίως με υπηρεσίες άμεσης παρέμβασης, και υπηρεσίες συνολικής επιτήρησης. Τα χαρακτηριστικά του ελικοπτερού ως πτητική μηχανή, σε συνδυασμό με τις ανάγκες της σύγχρονης κοινωνίας οδήγησαν στην συνεχώς αυξανόμενη χρήση του ελικοπτερού την τελευταία εικοσαετία. Συγκεκριμένα το ελικόπτερο χρησιμοποιείται σήμερα στις υπηρεσίες της αστυνομίας, της πυροσβεστικής, στη μεταφορά ασθενών στα Νοσοκομεία, στη δημοσιογραφική κάλυψη γεγονότων καθώς και ως ιδιωτικό μεταφορικό μέσο.

Η αεροπορική βιομηχανία από την πλευρά της στην προσπάθεια αύξησης της αγοράς των ελικοπτέρων κινείται σε δύο κατευθύνσεις: την αύξηση των εφαρμογών και την μείωση του κόστους. Στην κατεύθυνση της αύξησης των εφαρμογών γίνεται προσπάθεια διεύρυνσης του φακέλου πτήσης του ελικοπτερού καθώς και αύξηση της αποδοχής του ελικοπτερού από την κοινωνία. Στην κατεύθυνση της μείωσης του κόστους γίνεται μεταξύ άλλων προσπάθεια μείωσης του κόστους συντήρησης και λειτουργίας καθώς και μείωση του κόστους ανάπτυξης ενός ελικοπτερού. Οι ανάγκες της σύγχρονης κοινωνίας και οι πιέσεις της αγοράς στην αεροπορικής βιομηχανίας επιβάλλουν νέες απαιτήσεις στην εξέλιξη του ελικοπτερού. Οι απαιτήσεις αυτές επικεντρώνονται στην *αποδοτικότητα* των ελικοπτέρων και στην *φιλικότητα* τους προς το περιβάλλον και σχετίζονται με ένα ευρύ φάσμα τεχνολογικών προβλημάτων.

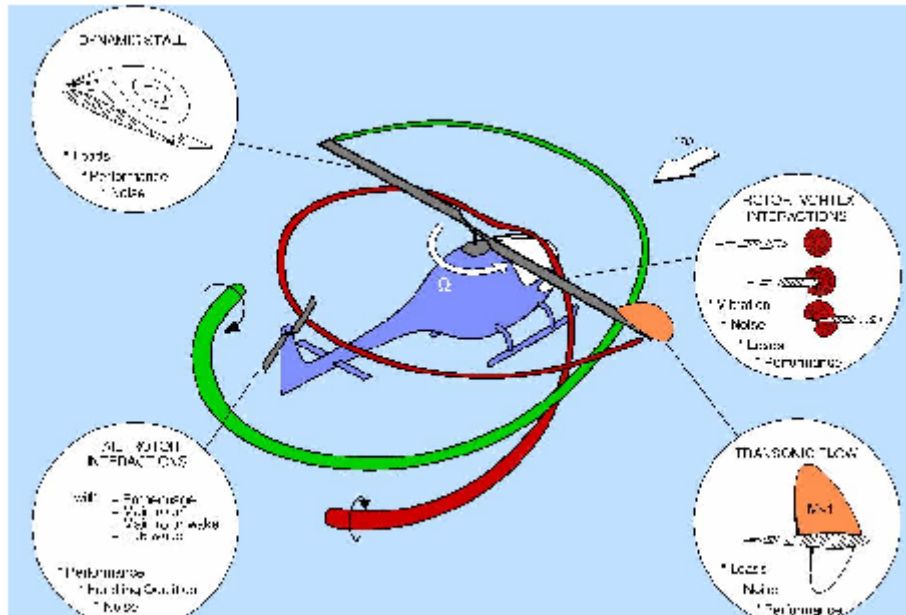
Η έννοια του *φιλικού* ελικοπτερού ως προς τους επιβαίνοντες σχετίζεται με δύο χαρακτηριστικά: τον θόρυβο και τις μηχανικές ταλαντώσεις. Στην παρούσα εργασία μας απασχολεί ο θόρυβος και έτσι θα αναφερθούμε μόνο σε αυτόν.

Ο θόρυβος που εκπέμπεται από το ελικόπτερο είναι σημαντικός παράγοντας όχλησης τόσο για τους επιβαίνοντες στην άτρακτο (εσωτερικό περιβάλλον) όσο και για την κοινότητα στον εξωτερικό περιβάλλοντα χώρο. Η απαίτηση για μείωση των επιπέδων θορύβου οφείλεται στους εξής λόγους:

- i. Ο θόρυβος στο περιβάλλον καμπίνας προκαλεί κόπωση στους επιβάτες και μειώνει σημαντικά την αποδοχή και επιλογή του ελικοπτέρου ως μέσου μεταφοράς.
- ii. Ο θόρυβος στο εξωτερικό περιβάλλον προκαλεί σημαντική όχληση στον άνθρωπο, αποτελεί δε τον ουσιαστικότερο παράγοντα αποδοχής του ελικοπτέρου από την κοινότητα. Συγκεκριμένα έχει εμφανιστεί επανειλημμένα οργανωμένη αντίθεση των τοπικών κοινοτήτων στην λειτουργία ελικοδρομίων όπως στο Issy-les-Moulineaux στο Παρίσι ή στη δημιουργία νέων όπως στο Λονδίνο και στη Νέα Υόρκη, καθώς και στη χρήση ελικοπτέρων για τουριστικούς λόγους όπως στο Grand Canyon (Pike and Leverton,1998).Τέτοιες αντιδράσεις οδηγούν στη θέσπιση αυστηρότερων ορίων ακουστικής όχλησης που "εξορίζουν" συγκεκριμένους τύπους ή και κάθε τύπο ελικοπτέρου από πλήθος εφαρμογών σε ορισμένες γεωγραφικές περιοχές.

Το ελικόπτερο έχει το μοναδικό χαρακτηριστικό οι κυρίαρχες πηγές θορύβου σε κάθε περίπτωση πτήσης να είναι αεροδυναμικού τύπου. Αεροδυναμική πηγή θορύβου ονομάζουμε κάθε φυσικό μηχανισμό που προκαλεί μη μόνιμη αεροδυναμική φόρτιση των πτερυγίων των δρομέων η οποία συνεπάγεται δημιουργία ακουστικής πίεσης. Οι αεροδυναμικές πηγές ευθύνονται για τον θόρυβο στις χαμηλές και μέσες συχνότητες ο οποίος προκαλεί και την μεγαλύτερη όχληση.Στην περιοχή των χαμηλών συχνοτήτων τα αίτια των αεροδυναμικών πηγών έγκειται στον μη μόνιμο χαρακτήρα της φόρτισης της πτέρυγας λόγω του συνδυασμού μεταφορικής και περιστροφικής κίνησης. Τα επίπεδα θορύβου που οφείλονται στα παραπάνω αίτια είναι μικρότερα από τα επίπεδα θορύβου που οφείλονται σε αίτια αεροδυναμικών αλληλεπιδράσεων και εμφανίζονται στις μέσες συχνότητες.Τα κύρια φαινόμενα αεροδυναμικών αλληλεπιδράσεων στην παραγωγή θορύβου είναι η αλληλεπίδραση του στροβίλου ακροπτερυγίου με τα πτερύγια του κυρίως δρομέα (Blade Vortex Impulsive noise, BVI) και η αλληλεπίδραση του ομόρρου του κυρίως δρομέα με τον ουραίο δρομέα (Tail Rotor Impulsive noise, TRI) (Schmitz and Yu,1986),(Lewy and Caplot,1984). Υψηλά επίπεδα θορύβου επίσης εμφανίζονται στις μέσες συχνότητες στις περιπτώσεις μεγάλου λόγου προχώρησης λόγω της εμφάνισης κυμάτων κρούσης στην περιοχή του ακροπτερυγίου (High Impulsive Noise, HIN). Ωστόσο η περίπτωση αφορά προς το παρόν σε στρατιωτικές εφαρμογές. Αξίζει να σημειωθεί πως δεδομένου ότι ο θόρυβος του ελικοπτέρου είναι αεροδυναμικού τύπου δηλαδή σχετίζεται άμεσα με την γεωμετρία και τα

λειτουργικά χαρακτηριστικά των επιφανειών άνωσης και ελέγχου, τα χαρακτηριστικά θορύβου καθορίζονται σχεδόν άμεσα από την σχεδίαση των διατάξεων του κυρίως και του ουραίου δρομέα. Δηλαδή ο θόρυβος είναι σχεδιαστική παράμετρος που επηρεάζει σημαντικά την απόδοση του ελικοπτέρου.



Σχήμα 1.1: Οι φυσικοί μηχανισμοί του πεδίου ροής του ελικοπτέρου. (Το σχήμα αντιγράφηκε από τον F.X. Caradonna)

1.2 Επισκόπηση της τρέχουσας τεχνογνωσίας

Η διερεύνηση των φυσικών μηχανισμών στο πεδίο ροής του ελικοπτέρου υλοποιείται με τον συνδυασμό της υπολογιστικής προσομοίωσης και των πειραματικών μετρήσεων. Στον τομέα των πειραματικών μετρήσεων μόλις την τελευταία δεκαπενταετία περίπου αναπτύχθηκαν ικανές τεχνολογικές συνθήκες (αεροσήραγγες και τεχνικές μετρήσεων) για την πραγματοποίηση μετρήσεων σε δρομείς υπό ομοιότητα σε αριθμό Reynolds, και αριθμό Mach με δρομείς ελικοπτέρων. Τα περισσότερα πειράματα έχουν πραγματοποιηθεί σε διάταξη μεμονωμένου δρομέα ή διάταξη κυρίως δρομέα ατράκτου (Splettstoesser, 1994), (Yu, 1994), (Straub and Head, 1984), (Cansdale and Thomson, 1984), (Imbert and Thibert, 1984) ενώ μόλις το 2001 περατώθηκε το πρώτο πείραμα σε αεροσήραγγα σε διάταξη πλήρους ελικοπτέρου (HELIFLOW, 1996). Δυστυχώς τα στοιχεία που συγκεντρώθηκαν ήταν περιορισμένα εξαιτίας αστοχίας του μοντέλου. Η κύρια προσπάθεια έρευνας είχε επικεντρωθεί στο παρελθόν στη μείωση του παραγόμενου από τον κυρίως δρομέα θορύβου, όπου εκτεταμένη εργασία, θεωρητική και πειραματική, βοήθησε στην κατανόηση των μηχανισμών παραγωγής και μείωσης του θορύβου του κυρίως δρομέα. Αν και ο

ουραίος δρομέας είχε αναγνωριστεί ως σημαντική πηγή του θορύβου του ελικοπτέρου, η ερευνητική προσπάθεια μείωσης του παραγόμενου από τον ουραίο δρομέα θορύβου υπήρξε μικρή. Ο λόγος είναι ότι η περίπλοκη ροή γύρω από τον ουραίο δρομέα δυσχεραίνει την θεωρητική και πειραματική μελέτη. Το πείραμα HELINOVI (HELicopter Noise and Vibration reduction) σχεδιάστηκε ώστε να καλύψει την έλλειψη στη μελέτη του TR(tail rotor) θορύβου και αποτελεί μέρος της προσπάθειας βελτίωσης της κατανόησης της μείωσης του TR θορύβου και των ταλαντώσεων. Το μοντέλο που χρησιμοποιήθηκε στο HELINOVI ήταν ένα 40% του πραγματικού BO105 ελικόπτερο εφοδιασμένο με κυρίως και ουραίο δρομέα καθώς και κέλυφος. (Σχ.1.2) Οι περιπτώσεις για τις οποίες έγιναν μετρήσεις είναι οι εξής:

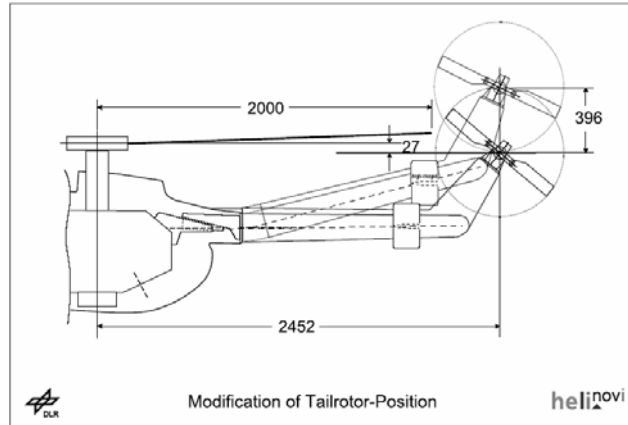
- **ID01:** 12° άνοδος με ταχύτητα 33m/s εφοδιασμένο με πτέρυγες ουραίου δρομέα αεροτομής S102
- **ID02:** οριζόντια πτήση με ταχύτητα 60m/s εφοδιασμένο με πτέρυγες ουραίου δρομέα αεροτομής S102
- **ID05:** 6° κάθοδος με ταχύτητα 33m/s εφοδιασμένο με πτέρυγες ουραίου δρομέα αεροτομής S102



Σχήμα 1.2 : Η πειραματική διάταξη του HELINOVI για τις αέροακουστικές μετρήσεις

- **ID10:** οριζόντια πτήση με ταχύτητα 60m/s εφοδιασμένο με πτέρυγες ουραίου δρομέα αεροτομής S102 και μειωμένη ταχύτητα κυρίως/ουραίου δρομέα
- **ID13.1:** οριζόντια πτήση με ταχύτητα 60m/s εφοδιασμένο με πτέρυγες ουραίου δρομέα αεροτομής S102 και διαφορετική κατακόρυφη θέση ουραίου δρομέα (Σχ . 1. 3)

- **ID13.2:** οριζόντια πτήση με ταχύτητα 60m/s εφοδιασμένο με πτέρυγες ουραίου δρομέα αεροτομής NACA0012
- **ID13.4:** οριζόντια πτήση με ταχύτητα 60m/s εφοδιασμένο με πτέρυγες ουραίου δρομέα αεροτομής NACA0012 και αντίθετη περιστροφή



Σχήμα 1.3 : Μεταβολή στη θέση του ουραίου δρομέα.

Τα πειράματα αυτά είχαν πρωταρχικό στόχο την αξιολόγηση των τεχνικών μετρήσεων αλλά και της ίδιας της αεροσήραγγας σαν εργαλείο για την σχεδίαση των ελικοπτέρων καθώς και τη δημιουργία βάσης πειραματικών μετρήσεων για την αξιολόγηση και υπολογιστικών μεθόδων.

1.2.1 Μετρήσεις

Στον τομέα των μετρήσεων των ακουστικών χαρακτηριστικών, η βασική μέτρηση που πραγματοποιείται είναι αυτή της ακουστικής πίεσης σε ένα πλέγμα μικροφώνων που καταλαμβάνει τον χώρο γύρω από το ελικόπτερο. Για κάθε μικρόφωνο καταγράφονται χρονοσειρές της ακουστικής πίεσης από τις οποίες προκύπτουν με μεθόδους φασματικής ανάλυσης η ένταση του ακουστικού πεδίου στη θέση του μικροφώνου στις χαμηλές και μέσες συχνότητες. Στο πεδίο των συχνοτήτων που προκύπτει από κάθε χρονοσειρά είναι δυνατή η αναγνώριση της συνεισφοράς των διαφόρων φυσικών μηχανισμών (π.χ. BVI) καθώς και της διανομής της συνεισφοράς αυτής στο ακουστικό πεδίο (Spletstoeser, 1993), (Spletstoeser, 1995).

1.2.2 Προλέξεις

Στον τομέα της υπολογιστικής προσομοίωσης έχει επικρατήσει η τάση της αποσύνθεσης του συνολικού προβλήματος της ανάλυσης του πεδίου ροής σε τρία επιμέρους προβλήματα το αεροδυναμικό πρόβλημα, το αεροελαστικό πρόβλημα και το αεροακουστικό πρόβλημα. Στον τομέα της αεροακουστικής προσομοίωσης στο επίπεδο των χαμηλών συχνοτήτων οι βασικές αριθμητικές μέθοδοι της τρέχουσας τεχνολογίας είναι:

α. **Μέθοδος Kirchhoff.** Η μέθοδος της ολοκληρωτικής διατύπωσης Kirchhoff επιτρέπει τον υπολογισμό της ακουστικής πίεσης που εκπέμπεται στο χώρο γύρω από μια τυχαία επιφάνεια ελέγχου. Η επιφάνεια ελέγχου θεωρείται πως περικλείει όλες τις πηγές ακουστικής πίεσης καθώς και όλα τα μη γραμμικά φαινόμενα. Ως εκ τούτου για τον υπολογισμό εκπεμπόμενου ήχου στο πεδίο απαιτείται μόνο ο υπολογισμός επιφανειακών ολοκληρωμάτων. Για την επίλυση του πεδίου ροής στο εσωτερικό της επιφάνειας χρησιμοποιείται μια πλεγματική μέθοδος η λύση της οποίας ολοκληρώνεται σε μια τυχαία επιφάνεια. Από την ολοκλήρωση προκύπτει αρκετή πληροφορία ώστε να υπολογίζεται αναλυτικά το ακουστικό πεδίο έξω από την επιφάνεια. Η μέθοδος βρίσκει εφαρμογές στην πρόλεξη του ακουστικού πεδίου χαμηλών και μέσων συχνοτήτων δηλαδή καλύπτει τους βασικούς μηχανισμούς αεροδυναμικού θορύβου όπως οι μηχανισμοί φόρτισης, πάχους, αλληλεπίδρασης στροβιλότητας πτέρυγας (BVI) και συμπιεστότητας (HSI) που εμφανίζονται στους δρομείς ελικοπτέρου. Η μέθοδος χρησιμοποιήθηκε εκτεταμένα την τελευταία δεκαετία (Lyrintzis and Kilaras, 1989), (Xue and Lyrintzis, 1994), (Lyrintzis and George, 1989), (Purcell, 1989), (Farassat and Dunn, 1998) αλλά εγκαταλείφθηκε πρόσφατα ως υπολογιστικά αναξιόπιστη (Brentner, 2000), (Brentner and Farassat, 1998), (Singer, 1999).

β. **Μέθοδος Ακουστικού Ανάλογου-Ffowcs Williams and Hawkings.** Στη μέθοδο αυτή (Lighthill, 1952) οι εξίσωσεις του πεδίου ροής (Navier-Stokes) διατυπώνονται στη μορφή της εξίσωσης κύματος. Έτσι το ακουστικό πεδίο προκύπτει από μια εξίσωση χωρικών ολοκληρωμάτων των χωρίων που περιέχουν τις ακουστικές πηγές. Στην περίπτωση που δεν εμφανίζονται στερεά σώματα οι ακουστικές πηγές είναι τετραπολικού τύπου ενώ στην περίπτωση παρουσίας στερεών προστίθενται ακουστικές πηγές μονοπολικού και διπολικού τύπου (εκφράζονται από επιφανειακά ολοκληρώματα) δίνοντας την τελική μορφή της εξίσωσης Ffowcs Williams and Hawkings (FWH) (Ffowcs Williams and Hawkings, 1969). Η επίλυση της εξίσωσης FWH προκύπτει από την ολοκληρωτική διατύπωση με την χρήση της συνάρτησης Green. Η μέθοδος τυγχάνει ευρείας αποδοχής σε υπολογισμούς του ακουστικού πεδίου από δρομείς ελικοπτέρου (Brentner, 1986), (Gallman, 1990), (Farassat, 1975), (Tadghighi and Charles, 1992), (Farassat and Tadghighi, 1990), (Tadghighi, 1991), (Triantos and Voutsinas, 1999). Το βασικό μειονέκτημα της μεθόδου έγκειται στην δυσκολία υπολογισμού του τετραπολικού όρου στην περίπτωση τοπικά διηχητικής ροής με αποτέλεσμα την δυσκολία πρόλεξης των μηχανισμών θορύβου λόγω κυμάτων κρούσης (HSI). Πρόσφατα οι δυσκολίες αυτές ξεπεράστηκαν από τις τεχνικές του Ianniello (Ianniello, 1998), (Ianniello, 1999), και του Brentner (Brentner, 2000).

Οι παραπάνω δύο μέθοδοι εφαρμόζονται για τον υπολογισμό του ακουστικού πεδίου γύρω από τον δρομέα αλλά προϋποθέτουν την γνώση των ακουστικών πηγών. Οι ακουστικές πηγές προκύπτουν είτε από υπολογισμούς του πεδίου ροής γύρω από τον δρομέα με κάποια πλεγματική (Burley and Tadghighi, 1994), (Lyrintzis, 1995) ή μη πλεγματική μέθοδο (Triantos and Voutsinas, 1999a) είτε από πειραματικά δεδομένα της διανομής της πίεσης στην επιφάνεια του πτερυγίου. Πέραν από τις παραπάνω δύο μεθοδολογίες σε ερευνητικό στάδιο υφίσταται και η μέθοδος υπολογισμού του ακουστικού πεδίου μέσω των γραμμικοποιημένων εξισώσεων Euler (Baeder and Srinivisan, 1986), (Baeder, 1987) η οποία δε έχει ακόμα εφαρμοστεί σε τρισδιάστατα πεδία γύρω από δρομείς ελικοπτέρων.

1.3 Στόχοι και περιεχόμενο της εργασίας

Η αντιμετώπιση των τεχνολογικών προβλημάτων που εμφανίζονται στη σχεδίαση των σύγχρονων ελικοπτέρων απαιτεί την αεροακουστική ανάλυση του πλήρους ελικοπτέρου σε όλες τις καταστάσεις λειτουργίας του φακέλου πτήσης. Καθίσταται επομένως αναγκαία η ανάπτυξη εργαλείων των οποίων οι υπολογιστικές απαιτήσεις θα επιτρέπουν την προσομοίωση του πλήρους ελικοπτέρου με τις σημερινές υπολογιστικές δυνατότητες .

Η παρούσα εργασία έχει στόχο την ανάπτυξη υπολογιστικών εργαλείων για την αντιμετώπιση του αεροακουστικού προβλήματος της πλήρους γεωμετρίας του ελικοπτέρου . Η πλήρης γεωμετρία του ελικοπτέρου περιλαμβάνει τον κυρίως και τον ουραίο δρομέα και το κέλυφος του ελικοπτέρου . Κύριος στόχος της εργασίας αυτής είναι η δημιουργία μεθόδου υπολογισμού της επίδρασης του κελύφους . Για την επίτευξη του στόχου βασική παράμετρος είναι να διατηρηθεί σε χαμηλά επίπεδα το υπολογιστικό κόστος των μεθόδων .

1.4 Διάρθρωση της εργασίας

Στην παράγραφο αυτή παρουσιάζεται η διάρθρωση της εργασίας ανά κεφάλαιο μαζί με μία σύντομη περιγραφή του κάθε κεφαλαίου.

Κεφάλαιο 2

Στο κεφάλαιο αυτό παρουσιάζεται η μεθοδολογία αντιμετώπισης του αεροακουστικού προβλήματος . Συγκεκριμένα αναπτύσσεται η θεωρία του ακουστικού αναλόγου και εξάγεται η εξίσωση FW-H. Στη συνέχεια αναπτύσσεται η μεθοδολογία διακριτοποίησης και επίλυσης της εξίσωσης FW-H. Τέλος παρουσιάζονται οι βασικοί μηχανισμοί παραγωγής χαμηλόσυχνου αεροδυναμικού θορύβου στο πεδίο ροής του ελικοπτέρου .

Κεφάλαιο 3

Στο κεφάλαιο αυτό παρουσιάζεται η μεθοδολογία αντιμετώπισης του προβλήματος σκέδασης του ήχου στην άτρακτο του ελικοπτέρου . Συγκεκριμένα δίνεται αρχικά ένα θεωρητικό υπόβαθρο για τη μεταφορά του ήχου στο χώρο . Στη συνέχεια αναπτύσσεται η μέθοδος των ψευδοπηγών και παρουσιάζεται η επίλυση διαφόρων γεωμετρικών προβλημάτων που προκύπτουν κατά την επίλυση της σκέδασης . Τέλος παρουσιάζεται το αριθμητικό σχήμα που χρησιμοποιείται για τη λύση του προβλήματος της σκέδασης.

Κεφάλαιο 4

Στο κεφάλαιο αυτό παρουσιάζονται τα αποτελέσματα που προκύπτουν όταν ληφθεί υπ'όψιν το κέλυφος του ελικοπτέρου στις περιπτώσεις:

- **ID02:** οριζόντια πτήση με ταχύτητα 60m/s εφοδιασμένο με πτέρυγες ουραίου δρομέα αεροτομής S102
- **ID05:** 6^ο κάθοδος με ταχύτητα 33m/s εφοδιασμένο με πτέρυγες ουραίου δρομέα αεροτομής S102
- **ID13.2:** οριζόντια πτήση με ταχύτητα 60m/s εφοδιασμένο με πτέρυγες ουραίου δρομέα αεροτομής NACA0012
- **ID13.4:** οριζόντια πτήση με ταχύτητα 60m/s εφοδιασμένο με πτέρυγες ουραίου δρομέα αεροτομής NACA0012 και αντίθετη περιστροφή

και γίνεται σύγκριση με τα αποτελέσματα απουσία κελύφους και τα πειραματικά αποτελέσματα .

Κεφάλαιο 5

Στο κεφάλαιο αυτό παρουσιάζονται τα συμπεράσματα της παρούσας εργασίας και δίνονται κατευθύνσεις για μελλοντική έρευνα.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2

Το αεροακουστικό πρόβλημα

2.1 Γραμμική ακουστική θεωρία

Η γένεση και διάδοση του αεροδυναμικού θορύβου, όπου ο όρος "αεροδυναμικός θόρυβος" χρησιμοποιείται για να περιγράψει τις διαταραχές ακουστικής πίεσης που οφείλονται σε μη μόνιμες αεροδυναμικές δυνάμεις που ασκούνται στο ρευστό από κινούμενα στερεά σύνορα ή από τυρβώδεις ροές με ή χωρίς στερεά σύνορα, εντός ενός ρευστού μέσου διέπεται από τους βασικούς νόμους διατήρησης των ρευστών δηλαδή της διατήρησης της μάζας, της ορμής και της ενέργειας.

Συγκεκριμένα θεωρώντας ένα μη συνεκτικό ρευστό η εξίσωση της συνέχειας και της ορμής είναι:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i)}{\partial x_i} = 0 \quad (2.1)$$

$$\rho \left(\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) + \frac{\partial p}{\partial x_i} = 0 \quad (2.2)$$

Θεωρώντας την χρονική παράγωγο της πρώτης και την απόκλιση της δεύτερης από τις παραπάνω εξισώσεις και αφαιρώντας την δεύτερη από την πρώτη προκύπτει:

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} - \frac{\partial^2(\rho u_i u_j)}{\partial x_i \partial x_j} - \frac{\partial^2 p}{\partial x_i^2} = 0 \quad (2.3)$$

Η πίεση p , η πυκνότητα ρ και η ταχύτητα u_i ορίζονται ως διαταραχές γύρω από μια κατάσταση ηρεμίας και ομοιόμορφης πίεσης p_0 , πυκνότητας ρ_0 και μηδενικής ταχύτητας δηλαδή:

$$p = p_0 + p', \rho = \rho_0 + \rho', u_i = 0 + u' \quad (2.4)$$

Εισάγοντας τους ορισμούς (2.4) στην εξίσωση (2.3) και αμελώντας τους όρους των γινομένων των διαταραχών προκύπτει:

$$\frac{\partial^2 \rho'}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 \rho'}{\partial x_i^2} = 0 \quad (2.5)$$

θεωρώντας πως το ρευστό είναι ισεντροπικό $p' = c_0^2 \rho'$ όπου c_0 είναι η ταχύτητα του ήχου προκύπτει η γραμμική εξίσωση κύματος:

$$\frac{\partial^2 \rho'}{\partial t^2} - c_0^2 \frac{\partial^2 \rho'}{\partial x_i^2} = 0 \Rightarrow \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 \rho'}{\partial t^2} - \nabla^2 \rho' = 0 \quad (2.6)$$

Μονόπολο

Στην περίπτωση που στο πεδίο ροής υπάρχουν πηγές μάζας ρυθμού παροχής $Q(\bar{x}, t)$ διανεμημένες σε μια περιοχή του ρευστού τότε η εξίσωση της συνέχειας θα είναι:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i)}{\partial x_i} = Q(\bar{x}, t) \quad (2.7)$$

Θεωρώντας μία σημειακή πηγή μάζας στην θέση \bar{y} του πεδίου ροής με ρυθμό παροχής μάζας $\dot{q}(t)$ και ακολουθώντας την παραπάνω διαδικασία για τη γραμμική εξίσωση κύματος προκύπτει ότι:

$$\frac{\partial^2 \rho'}{\partial t^2} - c_0^2 \nabla^2 \rho' = \dot{q}(t) \delta(\bar{x} - \bar{y}) \quad (2.8)$$

όπου $\delta(\bar{x})$ η συνάρτηση Dirac. Θεωρώντας το χωρίο μη φραγμένο και χρησιμοποιώντας μεθόδους που βασίζονται στην συνάρτηση Green (Morse and Feshbach, 1953), η λύση της εξίσωσης (2.8) είναι:

$$p'(\bar{x}, t) = \frac{\dot{q}\left(t - \frac{r}{c_0}\right)}{4\pi r} \quad (2.9)$$

όπου $r = |\bar{x} - \bar{y}|$. Ο χρόνος $\tau = \left(t - \frac{r}{c_0}\right)$ ονομάζεται χρόνος εκπομπής ή χρόνος

πηγής ενώ ο χρόνος t ονομάζεται χρόνος παρατηρητή. Το ακουστικό πεδίο μιας σημειακής πηγής (2.9) έχει χαρακτήρα μονόπολου λόγω ακτινικής συμμετρίας και έντασης αντιστρόφως ανάλογης της ακτίνας. Ως εκ τούτου το ακουστικό πεδίο σημειακής πηγής ονομάζεται μονόπολο. Στην πραγματικότητα ακουστικά πεδία με χαρακτήρα μονόπολου παρατηρούνται κατά την επιταχυνόμενη κίνηση στερεού μη μηδενικού όγκου εντός ρευστού μέσου.

Δίπολο

Στην περίπτωση που στο χωρίο του ρευστού υπάρχει μια διανομή δυνάμεων $\vec{F}(\vec{x}, t)$ διανεμημένες σε μια περιοχή του ρευστού τότε η εξίσωση της ορμής θα είναι:

$$\frac{\partial(\rho u_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i u_j)}{\partial x_j} + \frac{\partial p}{\partial x_i} = F_i(\vec{x}, t) \quad (2.10)$$

Ακολουθώντας τη διαδικασία παραγωγής της γραμμικής εξίσωσης κύματος προκύπτει:

$$\frac{\partial^2 \rho'}{\partial t^2} - c_0^2 \nabla^2 \rho' = -\nabla \cdot \vec{F}(\vec{x}, t) \quad (2.11)$$

Θεωρώντας την περίπτωση της σημειακής δύναμης στη θέση \vec{y} έστω $F_1 = f_1 \delta(\vec{x} - \vec{y})$ αποδεικνύεται με την χρήση συναρτήσεων Heaviside ότι ο πηγαίος όρος της (2.11) γίνεται:

$$-\nabla \cdot \vec{F}(\vec{x}, t) = -\frac{\partial F_1}{\partial x_1} = \lim_{\varepsilon_1 \rightarrow 0} \left\{ -\frac{f_1}{\varepsilon_1} \delta(\vec{x} - \vec{y}_{-\varepsilon_1}) + \frac{f_1}{\varepsilon_1} \delta(\vec{x} - \vec{y}_{+\varepsilon_1}) \right\} \quad (2.12)$$

όπου $\vec{y}_{-\varepsilon_1}$ και $\vec{y}_{+\varepsilon_1}$ σημεία εκατέρωθεν του \vec{y} σε απόσταση $\frac{\varepsilon_1}{2}$ στην κατεύθυνση \vec{x} . Συγκρίνοντας τον πηγαίο όρο (2.12) με αυτόν της εξίσωσης (2.8) είναι προφανές πως το ακουστικό πεδίο που οφείλεται σε μια συγκεντρωμένη δύναμη f_1 μπορεί να δημιουργηθεί από δύο σημειακές πηγές εντάσεων $-\frac{f_1}{\varepsilon_1}$ και $+\frac{f_1}{\varepsilon_1}$ αντίστοιχα σε απόσταση ε_1 μεταξύ τους. Ως εκ τούτου τα δύο μονόπολα ορίζουν ένα δίπολο έντασης f_1 με άξονα στην x_1 διεύθυνση. Η λύση της εξίσωσης (2.11) προκύπτει με τη χρήση της συνάρτησης Green και είναι:

$$p'(\vec{x}, t) = -\frac{1}{4\pi r} \lim_{x \rightarrow \infty} \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{f_i \Big|_{t-\frac{r}{c_0}}}{r} \right) \quad (2.13)$$

$$p'(\vec{x}, t) = \frac{(\vec{x} - \vec{y})}{r} \left(\frac{1}{rc_0} \frac{\partial \vec{F}}{\partial t} \Big|_{t-\frac{r}{c_0}} + \frac{1}{r^2} \vec{F} \Big|_{t-\frac{r}{c_0}} \right) \quad (2.14)$$

Από την εξίσωση (2.14) φαίνεται πως το ακουστικό πεδίο του δίπολου χωρίζεται σε δύο περιοχές την εγγύς (κοντινή) στο δίπολο περιοχή που κυριαρχείται από τον όρο $\frac{1}{r^2}$ και την μακρινή περιοχή που κυριαρχείται από τον όρο $\frac{1}{r}$. Η ύπαρξη δύο περιοχών στο ακουστικό πεδίο του δίπολου έχει σαν αποτέλεσμα οι διαταραχές στην ακουστική πίεση στην κοντινή περιοχή να είναι πολύ μεγαλύτερες από τις διαταραχές στη μακρινή περιοχή σε σχέση με το ακουστικό πεδίο του μονόπολου. Γι' αυτό η διάδοση του ακουστικού πεδίου του δίπολου δεν είναι τόσο αποδοτική όσο του μονόπολου. Αυτό οφείλεται στο ότι το ρευστό μπορεί να μετακινείται "μπρος - πίσω" ανάμεσα στις δύο σημειακές πηγές και να "αποφεύγει" μερικώς την συμπίεση που είναι η αιτία της ακουστικής διάδοσης. Στην πραγματικότητα ακουστικά πεδία με χαρακτηριστικά δίπολου παρουσιάζονται κατά την κίνηση δυνάμεων (δηλαδή αεροδυναμικών σωμάτων στα οποία εμφανίζονται αεροδυναμικές δυνάμεις) εντός ρευστού μέσου.

Τετράπολο

Αντίστοιχα με την περίπτωση του δίπολου εάν θεωρηθεί ότι στο χωρίο του ρευστού υπάρχει μια διανομή τάσεων $T_{ij}(\vec{x}, t)$ διανεμημένες σε μια περιοχή του ρευστού τότε η εξίσωση της ορμής γίνεται:

$$\frac{\partial(\rho u_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i u_j)}{\partial x_j} + \frac{\partial p}{\partial x_i} = \frac{\partial T_{ij}(\vec{x}, t)}{\partial x_i} \quad (2.15)$$

η οποία οδηγεί στην εξίσωση κύματος της μορφής:

$$\frac{\partial^2 \rho'}{\partial t^2} - c_0^2 \frac{\partial^2 \rho'}{\partial x_i^2} = \frac{\partial^2 T_{ij}(\vec{x}, t)}{\partial x_i \partial x_j} \quad (2.16)$$

Θεωρώντας την περίπτωση συγκεντρωμένης διατμητικής τάσης στη θέση \vec{y} έστω $T_{12} = t_{12} \delta(\vec{x} - \vec{y})$ αποδεικνύεται με την χρήση συναρτήσεων Heaviside ότι ο πηγαίος όρος της (2.16) γίνεται:

$$\frac{\partial^2 T_{ij}(\vec{x}, t)}{\partial x_i \partial x_j} = \lim_{\substack{\varepsilon_1 \rightarrow 0 \\ \varepsilon_2 \rightarrow 0}} \left\{ + \frac{t_{12}}{\varepsilon_1 \varepsilon_2} \delta(\vec{x} - \vec{y}_{-\varepsilon_1 - \varepsilon_2}) - \frac{t_{12}}{\varepsilon_1 \varepsilon_2} \delta(\vec{x} - \vec{y}_{-\varepsilon_1 + \varepsilon_2}) \right\} + \lim_{\substack{\varepsilon_1 \rightarrow 0 \\ \varepsilon_2 \rightarrow 0}} \left\{ - \frac{t_{12}}{\varepsilon_1 \varepsilon_2} \delta(\vec{x} - \vec{y}_{+\varepsilon_1 - \varepsilon_2}) + \frac{t_{12}}{\varepsilon_1 \varepsilon_2} \delta(\vec{x} - \vec{y}_{+\varepsilon_1 + \varepsilon_2}) \right\} \quad (2.17)$$

όπου τα σημεία $\bar{y}_{-\varepsilon_1-\varepsilon_2}, \bar{y}_{-\varepsilon_1+\varepsilon_2}, \bar{y}_{+\varepsilon_1-\varepsilon_2}, \bar{y}_{+\varepsilon_1+\varepsilon_2}$ ορίζουν τις κορυφές ενός τετράπλευρου με κέντρο το σημείο \bar{y} το οποίο απέχει από τη μία πλευρά $\frac{\varepsilon_1}{2}$ και από την κάθετη σε αυτήν πλευρά $\frac{\varepsilon_2}{2}$. Συγκρίνοντας τον πηγαίο όρο (2.17) με αυτόν της εξίσωσης (2.8) είναι προφανές πως το ακουστικό πεδίο που οφείλεται σε μια συγκεντρωμένη διατμητική τάση t_{12} μπορεί να δημιουργηθεί από τέσσερις σημειακές πηγές εντάσεων $-\frac{t_{12}}{\varepsilon_1\varepsilon_2}$ και $+\frac{t_{12}}{\varepsilon_1\varepsilon_2}$ ανά ζεύγη στις κορυφές ενός ορθογωνίου παραλληλογράμμου πλευράς ε_1 και ε_2 . Ως εκ τούτου τα τέσσερα μονόπολα ορίζουν ένα τετράπολο έντασης t_{12} . Η λύση της εξίσωσης (2.16) προκύπτει με τη χρήση της συνάρτησης Green και είναι:

$$p'(\bar{x}, t) = -\frac{1}{4\pi r} \lim_{x \rightarrow \infty} \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \left(\frac{t_{ij} \Big|_{t-\frac{r}{c_0}}}{r} \right) \Rightarrow \quad (2.18)$$

$$p'(\bar{x}, t) = \frac{(x_i - y_i)(x_j - y_j)}{r} \left(\frac{1}{rc_0^2} \frac{\partial^2 t_{ij}}{\partial t^2} \Big|_{t-\frac{r}{c_0}} + \frac{3}{r^2 c_0} t_{ij} \Big|_{t-\frac{r}{c_0}} \right) \quad (2.19)$$

Από την εξίσωση (2.19) φαίνεται πως το ακουστικό πεδίο του τετράπολου χωρίζεται σε τρεις περιοχές την εγγύς (κοντινή) στο τετράπολο περιοχή που κυριαρχεί ο όρος $\frac{1}{r^3}$, την μακρινή περιοχή που κυριαρχεί ο όρος $\frac{1}{r}$ και μια ενδιάμεση περιοχή που κυριαρχεί ο όρος $\frac{1}{r^2}$. Όπως είναι φανερό από την ύπαρξη των τριών αυτών περιοχών το τετράπολο είναι ακόμα λιγότερο αποδοτικό στην διάδοση της ακουστικής ενέργειας στην μακρινή περιοχή του ακουστικού πεδίου συγκριτικά με το δίπολο και πολύ λιγότερο σε σχέση με το μονόπολο. Στην πραγματικότητα ακουστικά πεδία με χαρακτηριστικά τετράπολου παρουσιάζονται στις περιπτώσεις τυρβωδών ροών.

Οι παραπάνω στοιχειώδεις λύσεις της εξίσωσης κύματος θα χρησιμοποιηθούν για την περιγραφή του ακουστικού πεδίου που προκύπτει από πραγματικές ροές γύρω από δρομείς ελικοπτέρων μέσω της θεωρίας του ακουστικού ανάλογου.

2.2 Το ακουστικό ανάλογο του Lighthill

Στην παράγραφο αυτή θα παρουσιαστεί συνοπτικά η θεωρία του ακουστικού ανάλογου του Lighthill . Δηλαδή θα παρουσιαστεί η εξίσωση Lighthill , καθώς και η επίλυσή της απουσία και παρουσία στερεών συνόρων .

Η θεωρία του ακουστικού αναλόγου εισήχθη από τον Lighthill (Lighthill, 1952),(Lighthill, 1954) για τον υπολογισμό της ακουστικής ακτινοβολίας από σχετικά μικρές περιοχές τυρβώδους ροής που βρίσκονται εντός άπειρου ομογενούς ρευστού στο οποίο η ταχύτητα του ήχου c_0 και η πυκνότητα ρ_0 θεωρούνται σταθερές. Θεωρώντας πως η διαταραχή στην πυκνότητα $\rho' = \rho - \rho_0$ σε μεγάλες αποστάσεις από τις τυρβώδεις περιοχές συμπεριφέρεται ως ακουστικό κύμα ο Lighthill αναδιτάξε την εξίσωση της ορμής και της συνέχειας έτσι ώστε να ανάγονται στην ομογενή εξίσωση ακουστικού κύματος (2.6) σε μεγάλη απόσταση από τις τυρβώδεις περιοχές. Συγκεκριμένα θεωρώντας μια φραγμένη περιοχή τυρβώδους ροής έξω από την οποία το ρευστό θεωρείται σε ηρεμία με σταθερή πίεση και πυκνότητα καθώς επίσης θεωρείται ότι δεν υπάρχουν πηγές ρευστού ή εξωτερικές δυνάμεις, από την εξίσωση της συνέχειας και την εξίσωση της ορμής προκύπτει η εξίσωση του Lighthill:

$$\frac{\partial^2 \rho'}{\partial \tau^2} - c_0^2 \nabla^2 \rho' = - \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial x_i \partial x_j} \quad (2.20)$$

όπου:

$$T_{ij} = \rho u_i u_j + \delta_{ij} [(p - p_0) - c_0^2 (\rho - \rho_0)] - e_{ij}$$

ο τανυστής τάσεων του Lighthill , δ_{ij} το δέλτα του Kroenecker και e_{ij} είναι η (i,j) συνιστώσα του συνεκτικού τανυστή των τάσεων.

Η επίλυση της εξίσωσης του Lighthill στην περίπτωση απουσίας στερεών συνόρων ανάγεται στο κλασικό πρόβλημα επίλυσης του ακουστικού πεδίου διανομής τετραπολικών πηγών σε περιορισμένη περιοχή του ακουστικού μέσου. Θεωρώντας τον όρο T_{ij} γνωστό η επίλυση βασίζεται (Goldstein, 1976) στην συνάρτηση Green και τελικά δίνει στην περιοχή μακριά από την περιοχή των πηγών $r \rightarrow 0$:

$$\begin{aligned} \rho(\vec{x}, t) - \rho_0 &\approx \frac{1}{4\pi c_0^2} \int_V \frac{r_i r_j}{c_0^2 r^3} \frac{\partial^2 T_{ij} \left(\vec{y}, t - \frac{r}{c_0} \right)}{\partial t^2} d\vec{y} \\ &\approx \frac{1}{4\pi c_0^2} \frac{x_i x_j}{|\vec{x}|^3} \int_V \frac{\partial^2 T_{ij} \left(\vec{y}, t - \frac{r}{c_0} \right)}{\partial t^2} d\vec{y} \end{aligned} \quad (2.21)$$

Οι εξισώσεις (2.21) παρέχουν την δυνατότητα υπολογισμού των διαταραχών της πυκνότητας στην μακρινή περιοχή του ακουστικού πεδίου δεδομένου του τετραπολικού όρου.

Οι περισσότερες περιπτώσεις εμφάνισης αεροδυναμικού θορύβου με τεχνολογικό ενδιαφέρον περιέχουν στο ακουστικό πεδίο στερεά σύνορα τα

οποία παίζουν άμεσο και σημαντικό ρόλο στην διαμόρφωση της ακουστικής πίεσης του πεδίου. Σ' αυτές τις περιπτώσεις ανήκει και το ακουστικό πεδίο του δρομέα του ελικοπτέρου. Τα στερεά σύνορα στην περίπτωση του δρομέα του ελικοπτέρου όχι μόνο ανακλούν και σκεδάζουν τα ηχητικά κύματα που δημιουργεί ο τετραπολικός πηγαίος όρος της εξίσωσης του Lighthill στην ροή γύρω από αυτά, αλλά πολύ σημαντικότερα δημιουργούν διανομές μονόπολων και διπόλων στην επιφάνεια τους που οδηγούν σε ισχυρές διαταραχές της ακουστικής πίεσης. Θεωρώντας την επιφάνεια $S(\tau)$ των στερεών συνόρων εντός του χωρίου $V(\tau)$, μέσης ταχύτητας $U = 0$, έστω G η στοιχειώδεις λύση της κυματικής εξίσωσης και με τη βοήθεια της συνθήκης μη εισχώρησης προκύπτει τελικά :

$$\rho' = \frac{1}{c_0^2} \int_{-T}^T \int_{V(\tau)} T_{ij} \frac{\partial^2 G}{\partial y_i \partial y_j} d\bar{y} d\tau + \frac{1}{c_0^2} \int_{-T}^T \int_{S(\tau)} \frac{\partial G}{\partial y_i} f_i dS d\tau + \frac{1}{c_0^2} \int_{-T}^T \int_{S(\tau)} \rho_0 V_n \frac{\partial G}{\partial \tau} dS d\tau \quad (2.22)$$

όπου:

- V_n είναι η κάθετη στην επιφάνεια ταχύτητα
- T μία πολύ μεγάλη χρονική περίοδος

Η εξίσωση (2.22) είναι η βασική εξίσωση που διέπει την γένεση του ήχου παρουσία στερεών συνόρων και μπορεί να εφαρμοστεί σε κάθε χωρίο V_τ στο οποίο υπάρχουν αδιαπέρατα στερεά σύνορα $S(\tau)$ σε τυχαία κίνηση. Στην βάση της προσέγγισης του ακουστικού ανάλογου ο ταυιστής των τάσεων T_{ij} και το διάνυσμα των δυνάμεων \vec{F} μπορούν ή να προκύψουν από υπολογισμούς ή από μετρήσεις έτσι ώστε το δεξί μέλος της εξίσωσης (2.22) να θεωρείται γνωστό και επομένως να προκύπτουν οι διαταραχές στην πυκνότητα. Ο πρώτος όρος του δεξιού μέλους της (2.22) αντιπροσωπεύει τον ήχο που παράγουν χωρικές πηγές, ο δεύτερος όρος αντιπροσωπεύει τον ήχο που παράγουν οι χρονικά μεταβαλλόμενες δυνάμεις που ασκούνται στο ρευστό από την στερεή επιφάνεια και ο τρίτος όρος αντιπροσωπεύει τον ήχο που προκύπτει από τον εκτοπισμό όγκου λόγω της παρουσίας της επιφάνειας (όρος πάχους).

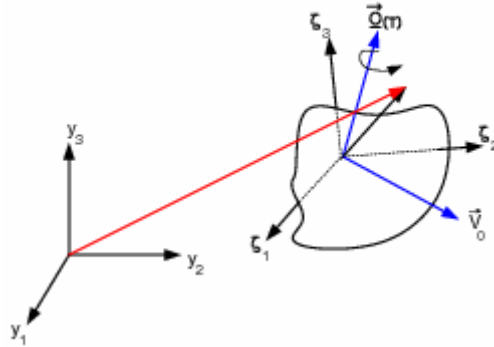
2.3 Η εξίσωση Ffowcs Williams - Hawkins

Ο τρόπος με τον οποίο προκύπτει η εξίσωση Ffowcs Williams – Hawkins ξεφεύγει από τους σκοπούς αυτής της εργασίας, οπότε όπως και στην προηγούμενη παράγραφο γίνεται απλά μια παρουσίαση χάριν πληρότητας.

Όταν το χωρίο $V(\tau)$ είναι όλος ο χώρος τα επιφανειακά ολοκληρώματα θα μηδενίζονται επομένως η μόνη δυνατή επιλογή για την στοιχειώδη λύση της κυματικής εξίσωσης είναι η συνάρτηση Green G° :

$$G^\circ(\vec{y}, \tau | \vec{x}, t) = \frac{1}{4\pi r} \delta\left(\tau - t + \frac{r}{c_0}\right) \quad (2.23)$$

Με τη βοήθεια συστήματος συντεταγμένων $\zeta(\vec{y}, \tau)$ στο οποίο η επιφάνεια $S(\tau)$ παραμένει ακίνητη η ταχύτητα \vec{V} και η επιτάχυνση \vec{a} κάθε σημείου στο σύστημα αυτό ορίζεται ως $\vec{V} = \frac{\partial \vec{y}(\vec{\zeta}, \tau)}{\partial \tau}|_{\zeta=const}$, και $\vec{a} = \frac{\partial \vec{V}(\vec{\zeta}, \tau)}{\partial \tau}|_{\zeta=const}$, προκύπτει η εξίσωση *Ffowks Williams – Hawkings (Ffowks Williams and Hawkings, 1969)*:



Σχήμα 2.1 : Το νέο σύστημα συντεταγμένων μηδενικής απόκλισης

Williams and Hawkings, 1969):

$$\rho' = \frac{1}{4\pi c_0^2} \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \int_{V(t_0)} \left[\frac{T_{ij}}{r \left| 1 - \frac{\vec{r} \cdot \vec{M}}{r} \right|} \right]_{\tau=\tau_e} d\zeta -$$

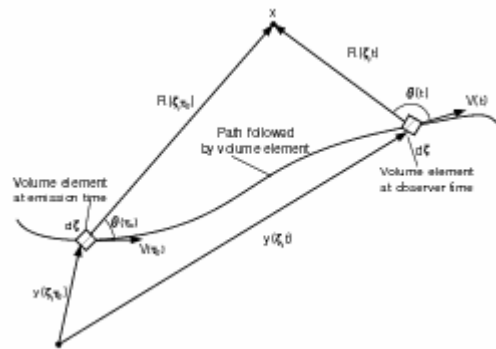
$$\frac{1}{4\pi c_0^2} \frac{\partial}{\partial x_i} \int_{S(t_0)} \left[\frac{f_i}{r \left| 1 - \frac{\vec{r} \cdot \vec{M}}{r} \right|} \right]_{\tau=\tau_e} dS(\zeta) -$$

$$\frac{1}{4\pi c_0^2} \frac{\partial}{\partial x_j} \int_{V(\tau)} \left[\frac{\rho_0 \alpha_j}{r \left| 1 - \frac{\vec{r} \cdot \vec{M}}{r} \right|} \right]_{\tau=\tau_e} d\zeta +$$

$$\frac{1}{4\pi c_0^2} \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \int_{V_c(\tau)} \left[\frac{\rho_0 V_i V_j}{r \left| 1 - \frac{\vec{r} \cdot \vec{M}}{r} \right|} \right]_{\tau=\tau_e} d\zeta \quad (2.24)$$

Το σύμβολο $\left[\right]_{\tau=\tau_e}$ σημαίνει πως η ποσότητα που περικλείεται στις αγκύλες παίρνει τιμές στο χρόνο της πηγής (*retarded time*) όπως φαίνεται στο σχήμα (2.2) ο οποίος ορίζεται από τη σχέση :

$$\tau_e = t - \frac{1}{c_0} \left| \vec{x} - \vec{y}(\zeta, \tau_e) \right| \quad (2.25)$$



Σχήμα 2.2 : Ο χρόνος καθυστέρησης

Από την εξίσωση των Ffowcs Williams - Hawkings προκύπτει πως το ακουστικό πεδίο μπορεί να θεωρηθεί ως επαλληλία των εξής επιδράσεων:

α. Από κάθε κινούμενη τετραπολική πηγή έντασης $T_{ij} d\zeta$ διανεμημένης σε στοιχεία όγκου $d\zeta$, εξωτερικά της $S(\tau)$.

β. Από κάθε κινούμενη διπολική πηγή έντασης $-f_i dS(\vec{\zeta})$ διανεμημένης σε επιφανειακά στοιχεία $dS(\vec{\zeta})$.

γ. Από κάθε διπολική πηγή έντασης $\rho_0 \alpha_i d\zeta$ και από κάθε τετραπολική πηγή έντασης $\rho_0 V_i V_j d\zeta$ διανεμημένες σε στοιχεία όγκου εξωτερικά της επιφάνειας $S(\tau)$.

Είναι φανερό στην εξίσωση (2.24) πως ο πρώτος όρος αντιστοιχεί στην λύση του Lighthill για το ελεύθερο χωρίο ενώ οι υπόλοιποι τρεις όροι προσομοιώνουν την επίδραση των στερεών συνόρων.

Στην συνέχεια γίνεται δεκτό πως η επιφάνεια $S(\tau)$ είναι φραγμένη και ότι ο χώρος που περιέχει τις πηγές συγκεντρώνεται κοντά στην επιφάνεια. Επίσης υποτίθεται πως η ταχύτητα V είναι υποηχητική και ως εκ τούτου ο συντελεστής

Doppler δεν μηδενίζεται. Οι ολοκληρωτικοί όροι της εξίσωσης (2.24) εμπεριέχουν την πρώτη ή δεύτερη παράγωγο ως προς x_i ενός όρου της μορφής

$h = \left[\frac{A(\tau)}{r|D_f|} \right]_{\tau=\tau_e}$ εφαρμόζοντας τον κανόνα της αλυσίδας προκύπτει:

$$\begin{aligned} \frac{\partial h}{\partial x_i} &= - \left[\frac{r_i}{c_0 r^2 D_f} \frac{\partial \frac{A(\tau)}{D_f}}{\partial \tau} \right]_{\tau=\tau_e} + O(R^{-2}) \\ \frac{\partial^2 h}{\partial x_i \partial x_j} &= - \left[\frac{r_i r_j}{c_0^2 r^3 D_f} \frac{\partial}{\partial \tau} \left(\frac{1}{D_f} \frac{\partial \frac{A(\tau)}{D_f}}{\partial \tau} \right) \right]_{\tau=\tau_e} + O(R^{-2}) \end{aligned} \quad (2.26)$$

Θεωρώντας πως η απόσταση του παρατηρητή από τις πηγές r είναι αρκετά μεγάλη ώστε οι όροι δεύτερης τάξης να αμελούνται, εφαρμόζονται οι σχέσεις (2.26) στην εξίσωση (2.25) και προκύπτει:

$$\begin{aligned} p' &= \frac{1}{4\pi c_0^2} \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \int_{V(t_0)} \left[\frac{r_i r_j}{r^3 D_f} \frac{\partial}{\partial \tau} \left(\frac{1}{D_f} \frac{\partial}{\partial \tau} \left(\frac{T_{ij}}{D_f} \right) \right) \right]_{\tau=\tau_e} d\zeta + \\ &\quad \frac{1}{4\pi c_0} \frac{\partial}{\partial x_i} \int_{S(t_0)} \left[\frac{r_i}{r^2 D_f} \frac{\partial}{\partial \tau} \left(\frac{f_i}{D_f} \right) \right]_{\tau=\tau_e} dS(\zeta) + \\ &\quad \frac{1}{4\pi c_0} \frac{\partial}{\partial x_j} \int_{V_c(\tau)} \left[\frac{r_j}{r^2 D_f} \frac{\partial}{\partial \tau} \left(\frac{\rho_0 \alpha_j}{D_f} \right) \right]_{\tau=\tau_e} d\zeta + \\ &\quad \frac{1}{4\pi c_0^2} \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \int_{V_c(\tau)} \left[\frac{r_i r_j}{r^3 D_f} \frac{\partial}{\partial \tau} \left(\frac{1}{D_f} \frac{\partial}{\partial \tau} \left(\frac{\rho_0 V_i V_j}{D_f} \right) \right) \right]_{\tau=\tau_e} d\zeta \end{aligned} \quad (2.27)$$

Από την εξίσωση (2.27) προκύπτουν τα εξής συμπεράσματα:

α. Εάν οι επιφάνειες είναι ακίνητες δεν θα παράγουν ήχο παρά μόνο εάν οι διανομές πηγών είναι χρονικά μεταβαλλόμενες.

β. Η επιταχυνόμενη υποηχητική κίνηση μιας επιφάνειας παράγει ήχο ακόμα και στην περίπτωση που οι πηγές είναι χρονικά σταθερές.

γ. Εάν θεωρήσουμε αμελητέες τις τετραπολικές πηγές ο ήχος που παράγεται είναι διπολικού χαρακτήρα και μονοπολικού χαρακτήρα .

2.4 Μηχανισμοί παραγωγής χαμηλόσυχνου αεροδυναμικού θορύβου στο δρομέα ελικοπτέρου

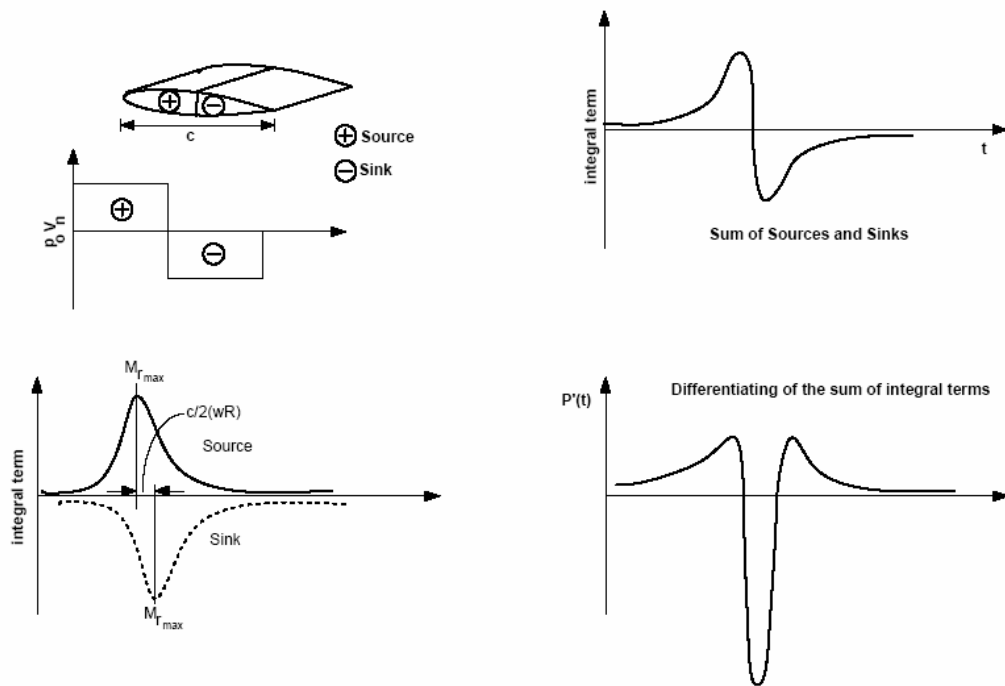
Η εξίσωση του Lighthill δίνει την ακριβή λύση του ακουστικού πεδίου που εκπέμπεται από κάθε πεδίο ροής με ή χωρίς στερεά σύνορα. Η γενική περίπτωση όμως είναι μη γραμμική ενώ οι κλίμακες των διάφορων φυσικών φαινομένων που περιγράφει είναι τόσο διαφορετικές που η επίλυση της είναι αδύνατη χωρίς μια σειρά υποθέσεων. Οι υποθέσεις αυτές στοχεύουν σε φυσικούς μηχανισμούς συγκεκριμένης κλίμακας απαλείφοντας κάθε άλλη φυσική κλίμακα καθώς επίσης γραμμικοποιούν το πρόβλημα έτσι ώστε να είναι δυνατή η επίλυση του. Οι υποθέσεις που τέθηκαν για την ροή γύρω από δρομείς ελικοπτέρων προβλέπουν ένα μη μόνιμο, μη συνεκτικό υποηχητικό πεδίο ροής γύρω από συνδυασμό ανωστικών και μη σωμάτων. Οι υποθέσεις αυτές αποκλείουν τον υψηλόσυχο αεροδυναμικό θόρυβο λόγω τυρβωδών φαινομένων. Ως εκ τούτου η παρούσα εργασία θα επικεντρωθεί στον χαμηλόσυχο αεροδυναμικό θόρυβο που προκαλείται από τον δρομέα του ελικοπτέρου.

Στα πλαίσια της γραμμικής ακουστικής θεωρίας, που αναπτύχθηκε στις παραπάνω παραγράφους, οι βασικοί μηχανισμοί παραγωγής χαμηλόσυχου αεροδυναμικού θορύβου που αντιμετωπίζουμε είναι:

A. Ο Αεροδυναμικός θόρυβος λόγω πάχους της πτέρυγας τού δρομέα (Thickness noise). Ο μηχανισμός αυτός εμφανίζεται τόσο στον κύριο δρομέα όσο και στον ουραίο δρομέα, και γενικότερα όταν υπάρχει κίνηση στερεής επιφάνειας μη μηδενικού όγκου σε πεδίο ροής. Ο μηχανισμός αυτός είναι απλός και συνίσταται στη συνεχή εκτόπιση ρευστού λόγω του όγκου του πτερυγίου και της κίνησης του, που ισοδυναμεί με χρονικά μεταβαλλόμενες πηγές ρευστού, δηλαδή ακουστικά μονόπολα. Η αρχή του μηχανισμού φαίνεται στο σχήμα (2.3). Θεωρώντας ένα τμήμα του πτερυγίου, το "έμπροσθεν" μέρος, δηλαδή από την ακμή πρόσπτωσης μέχρι το σημείο μέγιστου πάχους προσομοιώνεται με πηγές (αύξηση του πάχους) ενώ το υπόλοιπο, "όπισθεν" μέρος προσομοιώνεται με καταβόθρες (μείωση του πάχους). Η θεώρηση αυτή προτοτυπείται για λόγους απλότητας με μια πηγή, και μια καταβόθρα αντίστοιχα σε απόσταση μισής χορδής μεταξύ τους. Κατά την περιστροφή του

πτερυγίου ο όρος του ολοκληρώματος $\iint \sqrt{\left[\frac{q}{r|1-M_r|} \right]} dS(\vec{n})$ για την

πηγή μεταβάλλεται αντίθετα από την καταβόθρα, οι δε ακρότατες τιμές εμφανίζονται με μια διαφορά φάσης της τάξης του ημίσεως της χορδής. Το άθροισμα των συνεισφορών της πηγής και της καταβόθρας στον όρο του ολοκληρώματος οδηγεί σε μια καμπύλη της μορφής του σχήματος (2.3) η χρονική παράγωγος της οποίας δίνει την συνεισφορά του όρου στην ακουστική πίεση και είναι παλμικής μορφής.



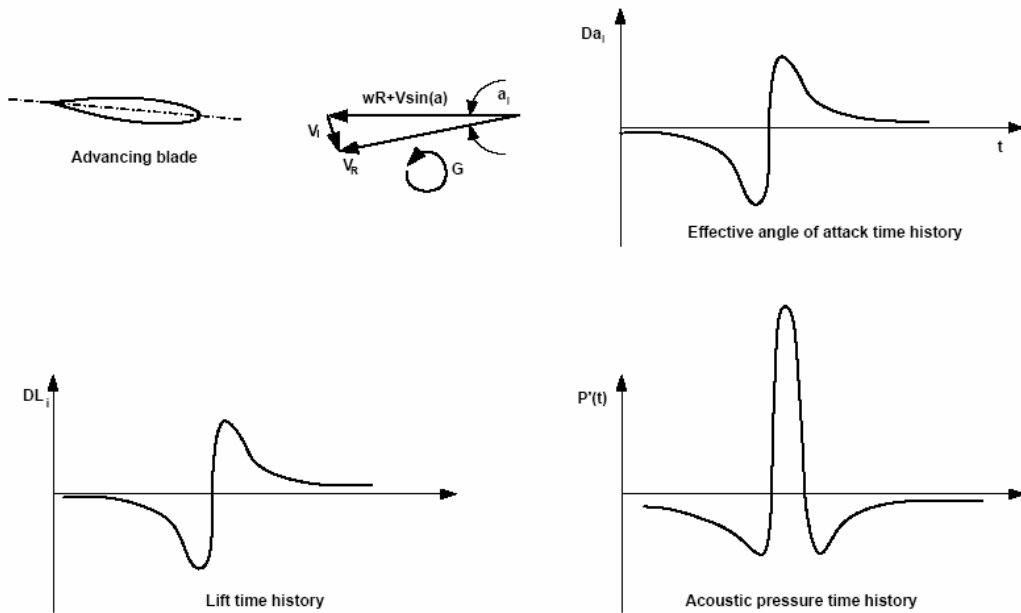
Σχήμα 2.3 :Δημιουργία ακουστικής πίεσης λόγω πάχους της πτέρυγας.

Ο μηχανισμός αυτός γίνεται σημαντικός στους δρομείς ελικοπτέρων λόγω της υψηλής ταχύτητας περιστροφής. Ο συντελεστής Doppler κυριαρχεί στην μαθηματική έκφραση του μηχανισμού και επηρεάζεται σημαντικά από την σχετική θέση του παρατηρητή και της πηγής ακουστικής πίεσης. Επειδή οι πηγές ακουστικής πίεσης βρίσκονται σε κάθε χρονική στιγμή στο νοητό δίσκο του δρομέα η ακουστική πίεση που παράγουν λόγω του μηχανισμού πάχους γίνεται αντιληπτή από παρατηρητές που βρίσκονται στο επίπεδο του δίσκου του δρομέα. Ο μηχανισμός γίνεται λιγότερο αντιληπτός όσο η γωνία του παρατηρητή με το κέντρο περιστροφής και το επίπεδο του δίσκου αυξάνει ώσπου μηδενίζεται για παρατηρητή κάτω από το κέντρο περιστροφής του δρομέα.

B. Ο Αεροδυναμικός θόρυβος λόγω φόρτισης της πτέρυγας (Loading noise). Η φόρτιση της πτέρυγας είναι υπεύθυνη για την δημιουργία διαφόρων τύπων ακουστικής πίεσης. Η ακουστική πίεση θεωρητικά μπορεί να έχει ως αίτιο την χρονικά σταθερή φόρτιση σε κίνηση ή τη χρονικά μεταβαλλόμενη φόρτιση κινούμενη ή μη. Η χρονικά μεταβαλλόμενη φόρτιση προκύπτει από διάφορους φυσικούς μηχανισμούς, ορισμένοι από αυτούς εμφανίζουν συγκεκριμένα χαρακτηριστικά που οδηγούν στη δημιουργία συγκεκριμένου τύπου ακουστικής πίεσης. Τέτοιοι μηχανισμοί είναι η αλληλεπίδραση της στροβιλότητας με το στερεό σύνορο, ή η εμφάνιση κυμάτων κρούσης σε

περιπτώσεις υψηλών ταχυτήτων. Οι φυσικοί αυτοί μηχανισμοί αν και επιδρούν άμεσα στη φόρτιση της πτέρυγας και μέσω αυτής παράγουν ακουστική πίεση εξετάζονται ως αυτόνομοι μηχανισμοί παραγωγής ακουστικής πίεσης. Ο μηχανισμός παραγωγής ακουστικής πίεσης που αναφέρεται ως 'ακουστική πίεση λόγω φόρτισης της πτέρυγας' έχει αίτιο την πολύπλοκη περιοδική κίνηση που εκτελεί η πτέρυγα του δρομέα σε συνδυασμό με το χαρακτηριστικό της ως φέρουσα επιφάνεια. Το πεδίο ροής από την περιοχή προχώρησης (advancing side) στην περιοχή υποχώρησης (retreating side), παρουσιάζει ανομοιομορφία ανάλογα με τη περίπτωση του φακέλου πτήσης. Η πτέρυγα διέρχεται περιοδικά από τις περιοχές αυτές με αποτέλεσμα την περιοδική μεταβολή της κατανομής πίεσης στην επιφάνεια της, δηλαδή της φόρτισης της. Η κίνηση που εκτελεί η πτέρυγα περιλαμβάνει και την περιοδική μεταβολή της γωνίας βήματος. Αυτό έχει σαν αποτέλεσμα την περιοδική μεταβολή της ενεργής γωνίας πρόσπτωσης σε κάθε τομέα της πτέρυγας και άρα στην φόρτιση της. Οποιαδήποτε κίνηση της πτέρυγας, προδιαγεγραμμένη ή μη έχει σαν αποτέλεσμα την μεταβολή της φόρτισης της πτέρυγας, δηλαδή την μεταβολή της κατανομής των πιέσεων και επομένως των δυνάμεων στην επιφάνεια της που ισοδυναμεί με κατανομή ακουστικών διπόλων. Ο μηχανισμός παραγωγής ακουστικής πίεσης λόγω φόρτισης της πτέρυγας δημιουργεί ακουστική πίεση χαμηλής συχνότητας ανάλογη της Συχνότητας Περάσματος της Πτέρυγας (ΣΠΠ) (Blade Passage Frequency (BPF)). Ο μηχανισμός αυτός είναι ο κυρίαρχος μηχανισμός παραγωγής ακουστικής πίεσης από δρομέα ελικοπτερου όταν ο αριθμός Mach ακροπτερυγίου δεν είναι μεγάλος ($M_{tip} < 0.5 \div 0.7$).

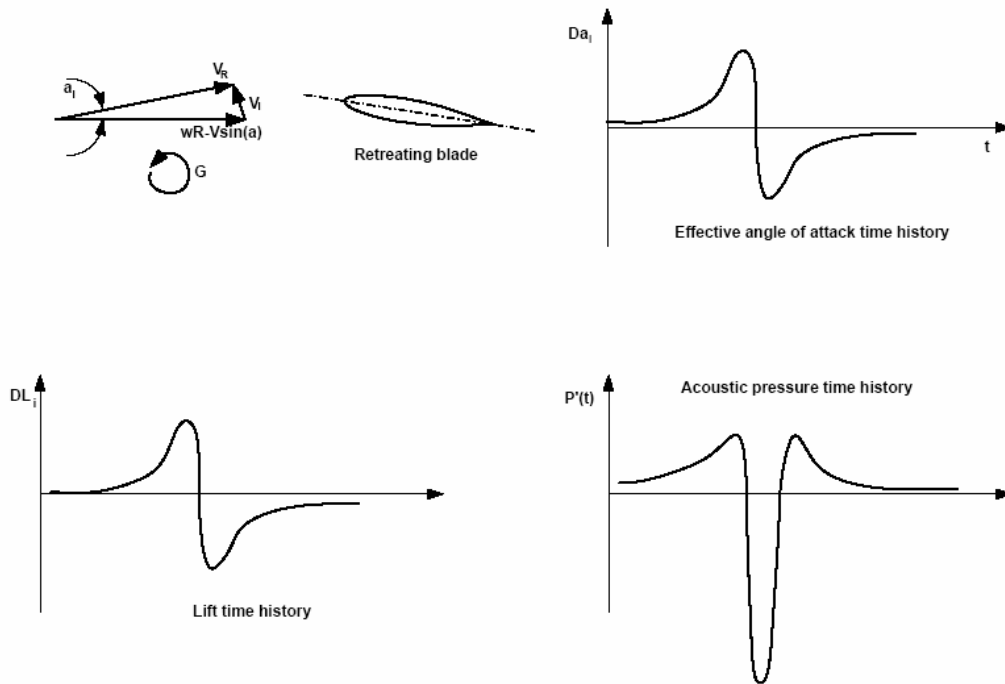
Γ. Η Αεροδυναμικός θόρυβος λόγω αλληλεπίδρασης της στροβιλότητας με το στερεό όριο της πτέρυγας του δρομέα (Blade Vortex Interaction (BVI) impulsive noise). Ο μηχανισμός αυτός εμφανίζεται στον κύριο δρομέα ανάλογα με τις συνθήκες λειτουργίας, δηλαδή έχουμε αλληλεπίδραση κάποιας πτέρυγας του δρομέα με την στροβιλότητα του ομόρρου της ίδιας ή κάποιας από τις υπόλοιπες πτέρυγες του δρομέα. Εμφανίζεται επίσης και στον ουραίο δρομέα κυρίως λόγω της αλληλεπίδρασης των πτερύγων του με τον ομόρρο του κυρίου δρομέα. Η περίπτωση αυτή αναφέρεται στη βιβλιογραφία και ως αλληλεπίδραση ουραίου δρομέα (Tail rotor interaction (TRI) noise). Είναι γνωστό από τη θεωρία και από την εμπειρία, ότι ο στρόβιλος από το ακροπτερύγιο της πτέρυγας του δρομέα είναι ο ισχυρότερος. Αυτός είναι που αλληλεπιδρά σε μεγαλύτερο ποσοστό με τις πτέρυγες παράγοντας ακουστική πίεση.



Σχήμα 2.4 :Αλληλεπίδραση στροβίλου πτέρυγας στην περιοχή προχώρησης.

Στην περίπτωση που ο στρόβιλος είναι παράλληλος ή σχεδόν παράλληλος με την πτέρυγα απλές σκέψεις στις δύο διαστάσεις είναι αρκετές να περιγράψουν τον μηχανισμό και να προβλέψουν την μορφή της καμπύλης της ακουστικής πίεσης. Όπως φαίνεται στο σχήμα (2.4) η αεροτομή στην περιοχή προχώρησης καθώς περνάει πλησίον του στροβίλου δέχεται μια μεταβολή της ενεργής γωνίας πρόσπτωσης. Η μεταβολή έχει σαν αποτέλεσμα την μείωση της ενεργής γωνίας πρόσπτωσης όσο ο στρόβιλος βρίσκεται "μπροστά" από την αεροτομή ενώ μόλις περάσει κάτω από την αεροτομή και αρχίσει να κινείται προς τα "πίσω" έχει σαν αποτέλεσμα την αύξηση της ενεργής γωνίας πρόσπτωσης. Αυτή η μεταβολή στην ενεργή γωνία πρόσπτωσης οδηγεί στην ανάλογη μεταβολή της άνωσης στην αεροτομή. Η ακουστική πίεση προκύπτει ως η χρονική παράγωγος της δύναμης άνωσης. Η χρονική παράγωγος της καμπύλης της άνωσης δημιουργεί την μορφή της καμπύλης της ακουστικής πίεσης του σχήματος (2.4). Η αεροτομή στην περιοχή υποχώρησης, σχήμα (2.5) δέχεται επίσης την επίδραση του στροβίλου στην ενεργή γωνία πρόσπτωσης με τα αντίθετα όμως αποτελέσματα. Δηλαδή παρατηρείται αύξηση της ενεργής γωνίας πρόσπτωσης όσο ο στρόβιλος είναι "μπροστά" από την αεροτομή ενώ αντίστοιχα μειώνεται όταν αυτός περάσει από κάτω από τη αεροτομή και κινείται προς τα "πίσω". Ανάλογα είναι τα αποτελέσματα στην δύναμη άνωσης και επομένως στην παραγόμενη ακουστική πίεση που εμφανίζει μια καμπύλη της μορφής του σχήματός (2.5). Η μορφή αυτή μπορεί να

παρατηρηθεί και στην περιοχή προχώρησης από στρόβιλο αντίθετης φοράς.

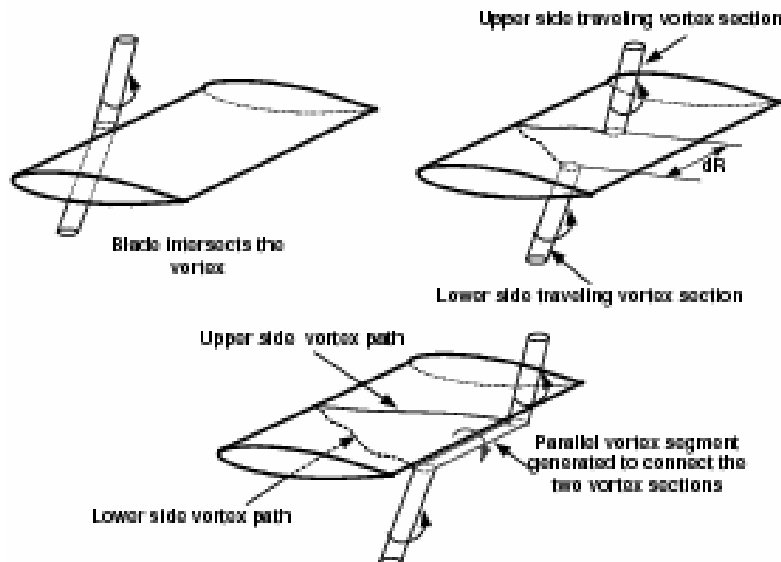


Σχήμα 2.5 : Αλληλεπίδραση στροβίλου πτέρυγας στην περιοχή υποχώρησης.

Στην περίπτωση που ο στρόβιλος είναι κάθετος στην πτέρυγα το φαινόμενο είναι τριδιάστατο διότι η πτέρυγα τέμνει τον στρόβιλο όπως φαίνεται στο σχήμα (2.6). Το πάνω και το κάτω τμήμα του στροβίλου "ταξιδεύει" με διαφορετικές ταχύτητες κατά την ακτινική και χορδική κατεύθυνση. Έτσι όταν φτάσουν στην ακμή εκφυγής δεν βρίσκονται στο ίδιο σημείο. Επειδή δε, δεν μπορούν να υφίστανται ως δύο ανεξάρτητα τμήματα πρέπει να συνενωθούν. Εμφανίζεται ένα τμήμα στροβιλότητας σχεδόν παράλληλο στην πτέρυγα που ενώνει τα δύο άκρα των στροβίλων που εκφεύγουν από την ακμή εκφυγής. Το παράλληλο αυτό τμήμα στροβιλότητας που δημιουργείται πλησίον της πτέρυγας, επιδρά σύμφωνα με την παραπάνω θεώρηση στην ενεργή γωνία πρόσπτωσης και τελικά δημιουργεί παλμό στην ακουστική πίεση.

Ο μηχανισμός λόγω αλληλεπίδρασης της στροβιλότητας είναι ιδιαίτερα σημαντικός, ειδικότερα η περίπτωση αλληλεπίδρασης στροβίλου παράλληλου προς την πτέρυγα. Ο μηχανισμός επηρεάζεται από τη γωνία του στροβίλου με την ακτινική κατεύθυνση της πτέρυγας, την ένταση του στροβίλου, και τον αριθμό Mach στην περιοχή της αλληλεπίδρασης. Η ακουστική πίεση που παράγει ο μηχανισμός είναι παλμικού τύπου και κυριαρχεί όπου εμφανίζεται. Ο μηχανισμός αναγνωρίζεται εύκολα στην κυματομορφή της ακουστικής πίεσης συνάρτηση του χρόνου από τους

πολύ οξείες θετικούς ή αρνητικούς παλμούς. Στο φάσμα των συχνοτήτων ο μηχανισμός εμφανίζεται από το άνω όριο της περιοχής χαμηλών συχνοτήτων (6 bpf) και σε όλο το φάσμα της περιοχής μέσων συχνοτήτων έως και 40 bpf.



Σχήμα 2.6 : Η περίπτωση τομής του στροβίλου από την πτέρυγα.

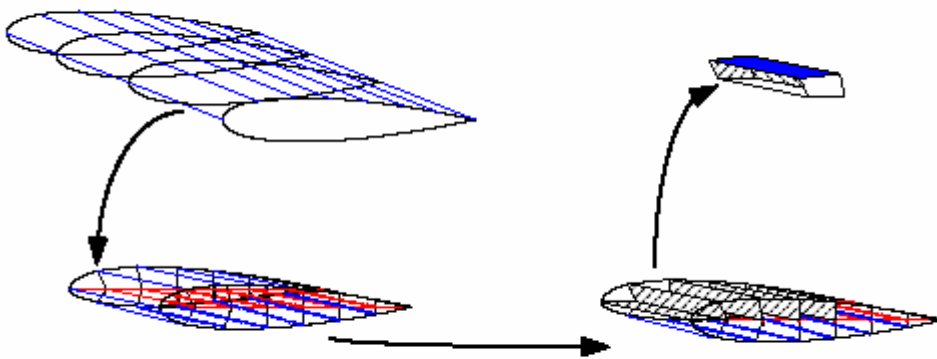
Δ. Ο αεροδυναμικός θόρυβος λόγο υψηλής ταχύτητας (High-Speed (HS) impulsive noise). Ο μηχανισμός εμφανίζεται σε περιπτώσεις υψηλών αριθμών Mach ακροπτερυγίου ($Mach > 0.7$) και οφείλεται στην εμφάνιση κυμάτων κρούσης σε συγκεκριμένες περιοχές του πεδίου ροής γύρω από την πτέρυγα. Ο μηχανισμός οδηγεί σε ακουστικές πηγές τετραπολικού τύπου γι' αυτό και δεν αντιμετωπίζεται στην παρούσα θεώρηση. Ο αεροδυναμικός θόρυβος που δημιουργεί ο μηχανισμός είναι περισσότερο έντονος στην περιοχή πλησίον του επιπέδου του δρομέα. Εκτενέστερες προσεγγίσεις γίνονται στις αναφορές (Schmitz and Yu, 1986).

2.5 Διακριτοποίηση της εξίσωσης Ffowcs Williams – Hawkins

Σε προηγούμενη παράγραφο επιλύθηκε η εξίσωση του Lighthill στην περίπτωση πεδίων με κινούμενα στερεά σύνορα και προέκυψε η εξίσωση Ffowcs Williams - Hawkins (FWH)(2.24) η οποία δίνει το πεδίο ακουστικής πίεσης σε κάθε σημείο του χώρου στον οποίο υπάρχουν στερεά σώματα τα οποία κινούνται με υποηχητική ταχύτητα. Ως εκ τούτου η εξίσωση των Ffowcs Williams - Hawkins αποτελεί το βασικό εργαλείο για την πρόλεξη του χαμηλόσυχνου πεδίου ακουστικής πίεσης που προκύπτει από τον δρομέα του ελικοπτέρου. Στην βιβλιογραφία υπάρχουν εκτεταμένες εφαρμογές της εξίσωσης (FWH) στην αντιμετώπιση ακουστικών πεδίων δρομέων ελικοπτέρων. Οι

εφαρμογές της εξίσωσης (FWH) βασίζονται σε διαφορετικές μεθόδους διακριτοποίησης ενδεικτικά αναφέρονται η μέθοδος των Hawkins και Lawson (Hawkins και Lawson, 1974), η μέθοδος του Farassat (Farassat, 1975), η μέθοδος του Hanson (Hanson, 1975), η μέθοδος των Woan και Gregork (Woan και Gregork, 1978), η μέθοδος του Succi (Succi, 1979), (Farassat and Succi, 1980) η μέθοδος του Jou (Jou, 1979) και η μέθοδος του Ianniello (Ianniello, 1999). Στην παρούσα εργασία εφαρμόζεται η μέθοδος του Succi.

Η εξίσωση των Ffowcs Williams - Hawkins θεωρείται στην μορφή (2.27) από την οποία αμελείται ο τετραπολικός όρος του ταυστή των τάσεων Lighthill. Η συνεισφορά του όρου αυτού στην περίπτωση της μη συνεκτικής υποηχητικής ροής γύρω από δρομέα ελικοπτερου στη περιοχή των χαμηλών συχνοτήτων της ακουστικής πίεσης είναι αμελητέα. Οι εναπομείναντες όροι στην εξίσωση προκύπτουν από την φόρτιση της κάθε πτέρυγας του δρομέα και από την εκτόπιση όγκου ρευστού λόγω του "πάχους" της κάθε πτέρυγας κατά την κίνηση του δρομέα. Η μέθοδος του Succi θεωρεί πως η πτέρυγα διακριτοποιείται σε N_m στοιχειώδη τμήματα. Κάθε τμήμα k έχει πεπερασμένο όγκο Ω_k ως εκ τούτου εκτοπίζει ίσο όγκο ρευστού. Η μία επιφάνεια του πεπερασμένου αυτού



Σχήμα 2.7 : Ο διακριτός όγκος, στοιχειώδης ακουστική πηγή.

του όγκου ΔS_k αποτελεί μέρος της επιφάνειας της πτέρυγας (στερεό σύνορο) ως εκ τούτου στην στοιχειώδη αυτή επιφάνεια ασκείται πίεση p_k το ολοκλήρωμα της οποίας στη στοιχειώδη επιφάνεια δίνει την δύναμη $\vec{L}_k = \Delta S_k p_k \vec{n}$ που ασκείται στο στοιχείο στην κατεύθυνση την κάθετη \vec{n} στην στοιχειώδη επιφάνεια του στοιχείου. Η δύναμη \vec{L}_k ασκείται από το ρευστό στην στοιχειώδη επιφάνεια επομένως η στοιχειώδης επιφάνεια ασκεί στο ρευστό την αντίδραση της $\vec{F}_k = -\vec{L}_k$. Το κάθε στοιχειώδες τμήμα όπως φαίνεται στο σχήμα (2.7) αποτελεί μια πηγή αεροδυναμικού θορύβου. Εφαρμόζοντας τη σχέση (2.27) στη

διακριτή πτέρυγα του δρομέα οι ολοκληρωτικοί όροι μετατρέπονται σε αθροίσματα των στοιχειωδών διακριτών πηγών θορύβου έτσι ο αεροδυναμικός θόρυβος που οφείλεται στην κάθε πτέρυγα προκύπτει από το άθροισμα όλων των στοιχειωδών πηγών στις οποίες έχει διακριτοποιηθεί η πτέρυγα. Εφαρμόζοντας στη συνέχεια τον κανόνα της αλυσίδας και αναδιατάσσοντας τους όρους προκύπτει η σχέση του Succì:

$$p'(\vec{x}, t) = \sum_{m=1}^{N_b} \sum_{k=1}^{N_m} (p'_f + p'_{th}) \quad (2.28)$$

$$p'_f = \left\{ \frac{1}{r} \frac{1}{(1-M_r)^2} \left[\frac{\hat{r}_i}{c_0} \frac{\partial f_i}{\partial \tau} + \frac{f_i \hat{r}_i}{(1-M_r)} \left(\frac{\hat{r}_i}{c_0} \frac{\partial M_i}{\partial \tau} \right) \right] \right\}_{\tau=\tau_e} + \left\{ \frac{1}{r^2} \frac{1}{(1-M_r)^2} \left[\hat{r}_i f_i \frac{1-M_i^2}{1-M_r} - f_i M_i \right] \right\}_{\tau=\tau_e} \quad (2.29)$$

$$p'_{th} = \rho_0 \left\{ \frac{1}{1-M_r} \frac{\partial}{\partial \tau} \left[\frac{1}{1-M_r} \left(\frac{\Omega_k}{r(1-M_r)} \right) \right] \right\}_{\tau=\tau_e} \quad (2.30)$$

όπου $M_r = \vec{r} \cdot \vec{M}$, $\vec{M} = (M_1, M_2, M_3)$, $\hat{r} = (\hat{r}_1, \hat{r}_2, \hat{r}_3)$ και $\hat{r} = \frac{\vec{r}}{r}$. Ο όρος p'_f ονομάζεται όρος φόρτισης και αποτελείται από δύο μέρη. Τον πρώτο όρο του δεξιού μέλους της σχέσης (2.29) ο οποίος σχετίζεται με τις χρονικές παραγώγους των φορτίων και είναι της μορφής $\frac{1}{r}$ και ονομάζεται *όρος φόρτισης μακρινού πεδίου*. Και τον δεύτερο όρο του δεξιού μέλους της σχέσης(2.29) ο οποίος σχετίζεται μόνο με τα φορτία και είναι της μορφής $\frac{1}{r^2}$ και ως ετούτου η συνεισφορά του είναι αμελητέα στο μακρινό πεδίο γι' αυτό ονομάζεται *όρος φόρτισης κοντινού πεδίου*. Τέλος ο όρος p'_{th} επειδή σχετίζεται με τον όγκο που εκτοπίζει η στοιχειώδης πηγή ονομάζεται *όρος πάχους*.

Στην παρούσα εργασία είναι επιθυμητό να ληφθεί υπόψιν και η ταχύτητα του αέρα U_∞ . Για να γίνει αυτό οι εξισώσεις του Succì γίνονται (Morgans,2005) :

$$p'(\vec{x}, t) = \sum_{m=1}^{N_b} \sum_{k=1}^{N_m} (p'_{f,new} + p'_{th,new}) \quad (2.31)$$

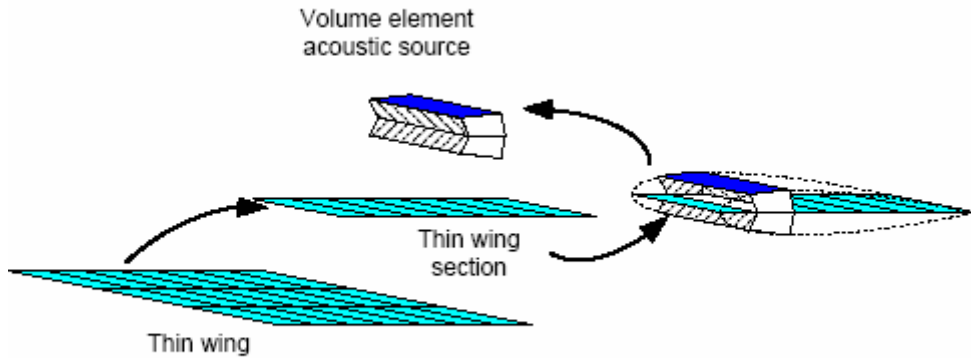
$$p'_{f,new} = \left\{ \frac{1}{r'} \frac{1}{(1-M_r')^2} \left[\frac{\hat{r}'_i}{c_0} \frac{\partial f_i}{\partial \tau} + \frac{f_i \hat{r}'_i}{(1-M_r')} \left(\frac{\hat{r}'_i}{c_0} \frac{\partial M_i}{\partial \tau} \right) \frac{1}{\beta^2} \right] \right\}_{\tau=\tau_e} + \left\{ \frac{1}{r'^2} \frac{1}{(1-M_r')^2} \left[\hat{r}'_i f_i \frac{1}{1-M_r'} (K - f_i M_i) \right] \right\}_{\tau=\tau_e} \quad (2.32)$$

$$\begin{aligned}
\text{Με } K &= \left(-M_i^2 + 1 - M_r' + \frac{r_i' M_i}{\beta^2} \right) (1 - M_r')^2 + \frac{1}{\beta^2} \frac{U_{\infty,1}}{c_0^2} M_1 (c_0 \hat{r}_i' M_i - r') \\
p'_{th,new} &= \rho_0 \left\{ \frac{1}{1 - M_r'} \frac{\partial}{\partial \tau} \left[\frac{1}{1 - M_r'} \left(\frac{\Omega_k}{r'(1 - M_r')} \right) \right] \right\}_{\tau=\tau_e} \quad (2.33)
\end{aligned}$$

όπου $M_r' = \frac{1}{\beta^2} \left(M_r - \frac{U_{\infty,1}}{c_0} \cdot M_1 \right)$, $r' = (r_1', r_2', r_3') = (r_1, \beta r_2, \beta r_3)$, $\hat{r}' = \frac{\vec{r}'}{r'}$ και

$$\beta^2 = 1 - M_\infty^2 = 1 - \left(\frac{U_\infty}{c_0} \right)^2.$$

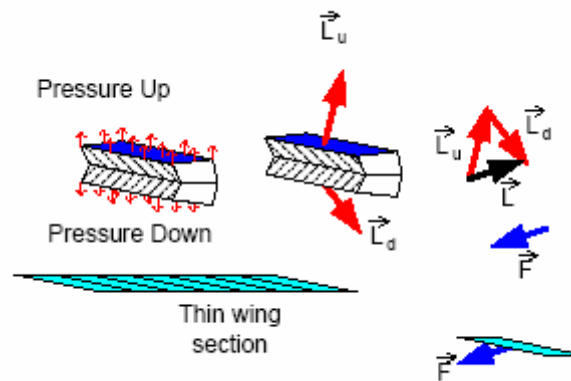
Στην παραπάνω ανάλυση εκφράστηκε το πεδίο ακουστικής πίεσης ως επαλληλία ακουστικών διακριτών πηγών που προέκυψαν από την διαμέριση της κάθε πτέρυγας του δρομέα σε στοιχειώδης τμήματα, υπονοώντας πως η φόρτιση των τμημάτων αυτών η γεωμετρία και η τροχιά που πιθανών να διαγράφουν είναι γνωστά. Ο υπολογισμός δηλαδή του ακουστικού πεδίου του δρομέα είναι μια διαδικασία (a posteriori) που προϋποθέτει τον αεροδυναμικό υπολογισμό από τον οποίο θα προκύψει η φόρτιση της κάθε πτέρυγας του δρομέα και θέση της σε



Σχήμα 2.8 : Διαμόρφωση της ακουστικής πηγής σε διακριτό λεπτό ανωστικό σώμα.

κάθε χρονική στιγμή. Η διακριτοποίηση της γεωμετρίας της πτέρυγας είναι αυτή της λεπτής ανωστικής επιφάνειας. Για τον υπολογισμό του όρου πάχους πρέπει να υπολογιστεί ο στοιχειώδης όγκος Ω_k . Αυτός υπολογίζεται όπως φαίνεται στο σχήμα (2.8), από τον όγκο που αντιστοιχεί στο στοιχείο επιφάνειας που βρίσκεται στην μέση επιφάνεια της πτέρυγας και περιορίζεται από την άνω και κάτω πλευρά της πτέρυγας. Ο στοιχειώδης αυτός όγκος έχει συγκεκριμένη γεωμετρία η οποία εκτελεί έναν συνδυασμό προδιαγεγραμμένης κίνησης (λόγω περιστροφής του δρομέα ή του ελέγχου του βήματος της πτέρυγας) και τυχαίας κίνησης (λόγω ελαστικών μετατοπίσεων ή κινηματικών βαθμών ελευθερίας) και αποτελεί την ακουστική πηγή. Η τροχιά που διαγράφει η ακουστική πηγή προκύπτει από την επίλυση του αεροελαστικού προβλήματος. Ο διακριτός όγκος

της ακουστικής πηγή έχει δύο επιφάνειες οι οποίες εφάπτονται στην επιφάνεια της πτέρυγας στις οποίες ασκούνται αεροδυναμικές δυνάμεις ως το ολοκλήρωμα της πίεσης στις επιφάνειες αυτές στην κάθετη κατεύθυνση. Το διανυσματικό άθροισμα των δυνάμεων αυτών (σχήμα (2.9)) αποτελεί την συνολική αεροδυναμική δύναμη \vec{L} που ασκείται στην ακουστική πηγή, η αντίδραση \vec{F} της οποίας αποτελεί την δύναμη που ασκεί η ακουστική πηγή στο ρευστό και είναι αυτή που εισάγεται στον όρο φόρτισης στην εξίσωση του Succi.



Σχήμα 2.9 : Ο υπολογισμός της φόρτισης της ακουστικής πηγής.

Η σχέση (2.31) δίνει την ακουστική πίεση στην τυχαία θέση \vec{x} του παρατηρητή που θα καταγράψει την χρονική στιγμή t . Οι σχέσεις υπολογισμού όμως των όρων φόρτισης και πάχους ορίζονται στο χρόνο τ_e . Αν υποθεθεί δηλαδή πως υπήρχε μια ακουστική πηγή στη θέση \vec{y} ο παρατηρητής στη θέση \vec{x} τη χρονική στιγμή t θα καταγράψει την ακουστική πίεση που εξέπεμψε η πηγή την χρονική στιγμή τ_e όπου ισχύει $t = \tau_e + \frac{r}{c_0}$ και $r = |\vec{x} - \vec{y}|$. Δεδομένου

ότι οι πηγές είναι διανεμημένες στην γεωμετρία του δρομέα για σταθερή θέση παρατηρητή \vec{x} και δεδομένη χρονική στιγμή t δημιουργείται μια ακολουθία $r_k = |\vec{x} - \vec{y}_k|$ που οδηγεί σε μια ακολουθία χρονικών στιγμών εκπομπής

$\tau_e^k = t - \frac{r_k}{c_0}$ στις οποίες πρέπει να είναι γνωστές οι εντάσεις των πηγών.

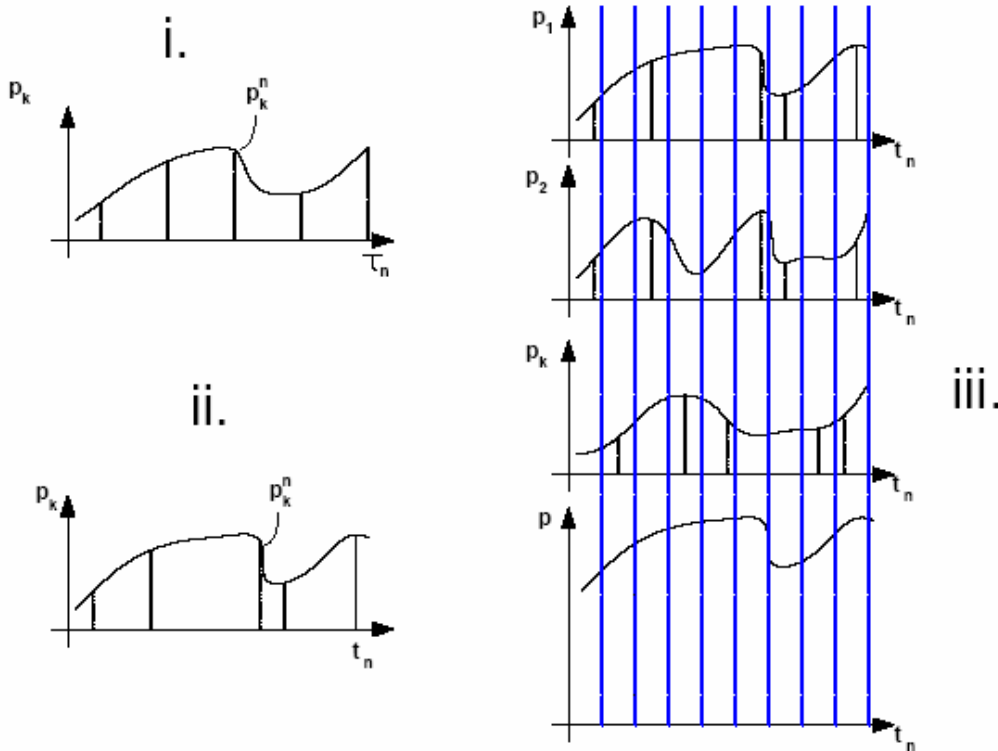
Προφανώς επειδή οι εντάσεις των πηγών προκύπτουν από την επίλυση του αεροελαστικού προβλήματος θα είναι γνωστές σε συγκεκριμένες χρονικές στιγμές, επομένως πρέπει να εφαρμοστεί μια διαδικασία παρεμβολής στις χρονικές αυτές στιγμές για να προκύψουν οι χρόνοι εκπομπής. Η παραπάνω διαδικασία ακολουθείται από πολλούς ερευνητές όπως ο Brentner (Brentner, 1996) και ο Ianniello (Ianniello, 1999). Στην παρούσα εργασία εφαρμόζεται η αντίθετη διαδικασία παρεμβολής στο χρόνο λήψης του παρατηρητή. Συγκεκριμένα η επίλυση του αεροελαστικού προβλήματος δίνει τις εντάσεις των ακουστικών πηγών στην χρονική στιγμή τ_e . Με δεδομένη την θέση του παρατηρητή \vec{x} και την θέση της κάθε πηγής \vec{y}_k που προέκυψε από την λύση

υπολογίζεται ο χρόνος t_k που θα λάβει ο παρατηρητής το ηχητικό σήμα που εξέπεμψε η k πηγή την χρονική στιγμή τ_e . Ο χρόνος t_k υπολογίζεται ως εξής:

$$t_k = r + \frac{|\bar{x} - \bar{y}_k|}{c_0} \quad (2.34)$$

Η ακουστική πίεση που θα καταγράψει ο παρατηρητής τη χρονική στιγμή t από την k πηγή προκύπτει από παρεμβολή μεταξύ των τιμών ακουστικής πίεσης από διαδοχικές χρονικές στιγμές t_k .

Ο αλγόριθμος υπολογισμού φαίνεται στο σχήμα (2.10) και έχει ως εξής:



Σχήμα 2.10 : Ο αλγόριθμος υπολογισμών στον χρόνο λήψεως.

i. Επιλύεται το αεροελαστικό πρόβλημα για μια χρονική περίοδο T και καταγράφονται οι εντάσεις των ακουστικών πηγών σε κάθε χρονική στιγμή. Δημιουργείται έτσι μία ακολουθία ακουστικής πίεσης συναρτήσεως του χρόνου εκπομπής τ για κάθε ακουστική πηγή $p_k^n = p_k(\tau_n)$.

ii. Με δεδομένη τη θέση του παρατηρητή \bar{x} μέσω της σχέσεως (2.34) οι παραπάνω ακολουθίες αντιστοιχούνται στον χρόνο λήψεως t . Δηλαδή προκύπτει ακολουθία συναρτήσεων ακουστικής πίεσης της μορφής $p_k(t_n)$. Όταν η ροή είναι υποηχητική δεν υπάρχει πρόβλημα στην

αντιστοίχιση, αντίθετα στην υπερηχητική περίπτωση η αντιστοίχιση των p_k^n στις t_n^k πιθανόν να μην ορίζει συνάρτηση.

iii. Δημιουργείται μια ακολουθία ισαπεχόντων χρονικών στιγμών t_m τέτοια ώστε το χρονικό διάστημα που ορίζει να είναι μικρότερο η ίσο από το μικρότερο χρονικό διάστημα που προκύπτει από τις t_n^k . Για κάθε χρονική στιγμή t_m προκύπτει με γραμμική παρεμβολή ανάμεσα στις τιμές $p_k^n(t_n^k)$ μια τιμή ακουστικής πίεσης p_k^m . Η ακουστική πίεση που θα καταγράψει ο παρατηρητής στην θέση \bar{x} κάθε χρονική στιγμή t_m προκύπτει ως εξής:

$$p(t_m) = \sum_k p_k^m \quad (2.35)$$

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 3

Το πρόβλημα της σκέδασης

Στο κεφάλαιο αυτό θα παρουσιαστεί το πρόβλημα της μεταφοράς του ήχου από τα πτερύγια του ελικοπτέρου στους παρατηρητές , λαμβάνοντας υπ'όψιν την σκέδαση του ήχου πάνω στην άτρακτο του ελικοπτέρου.

Για την επίλυση του προβλήματος της σκέδασης θα δημιουργήσουμε ένα μοντέλο μετάβασης από το κινούμενο σύστημα πηγών των πτερυγίων του ελικοπτέρου σε ακίνητο σύστημα πηγών , τις οποίες θα ονομάσουμε *ψευδοπηγές*. Το κεφάλαιο αυτό αρχικά περιλαμβάνει κάποιες βασικές έννοιες που είναι απαραίτητες για την περιγραφή του προβλήματος , καθώς και μια σύντομη αναφορά στη θεωρία ακτινών . Στη συνέχεια παρουσιάζει τις μεθόδους για τη δημιουργία των ψευδοπηγών και την επίλυση των διαφόρων γεωμετρικών προβλημάτων που προκύπτουν και καταλήγει στην παρουσίαση του αριθμητικού σχήματος που χρησιμοποιήθηκε για την επίλυση του προβλήματος της σκέδασης.

3.1 Βασικές Έννοιες

Ο ήχος χαρακτηρίζεται από μικρές διακυμάνσεις της πίεσης , σε σχέση με την ατμοσφαιρική πίεση . Οι διακυμάνσεις αυτές διαδίδονται στο μέσο ως ακουστικά κύματα . Η πίεση που παραλαμβάνεται στη θέση ενός παρατηρητή είναι συνάρτηση του χρόνου και ονομάζεται *ακουστική πίεση* $p(t)$.

Η χρονοσειρά της ακουστικής πίεσης μπορεί να έχει ακανόνιστη μορφή. Παρόλα αυτά πάντα μπορεί να παρασταθεί ως άθροισμα αρμονικών σημάτων διαφορετικής συχνότητας και πλάτους .

3.1.1 Βασικά Μεγέθη

Η χρονοσειρά της πίεσης $p(t)$ ενός τόνου μιας συχνότητας καθορίζεται από το πλάτος A και τη συχνότητα f και δίνεται από τον τύπο :

$$p(t) = A \cdot \cos(2\pi f \cdot t) = A \cdot \cos\left(2\pi \frac{t}{T}\right) = A \cdot \cos(\omega \cdot t) \quad (3.1)$$

f είναι ο αριθμός των κύκλων ανά δευτερόλεπτο και μετρείται σε Hertz , Hz . Το αντίστροφο της συχνότητας είναι η περίοδος T , που είναι η διάρκεια ενός

κύκλου . Το πλάτος μετριέται σε Pascal, Pa. Η γωνιακή ταχύτητα ω ορίζεται ως 2π φορές η συχνότητα f .

$$f = \frac{1}{T} \quad \omega = 2\pi f = \frac{2\pi}{T} \quad (3.2)$$

Ένα φυσιολογικό αυτί είναι ευαίσθητο σε συχνότητες που κυμαίνονται από 16 Hz μέχρι 16000 Hz . Το ανθρώπινο αυτί δε αντιδρά γραμμικά στο πλάτος της ακουστικής πίεσης . Διπλασιάζοντας το πλάτος δημιουργεί την αίσθηση πιο δυνατού ήχου , αλλά πολύ λιγότερου από δύο φορές πιο δυνατού. Για αυτό το λόγο , η κλίμακα που χρησιμοποιείται για να περιγράψει τα πλάτη των ακουστικών πιέσεων είναι λογαριθμική , η οποία είναι προσέγγιση της πραγματικής αίσθησης που δημιουργείται στο ανθρώπινο αυτί . Ο ορισμός του επιπέδου ακουστικής πίεσης L_p είναι (Wagner,1996) :

$$L_p = 10 \cdot \log_{10} \left(\frac{\hat{p}^2}{\hat{p}_{ref}^2} \right) \quad (3.3)$$

Όπου \hat{p}^2 είναι :

$$\hat{p}^2 = \lim_{T \rightarrow \infty} \left(\frac{1}{T} \int_0^T p^2(t) dt \right) \quad (3.4)$$

και το \hat{p}_{ref}^2 έχει την τιμή $2 \cdot 10^{-5}$. Η \hat{p}_{ref}^2 είναι η τυπική πίεση αναφοράς που αντιστοιχεί στον πιο αδύναμο ήχο που μπορεί να ακούσει ο άνθρωπος . Η μονάδα του L_p είναι τα decibel , dB .

Όπως τα ηλεκτρομαγνητικά κύματα , τα ακουστικά κύματα μεταφέρουν ενέργεια από μία ακουστική πηγή διαμέσου του μέσου . Η ένταση του ήχου I ορίζεται ως η ενέργεια που εκπέμπεται στη μονάδα του χρόνου και του χώρου ή ως η ισχύς ανά μονάδα χώρου . Μακριά από την ακουστική πηγή η ένταση του ήχου δίνεται από τη σχέση :

$$I = \frac{\hat{p}^2}{\rho_0 c_0} \quad (3.5)$$

Με τη βοήθεια της σχέσης (3.5) το επίπεδο ακουστικής πίεσης της σχέσης (3.3) μπορεί να εκφραστεί από το λόγο της έντασης I και της έντασης αναφοράς I_{ref} :

$$L_p = 10 \cdot \log_{10} \left(\frac{\hat{p}^2}{\hat{p}_{ref}^2} \right) = 10 \cdot \log_{10} \left(\frac{I}{I_{ref}} \right) \quad (3.6)$$

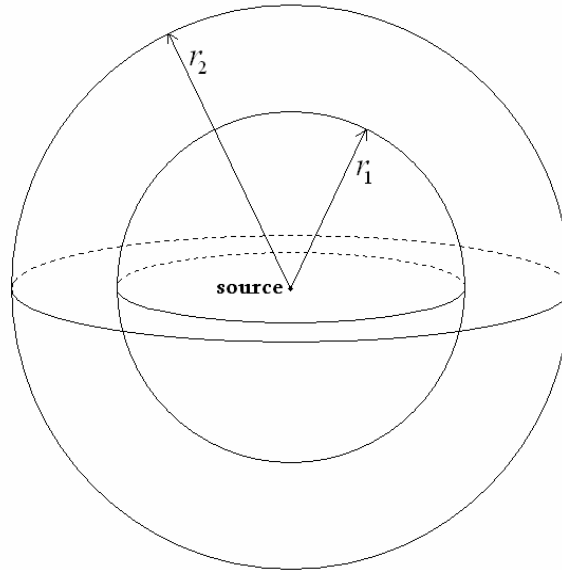
Όπου I_{ref} είναι 10^{-12} W/m^2 .

Ένα φάσμα με υψηλότερη ανάλυση μπορεί να μετατραπεί σε φάσμα χαμηλότερης ανάλυσης αλλά όχι αντίστροφα . Για να υπολογίσουμε το επίπεδο του ήχου για ένα πεδίο συχνοτήτων προσθέτουμε όλα τα επίπεδα των συχνοτήτων που ανήκουν στο πεδίο , με τον τύπο :

$$L_{sum} = 10 \cdot \log_{10} \left(\sum_{i=1}^n 10^{0.1 \cdot L_i} \right) \quad (3.7)$$

3.1.2 Σφαιρική Διάδοση

Σε ελεύθερο πεδίο η ένταση του ήχου και το επίπεδο μειώνονται αντιστρόφως ανάλογα του τετραγώνου της απόστασης r . Αυτός είναι ο νόμος της σφαιρικής διάδοσης (Wagner, 1996). Αν θεωρήσουμε δύο ομόκεντρες σφαίρες (Σχ 3.1) επιφάνειας S_1 και S_2 και ακτίνας r_1 και r_2 αντίστοιχα στον οποίων το κέντρο τοποθετείται μια πηγή, τότε σύμφωνα με την αρχή



Σχήμα 3.1 : Ο νόμος της σφαιρικής διάδοσης

της ακουστικής ενέργειας θα πρέπει να ισχύει ότι :

$$I_1 S_1 = I_2 S_2 = \text{const} \quad (3.8)$$

Όπου I_1, I_2 η ένταση του ήχου στις επιφάνειες S_1 και S_2 αντίστοιχα.

Όμως $S_1 = 4\pi r_1^2$ και $S_2 = 4\pi r_2^2$ οπότε με αντικατάσταση στη σχέση (3.8) προκύπτει:

$$I_2 = I_1 \frac{4\pi r_1^2}{4\pi r_2^2} = I_1 \left(\frac{r_1}{r_2} \right)^2 \quad (3.9)$$

Το επίπεδο ακουστικής πίεσης στις επιφάνειες των σφαιρών θα είναι :

$$L_{p_1} = 10 \cdot \log_{10} \left(\frac{I_1}{I_{ref}} \right)$$

$$L_{p_2} = 10 \cdot \log_{10} \left(\frac{I_2}{I_{ref}} \right) \quad (3.10)$$

Αφαιρώντας κατά μέλη τις εξισώσεις (3.10) προκύπτει:

$$\begin{aligned} L_{p_2} - L_{p_1} &= 10 \cdot \log_{10} \left(\frac{I_2}{I_{ref}} \right) - 10 \cdot \log_{10} \left(\frac{I_1}{I_{ref}} \right) \Rightarrow \\ L_{p_2} - L_{p_1} &= 10 \cdot \log_{10} \left(\frac{I_2}{I_1} \right) \end{aligned} \quad (3.11)$$

Με τη βοήθεια της σχέσης (3.9) η (3.11) γίνεται:

$$\begin{aligned} L_{p_2} - L_{p_1} &= 10 \cdot \log_{10} \left(\frac{r_1}{r_2} \right)^2 = 20 \cdot \log_{10} \left(\frac{r_1}{r_2} \right) \Rightarrow \\ L_{p_2} &= L_{p_1} - 20 \cdot \log_{10} \left(\frac{r_2}{r_1} \right) \end{aligned} \quad (3.12)$$

Τέλος κατά τον αεροακουστικό υπολογισμό το $r_1 = 1 \text{ m}$. Οπότε :

$$L_{p_2} = L_{p_1} - 20 \cdot \log_{10} (r_2) \quad (3.13)$$

3.1.3 Περί θεωρίας ακτίνων (Ray Theory)

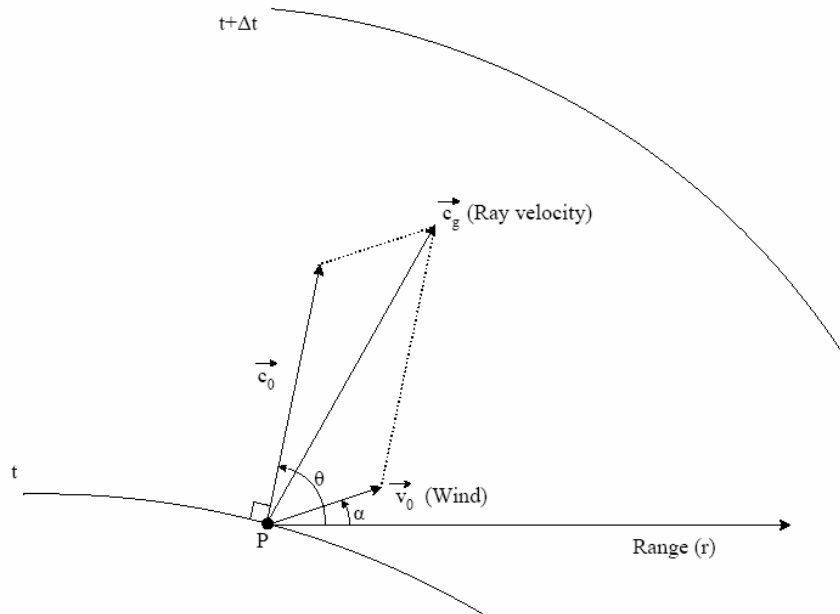
Κατά την επίλυση του προβλήματος της σκέδασης του ήχου από την άτρακτο του ελικοπτέρου χρησιμοποιούνται ακτίνες πάνω στις οποίες γίνεται η μεταφορά του ήχου (Προσπαθόπουλος, 2002), (Pierce, 1981).

Οι ταχύτητα της ακτίνας μεταφοράς \vec{c}_g από το μέτωπο του κύματος σε χρόνο t προς το μέτωπο του κύματος σε χρόνο $t + \Delta t$ είναι αυτή που φαίνεται στο (Σχ 3.2). Όπως φαίνεται στο σχήμα η \vec{c}_g είναι το διανυσματικό άθροισμα της ταχύτητας του ήχου και της ταχύτητας του αέρα. Η σχέση που δίνει την τροχιά της ακτίνας είναι :

$$\frac{d\vec{x}_p}{dt} = \vec{v}(\vec{x}_p, t) + \vec{n}(\vec{x}_p, t) \cdot c_o(\vec{x}_p, t) \quad (3.14)$$

Όπου:

- \vec{x}_p το διάνυσμα θέσης του P
- $\frac{d\vec{x}_p}{dt}$ η ταχύτητα της ακτίνας
- $\vec{n}(\vec{x}_p, t)$ το κάθετο στο μέτωπο του κύματος διάνυσμα
- $c_o(\vec{x}_p, t)$ η ταχύτητα του ήχου και
- $\vec{v}(\vec{x}_p, t)$ η ταχύτητα του αέρα



Σχήμα 3.2 :Θεωρία Ακτίνων

Στην παρούσα εργασία κατά τη μεταφορά του ήχου δεν λαμβάνεται υπ' όψιν η ταχύτητα του αέρα . Οπότε και ο πρώτος όρος του δεύτερου μέλους της εξίσωσης (3.14) τίθεται ίσος με το μηδέν . Άρα η (3.14) γίνεται :

$$\frac{d\vec{x}_p}{dt} = \vec{n}(\vec{x}_p, t) \cdot c_0(\vec{x}_p, t) \quad (3.15)$$

Τελικά οι τροχιές των ακτίνων προσομοιώνονται ως ευθείες γραμμές.

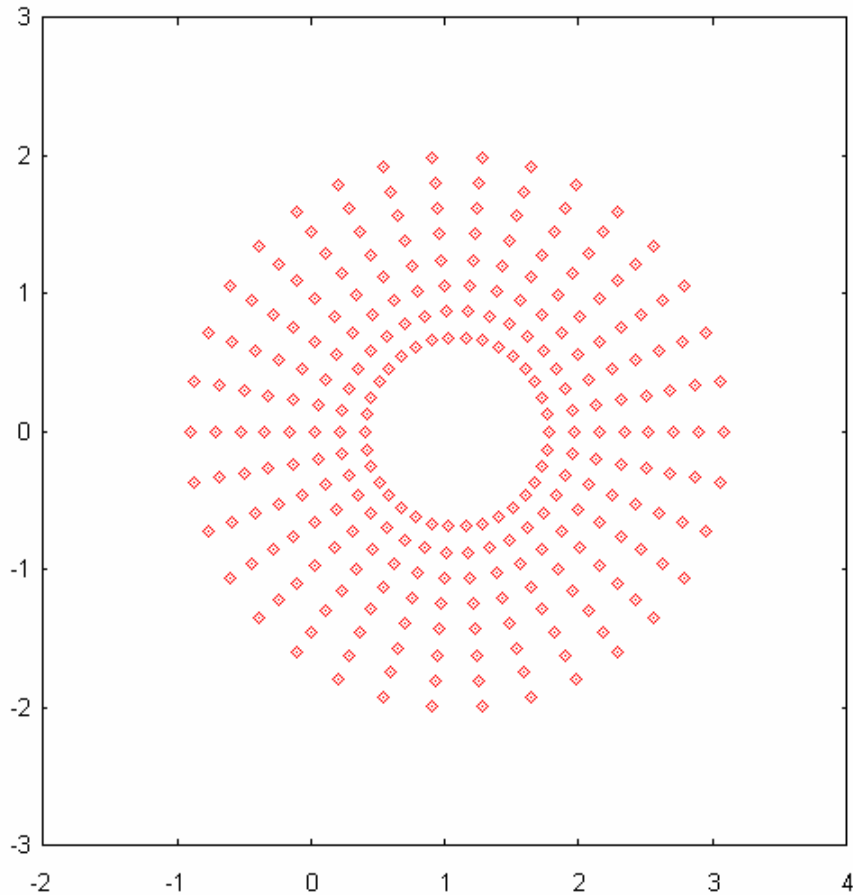
3.2 Διακριτοποίηση του προβλήματος της σκέδασης

3.2.1 Ψευδοπηγές και Κατευθυντικότητα

Όπως αναφέρθηκε στην εισαγωγή αυτού του κεφαλαίου για την επίλυση του προβλήματος της μεταφοράς και σκέδασης του ήχου δημιουργήθηκε ένα μοντέλο ακίνητων πηγών για να αντικαταστήσει τις πραγματικές περιστρεφόμενες πηγές των πτερυγίων του ελικοπτέρου . Όπως θα φανεί στη συνέχεια για κάθε πηγή υπάρχει μια πλειάδα γεωμετρικών προβλημάτων που πρέπει να επιλυθεί αυξάνοντας το υπολογιστικό κόστος με την αύξηση του αριθμού των πηγών . Στην περίπτωση των κινούμενων πηγών ο αριθμός των πηγών για τις οποίες πρέπει να γίνουν οι γεωμετρικοί υπολογισμοί εξαρτάται από το βήμα της

γωνίας αζιμουθίου και αυξάνεται καθώς μειώνεται το βήμα . Για αυτό το λόγο δημιουργήθηκε το μοντέλο των ακίνητων πηγών χάρη στο οποίο μειώνεται το υπολογιστικό κόστος και γίνεται η επίλυση της γεωμετρίας ευκολότερη , αφού οι ψευδοπηγές έχουν σταθερή θέση στο χώρο.

Αρχικά δημιουργείται ένα πλέγμα όπως φαίνεται στο σχήμα 3.3 .



Σχήμα 3.3 : Πλέγμα ψευδοπηγών

Το πλέγμα του σχήματος 3.3 αποτελεί το πλέγμα των ψευδοπηγών. Ένα τέτοιο πλέγμα τοποθετείται σε μικρή απόσταση κάτω από τα πτερύγια του κυρίως δρομέα και παράλληλα σε αυτά ώστε η ευθεία που ενώνει το κέντρο του πλέγματος με το κέντρο του κυρίως δρομέα να είναι κάθετη στο επίπεδο των ψευδοπηγών . Ένα δεύτερο πλέγμα τοποθετείται σε μικρή απόσταση από τον ουραίο δρομέα από την εξωτερική σε σχέση με το κέλυφος του ελικοπτέρου πλευρά με το ίδιο τρόπο με αυτό του κυρίως δρομέα . Στο σχήμα 3.3 παρατηρούμε ότι το πλέγμα έχει φτιαχτεί με κυλινδρικές συντεταγμένες και παρουσιάζει μία οπή στο κέντρο του . Η ακτίνα της οπής είναι ίση με την R_{min} των πτερυγίων του δρομέα . Η εξωτερική ακτίνα του πλέγματος ισούται με την R_{max} των πτερυγίων του δρομέα . Έτσι οι θέσεις των ακίνητων πηγών πλησιάζουν στις θέσεις των πραγματικών.

Οι ψευδοπηγές προσομοιώνονται με ένα φάσμα συχνοτήτων και επιπέδων ακουστικής πίεσης . Στα πρώιμα στάδια αυτής της εργασίας το φάσμα των ψευδοπηγών προήλθε από την επίλυση του Succì , όπως αυτή

παρουσιάζεται στο κεφάλαιο 2 στην τελευταία παράγραφο . Όμως τα αποτελέσματα που προέκυπτan στους παρατηρητές από αυτές τις πηγές , χωρίς την επίδραση του κελύφους , ήταν λανθασμένα αφού ήταν διαφορετικά από αυτά που έδινε η επίλυση του Succì κατευθείαν . Έτσι καταλήξαμε στο συμπέρασμα ότι πρέπει να λάβουμε υπ'όψιν την κατευθυντικότητα των ψευδοπηγών , δηλαδή το γεγονός ότι οι ψευδοπηγές δεν θα εκπέμπουν ακουστική πίεση με τον ίδιο τρόπο προς όλες τις κατευθύνσεις. Το επιθυμητό ήταν οι ψευδοπηγές να δίνουν το ίδιο αποτέλεσμα στους παρατηρητές με αυτό της επίλυσης του Succì . Με αυτή τη σκέψη αρχικά εξετάστηκε αν θα μπορούσαν όλες οι ψευδοπηγές να έχουν το ίδιο φάσμα . Αυτό ήταν όμως λανθασμένο αφού ναι μεν χωρίς το κέλυφος προέκυπτan τα ίδια αποτελέσματα με το Succì αλλά όταν έμπαινε στους υπολογισμούς το κέλυφος έπρεπε το φάσμα της κάθε ψευδοπηγής να εξαρτάται από τη θέση της στο χώρο ώστε να λαμβάνονται ορθά οι αντανakλάσεις του ήχου στο κέλυφος. Τελικά το φάσμα των ψευδοπηγών προέκυψε από την επίλυση του Succì , ώστε να διατηρηθεί η σωστή αναλογία μεταξύ τους , και η κατευθυντικότητα , ώστε να προκύπτουν τα ίδια αποτελέσματα στους παρατηρητές , υπολογίστηκε με τη μέθοδο που παρουσιάζεται στη συνέχεια .

Κατευθυντικότητα (Προσεγγιστικός Υπολογισμός)

Οι σχέσεις υπολογισμού της ακουστικής πίεσης εμπεριέχουν την κατευθυντικότητα των εκπεμπομένων ακουστικών κυμάτων. Για την ανάλυση όμως της σκέδασης είναι ανάγκη να ανασκευαστεί χωριστά ώστε να μπορεί να χρησιμοποιηθεί με τις ψευδοπηγές.

Είναι επιθυμητό η κάθε ψευδοπηγή να εκπέμπει διαφορετική ισχύ προς κάθε παρατηρητή . Για μία συχνότητα η συνισταμένη ακουστική πίεση σε κάποιο παρατηρητή από όλες τις ψευδοπηγές πρέπει να ισούται με την ακουστική πίεση που δίνει η επίλυση του Succì απευθείας , ώστε τελικά με τις ψευδοπηγές χωρίς το κέλυφος να προκύψουν τα ίδια αποτελέσματα . Για να γίνει αυτό σε έναν παρατηρητή και για μία συχνότητα , πολλαπλασιάζουμε την πίεση που παράγεται από κάθε πηγή με τον ίδιο αριθμό d , που είναι η κατευθυντικότητα των ψευδοπηγών προς αυτόν τον παρατηρητή Η τιμή της κατευθυντικότητας d για την οποία προκύπτουν τα ίδια αποτελέσματα με το Succì υπολογίζεται ως όπως παρουσιάζεται στη συνέχεια .

Το επίπεδο ακουστικής πίεσης που δημιουργούν οι ψευδοπηγές σε ένα παρατηρητή θέλουμε να είναι :

$$SPL_{observer} = 10 \log \left[\frac{P}{P_{ref}} \right]^2 = 20 \log \left[\frac{P}{P_{ref}} \right] \quad (3.16)$$

όπου P είναι η συνισταμένη πίεση από τις ψευδοπηγές μαζί με το d .

Λύνοντας την (3.16) ως προς P παίρνουμε:

$$P = 10^{\frac{SPL_{observer}}{20}} \cdot P_{ref} \quad (3.17)$$

Όμως η ακουστική πίεση από την επίλυση του Succì είναι :

$$P_{succì} = 10^{\frac{SPL_{observer}}{20}} \cdot P_{ref} \quad (3.18)$$

Από τις εξισώσεις (3.17) και (3.18) γίνεται προφανές ότι :

$$P_{succì} = P \quad (3.19)$$

Η συνισταμένη πίεση από τις ψευδοπηγές υπολογίζεται ως εξής :

$$P = \sqrt{\left\{ \sum_i^N \left[p'_i \cdot \cos \left(2\pi f \frac{r_i}{c_0} \right) \right] \right\}^2 + \left\{ \sum_i^N \left[p'_i \cdot \sin \left(2\pi f \frac{r_i}{c_0} \right) \right] \right\}^2} \quad (3.20)$$

Όπου:

- N είναι ο αριθμός των ψευδοπηγών
- p'_i η ακουστική πίεση που επάγεται από την ψευδοπηγή i μαζί με το d
- f η συχνότητα
- r_i η απόσταση του παρατηρητή από την ψευδοπηγή i και
- c_0 η ταχύτητα του ήχου

Θεωρήσαμε $p'_i = p_i \cdot d$ οπότε με αντικατάσταση στη σχέση(3.20) έχουμε:

$$P = \sqrt{\left\{ \sum_i^N \left[d \cdot p_i \cdot \cos \left(2\pi f \frac{r_i}{c_0} \right) \right] \right\}^2 + \left\{ \sum_i^N \left[d \cdot p_i \cdot \sin \left(2\pi f \frac{r_i}{c_0} \right) \right] \right\}^2} \quad (3.21)$$

$$P = \sqrt{\left\{ \sum_i^N d^2 \left[p_i \cdot \cos \left(2\pi f \frac{r_i}{c_0} \right) \right] \right\}^2 + \left\{ \sum_i^N d^2 \left[p_i \cdot \sin \left(2\pi f \frac{r_i}{c_0} \right) \right] \right\}^2} \quad (3.22)$$

$$P = \sqrt{d^2 \left[\left\{ \sum_i^N \left[p_i \cdot \cos \left(2\pi f \frac{r_i}{c_0} \right) \right] \right\}^2 + \left\{ \sum_i^N \left[p_i \cdot \sin \left(2\pi f \frac{r_i}{c_0} \right) \right] \right\}^2 \right]} \quad (3.23)$$

$$P = d \cdot \sqrt{\left\{ \sum_i^N \left[p_i \cdot \cos \left(2\pi f \frac{r_i}{c_0} \right) \right] \right\}^2 + \left\{ \sum_i^N \left[p_i \cdot \sin \left(2\pi f \frac{r_i}{c_0} \right) \right] \right\}^2} \quad (3.24)$$

Όμως η ρίζα είναι η συνισταμένη πίεση που θα δημιουργούσαν οι ψευδοπηγές στον παρατηρητή χωρίς την κατευθυντικότητα , έστω P_s .

Άρα:

$$P = d \cdot P_s \Rightarrow d = \frac{P}{P_s} \quad (3.25)$$

Και με τη βοήθεια της σχέσης (3.19) :

$$d = \frac{P_{succi}}{P_s} \quad (3.26)$$

Δηλαδή ο αριθμός με τον οποίο πρέπει να πολλαπλασιάσουμε την πίεση που επάγει κάθε ψευδοπηγή σε ένα παρατηρητή και για μια συχνότητα είναι ο λόγος της πίεσης που προκύπτει από το Succì προς την πίεση που προκύπτει από τις ψευδοπηγές χωρίς την κατευθυντικότητα.

Αναλυτικά η σχέση (3.26) γράφεται :

$$d = \frac{10^{\frac{SPL_{observer}}{20}} \cdot P_{ref}}{\sqrt{\left\{ \sum_i^N \left[p_i \cdot \cos \left(2\pi f \frac{r_i}{c_0} \right) \right] \right\}^2 + \left\{ \sum_i^N \left[p_i \cdot \sin \left(2\pi f \frac{r_i}{c_0} \right) \right] \right\}^2}} \quad (3.27)$$

$$\text{Με } p_i = 10^{(SPL_i - 20 \log(r_i))} \cdot P_{ref} \quad (3.28)$$

Όπου SPL_i το επίπεδο ακουστικής πίεσης στην ψευδοπηγή i .

Για να χρησιμοποιήσουμε τη μέθοδο αυτή χρειάζεται να γίνει δύο φορές η επίλυση του Succì . Η πρώτη για το πλέγμα των παρατηρητών μόνο υπό την επίδραση του κυρίως δρομέα και η δεύτερη για το πλέγμα των παρατηρητών μόνο υπό την επίδραση του ουραίου. Με τα δεδομένα από το Succì και από τη σχέση (3.27) υπολογίζεται η κατευθυντικότητα για κάθε ψευδοπηγή προς κάθε παρατηρητή για κάθε συχνότητα . Προφανώς η διαδικασία αυτή πρέπει να γίνει δύο φορές , μία για τον κυρίως και μία για τον ουραίο δρομέα.

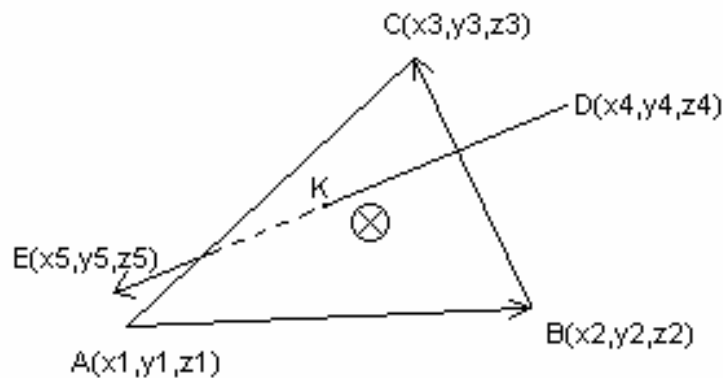
3.2.2 Κέλυφος και παρατηρητές (Γεωμετρικά προβλήματα)

3.2.2.1 Κέλυφος

Τριγωνικά ομοιόστροφα στοιχεία διακριτοποίησης κελύφους

Το κέλυφος του ελικοπτέρου διακριτοποιείται σε ομοιόστροφα τρίγωνα . Ένα τέτοιο τρίγωνο φαίνεται στο σχήμα 3.4 . Διακριτοποιούμε το κέλυφος σε ομοιόστροφα τρίγωνα ώστε να τους δώσουμε προσανατολισμό και να γνωρίζουμε ποια πλευρά τους είναι η εσωτερική στο κέλυφος και ποια η εξωτερική. Όπως θα δούμε στη συνέχεια αυτή είναι πολύ σημαντική πληροφορία.

Το εξωτερικό γινόμενο των διανυσμάτων \overline{AB} και \overline{BC} θα είναι για όλα τα τρίγωνα ένα διάνυσμα με την ίδια φορά , δηλαδή φορά προς το εσωτερικό του κελύφους .



Σχήμα 3.4 : Τρίγωνο κελύφους

Το εξωτερικό γινόμενο των διανυσμάτων \overrightarrow{AB} και \overrightarrow{BC} είναι :

$$\overrightarrow{AB} \times \overrightarrow{BC} = \begin{vmatrix} \hat{x} & \hat{y} & \hat{z} \\ x_1 & y_1 & z_1 \\ x_2 & y_2 & z_2 \end{vmatrix} = (y_1 z_2 - z_1 y_2) \hat{x} + (z_1 x_2 - x_1 z_2) \hat{y} + (x_1 y_2 - y_1 x_2) \hat{z} \quad (3.29)$$

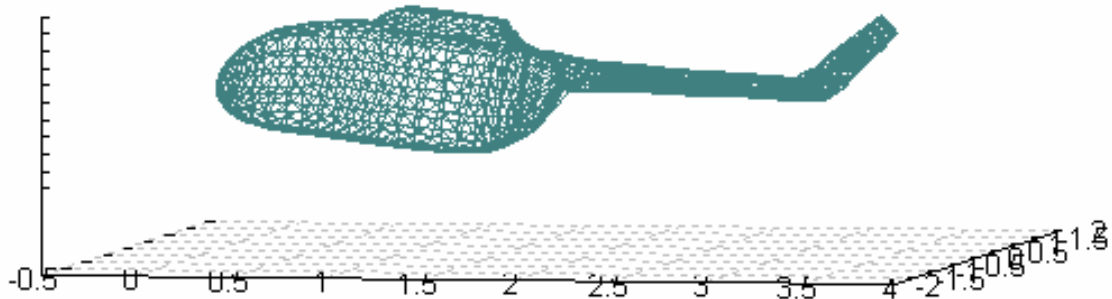
Θεωρούμε ένα διάνυσμα \overrightarrow{DE} το οποίο έχει τη κατεύθυνση μιας ακτίνας μεταφοράς του ήχου, που όπως αναφέραμε στην παράγραφο 3.1.3 στην περίπτωση μας είναι ευθεία.

Αρχικά μπορούμε να κρίνουμε αν το διάνυσμα \overrightarrow{DE} , που περνάει διαμέσου του τριγώνου του σχήματος 3.4, συναντά το τρίγωνο στην εσωτερική ή την εξωτερική πλευρά του. Υπολογίζουμε το εσωτερικό γινόμενο των διανυσμάτων $\overrightarrow{AB} \times \overrightarrow{BC}$ και \overrightarrow{DE} και τα μέτρα τους και βρίσκουμε το συνημίτιο της μεταξύ τους γωνίας φ με τον τύπο:

$$\cos(\varphi) = \frac{(\overrightarrow{AB} \times \overrightarrow{BC}) \cdot \overrightarrow{DE}}{|\overrightarrow{AB} \times \overrightarrow{BC}| |\overrightarrow{DE}|} \quad (3.30)$$

Αν το $\cos(\varphi)$ είναι μεγαλύτερο του μηδενός, τότε κινούμαστε από το D προς το E από την εξωτερική πλευρά του κελύφους προς την εσωτερική αλλιώς κινούμαστε αντίθετα.

Στο σχήμα 3.5 φαίνεται το κέλυφος του ελικοπτέρου διακριτοποιημένο σε τρίγωνα.



Σχήμα 3.5 : Κέλυφος ελικοπτερού διακριτοποιημένο σε τριγωνικά στοιχεία .

Σημείο τομής τριγωνικού στοιχείου και διανύσματος

Ένα άλλο πρόβλημα που προκύπτει είναι πότε ένα διάνυσμα \overline{DE} τέμνει το επίπεδο που ορίζει το τρίγωνο $\triangle ABC$ και το σημείο τομής είναι εσωτερικό σημείο του τριγώνου . Το πρόβλημα αυτό λύνεται σε τρία βήματα .(Σχ . 3.4)

1. Αν υπάρχει τομή ευθείας και επιπέδου και ποια είναι .

Η παραμετρική εξίσωση της ευθείας που είναι φορέας του διανύσματος \overline{DE} δίνεται από τον τύπο :

$$\begin{aligned}x &= x_4 + m(x_5 - x_4) \\y &= y_4 + m(y_5 - y_4) \\z &= z_4 + m(z_5 - z_4)\end{aligned}\tag{3.31}$$

Δηλαδή η ευθεία είναι παράλληλη σε ένα διάνυσμα:

$$\vec{n} = (x_5 - x_4, y_5 - y_4, z_5 - z_4)\tag{3.32}$$

Η εξίσωση του επιπέδου που ορίζει το τρίγωνο $\triangle ABC$ είναι :

$$Ax + By + Cz + D = 0$$

Όπου:

$$\begin{aligned}A &= y_1(z_2 - z_3) + y_2(z_3 - z_1) + y_3(z_1 - z_2) \\B &= z_1(x_2 - x_3) + z_2(x_3 - x_1) + z_3(x_1 - x_2) \\C &= x_1(y_2 - y_3) + x_2(y_3 - y_1) + x_3(y_1 - y_2) \\D &= -\{x_1(y_2z_3 - y_3z_2) + x_2(y_3z_1 - y_1z_3) + x_3(y_1z_2 - y_2z_1)\}\end{aligned}\tag{3.33}$$

Το διάνυσμα $\vec{m} = (A, B, C)$ είναι κάθετο στο επίπεδο, οπότε αν $\vec{n} \cdot \vec{m} = 0$ το επίπεδο και το διάνυσμα \overrightarrow{DE} δεν τέμνονται, αλλιώς αν $\vec{n} \cdot \vec{m} \neq 0$ τότε τέμνονται στο σημείο $K(x_K, y_K, z_K)$.

Το K ανήκει στην ευθεία οπότε :

$$\begin{aligned}x_K &= x_4 + m(x_5 - x_4) \\y_K &= y_4 + m(y_5 - y_4) \\z_K &= z_4 + m(z_5 - z_4)\end{aligned}\tag{3.34}$$

Όμως το K ανήκει και στο επίπεδο, άρα:

$$Ax_K + By_K + Cz_K + D = 0\tag{3.35}$$

Αντικαθιστώντας την (3.34) στην (3.35) προκύπτει :

$$\begin{aligned}A(x_4 + m(x_5 - x_4)) + B(y_4 + m(y_5 - y_4)) + C(z_4 + m(z_5 - z_4)) + D = 0 \Rightarrow \\m = \frac{-(Ax_4 + By_4 + Cz_4 + D)}{A(x_5 - x_4) + B(y_5 - y_4) + C(z_5 - z_4)}\end{aligned}\tag{3.36}$$

Με αντικατάσταση του m στην (3.34) προκύπτει το σημείο τομής.

2. Αν το σημείο τομής K ανήκει στο διάνυσμα \overrightarrow{DE} .

Για να εξακριβωθεί αν το σημείο K ανήκει στο \overrightarrow{DE} πρέπει να γίνουν τα εξής:

$$\begin{aligned}S_1 &= Ax_4 + By_4 + Cz_4 + D \\S_2 &= Ax_5 + By_5 + Cz_5 + D \\S &= S_1 \cdot S_2\end{aligned}\tag{3.37}$$

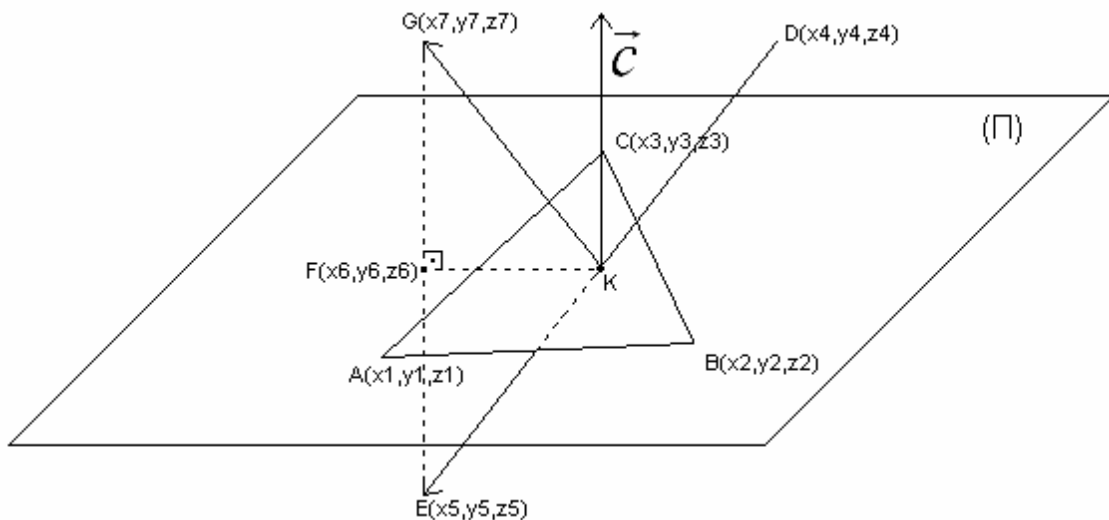
Αν $S < 0$ τότε το σημείο K ανήκει στο διάνυσμα \overrightarrow{DE} , αλλιώς αν $S > 0$ το σημείο K δεν ανήκει στο διάνυσμα \overrightarrow{DE} .

3. Αν το σημείο είναι εσωτερικό του τριγώνου.

Βρίσκουμε τα εσωτερικά γινόμενα $\overrightarrow{KA} \cdot \overrightarrow{KB}$, $\overrightarrow{KB} \cdot \overrightarrow{KC}$, $\overrightarrow{KC} \cdot \overrightarrow{KA}$ και από αυτά τις γωνίες που σχηματίζουν τα διανύσματα, \overrightarrow{KA} και \overrightarrow{KB} , \overrightarrow{KB} και \overrightarrow{KC} , \overrightarrow{KA} και \overrightarrow{KC} . Το K θα είναι εσωτερικό του τριγώνου μόνο αν οι γωνίες αυτές ανήκουν στο $(0^\circ, 180^\circ)$.

Αντανάκλαση διανύσματος πάνω σε επίπεδο

Το διάνυσμα \overrightarrow{DE} έχει τη κατεύθυνση μιας ακτίνας μεταφοράς του ήχου, που όπως αναφέραμε στην παράγραφο 3.1.3 στην περίπτωση μας είναι ευθεία. Θα παρουσιαστεί σε αυτό το σημείο ο τρόπος υπολογισμού της αντανάκλασης όταν το διάνυσμα \overrightarrow{DE} συναντά ένα επίπεδο Π . Το σχήμα 3.6 είναι η γραφική απεικόνιση της αντανάκλασης του διανύσματος \overrightarrow{DE} στο επίπεδο (Π), το οποίο ορίζεται από το τριγωνικό στοιχείο $\triangle ABC$ σύμφωνα με τη σχέση (3.33). Το πρόβλημα της αντανάκλασης είναι ουσιαστικά η εύρεση του σημείου τομής K του διανύσματος με το επίπεδο (Π) που προκύπτει από τις σχέσεις



Σχήμα 3.6 : Αντανάκλαση διανύσματος σε επίπεδο (Π).

(3.34) και (3.36) και η εύρεση του σημείου G που είναι το συμμετρικό του σημείου E ως προς το επίπεδο (Π). Επειδή το G είναι το συμμετρικό του E θα ισχύει :

$$\overrightarrow{EG} = 2 \cdot \overrightarrow{EF} \quad (3.38)$$

Άρα για να βρούμε το σημείο G αρκεί να βρούμε το σημείο F . Το σημείο F ανήκει στο επίπεδο (Π) και το διάνυσμα \overrightarrow{EF} είναι παράλληλο στο \vec{c} . Δηλαδή :

$$Ax_6 + By_6 + Cz_6 + D = 0 \quad (3.39)$$

- Με A, B, C, D αυτά της εξίσωσης (3.33).

Όμως :

$$\vec{c} = \vec{c}(A, B, C) \text{ και } \overrightarrow{EF} \parallel \vec{c} \Rightarrow$$

$$\overrightarrow{EF} = \lambda \cdot \vec{c} \Rightarrow$$

$$(x_6 - x_5, y_6 - y_5, z_6 - z_5) = \lambda \cdot (A, B, C) \Rightarrow$$

$$\Rightarrow \begin{cases} x_6 = \lambda \cdot A + x_5 \\ y_6 = \lambda \cdot B + y_5 \\ z_6 = \lambda \cdot C + z_5 \end{cases} \quad (3.40)$$

Με αντικατάσταση των εξισώσεων (3.40) στην (3.39) προκύπτει:

$$A(\lambda \cdot A + x_5) + B(\lambda \cdot B + y_5) + C(\lambda \cdot C + z_5) + D = 0 \Rightarrow$$

$$\lambda = \frac{-(Ax_5 + By_5 + Cz_5 + D)}{A^2 + B^2 + C^2} \quad (3.41)$$

Ο συνδυασμός των (3.40) και (3.41) δίνει το σημείο F . Όμως :

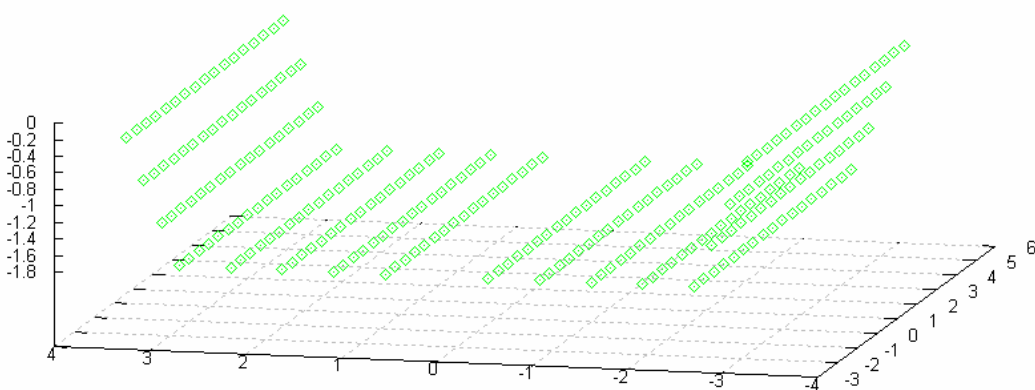
$$\overrightarrow{EG} = 2 \cdot \overrightarrow{EF} \Rightarrow$$

$$\begin{aligned} (x_7 - x_5, y_7 - y_5, z_7 - z_5) &= 2 \cdot (x_6 - x_5, y_6 - y_5, z_6 - z_5) \Rightarrow \\ \Rightarrow \begin{cases} x_7 = 2A\lambda + x_5 \\ y_7 = 2B\lambda + y_5 \\ z_7 = 2C\lambda + z_5 \end{cases} & \quad (3.42) \end{aligned}$$

Οπότε υπολογίστηκε το σημείο G και το σημείο τομής K του επιπέδου με το διάνυσμα , δηλαδή υπολογίστηκε η αντανάκλαση.

3.2.2.2 Παρατηρητές

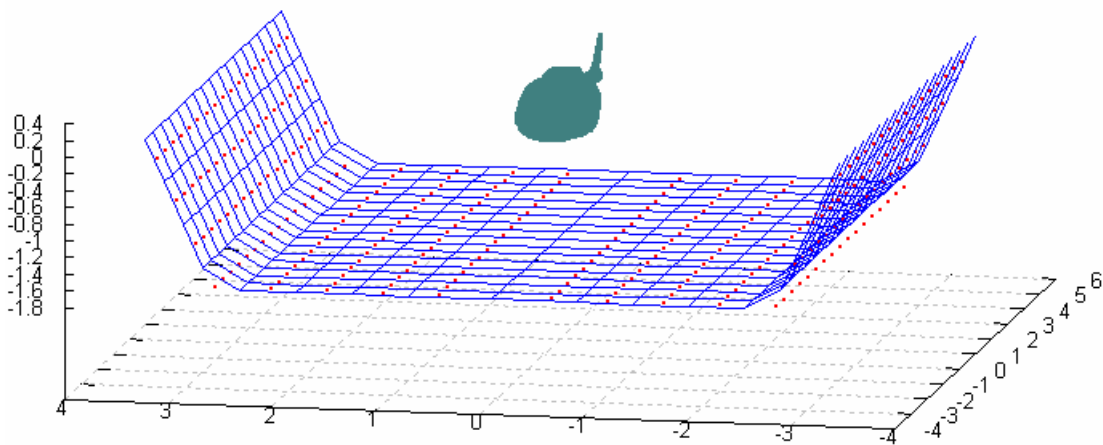
Το επίπεδο των παρατηρητών στην εργασία αυτή έχει τη μορφή του επιπέδου παρατηρητών που χρησιμοποιήθηκε στο HELINOVI που φαίνεται στο σχήμα 3.7 . Στην παρούσα εργασία το πλέγμα αυτό έχει πυκνωθεί όπως θα φανεί στο κεφάλαιο 4 με τα αποτελέσματα.



Σχήμα 3.7 : Επίπεδο παρατηρητών

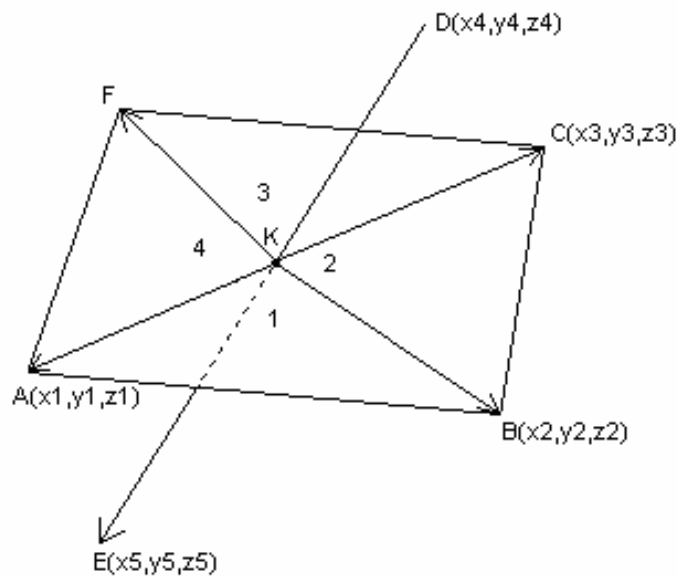
Για τους παρατηρητές αυτούς δημιουργείται ένα πλέγμα . Με τη δημιουργία πλέγματος για τους παρατηρητές επιτυγχάνεται αντιστοίχιση ενός ορθογωνίου για κάθε παρατηρητή . Στη συνέχεια θα φανεί για ποιο λόγο είναι σημαντική αυτή η αντιστοίχιση. Το πλέγμα των παρατηρητών για την περίπτωση του HELINOVI φαίνεται στο σχήμα 3.8 .

Το διάνυσμα \overline{DE} έχει τη κατεύθυνση μιας ακτίνας μεταφοράς του ήχου, που όπως αναφέραμε στην παράγραφο 3.1.3 στην περίπτωσή μας είναι ευθεία. Ένα πρόβλημα που προκύπτει σε αυτό το σημείο είναι το πότε το διάνυσμα \overline{DE} τέμνει ένα συγκεκριμένο στοιχείο(ορθογώνιο) του πλέγματος των παρατηρητών . Η επίλυση του προβλήματος γίνεται σε τρία βήματα όπως και στην περίπτωση του τριγωνικού στοιχείου του κελύφους (§3.2.2.1). Το επίπεδο του ορθογωνίου στοιχείου ορίζεται από τρεις εκ των τεσσάρων κορυφών του . Τα πρώτα δύο



Σχήμα 3.8 : Πλέγμα παρατηρητών

βήματα , η ύπαρξη και εύρεση σημείου τομής και το αν ανήκει το σημείο τομής στο διάνυσμα \overline{DE} συμπίπτουν με την περίπτωση του τριγωνικού στοιχείου, αφού η εξίσωση του επιπέδου ορίζεται από τρία σημεία και οι κορυφές των



Σχήμα 3.9 : Τετραπλευρικό στοιχείο

ορθογωνίων είναι συνεπίπεδες. Το τρίτο βήμα, δηλαδή αν είναι το σημείο τομής εσωτερικό του τετράπλευρου, γίνεται όπως φαίνεται στο σχήμα 3.9. Υπολογίζονται τα εσωτερικά γινόμενα $\overline{KA} \cdot \overline{KB}$, $\overline{KB} \cdot \overline{KC}$, $\overline{KC} \cdot \overline{KF}$, $\overline{KF} \cdot \overline{KA}$ και από αυτά τα συνημίτονα των γωνιών 1, 2, 3, 4 αντίστοιχα όπως φαίνονται στο σχήμα 3.9. Προϋπόθεση για να είναι το σημείο τομής K εσωτερικό του τετράπλευρου είναι οι γωνίες 1, 2, 3, 4 να ανήκουν στο $(0^\circ, 180^\circ)$.

3.2.3 Αριθμητικό σχήμα επίλυσης του προβλήματος της σκέδασης.

Προτιμήθηκε να παρουσιαστούν πρώτα η *μέθοδος των ψευδοπηγών* και οι λύσεις των γεωμετρικών προβλημάτων, ώστε η παρουσίαση του αριθμητικού σχήματος, που είναι το αντικείμενο αυτής της παραγράφου, να είναι σύντομη και περιεκτική. Αρχικά θα γίνει αναλυτική περιγραφή του τρόπου με τον οποίο αντιμετωπίζεται το πρόβλημα της σκέδασης και στη συνέχεια θα παρουσιαστεί διάγραμμα με τη ροή του κώδικα που χρησιμοποιήθηκε.

Περιγραφή

Η αριθμητική επίλυση πραγματοποιείται σε τέσσερα στάδια.

Στο πρώτο υπολογίζονται με τη βοήθεια του Succì (βλ. Κεφάλαιο 4) τα φάσματα των ψευδοπηγών του κυρίως δρομέα και του ουραίου καθώς και τα φάσματα στους παρατηρητές για δύο περιπτώσεις. Η πρώτη περίπτωση είναι μόνο με την επίδραση του κυρίως δρομέα και η δεύτερη μόνο με την επίδραση του ουραίου δρομέα.

Στο δεύτερο στάδιο, με βάση τη τεχνική των ψευδοπηγών (§ 3.2.1), από τα δεδομένα του Succì υπολογίζεται η κατευθυντικότητα των ψευδοπηγών. Για τις ψευδοπηγές του κυρίως δρομέα χρησιμοποιούνται τα φάσματα των παρατηρητών που έχουν προκύψει μόνο από τον κυρίως δρομέα. Αντίστοιχα γίνεται και για τις ψευδοπηγές του ουραίου δρομέα.

Στο τρίτο στάδιο το κέλυφος θεωρείται ως καταβόθρα ήχου, δηλαδή δεν αντανακλά τον ήχο αλλά τον απορροφά. Με αυτό τον τρόπο υπολογίζεται ποιες ψευδοπηγές έχουν *οπτική επαφή* με κάθε παρατηρητή. Μόνο στην περίπτωση που υπάρχει *οπτική επαφή* προστίθεται η ακουστική πίεση που προκαλείται από την ψευδοπηγή στον παρατηρητή. Για να γίνει έλεγχος της *οπτικής επαφής* ελέγχεται αν το διάνυσμα \overline{DE} , όπου D η θέση της ψευδοπηγής και E η θέση του παρατηρητή, τέμνει κάθε ένα από τα ομοίόστροφα τρίγωνα

που αποτελούν το κέλυφος (§3.2.2.1 Σημείο τομής τριγωνικού στοιχείου και διανύσματος). Αν δεν τέμνει κανένα τότε υπάρχει *οπτική επαφή*.

Στο τέταρτο στάδιο υπολογίζονται οι αντανάκλασεις του κελύφους. Αντίθετα με το πραγματικό πρόβλημα που είναι συνεχές, η επίλυση είναι διακριτή. Στα πρώιμα στάδια της εργασίας έγινε προσπάθεια ένα σύνολο ακτίνων να ξεκινάει από κάθε ψευδοπηγή και να καταλήγει στους παρατηρητές είτε απευθείας είτε μέσω αντανάκλασης στο κέλυφος. Η ιδέα αυτή δεν τελεσφόρησε αφού από την ίδια πηγή, η αύξηση του αριθμού των ακτίνων, είχε ως αποτέλεσμα την κατάληξη σε περισσότερους παρατηρητές. Βέβαια από κάποιο αριθμό και πάνω οι παρατηρητές σταματούσαν να αυξάνονται. Ο αριθμός αυτός ήταν άγνωστος και το υπολογιστικό κόστος τεράστιο, οπότε και δεν πραγματοποιήθηκε αυτή η ιδέα. Η επιθυμία να υπολογιστούν οι ψευδοπηγές που μέσω αντανάκλασης μπορούσαν να καταλήξουν σε κάποιο παρατηρητή, λύθηκε αντιστρέφοντας το πρόβλημα και 'πηγαίνοντας' από τον παρατηρητή προς τις ψευδοπηγές. Για κάθε τριγωνικό στοιχείο του κελύφους υπολογίζεται το κέντρο βάρους του, δηλαδή το σημείο τομής των διαμέσων του. Στη συνέχεια ελέγχεται αν το διάνυσμα \overline{DE} , όπου D η θέση του παρατηρητή και E το κέντρο βάρους του τριγωνικού στοιχείου, 'συναντά' το τριγωνικό στοιχείο από την εξωτερική ή την εσωτερική πλευρά (§3.2.2.1 τριγωνικά στοιχεία κελύφους). Αν το 'συναντά' από την εξωτερική πλευρά τότε υπάρχει *οπτική επαφή* μεταξύ του παρατηρητή και του τριγωνικού στοιχείου. Στη συνέχεια και εφόσον υπάρχει *οπτική επαφή* υπολογίζεται το *τρίγωνο της αντανάκλασης* στο επίπεδο των ψευδοπηγών, δηλαδή το τρίγωνο του οποίου οι κορυφές είναι οι τομές των κατευθύνσεων των αντανάκλασεων των κορυφών του τριγωνικού στοιχείου με το επίπεδο των ψευδοπηγών (§3.2.2.1 αντανάκλαση διανύσματος πάνω σε επίπεδο). Εν συνεχεία ελέγχεται ποιες ψευδοπηγές είναι εσωτερικές του *τρίγωνου αντανάκλασης*. Ποια είναι όμως η κατευθυντικότητα των εσωτερικών πηγών στο τρίγωνο αντανάκλασης; Αν δεν υπήρχε το κέλυφος η ακτίνα με κατεύθυνση \overline{DE} , όπου D η θέση της ψευδοπηγής και E το κέντρο βάρους του τριγωνικού στοιχείου τέμνει το επίπεδο των παρατηρητών σε κάποιο σημείο K . Στη συνέχεια βρίσκεται ο N παρατηρητής στου οποίου το ορθογώνιο ανήκει το K (βλ.3.2.2.2) και η κατευθυντικότητα της ψευδοπηγής για το N παρατηρητή (στάδιο 2). Τελικά η επίδραση των εσωτερικών πηγών προστίθεται στα αποτελέσματα του προηγούμενου σταδίου. Η ίδια διαδικασία επαναλαμβάνεται για κάθε τριγωνικό στοιχείο και για κάθε παρατηρητή. Με τη μέθοδο αυτή λαμβάνεται επίδραση από αντανάκλασεις για όλους τους παρατηρητές.

Τα βήματα της αριθμητικής διαδικασίας που περιγράφηκε συνοψίζονται στο διάγραμμα ροής που ακολουθεί.

Διάγραμμα ροής

ΔΙΑΓΡΑΜΜΑ ΡΟΗΣ ΤΟΥ ΑΕΡΟΑΚΟΥΣΤΙΚΟΥ ΕΡΓΑΛΕΙΟΥ

A. Αεροακουστικοί υπολογισμοί

Δημιουργία πλεγμάτων *ψευδοπηγών* για κυρίως και ουραίο δρομέα

Επίλυση της εξίσωσης του Succì για τα πλέγματα των *ψευδοπηγών* και για το πλέγμα των παρατηρητών μόνο με την επίδραση του κυρίως δρομέα και μόνο με την επίδραση του ουραίου δρομέα.

B. Επίδραση του κελύφους

Εύρεση κατευθυντικότητας *ψευδοπηγών* με χρήση των αποτελεσμάτων του Succì για τις *ψευδοπηγές* των δυο δρομέων σε συνδυασμό με τα αντίστοιχα αποτελέσματα του Succì για τους παρατηρητές .

Εισαγωγή κελύφους ως αντικείμενο που απορροφά τον ήχο . Έλεγχος 'οπτικής επαφής' *ψευδοπηγών* – παρατηρητών για κυρίως και ουραίο δρομέα ξεχωριστά.

Υπολογισμός αντανάκλασεων του ήχου πάνω στο κέλυφος και πρόσθεση στα προηγούμενα , για κυρίως και ουραίο δρομέα ξεχωριστά.

Πρόσθεση αποτελεσμάτων κυρίως και ουραίου δρομέα , ώστε να προκύψουν τα συνολικά αποτελέσματα.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 4

Αποτελέσματα

Στο κεφάλαιο αυτό θα παρουσιαστούν τα αποτελέσματα του αεροακουστικού κώδικα (Succi, κεφάλαιο 2) και τα αποτελέσματα του αεροακουστικού σε συνδυασμό με τον κώδικα που λαμβάνει υπ' όψιν το κέλυφος του ελικοπτέρου (Κεφάλαιο 3) . Αρχικά παρουσιάζονται οι γεωμετρίες του ελικοπτέρου και των παρατηρητών και οι περιπτώσεις του φακέλου πτήσης για τις οποίες έγιναν υπολογισμοί . Στη συνέχεια παραθέτονται τα αποτελέσματα.

4.1 Γεωμετρικά Χαρακτηριστικά

4.1.1. Μοντέλο BO 105

Η γεωμετρία του μοντέλου του ελικοπτέρου που χρησιμοποιήθηκε είναι κλίμακα του BO 105 και είναι ίδια με αυτή που χρησιμοποιήθηκε στο πείραμα HELINOVI(Σχ.4.1). Το μοντέλο σήραγγας BO 105 περιλαμβάνει κύριο δρομέα με τέσσερα πτερύγια αεροτομής NACA23012 με τροποποιημένο ακροπτερύγιο ώστε να εναρμονίζεται με τη γεωμετρία του πλήρους κυρίου δρομέα . Ο ουραίος



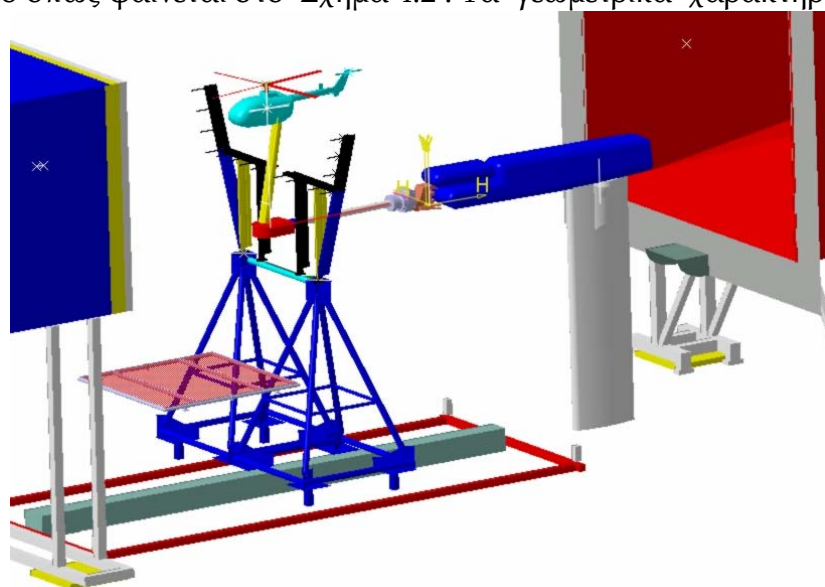
Σχήμα 4.1 : Το BO 105 μοντέλο σήραγγας

δρομέας αποτελείται από δύο πτερύγια με τετραγωνισμένη άκρη των οποίων η αεροτομή είναι είτε S102 είτε NACA0012 κατά περίπτωση . Το κέλυφος είναι απλά παρόμοιο με αυτό του BO 105. Τα κύρια γεωμετρικά χαρακτηριστικά των πτερυγίων του κυρίως και του ουραίου δρομέα του μοντέλου δίνονται στον Πίνακα 1 . Το κέντρο του κυρίως δρομέα βρίσκεται στη θέση (1.018,0,0.6364) και το κέντρο του ουραίου δρομέα στη θέση (3.458,-0.171,0.732) .

Property	symbol	main rotor	tail rotor
no. of blades	N_b	4	2
rotor type		hingeless	teetering
radius	R	2m	0.383m
radius scale factor	S	2.456	2.48
chord	c	0.121m	0.074m
root cutout	r_a	0.44m	0.16m
solidity	σ	0.077	0.123
precone	β_p	2.5°	0°
pretwist	Θ_t	$-8^\circ/R$	$0^\circ/R$
pitch-flap coupling	Δ_β	0°	45°
reference tip Mach	M_{tip}	0.64	0.65
lock number	γ	8	4.2
shaft tilt forward	ϵ_t, ϵ_x	3°	4.2°
shaft tilt upward	ϵ_z	90°	3°
motor axis upward	ϵ	0°	50°
airfoil		NACA23012mod	S102E, NACA 0012
drag area	A_{TR}	-	$0.026m^2$
drag coefficient	$C_{w,TR}$	-	0.8

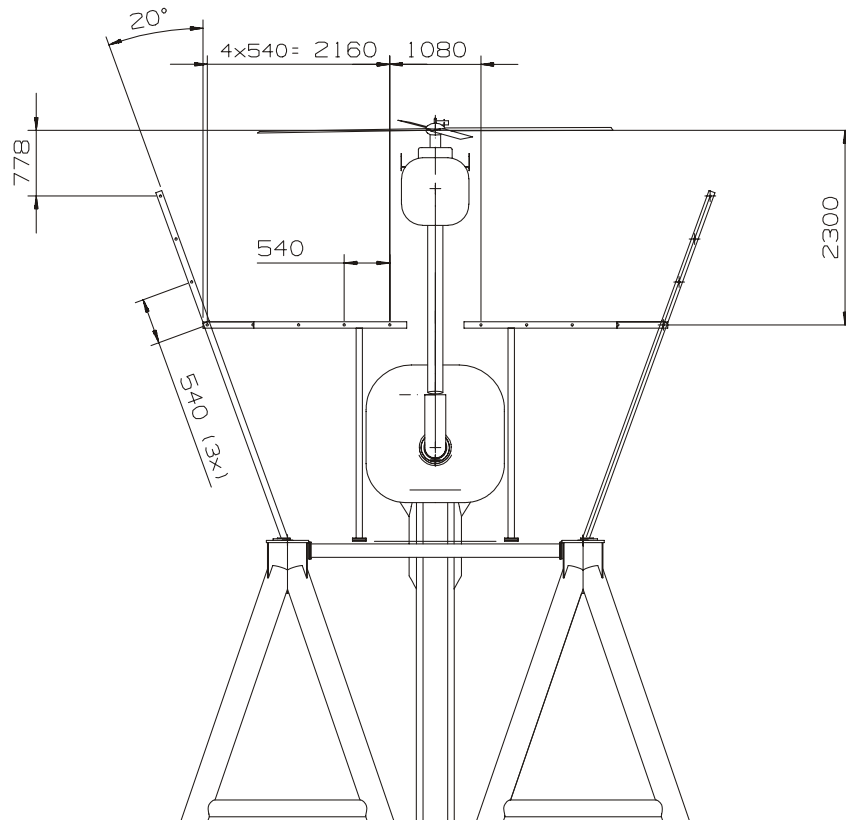
Πίνακας 1 : Κύρια χαρακτηριστικά κυρίως και ουραίου δρομέα

Η θέσεις των παρατηρητών είναι ίδιες με τις θέσεις των μικροφώνων στο πείραμα HELINOVI . Η τραβέρσα των μικροφώνων αποτελείται από 16 μικρόφωνα που σχηματίζουν ένα U και μπορεί να μετακινηθεί κάτω από το ελικόπτερο όπως φαίνεται στο Σχήμα 4.2 . Τα γεωμετρικά χαρακτηριστικά της



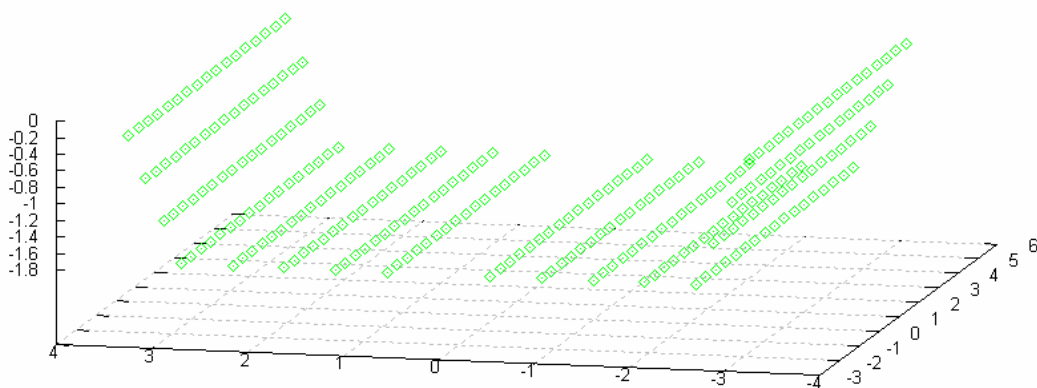
Σχήμα 4.2 : Η τραβέρσα των μικροφώνων κάτω από το ελικόπτερο .

τραβέρσας φαίνονται στο σχήμα 4.3 όπου δίνεται μία γενική εικόνα της εγκατάστασης του μοντέλου μαζί με την τραβέρσα των μικροφώνων .



Σχήμα 4.3 : Γεωμετρικές λεπτομέρειες τραβέρσας μικροφώνων

Η τραβέρσα μετακινείται σε 16 βήματα δημιουργώντας 272 θέσεις παρατηρητών. Αυτές οι θέσεις είναι που χρησιμοποιήθηκαν στους υπολογισμούς του αεροακουστικού προβλήματος με και χωρίς το κέλυφος . Οι θέσεις των παρατηρητών φαίνονται στο σχήμα 4.4 .

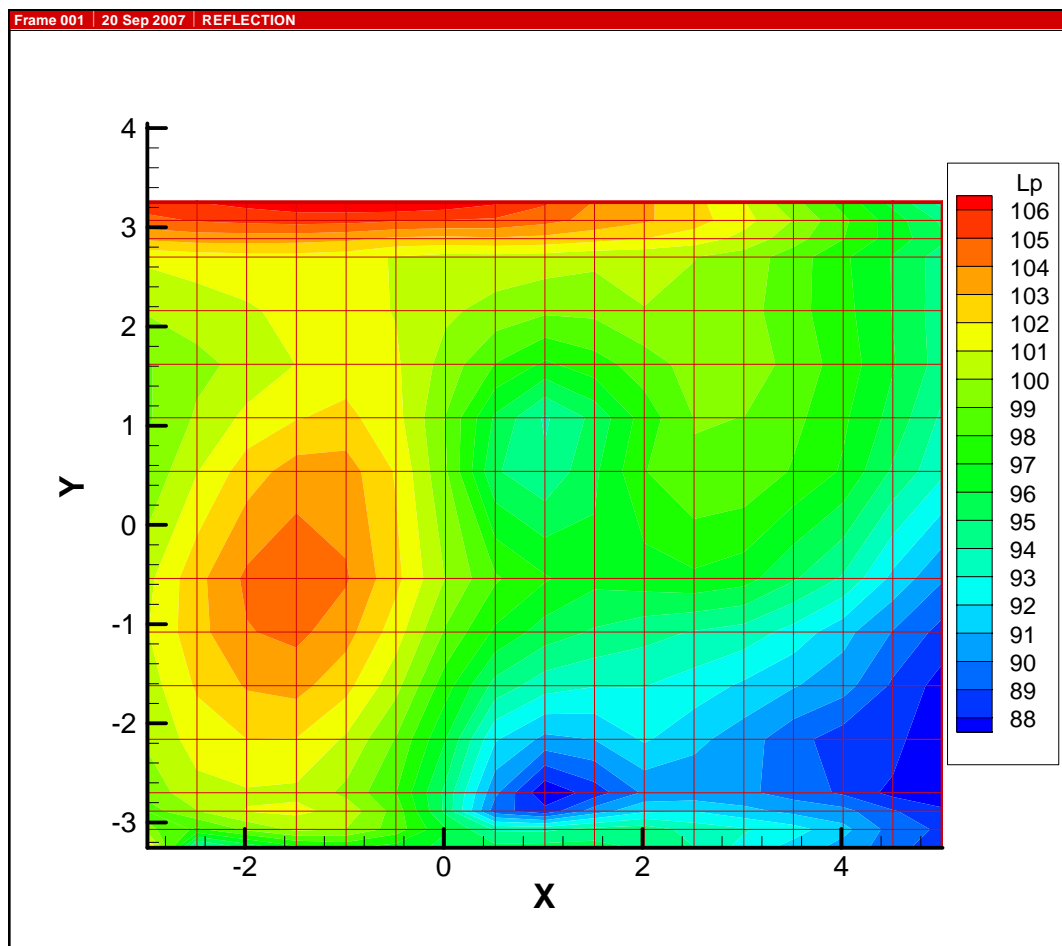
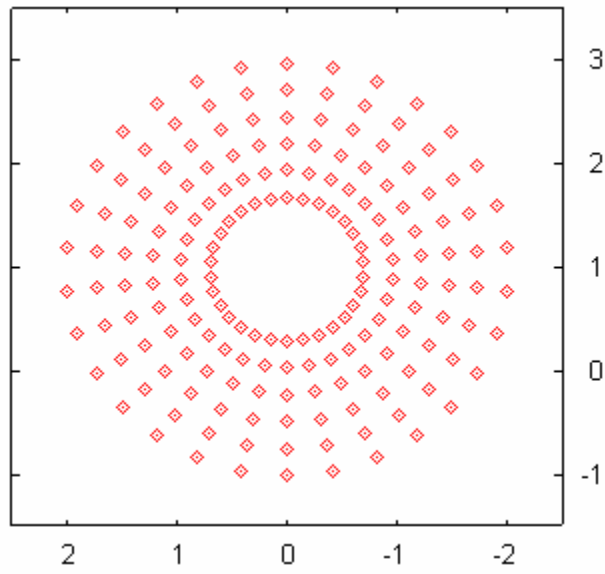


Σχήμα 4.4 : Επίπεδο παρατηρητών

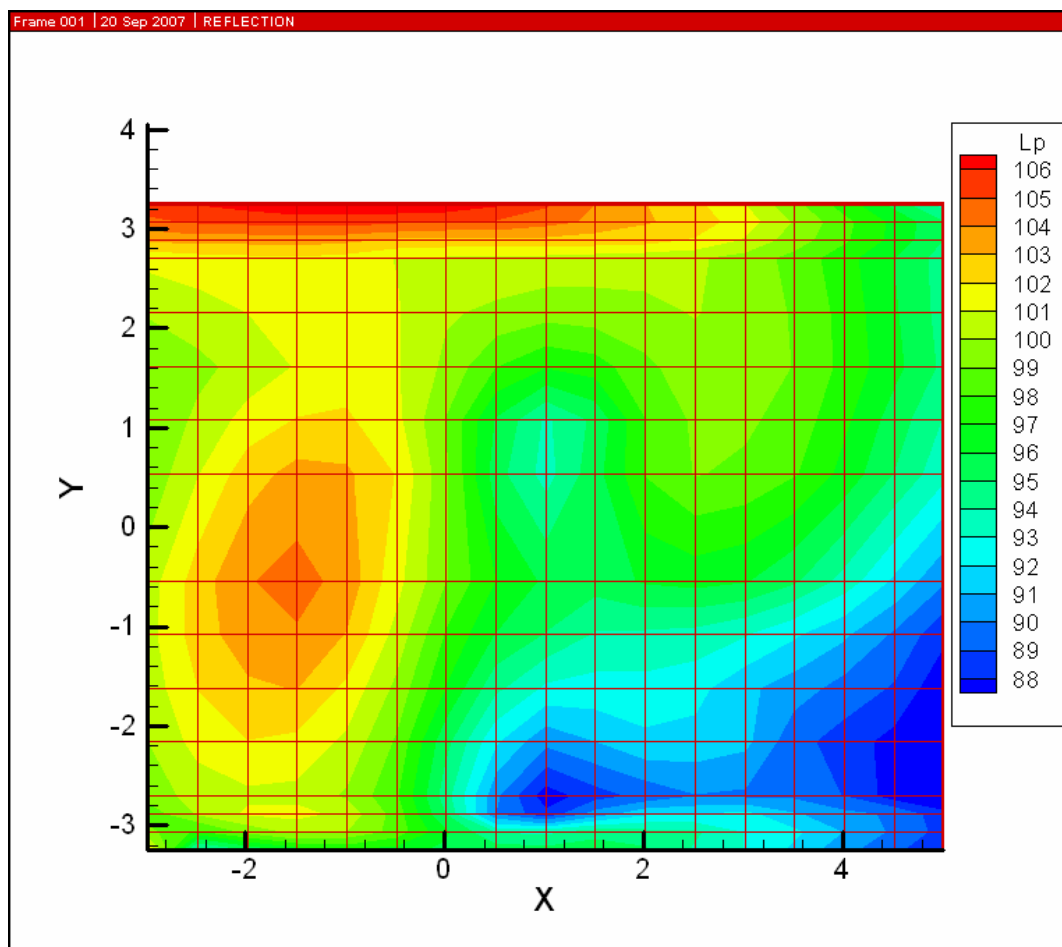
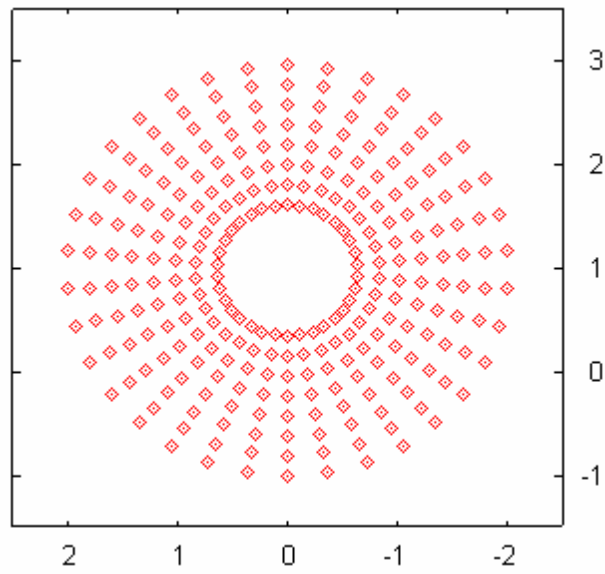
4.1.2. Πλέγματα ψευδοπηγών

Όπως αναφέρθηκε στο κεφάλαιο 3 δημιουργούνται δύο πλέγματα ψευδοπηγών , ένα για τον κυρίως δρομέα και ένα για τον ουραίο δρομέα . Είναι προφανές ότι τα αποτελέσματα που προκύπτουν πρέπει να είναι ανεξάρτητα της πυκνότητας των πλεγμάτων των ψευδοπηγών . Με αυτό το στόχο σχεδιάστηκε ο κώδικας. Παρόλα δεν ήταν σαφές αν αραιώνοντας τα πλέγματα από κάποιο σημείο και ύστερα τα αποτελέσματα αλλοιώνονται, αφού το πλήθος των ψευδοπηγών θα αδυνατεί να προσομοιώσει τις πραγματικές γεωμετρίες των δρομέων . Επίσης έπρεπε να εξεταστεί και η ανεξαρτησία των αποτελεσμάτων σε σχέση με τα πλέγματα που χρησιμοποιήθηκαν . Για να βρεθούν πλέγματα που να είναι αρκούτσος πυκνά, ώστε να μην επηρεάζονται τα αποτελέσματα, και σχετικά αραιά, ώστε να μην είναι υψηλό το υπολογιστικό κόστος και ταυτόχρονα να εξεταστεί η ανεξαρτησία η μη των αποτελεσμάτων , επιλέχθηκε να γίνουν δοκιμές σε μία από τις περιπτώσεις του φακέλου πτήσης . Τυχαία επιλέχθηκε η περίπτωση ID_2 στην οποία έχουμε οριζόντια πτήση με ταχύτητα 60m/s με μοντέλο εφοδιασμένο με πτέρυγες ουραίου δρομέα αεροτομής S102 . Η ID_2 είναι μία από τις περιπτώσεις που θα εξεταστούν και στη συνέχεια . Οι δοκιμές έγιναν για τρεις διαφορετικές πυκνότητες πλέγματος τόσο στην περίπτωση του ουραίου δρομέα όσο και σ'αυτή του κυρίως δρομέα . Για τον κυρίως δρομέα η πρώτη περίπτωση (αραιό πλέγμα) αποτελείται από 180 ψευδοπηγές , με 30 κατά την περιφερειακή κατεύθυνση και 6 κατά την ακτινική . Η δεύτερη περίπτωση (μεσαίο πλέγμα) αποτελείται από 272 ψευδοπηγές , με 34 κατά την περιφερειακή κατεύθυνση και 8 κατά την ακτινική . Η τρίτη περίπτωση (πυκνό πλέγμα) αποτελείται από 400 ψευδοπηγές , με 40 κατά την περιφερειακή κατεύθυνση και 10 κατά την ακτινική . Αντίστοιχα για τον ουραίο δρομέα η πρώτη περίπτωση (αραιό πλέγμα) αποτελείται από 80 ψευδοπηγές , με 16 κατά την περιφερειακή κατεύθυνση και 5 κατά την ακτινική . Η δεύτερη περίπτωση (μεσαίο πλέγμα) αποτελείται από 120 ψευδοπηγές , με 20 κατά την περιφερειακή κατεύθυνση και 6 κατά την ακτινική . Η τρίτη περίπτωση (πυκνό πλέγμα) αποτελείται από 200 ψευδοπηγές , με 25 κατά την περιφερειακή κατεύθυνση και 8 κατά την ακτινική .

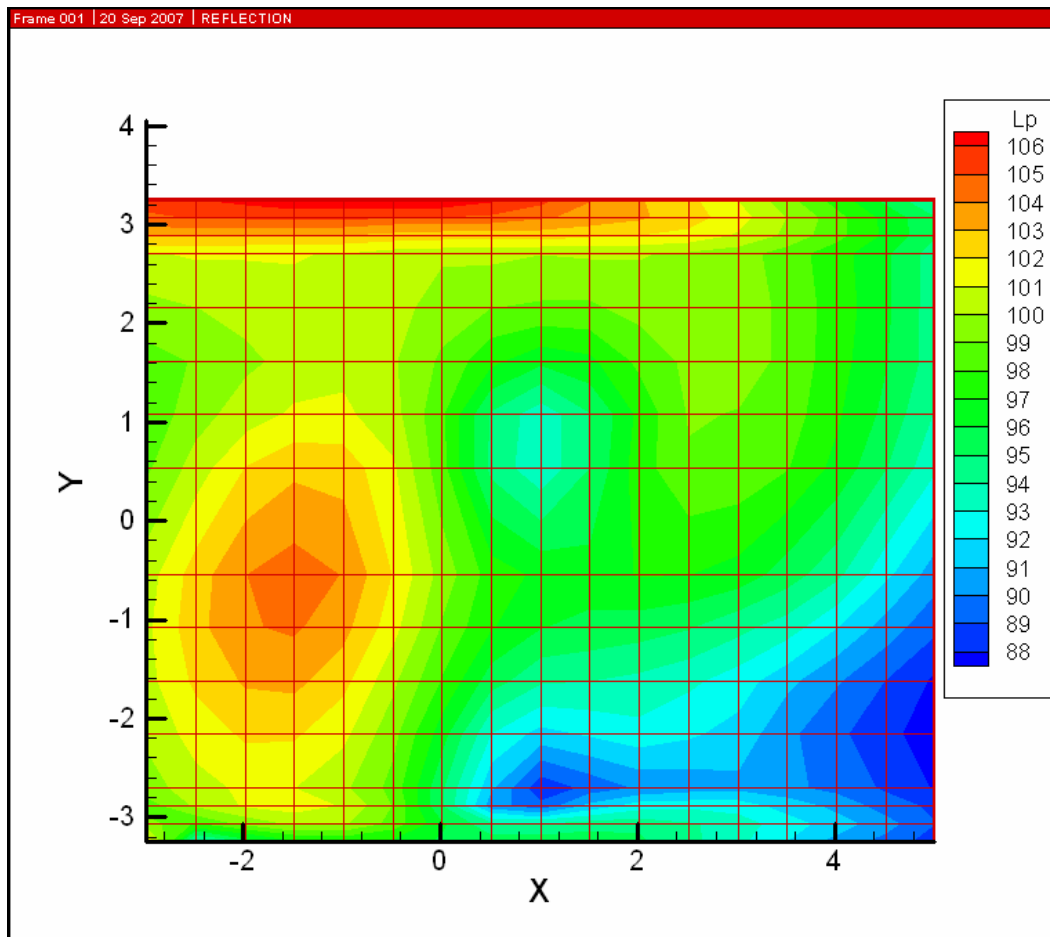
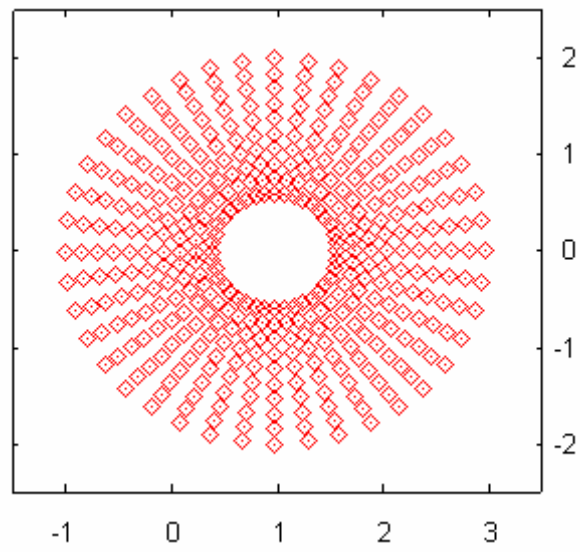
Στο σχήμα 4.5 παρουσιάζονται τα αποτελέσματα στο επίπεδο των παρατηρητών , για τις περιπτώσεις 180(α) , 272(β) και 400(γ) πηγών στο πλέγμα των ψευδοπηγών του κυρίως δρομέα , καθώς και τα ίδια τα πλέγματα . Στο σχήμα 4.6 παρουσιάζονται τα αποτελέσματα στο επίπεδο των παρατηρητών , για τις περιπτώσεις 80(α) , 120(β) και 200(γ) πηγών στο πλέγμα των ψευδοπηγών του ουραίου δρομέα , καθώς και τα ίδια τα πλέγματα .



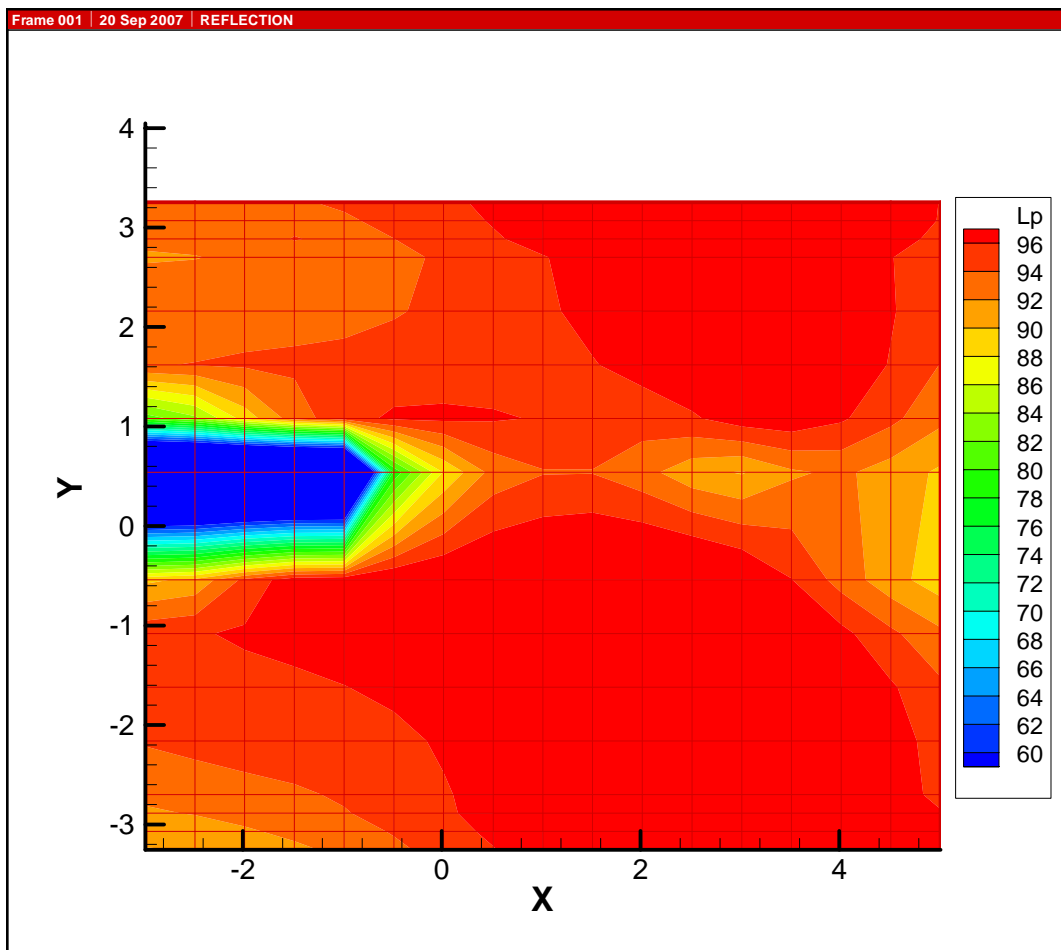
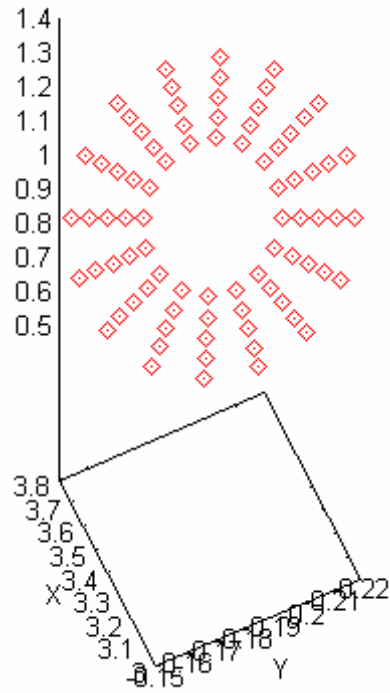
Σχήμα 4.5(α) Αριθμός πηγών MR 180 (30x6)



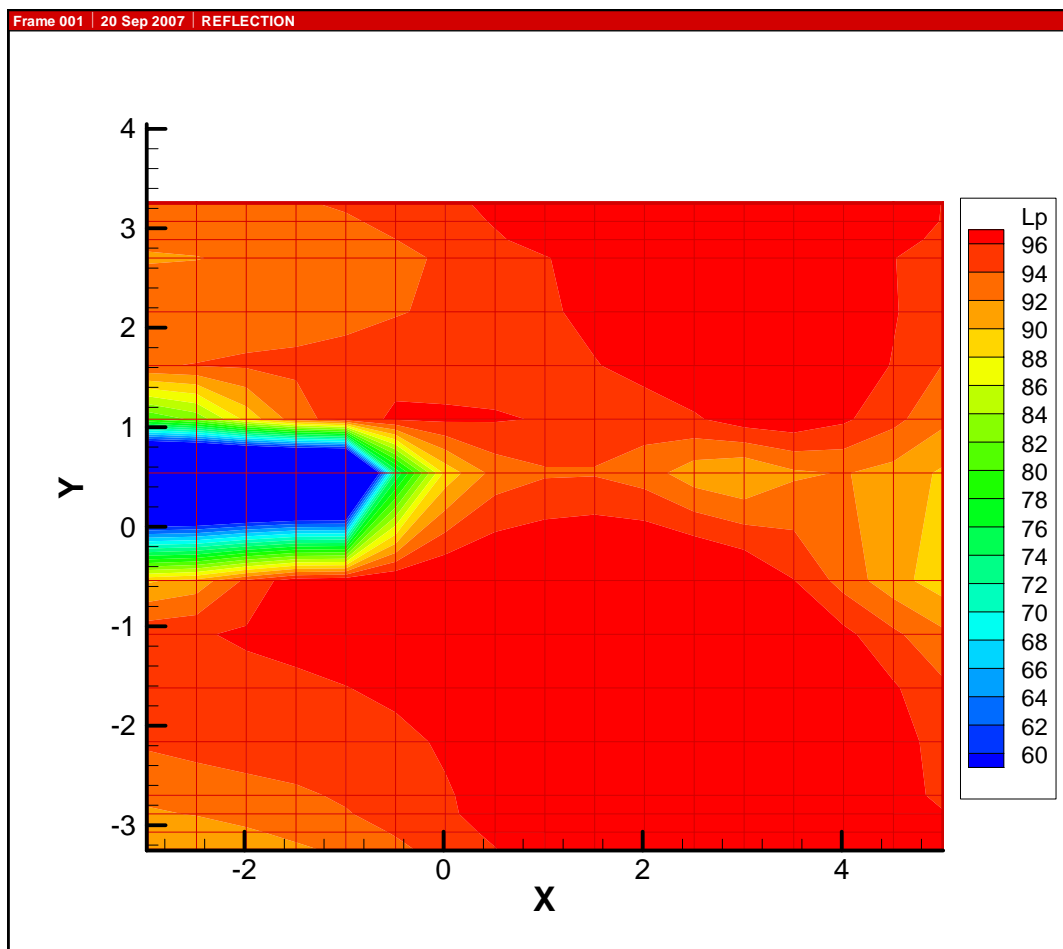
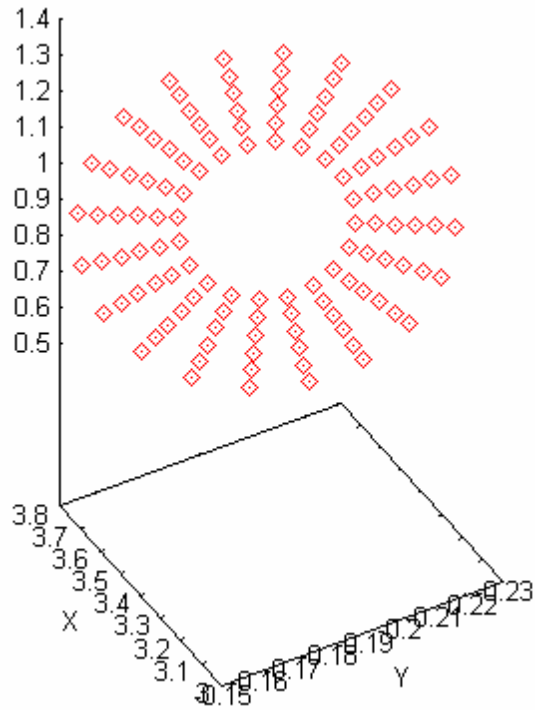
Σχήμα 4.5(β) Αριθμός πηγών MR 272 (34x8)



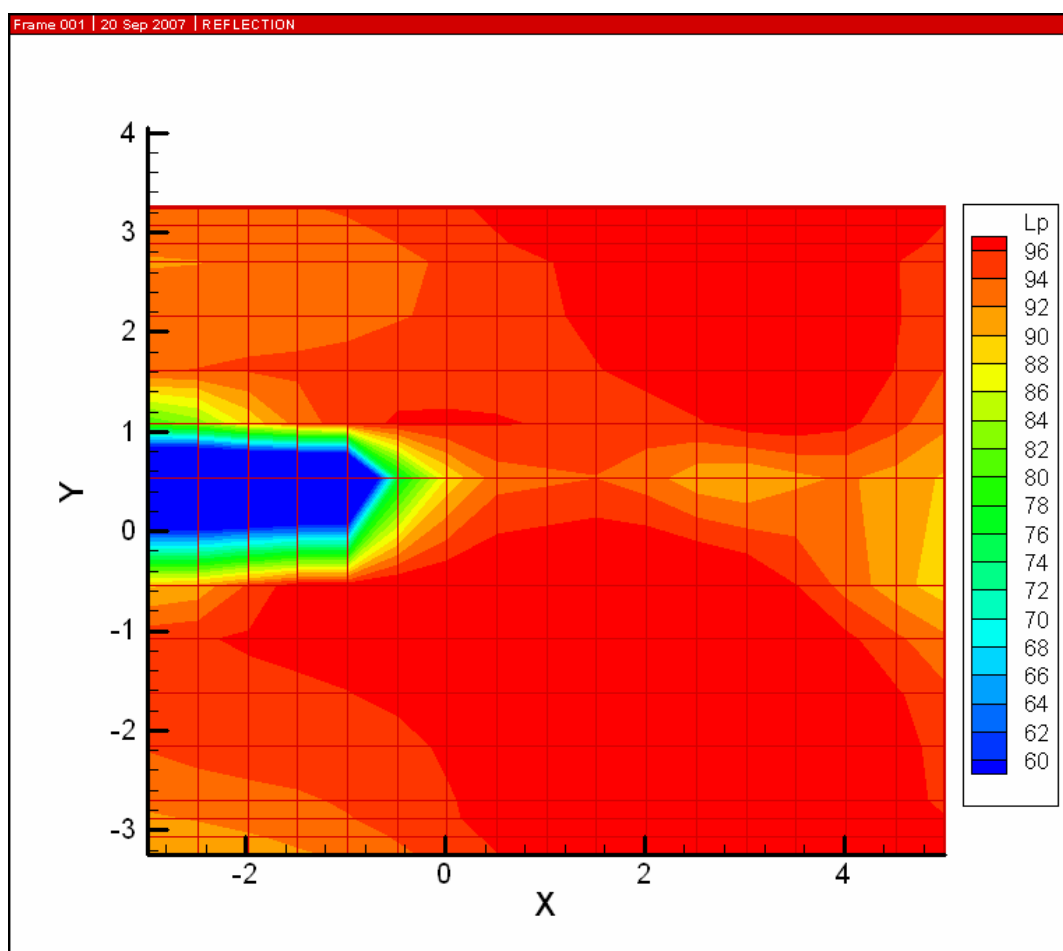
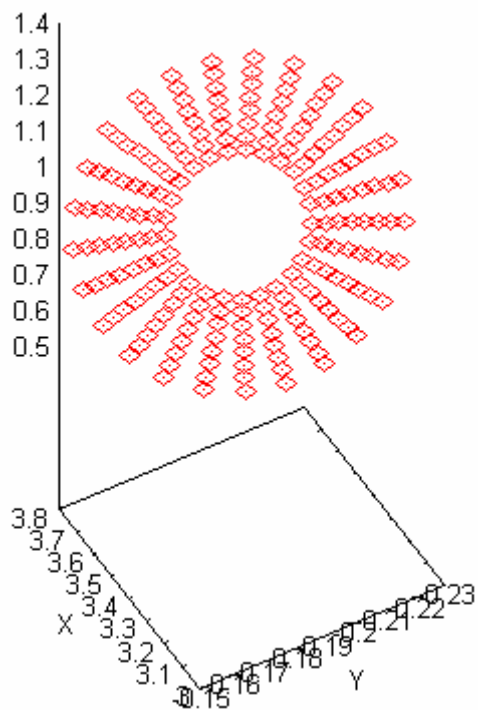
Σχήμα 4.5(γ) Αριθμός πηγών 400 (40x10)



Σχήμα 4.6(α) Αριθμός Πηγών 200 (16x5)



Σχήμα 4.6(β) Αριθμός Πηγών 120 (20x6)

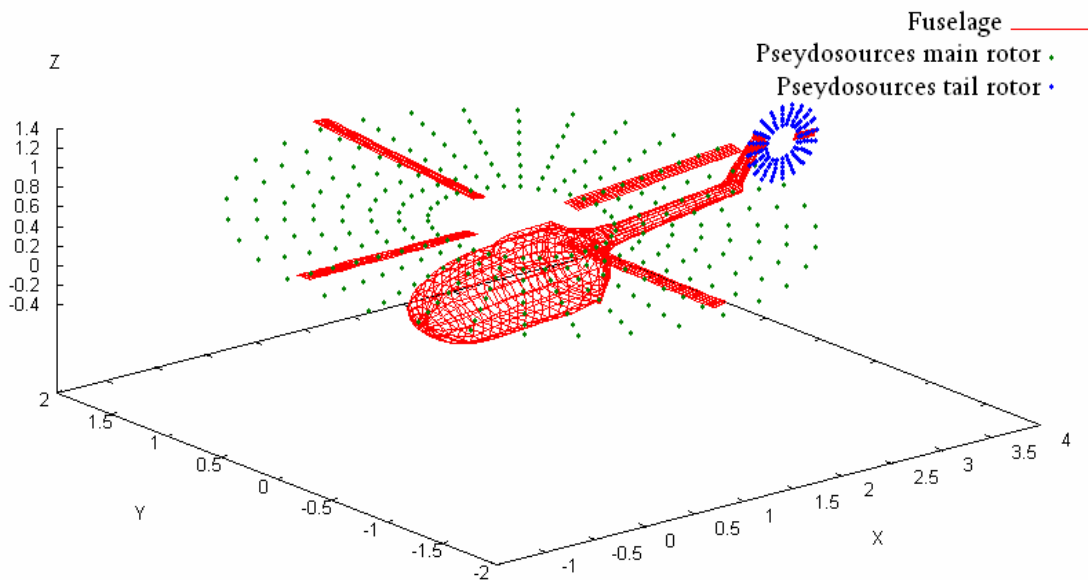


Σχήμα 4.6(γ) Αριθμός Πηγών 200 (25x8)

Από την εξέταση των αποτελεσμάτων προκύπτει ότι δεν υπάρχει σημαντική μεταβολή για αραιό , μεσαίο ή πυκνό πλέγμα ούτε στην περίπτωση του MR ούτε στην περίπτωση του TR . Άρα το πλέγμα που θα επιλεγεί πρέπει να είναι το πιο αραιό , ώστε να ελατρωθεί ο υπολογιστικός χρόνος. Εντούτοις οι δοκιμές δεν πραγματοποιήθηκαν για όλες τις περιπτώσεις του φακέλου πτήσης αλλά μόνο για την περίπτωση ID_2 . Τελικά επιλέγεται το μεσαίο πλέγμα και στις δύο περιπτώσεις , ώστε να είναι σίγουρο ότι ανταποκρίνεται των προσδοκιών που τέθηκαν και στις υπόλοιπες περιπτώσεις (βλ. §4.2).

Η απόσταση των πτερυγίων(ουραίο και κυρίως δρομέα) από το πλέγμα πρέπει να είναι μικρή ,για βέλτιστη προσέγγιση της γεωμετρίας των δρομέων. Η απόσταση αυτή λήφθηκε και για τους δύο δρομείς ίση με $0.015m$.

Η συνολική εικόνα του μοντέλου (περίπτωση ID_2 με pitch -3.8°), με τα επιλεγέντα πλέγματα ψευδοπηγών τοποθετημένα σε απόσταση $0.015m$ από τα αντίστοιχα κέντρα των δρομέων , φαίνεται στο σχήμα 4.7 .



Σχήμα 4.7 : Συνολική εικόνα ελικοπτήρου με πλέγματα ψευδοπηγών

4.2 Περιπτώσεις φακέλου πτήσης ελικοπτέρου

Οι περιπτώσεις του φακέλου πτήσης που εξετάζονται στην παρούσα εργασία και των οποίων τα αποτελέσματα παρουσιάζονται στη συνέχεια είναι για μοντέλο σε:

- **ID02:** οριζόντια πτήση με ταχύτητα 60m/s εφοδιασμένο με πτέρυγες ουραίου δρομέα αεροτομής S102
- **ID05:** 6^ο κάθοδο με ταχύτητα 33m/s εφοδιασμένο με πτέρυγες ουραίου δρομέα αεροτομής S102
- **ID13.2:** οριζόντια πτήση με ταχύτητα 60m/s εφοδιασμένο με πτέρυγες ουραίου δρομέα αεροτομής NACA0012
- **ID13.4:** οριζόντια πτήση με ταχύτητα 60m/s εφοδιασμένο με πτέρυγες ουραίου δρομέα αεροτομής NACA0012 και αντίθετη περιστροφή

4.3 Αποτελέσματα

Στην παράγραφο αυτή παρουσιάζονται τα αποτελέσματα ανά περίπτωση. Τα αποτελέσματα είναι με βαρύτητα A (A-weighting). Πρώτα παρουσιάζονται τα χαρακτηριστικά της περίπτωσης. Στη συνέχεια τα αποτελέσματα μόνο για κυρίως δρομέα και μόνο για ουραίο δρομέα και τέλος τα συνολικά αποτελέσματα για κάθε περίπτωση. Επιλέχθηκε το εύρος των dB σε κάθε περίπτωση, ώστε να είναι εμφανής η επίδραση του κελύφους, που είναι άλλωστε ο κεντρικός στόχος αυτής της εργασίας.

4.3.1 ID#2

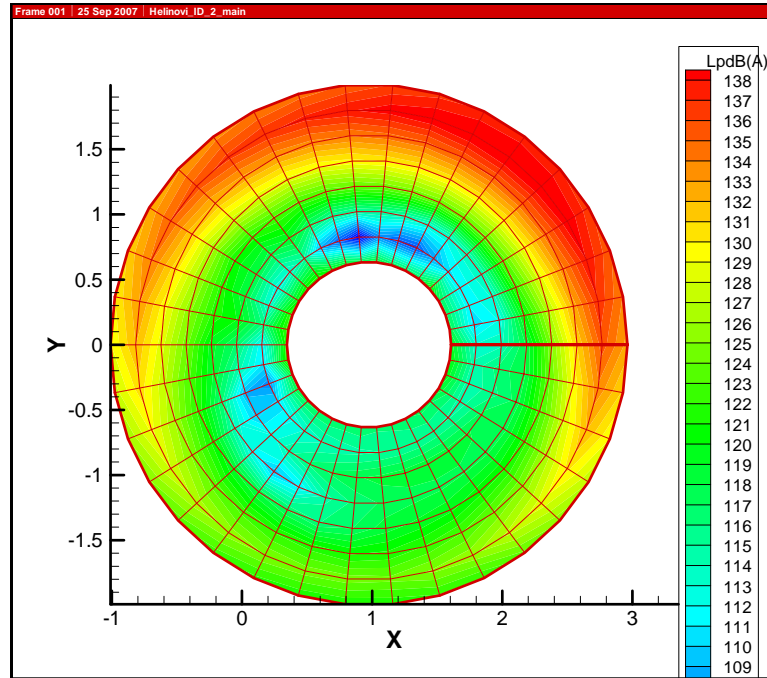
Στην περίπτωση ID#2 το ελικόπτερο είναι εφοδιασμένο με πτέρυγες ουραίου δρομέα αεροτομής S102. Η πτήση είναι οριζόντια και η ταχύτητα 60m/s. Στον Πίνακα 2 φαίνονται διάφορα χαρακτηριστικά για την περίπτωση αυτή. Το εύρος των dB στους παρατηρητές είναι (83-100 dB).

	Airfoil type	X center	Y center	Z center	Rmax, Rmin
Main rotor	NACA23012	1.018	0	0.6364	2,0.44
Tail rotor	S102	3.458	-0.171	0.732	0.3835,0.1585
Helicopter pitch = -3.8(Degrees)					

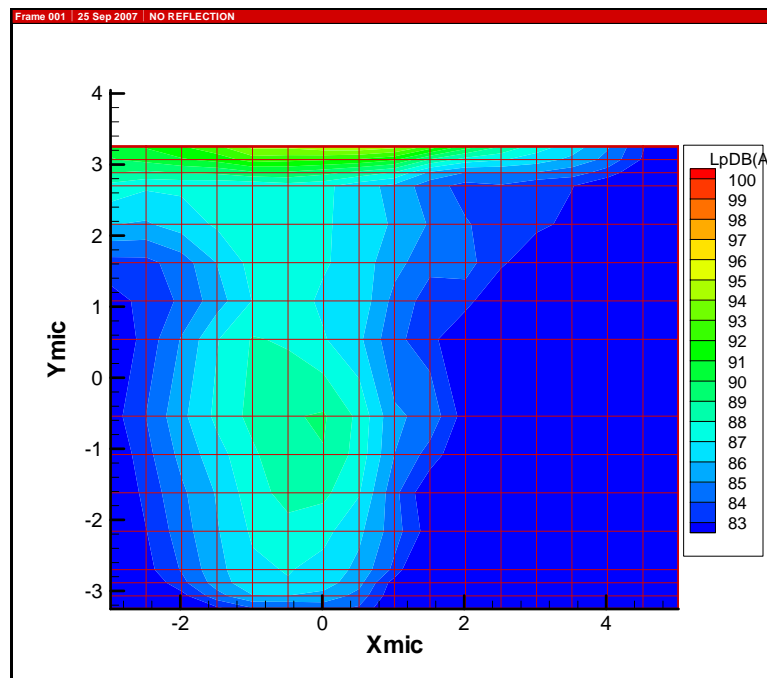
Πίνακας 2 : Χαρακτηριστικά περίπτωσης ID#2

ID#2 Main Rotor

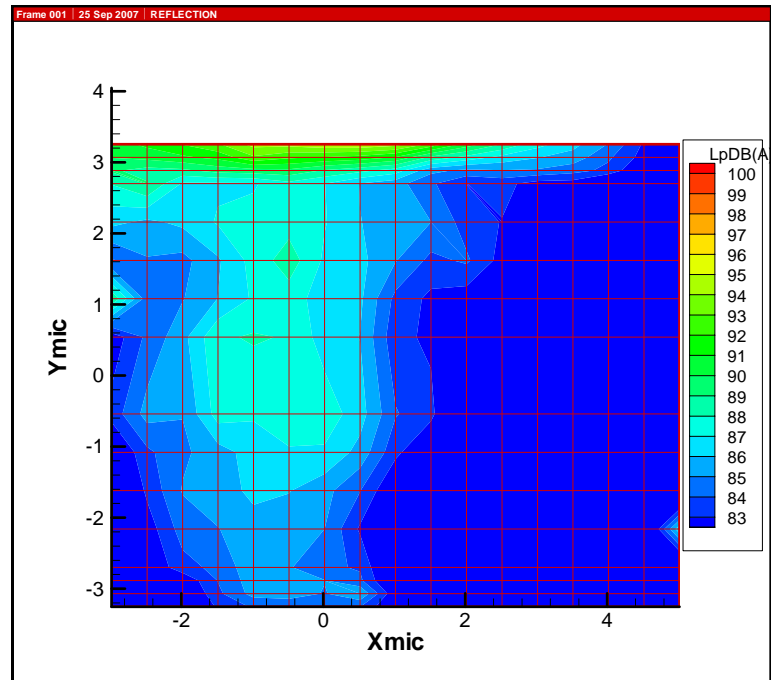
Επίπεδο ψευδοπηγών κυρίως δρομέα.



Επίπεδο παρατηρητών χωρίς κέλυφος MR.

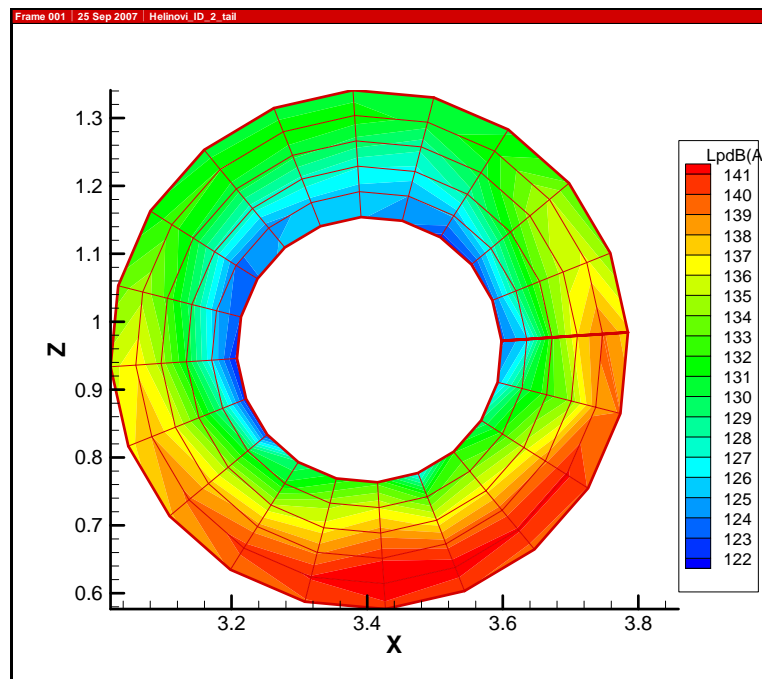


Επίπεδο παρατηρητών με κέλυφος MR.

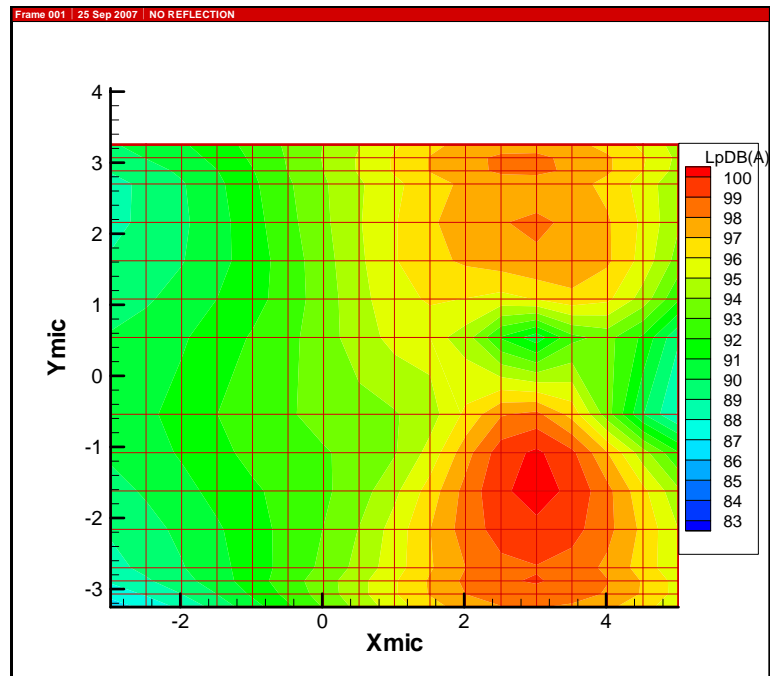


ID#2 Tail Rotor

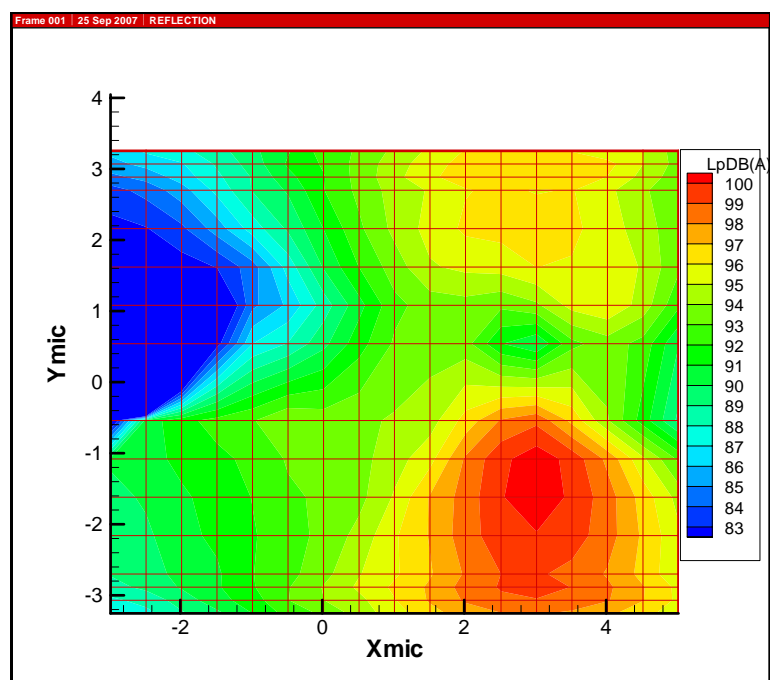
Επίπεδο ψευδοπηγών ουραίου δρομέα .



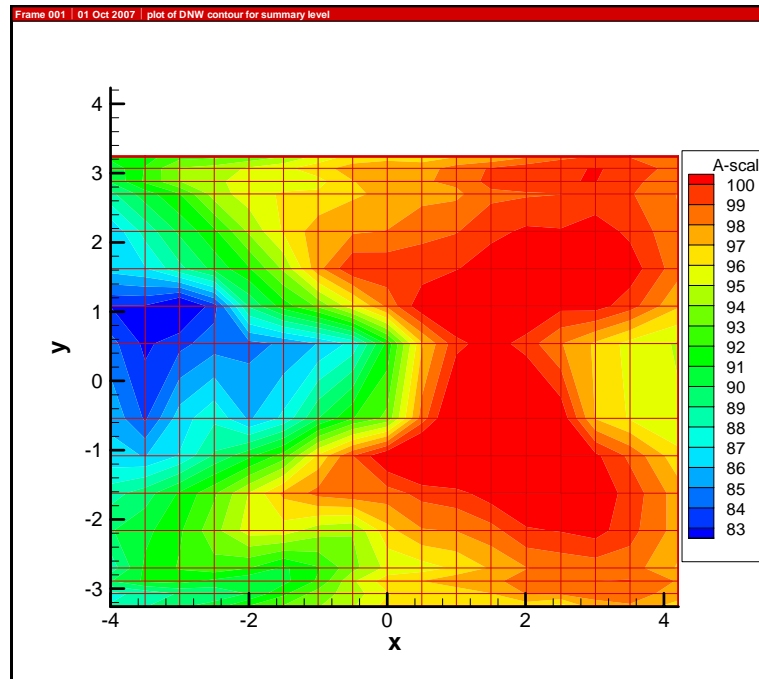
Επίπεδο παρατηρητών χωρίς κέλυφος μόνο TR .



Επίπεδο παρατηρητών με κέλυφος, μόνο TR .

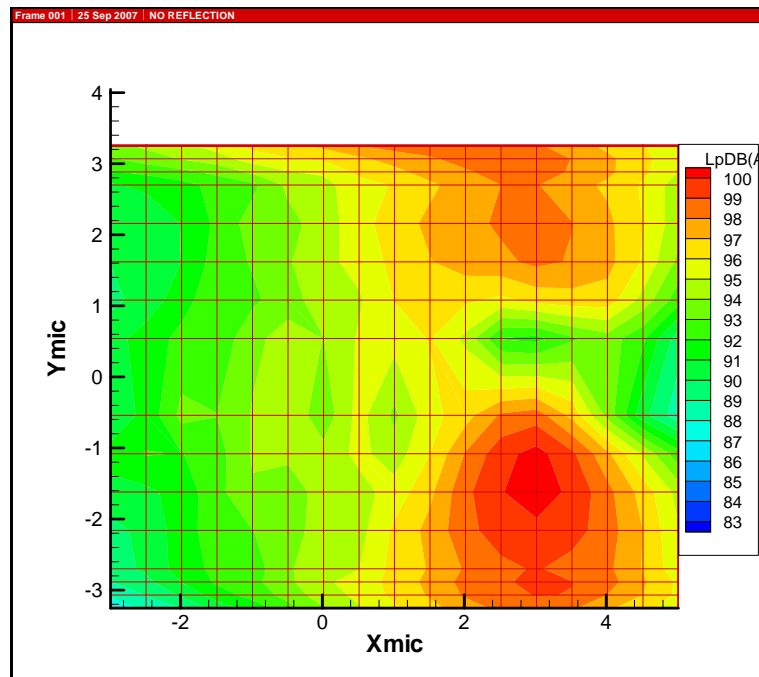


Πειραματικά αποτελέσματα από πείραμα HELINOVI .

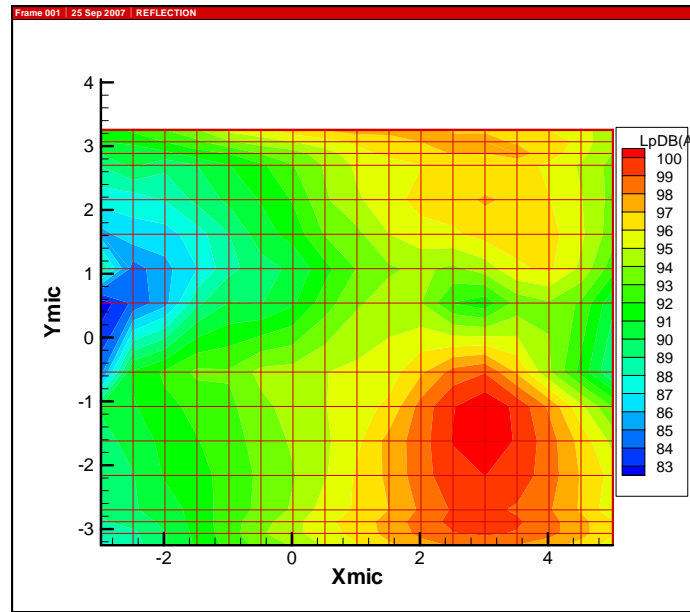


ID#2 Total

Επίπεδο παρατηρητών χωρίς κέλυφος MR και TR.



Επίπεδο παρατηρητών με κέλυφος MR και TR.



4.3.2 ID#5

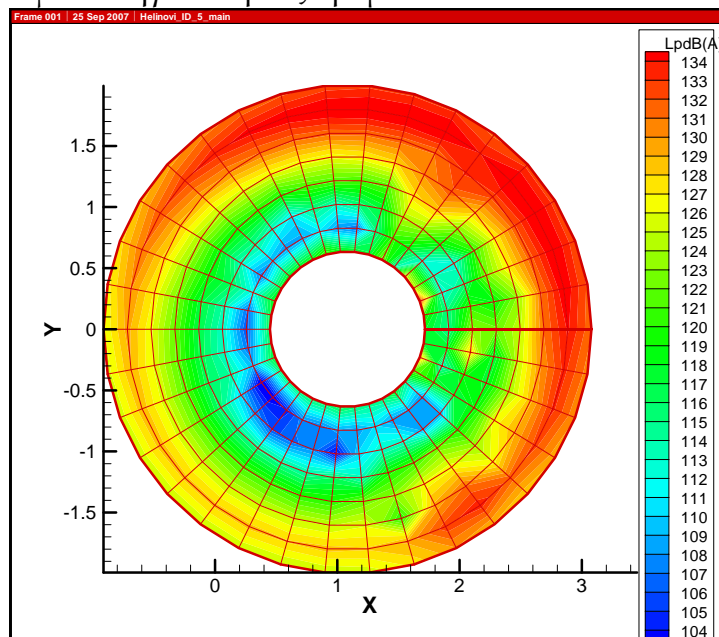
Στην περίπτωση ID#5 το ελικόπτερο είναι εφοδιασμένο με πτέρυγες ουραίου δρομέα αεροτομής S102 . Η πτήση είναι καθοδική 6 μοιρών και η ταχύτητα 33m/s. Στον Πίνακα 3 φαίνονται διάφορα χαρακτηριστικά για την περίπτωση αυτή . Το εύρος των dB στους παρατηρητές είναι (83-111 dB) .

	Airfoil type	X center	Y center	Z center	Rmax, Rmin
Main rotor	NACA23012	1.018	0	0.6364	2,0.44
Tail rotor	S102	3.458	-0.171	0.732	0.3835,0.1585
Helicopter pitch = 6.6(Degrees)					

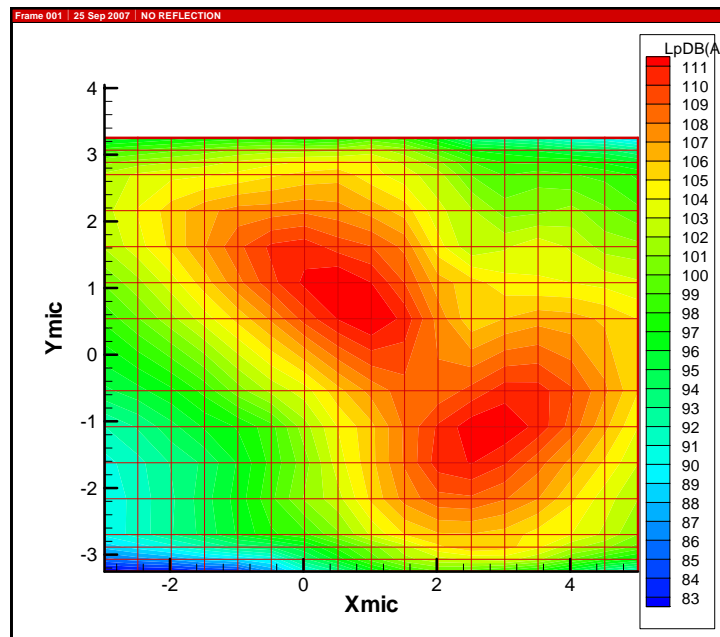
Πίνακας 3 : Χαρακτηριστικά περίπτωσης ID#5

ID#5 Main Rotor

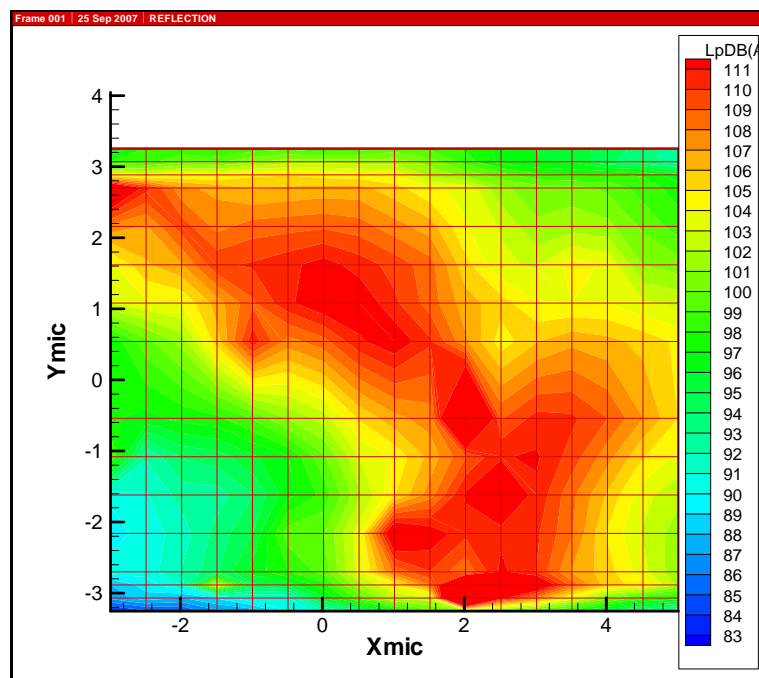
Επίπεδο ψευδοπηγών κυρίως δρομέα .



Επίπεδο παρατηρητών χωρίς κέλυφος ,μόνο MR.

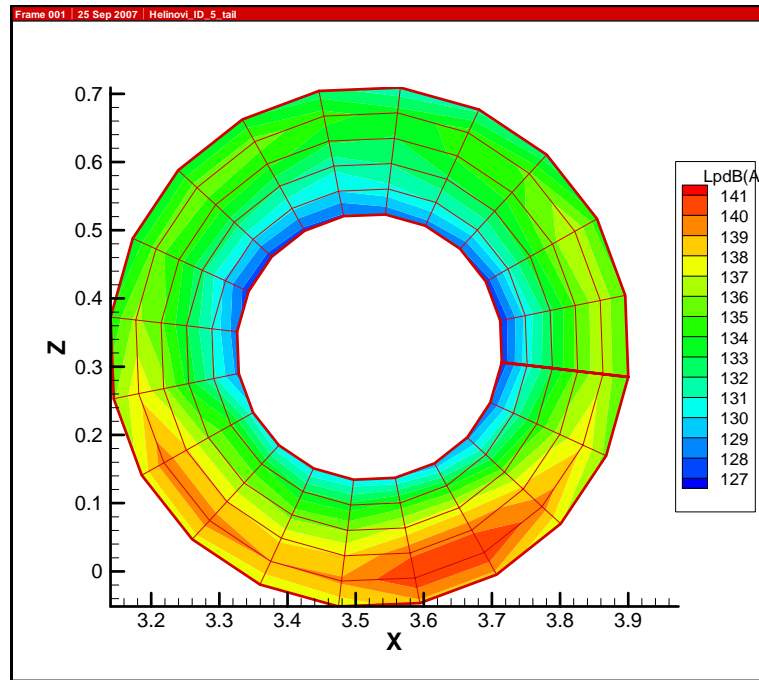


Επίπεδο παρατηρητών με κέλυφος , μόνο MR .

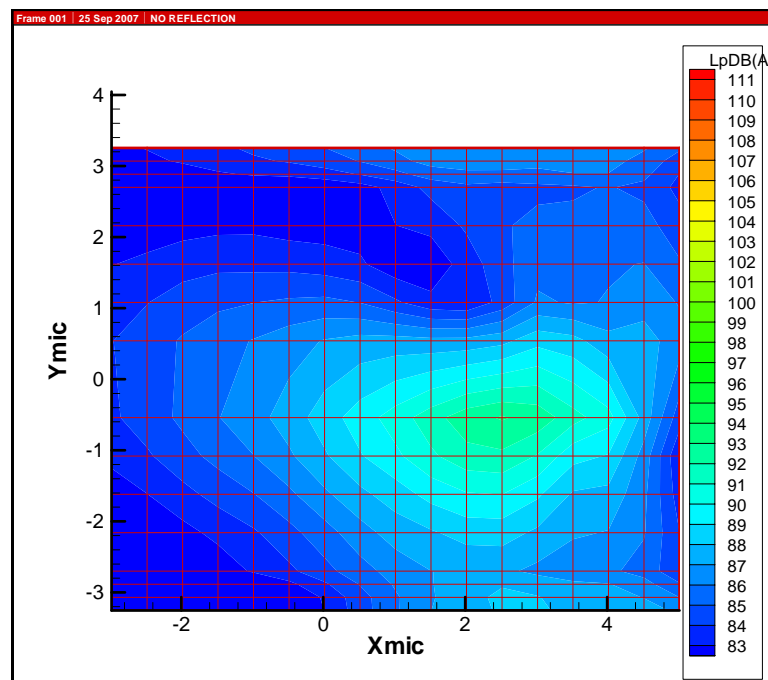


ID#5 Tail Rotor

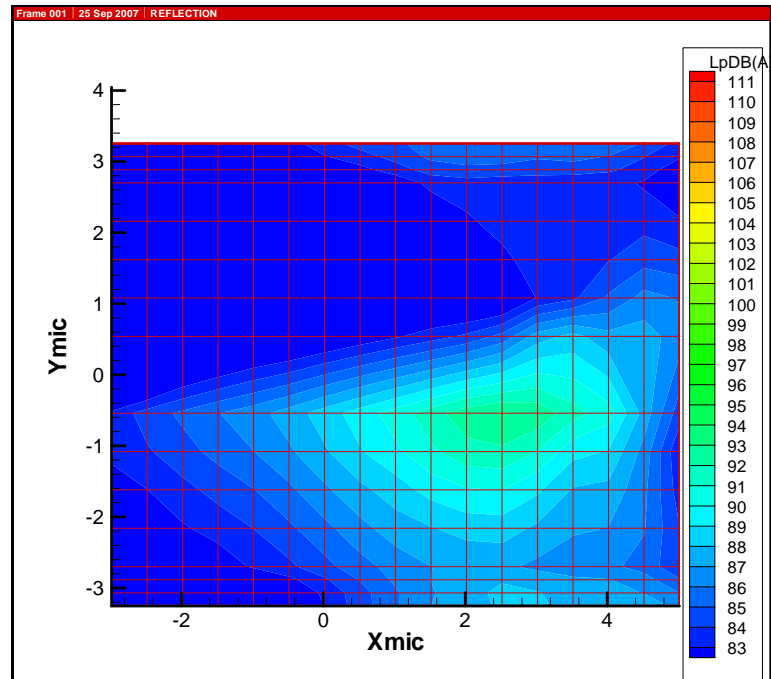
Επίπεδο ψευδοπηγών ουραίου δρομέα .



Επίπεδο παρατηρητών χωρίς κέλυφος , μόνο TR.

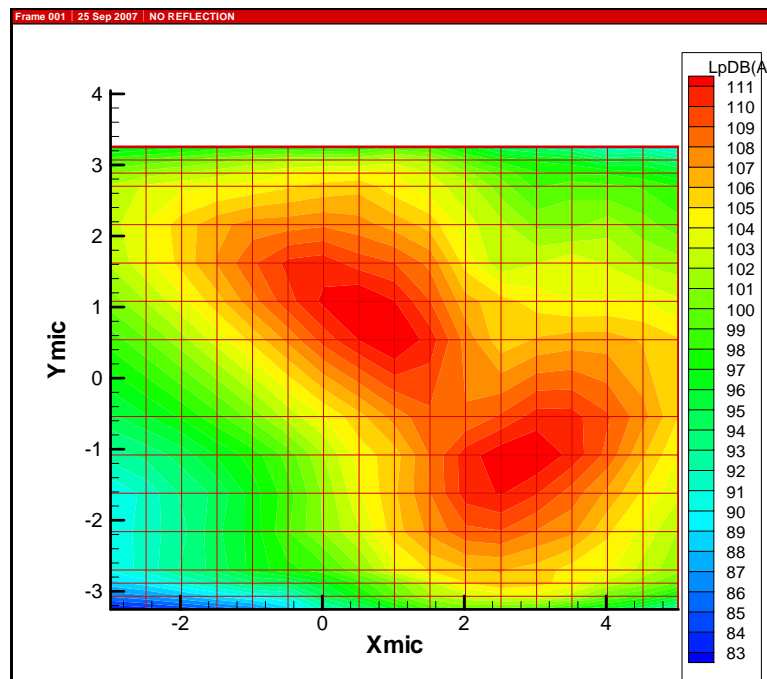


Επίπεδο παρατηρητών με κέλυφος , μόνο TR .

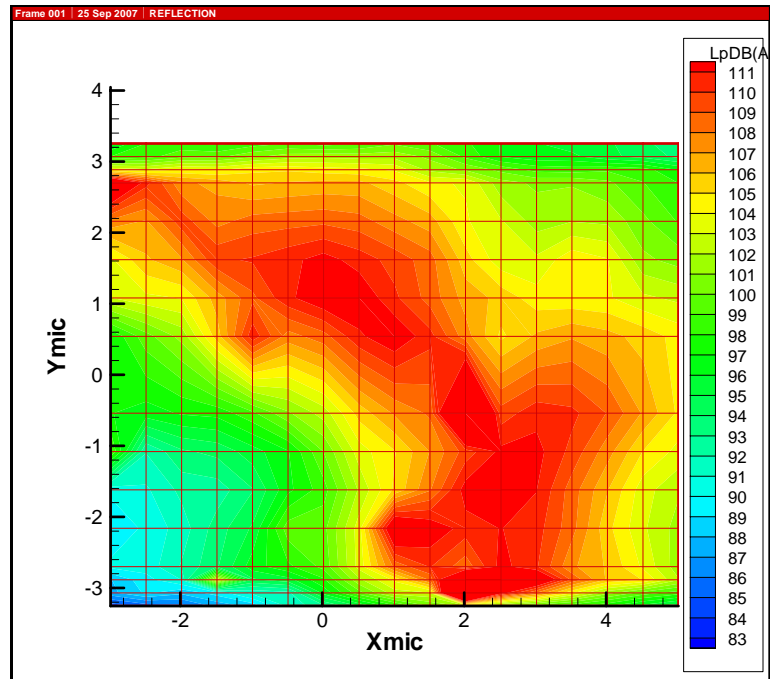


ID#5 Total

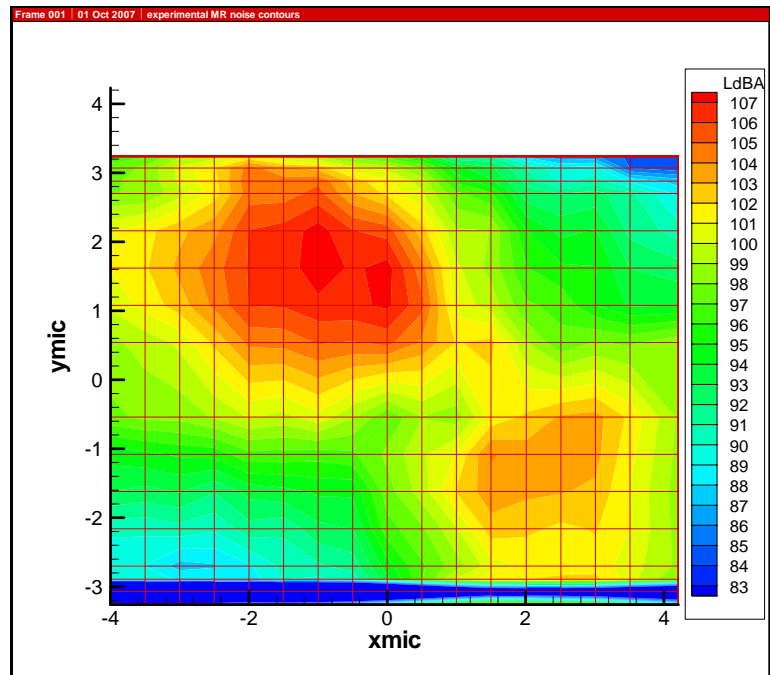
Επίπεδο παρατηρητών χωρίς κέλυφος MR και TR.



Επίπεδο παρατηρητών με κέλυφος MR και TR.



Πειραματικά αποτελέσματα από HELINOVI



4.3.3 ID#13_2

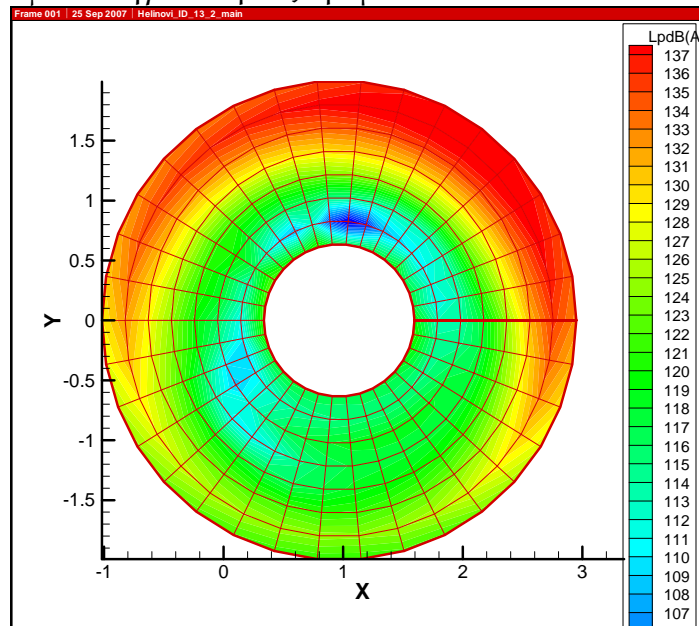
Στην περίπτωση ID#13_2 το ελικόπτερο είναι εφοδιασμένο με πτέρυγες ουραίου δρομέα αεροτομής NACA0012 . Η πτήση είναι οριζόντια και η ταχύτητα 60m/s. Στον Πίνακα 4 φαίνονται διάφορα χαρακτηριστικά για την περίπτωση αυτή . Το εύρος των dB στους παρατηρητές είναι (83-100 dB) ίδιο με την ID#2 .

	Airfoil type	X center	Y center	Z center	Rmax, Rmin
Main rotor	NACA23012	1.018	0	0.6364	2,0.44
Tail rotor	NACA0012	3.458	-0.171	0.732	0.3805,0.1395
Helicopter pitch = -4.6(Degrees)					

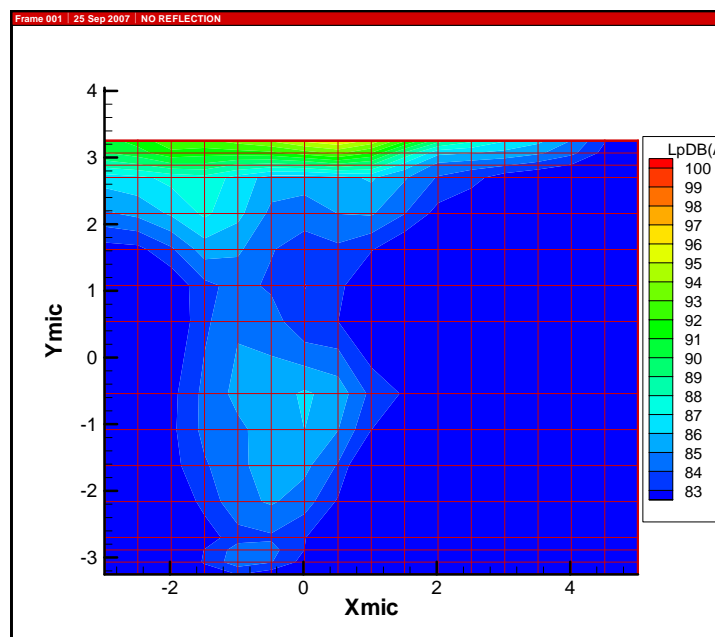
Πίνακας 3 : Χαρακτηριστικά περίπτωσης ID#13_2

ID#13_2 Main Rotor

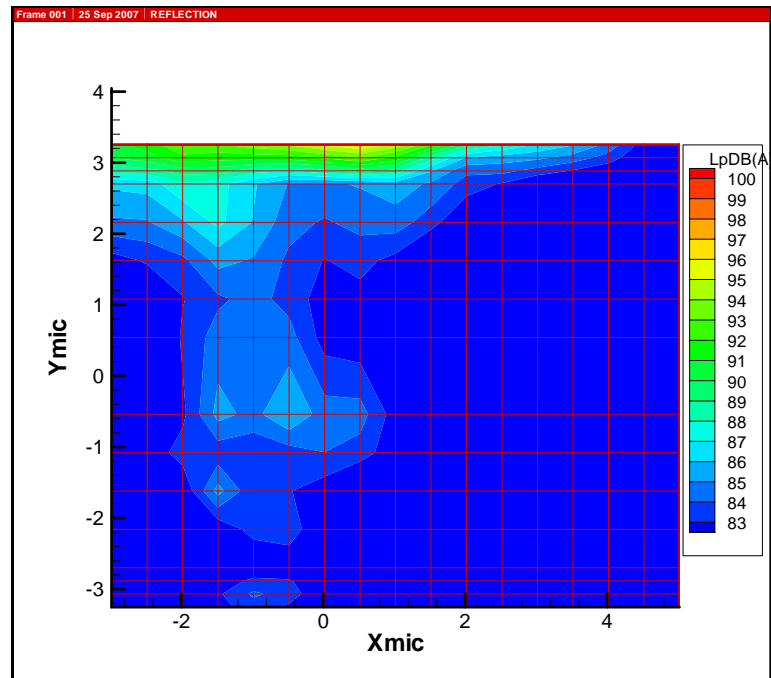
Επίπεδο ψευδοπηγών κυρίως δρομέα .



Επίπεδο παρατηρητών χωρίς κέλυφος , μόνο MR .

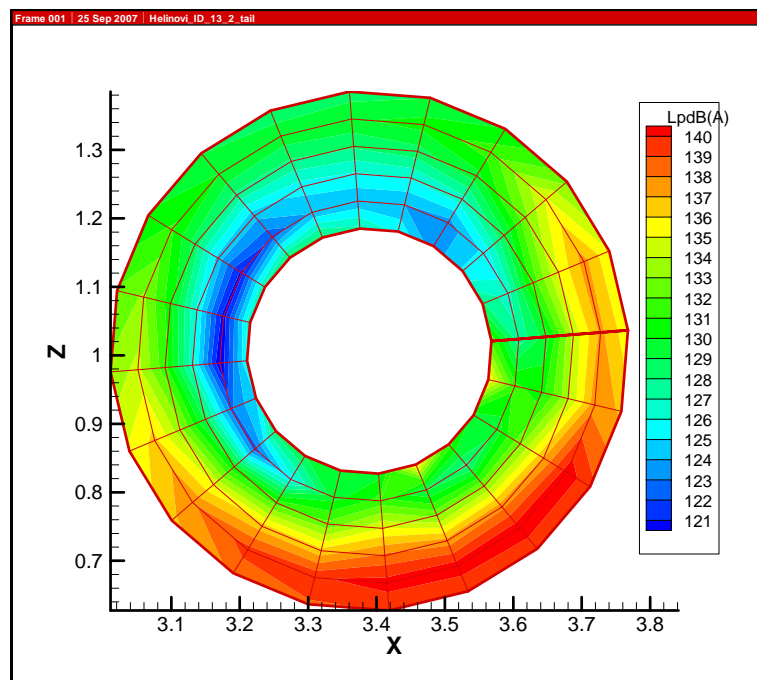


Επίπεδο παρατηρητών με κέλυφος , μόνο MR.

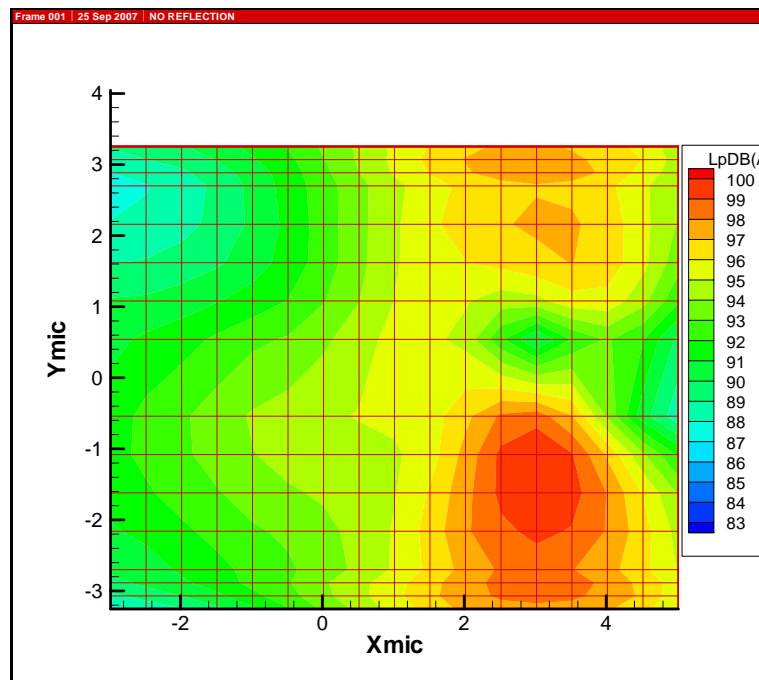


ID#13_2 Tail Rotor

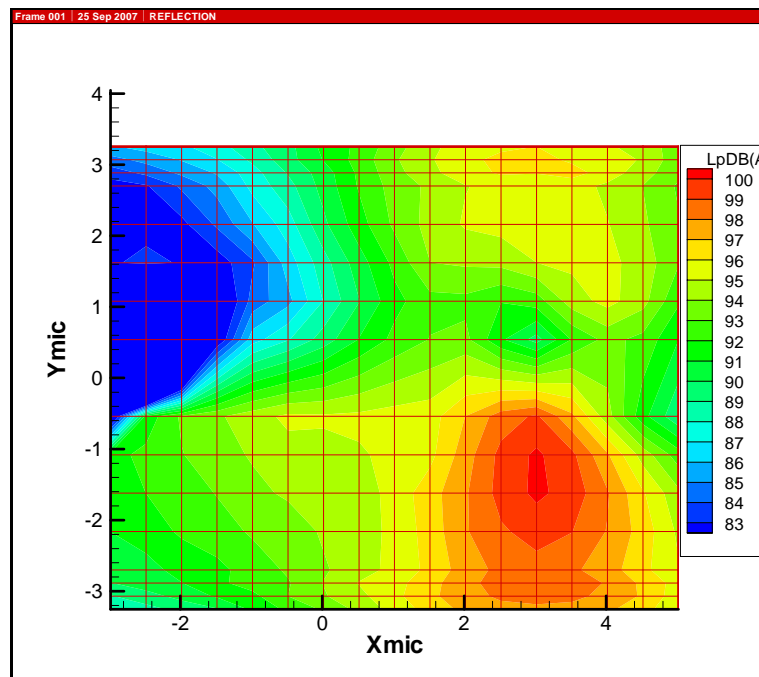
Επίπεδο ψευδοπηγών ουραίου δρομέα .



Επίπεδο παρατηρητών χωρίς κέλυφος , μόνο TR .

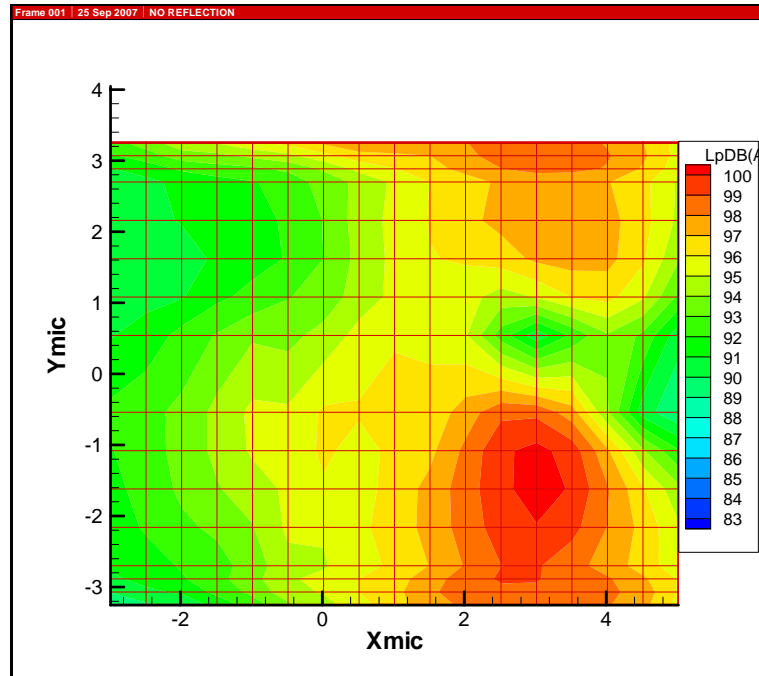


Επίπεδο παρατηρητών με κέλυφος , μόνο TR .

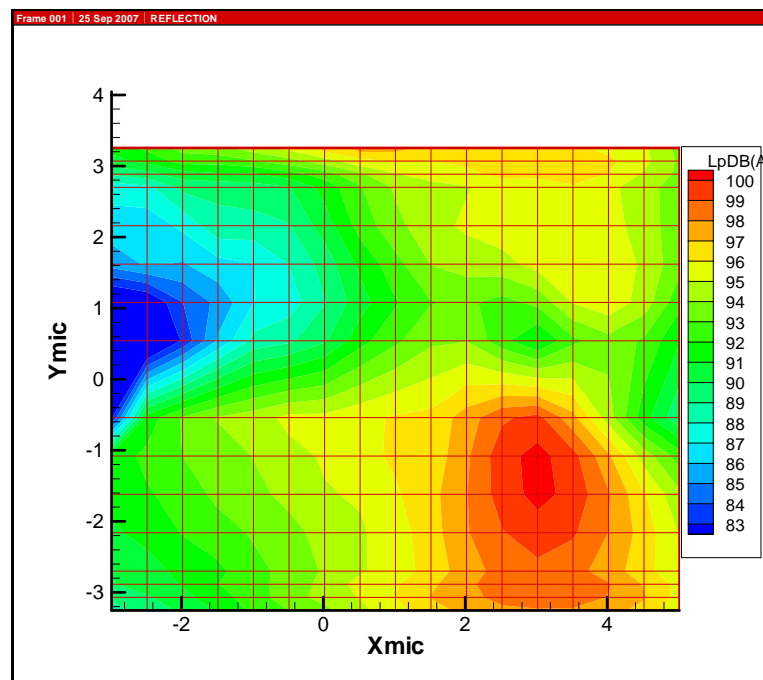


ID#13_2 Total

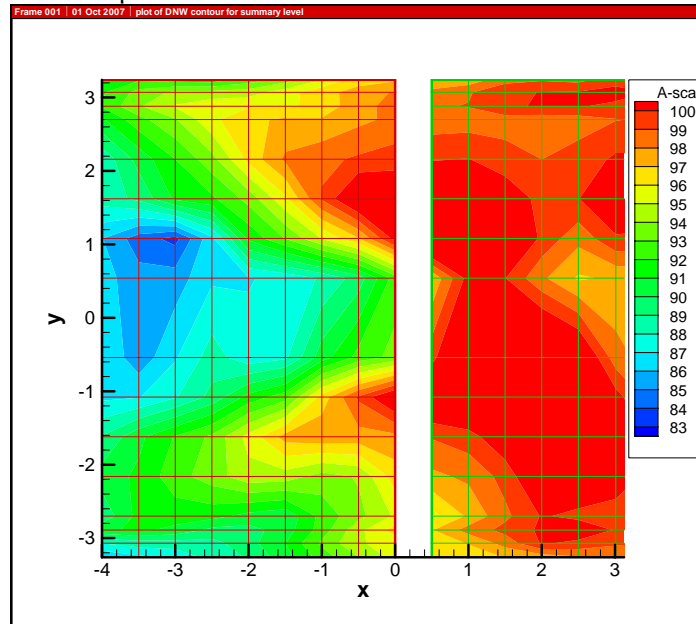
Επίπεδο παρατηρητών χωρίς κέλυφος MR και TR.



Επίπεδο παρατηρητών με κέλυφος MR και TR.



Πειραματικά αποτελέσματα από HELINOVI.



4.3.4 ID#13_4

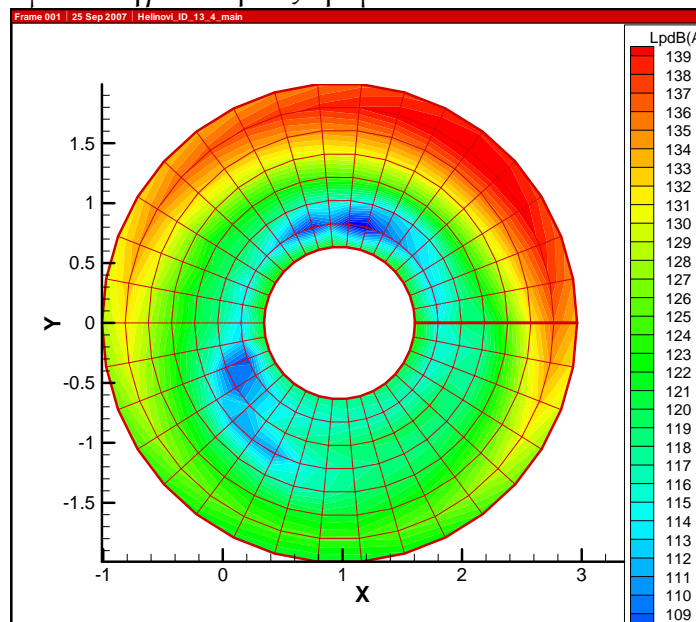
Στην περίπτωση ID#13_4 το ελικόπτερο είναι εφοδιασμένο με πτέρυγες ουραίου δρομέα αεροτομής NACA0012 . Η πτήση είναι οριζόντια και η ταχύτητα 60m/s, αλλά με αντίθετη περιστροφή του ουραίου δρομέα. Στον Πίνακα 5 φαίνονται διάφορα χαρακτηριστικά για την περίπτωση αυτή . Το εύρος των dB στους παρατηρητές είναι (82-96 dB) .

	Airfoil type	X center	Y center	Z center	Rmax, Rmin
Main rotor	NACA23012	1.018	0	0.6364	2,0.44
Tail rotor	NACA0012	3.458	-0.171	0.732	0.3805,0.1395
Helicopter pitch = -3.8(Degrees)					

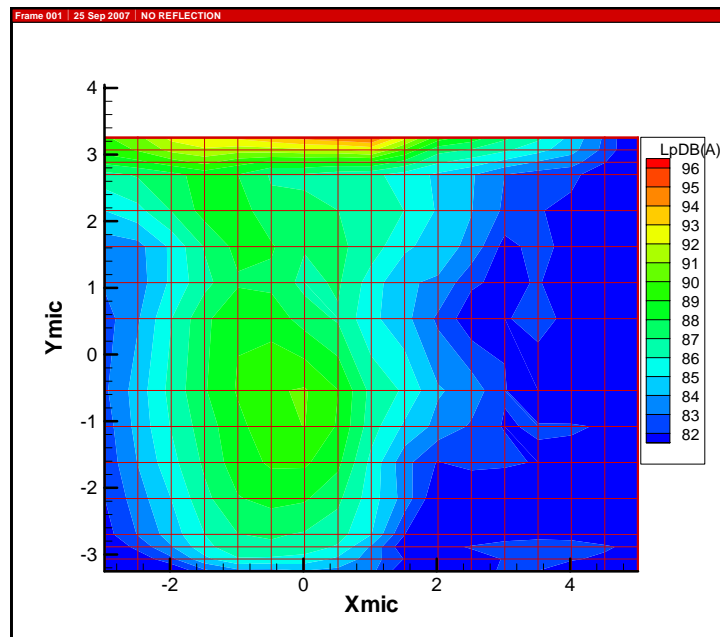
Πίνακας 5 : Χαρακτηριστικά περίπτωσης ID#13_4

ID#13_4 Main Rotor

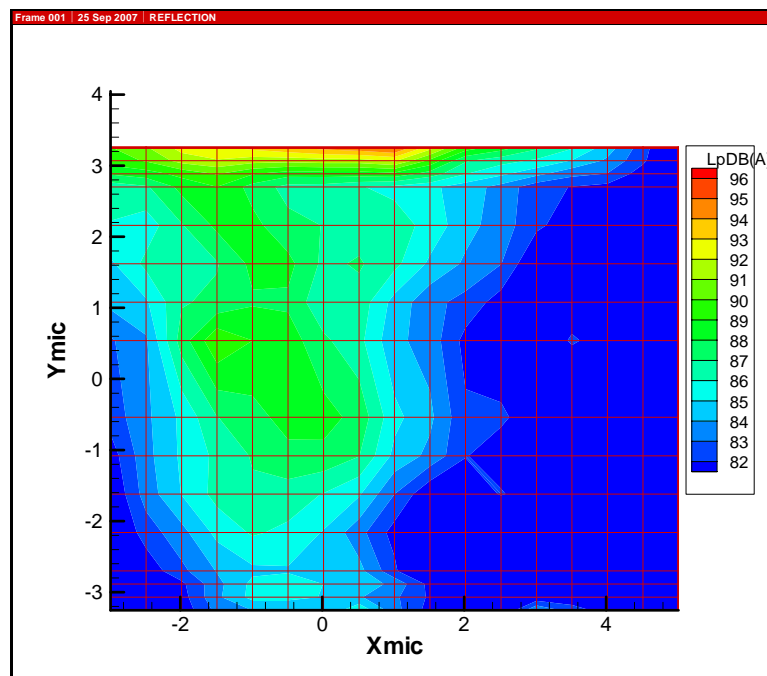
Επίπεδο ψευδοπηγών κυρίως δρομέα .



Επίπεδο παρατηρητών χωρίς κέλυφος , μόνο MR .

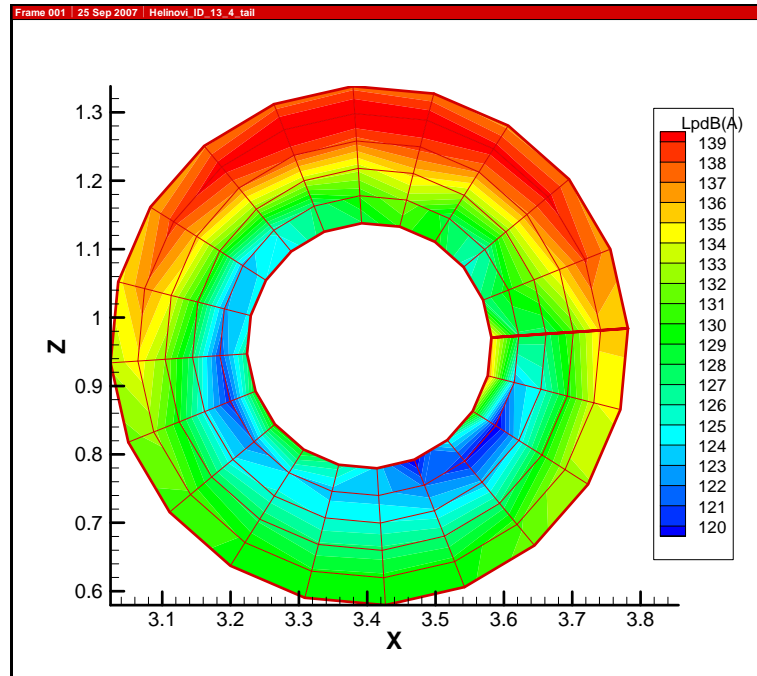


Επίπεδο παρατηρητών με κέλυφος , μόνο MR .

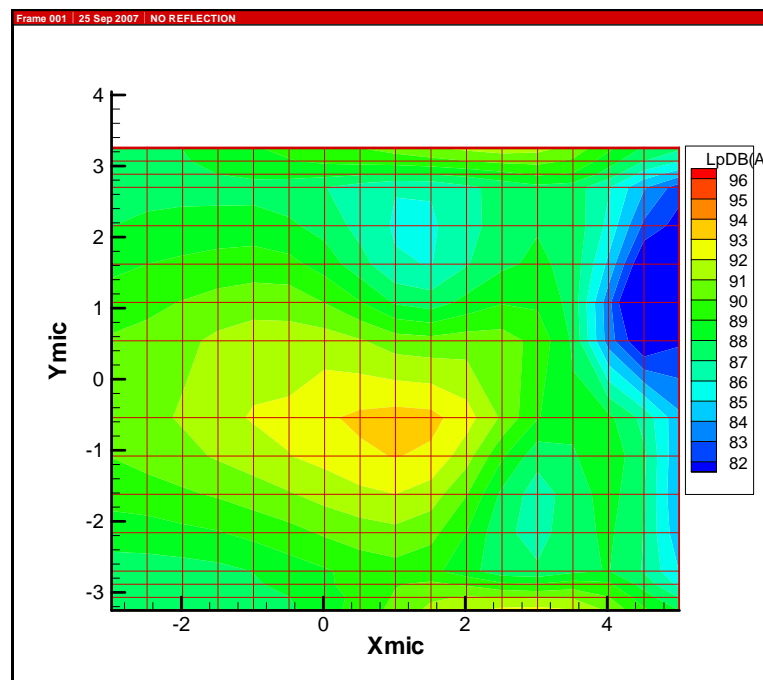


ID#13_4 Tail Rotor

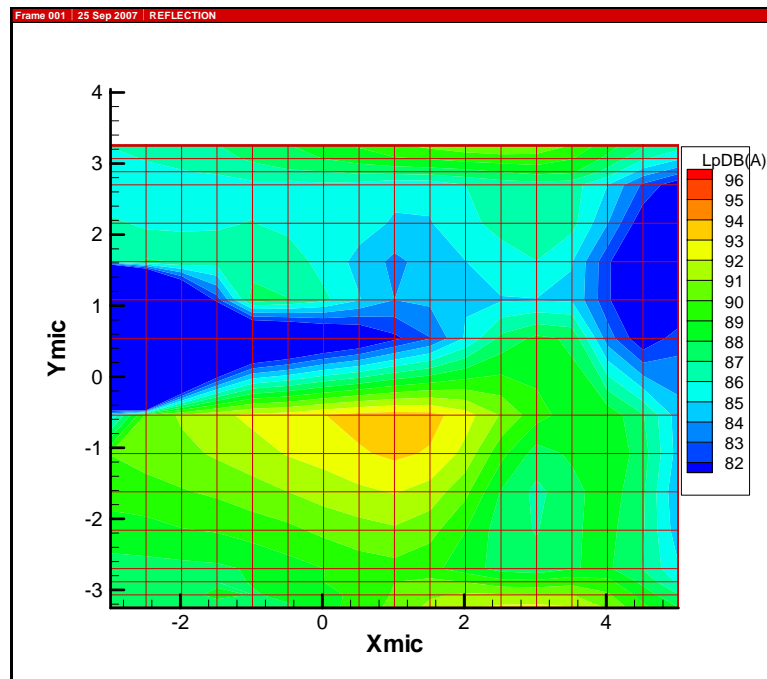
Επίπεδο ψευδοπηγών ουραίου δρομέα .



Επίπεδο παρατηρητών χωρίς κέλυφος , μόνο TR .

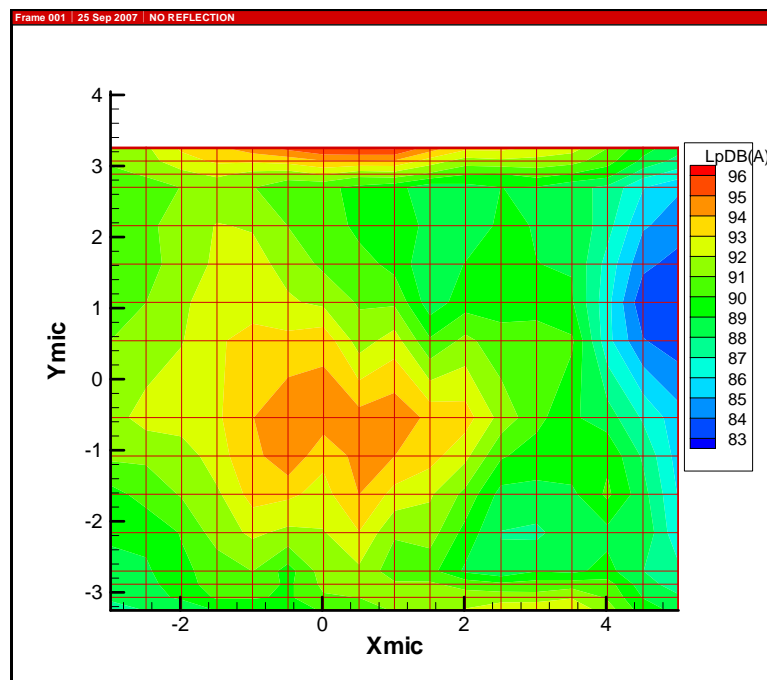


Επίπεδο παρατηρητών με κέλυφος , μόνο TR .

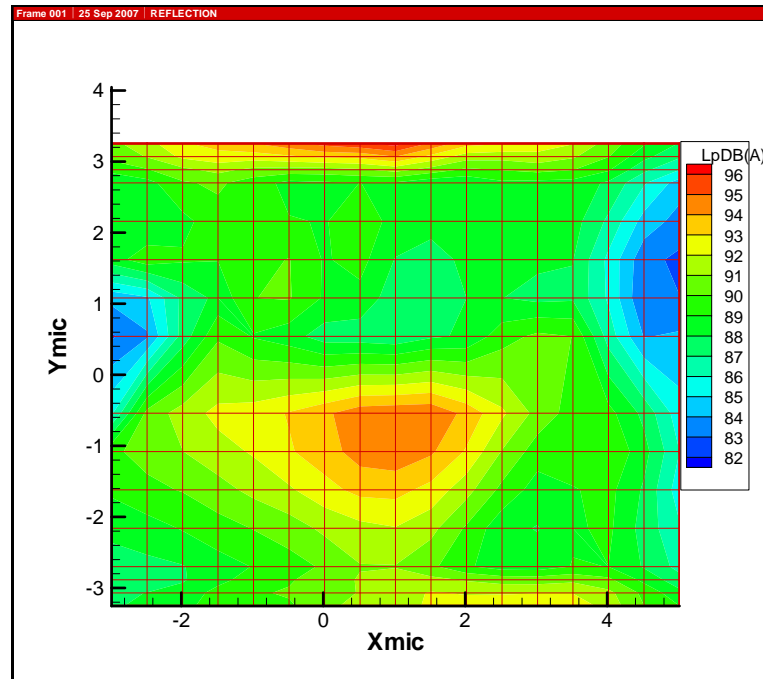


ID#13_4 Total

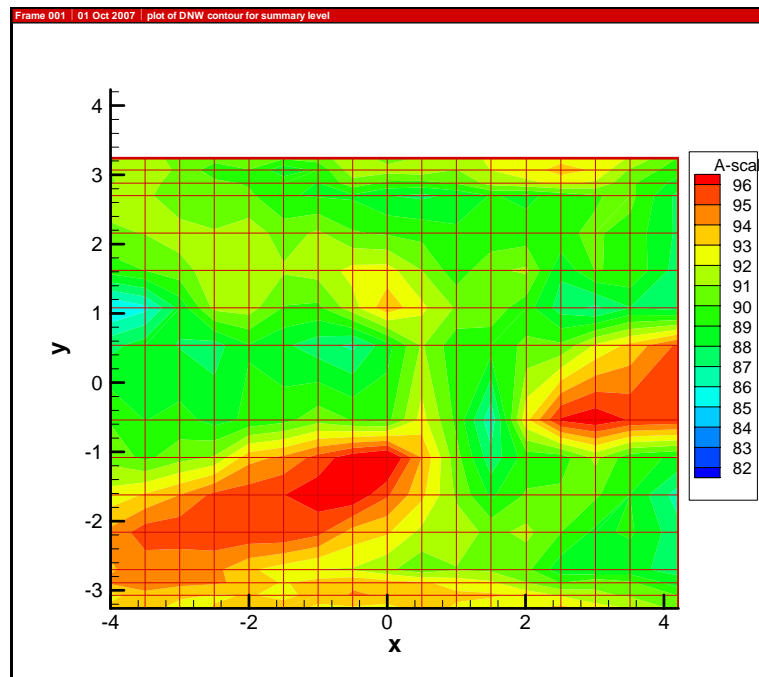
Επίπεδο παρατηρητών χωρίς κέλυφος MR και TR.



Επίπεδο παρατηρητών με κέλυφος , MR και TR.



Πειραματικά αποτελέσματα από HELINOVI.



4.3.5 Παρατηρήσεις

Σε αυτό το σημείο θα γίνει περιγραφή των παρατηρήσεων των απεικονίσεων του ήχου σε κάθε περίπτωση και εξήγηση της φυσικής σημασίας των μεταβολών με και χωρίς την ύπαρξη του κελύφους .

Στις περιπτώσεις ID_2 και ID_13_2 τον κύριο ρόλο στην παραγωγή ήχου φαίνεται ότι διαδραματίζει ο ουραίος δρομέας και όχι ο κυρίως. Παρόλα αυτά όσον αφορά τον κύριο δρομέα και στις δύο περιπτώσεις η προσθήκη του κελύφους στους υπολογισμούς δημιουργεί μείωση στην απεικόνιση του ήχου σε σχέση με τις προηγούμενες προλέξεις. Τόσο στις απεικονίσεις του ήχου για ουραίο δρομέα μόνο όσο και στις συνολικές παρατηρείται μικρή αύξηση στον έναν από τους δύο λοβούς και αρκετή μείωση στον άλλο . Αυτό είναι αναμενόμενο αφού ο ουραίος δρομέας βρίσκεται στην αριστερή πλευρά του κελύφους , οπότε η αύξηση οφείλεται στις αντανακλάσεις και η μείωση στην ύπαρξη του κελύφους που εμποδίζει τον ήχο να φθάσει σε εκείνους τους παρατηρητές . Αξίζει να σημειωθεί ότι η ύπαρξη της ‘μπλε’ περιοχής οφείλεται και πάλι στην ύπαρξη του κελύφους που εμποδίζει την οπτική επαφή του ουραίου δρομέα με τους παρατηρητές της συγκεκριμένης περιοχής. Η περιοχή αυτή παρατηρείται και στα πειραματικά αποτελέσματα(στην περίπτωση ID_2 τα πειραματικά αποτελέσματα είναι για TR μόνο). Σε σχέση με το πείραμα δεν παρατηρείται σημαντική βελτίωση των προλέξεων. Γενικά πάντως η προσθήκη του κελύφους στους υπολογισμούς δημιουργεί μείωση στα επίπεδα του ήχου για τις δύο αυτές περιπτώσεις .

Στην περίπτωση ID_13_4 ,όπου δεν είναι σαφές ποιος δρομέας έχει τη μεγαλύτερη συνεισφορά , παρατηρείται μείωση των επιπέδων του ήχου και για τον ουραίο δρομέα και για τον κυρίως δρομέα και στο σύνολο, λόγω της προσθήκης του κελύφους στους υπολογισμούς . Αξίζει να αναφερθεί η έντονη ‘μπλε’ περιοχή στην περίπτωση του ουραίου δρομέα που οφείλεται στην αποκοπή της οπτικής επαφής με τη συγκεκριμένη περιοχή από το κέλυφος. Γενικά η προσθήκη του κελύφους δημιουργεί μείωση και σε αυτή την περίπτωση σε σχέση με τις προηγούμενες προλέξεις. Σε σχέση με το πείραμα βελτίωση αποτελεί η εμφάνιση περιοχής χαμηλών επιπέδων θορύβου στα αριστερά της απεικόνισης .

Στην περίπτωση ID_5 φαίνεται ότι βασικό ρόλο έχει ο κυρίως δρομέας . Με την προσθήκη του κελύφους στους υπολογισμούς τα επίπεδα του ήχου αυξάνονται ελαφρά στις περιπτώσεις του κυρίως δρομέα και του συνολικού. Αξίζει να σημειωθεί ότι οι αντανακλάσεις φαίνονται να είναι σημαντικές σε αυτή την περίπτωση προκαλώντας εξάπλωση των περιοχών που εμφανίζονται τα μέγιστα επίπεδα. Αυτό οφείλεται στο γεγονός ότι η περίπτωση αυτή είναι κάθοδος και το κέλυφος του ελικοπτέρου πλησιάζει προς τους παρατηρητές, έχοντας σαν αποτέλεσμα τη μείωση της απόστασης που διανύει ο ανακλώμενος ήχος και την αύξηση των ανακλάσεων που καταλήγουν στους παρατηρητές. Στην περίπτωση του ουραίου δρομέα υπάρχει μείωση χωρίς όμως να έχει

σημαντική επίδραση στο σύνολο. Γενικά σε αυτή την περίπτωση η προσθήκη του κελύφους προκαλεί εξάπλωση των περιοχών των μέγιστων επιπέδων του ήχου . Σε σχέση με τα πειραματικά αποτελέσματα παρατηρείται βελτίωση της μορφής της απεικόνισης των προλέξεων αλλά τα επίπεδα του θορύβου παραμένουν υψηλότερα από τα πειραματικά .

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 5

Αποτίμηση – Συμπεράσματα – Προοπτικές

5.1 Αποτίμηση της εργασίας – Συμπεράσματα

Η παρούσα εργασία έθεσε ως στόχο την ανάπτυξη υπολογιστικού εργαλείου ικανού να αντιμετωπίσει το πλήρες ελικόπτερο , δηλαδή να λάβει υπ'όψιν το κέλυφος του ελικοπτέρου, και να συμβάλλει στην κατανόηση των φυσικών μηχανισμών που αναπτύσσονται .

Για την επίτευξη του στόχου αυτού αναπτύχθηκε αριθμητική μέθοδος για την ένταξη της γεωμετρίας του κελύφους στο αεροακουστικό πρόβλημα . Συγκεκριμένα δημιουργήθηκε η μέθοδος των ψευδοπηγών και της κατευθυντικότητας τους και επιλύθηκαν διάφορα γεωμετρικά προβλήματα .

Στα πλαίσια της παρούσας εργασίας πραγματοποιήθηκε εφαρμογή του υπολογιστικού εργαλείου , το οποίο εντάσσει το κέλυφος στο αεροακουστικό πρόβλημα ,σε διάφορες περιπτώσεις του φακέλου πτήσης του ελικοπτέρου .

Τα συμπεράσματα που προέκυψαν είναι :

- Το υπολογιστικό εργαλείο μπορεί να εφαρμοστεί για διαφορετικές γεωμετρίες κελύφους και δρομέων και σε διαφορετικές περιπτώσεις του φακέλου πτήσης του ελικοπτέρου .
- Σε όλες τις περιπτώσεις η επιρροή του κελύφους στο τελικό αποτέλεσμα είναι σχετικά μικρή .
- Στις περιπτώσεις οριζόντιας πτήσης η προσθήκη του κελύφους στους υπολογισμούς προκαλεί μείωση των επιπέδων του ήχου σε σχέσεις με τις πρότερες προλέξεις.
- Στην περίπτωση της καθόδου η προσθήκη του κελύφους στους υπολογισμούς προκαλεί εξάπλωση των περιοχών των μέγιστων επιπέδων ήχου των μέχρι τώρα προλέξεων.
- Η προσθήκη του κελύφους στους υπολογισμούς βελτιώνει ελαφρώς τις απεικονίσεις που λαμβάνουμε , σε σχέση με τα πειραματικά αποτελέσματα . Παρόλα αυτά συμπεραίνουμε ότι το πρόβλημα ταύτισης των προλέξεων με τις πειραματικές μετρήσεις οφείλεται στον τρόπο υπολογισμού των ακουστικών πιέσεων και όχι στην παρουσία ή μη του κελύφους .

5.2 Προτάσεις για μελλοντική έρευνα

Με βάση την αποτίμηση και τα συμπεράσματα της εργασίας τα σημεία που επιδέχονται περαιτέρω διερεύνηση είναι :

- Η εφαρμογή σε κινούμενες πηγές με διαφορετική διακριτοποίηση του κελύφους .
- Η επίλυση με παράλληλη επεξεργασία .
- Η μετατροπή των ευθύγραμμων ακτινών μεταφοράς του ήχου σε καμπύλες ώστε να λαμβάνεται υπ'όψιν η επίδραση της ταχύτητας του αέρα .
- Η θεώρηση του κελύφους ως πραγματικό αντικείμενο , δηλαδή θα μπορούσε να ληφθεί υπ'όψιν το υλικό από το οποίο είναι φτιαγμένο το κέλυφος. Έτσι κατά την αντανάκλαση θα ένα ποσοστό της ισχύος του ήχου θα απορροφάται και ένα ποσοστό θα αντανακλάται.

Βιβλιογραφία

- Πόθου,.(1997) .Ανάλυση αεροδυναμικού θορύβου σε περιστρεφόμενους δρομείς.
Διδακτορική Διατριβή , Τμήμα Μηχανολόγων Μηχανικών Ε.Μ.Π.
- Προσπαθόπουλος , Μ.Ιωάννης (2002) . Διάδοση Ακουστικών Διαταραχών στο
Ατμοσφαιρικό Περιβάλλον και Εφαρμογή στην πρόλεξη του Θορύβου
από Ανεμογεννήτριες.
- Τριάντος, . (2002).Αεροδυναμική και Αεροακουστική Ανάλυση Δρομέων
Ελικοπτερών . Διδακτορική Διατριβή , Τμήμα Μηχανολόγων Μηχανικών
Ε.Μ.Π.
- Baeder, J.D. McCroskey, W.J. and Srinivasan, G.R.(1986). Acoustic Propagation
Using Computational Fluid Dynamics. 42nd Annual Forum of the
American Helicopter Society.
- Baeder, J.D.(1987). Computation of Non-Linear Acoustics in Two-Dimensional
Blade-Vortex Interactions. 13th European Rotorcraft Forum.
- Brentner, K.S.(1986). Prediction of Helicopter Rotor Discrete Frequency Noise.
NASA .
- Brentner, K.S.(1996). Numerical Algorithms for Acoustic Integrals - The Devil is
in the Details. 2nd AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference.
- Burley, C.L. and Tadghighi, H.(1994). Importance of High Accuracy Blade Motion
and Airloads Predictions in Acoustic Analysis. 50th Annual Forum
American Helicopter Society.
- Brentner, K.S. and Farassat, F.(1998). An Analytical Comparison of the Acoustic
Analogy and Kirchhoff Formulation for Moving Surfaces. AIAA Journal
- Brentner, K.S.(2000). Modeling Aerodynamically Generated Sound: Recent
Advances in Rotor Noise Prediction. 38th Aerospace Sciences Meeting &
Exhibit.
- Cansdale, J.T. Marshall, R.J. and Thompson, P.A.(1984). Tests on a new

Dynamically Scaled Model Rotor in the RAE 24ft Wind Tunnel. 10th EUROPEAN ROTRCRAFT FORUM.

- Farassat, F.(1975). Theory of Noise Generation From Moving Bodies With Application to Helicopter Rotors. NASA.
- Farassat, F. and Succi, G.P.(1980). A review of propeller discrete frequency noise prediction technology with emphasis on two current methods for time domain calculations. Journal of Sound and Vibration.
- Farassat, F. and Tadghighi, H.(1990). Can Shock Waves on Helicopter Rotors Generate Noise? A study of the Quadrupole Source. 46th Annual Forum of the American Helicopter Society .
- Farassat, F. Brentner, K.S. and Dunn, M.H.(1998). A Study of Supersonic Surface Sources - The Ffowcs Williams-Hawkings Equation and the Kirchhoff Formula. 4th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference
- Feowcs Williams, J.E. and Hawkings, D.L.(1969). Sound Generation by Turbulence and Surfaces in arbitrary Motion. Philosophical Transactions of the Royal Society of London.
- Gallman, J.M.(1990). The Validation and Application of a Rotor Acoustic Prediction Computer Program. Army Science Conference.
- Goldstein, M.E.(1976) . Aeroacoustics. McGraw-Hill
- Hawkings, D.L. and Lowson, M.V.(1974). Theory of open supersonic rotor noise. Journal of Sound and Vibration .
- Ianniello, S.(1998). An Algorithm to Integrate the Ffowcs Williams-Hawkings Equation on a Rotating, Supersonic Domain. AIAA paper 98-2378
- Ianniello, S.(1999). Quadrupole Noise Predictions Through the FW-H Equation. AIAA Journal.
- Imbert, R. and Thibert, J.J.(1984). Experimental Investigation of the Sweep Effects on a Helicopter Blade Tip. 10th EUROPEAN ROTRCRAFT FORUM
- Jou, H-W.(1979). Supersonic propeller noise in a uniform flow.AIAA
- Lewy, S. and Caplot, M.(1984) Review of some theoretical and experimental studies on helicopter rotor noise.

- Lighthill, M.J.(1952). On Sound Generated Aerodynamically. I. General Theory. Proceeding of Royal Society .
- Lighthill, M.J.(1954). On Sound Generated Aerodynamically. II. Turbulence as a source of sound. Proceeding of Royal Society.
- Lyrintzis, A.S. and George, A.R.(1989). Far-Field Noise of Transonic Blade Vortex Interactions. Journal of American Helicopter Society
- Lyrintzis, A.S Xue, Y. and Kilaras, M.S.(1989). A Prediction of High Speed Rotor Noise using a Rotating Kirchhoff Formulation. AIAA 32nd Aerospace Science Meeting.
- Lyrintzis, A.S.(1995). The use of Kirchhoff's method in rotorcraft Aeroacoustics. AGARD CONFERENCE .
- Morgans A.S. , Karabasov S.A. ,Douling A.P. ,Hynes T.P. (2005) . Transonic Helicopter Noise . AIAA Vol .43 , No. 7
- Morse, P.M and Feshbach, H.(1953) Methods of theoretical Physics. McGraw-Hill
- Pike,A. and Leverton,J.(1998) . Understanding helicopter noise on design and operation . 24th EUROPEAN ROTORCRAFT FORUM . paper AC03
- Pierce , Allan D.(1981) . Acoustics – An introduction to its Physical Principles and Applications . McGraw – Hill Book Company , United States of America .
- Purcell, T.W.(1989) . A Prediction of High Speed Rotor Noise. AIAA 12th Aeroacoustics Conference.
- Singer, B.A. Brentner, K.S. et al(1999). Simulation of Acoustic Scattering from a Traoling Edge. AIAA Paper 99-0231
- Schmitz, F.H and Yu, Y.H.(1986). Helicopter impulsive noise: Theoretical and experimental status. Journal of Sound and Vibration .
- Splettstoesser, W.R. Junker, B. et al.(1993) The HELINOISE Aeroacoustic Rotor Test in the DNW - Test Documentation and Representative Results.DLR
- Splettstoesser, W.R. Kube, R. et al(1995). Higher Harmonic Contral Aeroacoustic Rotor Test (HART) - Test Documentation and Representative Results.DLR
- Splettstoesser, W.R. et al(1994) Experimental Results of the Eutopean Helinoise

Aeroacoustic Rotor Test in the DNW . 19th EUROPEAN ROTRCRAFT FORUM.

Straub, F.K. Johnston, R.A. and Head, R.E.(1984) . Design and Development of a Dynamically Scaled Model AH-64 Main Rotor. 10th EUROPEAN ROTRCRAFT FORUM

Succi, G.P.(1979). Design of quiet efficient propellers. Society of Automotive Engineers .

Tadghighi, H. Holz, R. et al(1991). Development of Shock Noise Prediction Code for Hgh Speed Helicopters - the Subsonically Moving Shock. 47th Annual Forum of the American Helicopter Society.

Tadghighi, H. Hassan, A.A. and Charles, B.(1992) . Prediction of Blade-Vortex Interaction Noise Using Airloads Generated by a Finite-Difference Technique. Journal of American Helicopter Society.

Triantos, D.G and Voutsinas, S.G(1999). Aeroacoustics of Full Helicopter Configurations using Vortex Particle approximation. CEAS Forum on Aeroacoustics of Rotors and Propellers.

Wagner , Bareiss ,Guidati (1996) . Wind Turbine Noise . Springer -Verlay Berlin Heidelberg , Germany

Woan, C.J. and Gregorek, G.M.(1978). The exact numerical calculation of propeller noise.AIAA.

Xue, Y. and Lyrintzis, A.S.(1994) . Rotating Kirchhoff Formulation for 3-D Transonic BVI Noise for a Hovering Rotor. AIAA Journal

Yu, Y.H. Gmelin, B. et al(1994) . HHC Aeroacoustic Rotor Test at the DNW – The Joint German French US HART Project . 20th EUROPEAN ROTRCRAFT FORUM.