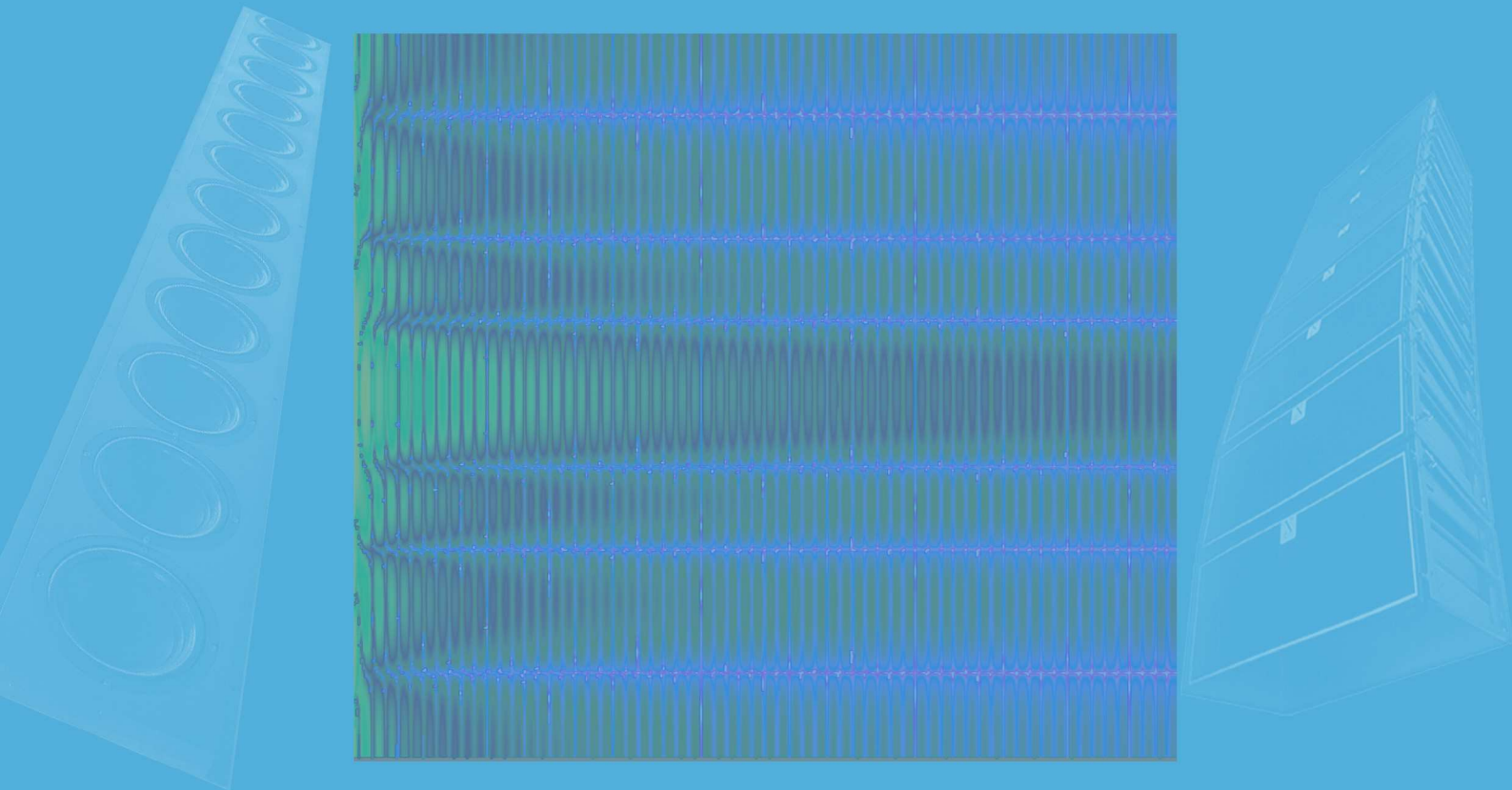


**ΤΜΗΜΑ ΜΟΥΣΙΚΗΣ ΤΕΧΝΟΛΟΓΙΑΣ ΚΑΙ ΑΚΟΥΣΤΙΚΗΣ
ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ ΡΕΘΥΜΝΟΥ
ΤΕΙ ΚΡΗΤΗΣ**



ΠΤΥΧΙΑΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ

**ΘΕΩΡΗΤΙΚΑ ΜΟΝΤΕΛΑ ΣΕΙΡΙΑΚΩΝ
ΔΙΑΤΑΞΕΩΝ ΗΧΗΤΙΚΩΝ ΠΗΓΩΝ**



ΦΟΙΤΗΤΗΣ: ΑΝΘΗΣ ΜΙΧΑΛΗΣ

ΕΠΙΒΛΕΠΩΝ: ΚΟΥΖΟΥΠΗΣ ΣΠΥΡΟΣ

ΡΕΘΥΜΝΟ 2008

ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΑ

ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΑ	2
ΠΕΡΙΛΗΨΗ	4
ABSTRACT	5
ΕΥΧΑΡΙΣΤΙΕΣ	6
ΕΙΣΑΓΩΓΗ	7
1 ΧΡΗΣΙΜΗ ΟΡΟΛΟΓΙΑ	12
1.1 ΣΕΙΡΙΑΚΗ ΔΙΑΤΑΞΗ ΗΧΗΤΙΚΩΝ ΠΗΓΩΝ (LINE ARRAY)	12
1.2 ΑΠΟΣΤΑΣΗ ΜΕΤΑΞΥ ΤΩΝ ΠΗΓΩΝ	12
1.3 ΔΕΙΚΤΗΣ ΚΑΤΕΥΘΥΝΤΙΚΟΤΗΤΑΣ	13
1.4 ΗΧΗΤΙΚΟ ΣΥΣΤΗΜΑ	13
1.5 ΚΥΛΙΝΔΡΙΚΗ ΣΥΜΜΕΤΡΙΑ	13
1.6 ΚΑΘΕΤΗ ΚΑΙ ΟΡΙΖΟΝΤΙΑ ΔΙΑΣΠΟΡΑ.....	14
1.7 ΚΡΙΣΙΜΗ ΑΠΟΣΤΑΣΗ	14
1.8 ΡΥΘΜΙΣΗ ΤΟΥ ΕΥΡΟΥΣ ΤΗΣ ΔΕΣΜΗΣ.....	14
1.9 ΚΑΘΟΔΗΓΗΣΗ ΤΗΣ ΗΧΗΤΙΚΗΣ ΔΕΣΜΗΣ.....	15
1.10 ΛΟΒΟΙ.....	15
1.11 ΕΠΙΔΡΑΣΗ ΤΟΥ ΜΗΚΟΥΣ ΤΗΣ ΣΕΙΡΙΑΚΗΣ ΔΙΑΤΑΞΗΣ	16
1.12 ΠΟΛΙΚΗ ΑΠΟΚΡΙΣΗ.....	16
1.13 ΣΦΑΙΡΙΚΗ ΣΥΜΜΕΤΡΙΑ	16
2 ΔΙΑΦΟΡΑ ΕΙΔΗ ΣΕΙΡΙΑΚΩΝ ΓΡΑΜΜΙΚΩΝ ΗΧΗΤΙΚΩΝ ΔΙΑΤΑΞΕΩΝ	17
2.1 ΕΥΘΥΓΡΑΜΜΗ ΣΕΙΡΙΑΚΗ ΗΧΗΤΙΚΗ ΔΙΑΤΑΞΗ ΠΗΓΩΝ (LINE ARRAY)	17
2.2 ΣΕΙΡΙΑΚΗ ΗΧΗΤΙΚΗ ΔΙΑΤΑΞΗ ΠΗΓΩΝ ΣΧΗΜΑΤΟΣ ΤΟΞΟΥ (CURVED ARRAY).....	18
2.3 ΣΕΙΡΙΑΚΗ ΗΧΗΤΙΚΗ ΔΙΑΤΑΞΗ ΠΗΓΩΝ ΣΧΗΜΑΤΟΣ “J” (“J” ARRAY)	18
2.4 ΣΠΕΙΡΟΕΙΔΗΣ ΣΕΙΡΙΑΚΗ ΗΧΗΤΙΚΗ ΔΙΑΤΑΞΗ (SPIRAL ARRAY)	19
2.5 ΕΣΩΤΕΡΙΚΗ ΔΟΜΗ ΚΑΙ ΠΕΡΙΟΡΙΣΜΟΙ ΤΩΝ ΣΕΙΡΙΑΚΩΝ ΓΡΑΜΜΙΚΩΝ ΗΧΗΤΙΚΩΝ ΔΙΑΤΑΞΕΩΝ.	19
3 ΜΟΝΤΕΛΑ ΑΠΛΩΝ ΠΗΓΩΝ	22
3.1 ΚΑΤΕΥΘΥΝΤΙΚΟΤΗΤΑ : ΟΡΙΣΜΟΣ ΚΑΙ ΒΑΣΙΚΕΣ ΕΝΝΟΙΕΣ	22
3.2 ΜΟΝΟΠΟΛΟ.....	26
3.3 ΜΟΝΟΠΟΛΟ ΤΟΠΟΘΕΤΗΜΕΝΟ ΠΑΝΩ ΣΕ ΑΚΑΜΠΤΟ ΕΠΙΠΕΔΟ.....	27
3.4 ΑΚΤΙΝΟΒΟΛΙΑ ΑΠΟ ΕΠΙΠΕΔΟ ΚΥΚΛΙΚΟ ΠΙΣΤΟΝΙ ΜΕΣΑ ΣΕ ΑΠΕΡΑΝΤΟ ΤΟΙΧΟ	29
3.4.1 Απόκριση κατά τον ακουστικό άξονα	30
3.4.2 Μακρινό πεδίο.....	32
3.5 ΔΙΠΟΛΟ	36
3.6 ΔΙΑΤΑΞΗ ΔΥΟ ΔΙΑΚΡΙΤΩΝ ΣΗΜΕΙΑΚΩΝ ΠΗΓΩΝ	37
3.7 ΤΕΤΡΑΠΟΛΟ	41
3.8 ΤΕΤΡΑΠΟΛΟ ΠΛΕΥΡΙΚΗΣ ΔΙΑΤΑΞΗΣ	41
3.9 ΤΕΤΡΑΠΟΛΟ ΣΕ ΣΕΙΡΑ.....	42
4 ΣΥΝΕΧΗΣ ΓΡΑΜΜΙΚΗ ΠΗΓΗ ΠΕΠΕΡΑΣΜΕΝΟΥ ΜΗΚΟΥΣ	43
4.1 ΒΑΣΙΚΗ ΘΕΩΡΙΑ	43
4.2 ΠΟΛΙΚΗ ΑΠΟΚΡΙΣΗ ΣΥΝΕΧΟΥΣ ΓΡΑΜΜΙΚΗΣ ΠΗΓΗΣ	46
4.2.1 Απλή συνεχής γραμμική πηγή.....	46
4.2.2 Συνεχής γραμμική πηγή σχήματος τόξου (curved line source).....	49
4.2.3 Συνεχής γραμμική πηγή σχήματος “J” (“J” line source)	52
4.2.4 Συνεχής γραμμική σπειροειδής πηγή (spiral line source).....	56
4.3 ΑΠΟΚΡΙΣΗ ΣΥΝΕΧΟΥΣ ΓΡΑΜΜΙΚΗΣ ΠΗΓΗΣ ΣΥΝΑΡΤΗΣΕΙ ΤΗΣ ΑΠΟΣΤΑΣΗΣ	60
4.3.1 Απλή συνεχής γραμμική πηγή.....	60
4.3.2 Συνεχής γραμμική πηγή σχήματος τόξου	66

4.3.3	Συνεχής γραμμική πηγή σχήματος "J"	69
4.3.4	Συνεχής γραμμική σπειροειδής πηγή.....	71
4.4	ΛΟΒΟΙ ΚΑΙ ΔΕΣΜΟΙ ΚΑΤΑ ΤΗΝ ΑΚΤΙΝΟΒΟΛΙΑ ΑΠΛΩΝ ΣΥΝΕΧΩΝ ΓΡΑΜΜΙΚΩΝ ΠΗΓΩΝ	72
4.5	ΚΕΝΑ ΠΑΝΩ ΣΕ ΜΙΑ ΑΠΛΗ ΣΥΝΕΧΗ ΓΡΑΜΜΙΚΗ ΠΗΓΗ	73
4.6	ΓΩΝΙΑ ΥΠΟΔΙΠΛΑΣΙΑΣΜΟΥ ΗΧΗΤΙΚΗΣ ΣΤΑΘΜΗΣ ΠΙΕΣΗΣ (QUARTER POWER ANGLE)	76
4.7	ΣΥΝΕΧΗΣ ΓΡΑΜΜΙΚΗ ΠΗΓΗ ΜΕ ΚΑΤΑΝΕΜΗΜΕΝΗ ΣΤΙΒΑΡΟΤΗΤΑ (TAPERED LINE SOURCE)	78
5	ΓΡΑΜΜΙΚΗ ΔΙΑΤΑΞΗ ΔΙΑΚΡΙΤΩΝ ΠΗΓΩΝ	82
5.1	ΜΟΝΤΕΛΟ ΗΧΗΤΙΚΟΥ ΠΕΔΙΟΥ (ΜΑΚΡΙΝΟ ΠΕΔΙΟ).....	82
5.2	ΜΟΝΤΕΛΟ ΗΧΗΤΙΚΟΥ ΠΕΔΙΟΥ (ΕΓΚΥΡΟ ΓΙΑ ΚΑΘΕ ΑΠΟΣΤΑΣΗ).....	92
5.3	ΓΡΑΜΜΙΚΗ ΔΙΑΤΑΞΗ ΚΑΤΕΥΘΥΝΤΙΚΩΝ ΠΗΓΩΝ: ΘΕΩΡΗΜΑ ΓΙΝΟΜΕΝΟΥ	98
	ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ.....	99
	ΠΡΟΤΑΣΕΙΣ ΓΙΑ ΠΕΡΑΙΤΕΡΩ ΕΡΕΥΝΑ	101
	ΑΝΑΦΟΡΕΣ	102
	ΓΕΝΙΚΗ ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ	103

ΠΕΡΙΛΗΨΗ

Σκοπός της εργασίας αυτής είναι να περιγράψει και να αναλύσει, μέσω θεωρητικών μαθηματικών μοντέλων, ηχητικές πηγές που βρίσκονται σε σειριακές διατάξεις διαφορετικών σχηματισμών καθώς και τον τρόπο λειτουργίας των πηγών αυτών. Η πρώτη προσέγγιση γίνεται μέσω της θεωρίας των συνεχών γραμμικών πηγών ενώ η δεύτερη μέσω του μοντέλου της γραμμικής διάταξης διακριτών πηγών. Και για τις δύο θεωρίες τα αποτελέσματα περιγράφονται μέσω γραφημάτων και πολικών διαγραμμάτων, τα οποία καλύπτουν ένα αρκετά μεγάλο αριθμό παραμέτρων. Επίσης, γίνεται η προσπάθεια να συμπεριληφθούν και κάποιοι παράγοντες τους οποίους συναντάμε στη πράξη, έτσι ώστε να μειώσουμε τα σφάλματα των αποτελεσμάτων. Η επεξεργασία σήματος, η εισαγωγή χρόνων καθυστέρησης (αλλαγή της φάσης) και η μέτρηση του πεδίου για πολύ κοντινές αποστάσεις από τη πηγή, αποτελούν κάποιους από τους σημαντικότερους παράγοντες κατά την εκπομπή μιας τέτοιας πηγής. Τέλος, συγκρίνουμε τις δύο διαφορετικές προσεγγίσεις, αλλά και τα διάφορα είδη σειριακών διατάξεων ηχητικών πηγών που μπορούν να υπάρξουν και να λειτουργούν αποδοτικά σε πρακτικές εφαρμογές. Έτσι μπορούμε να τα κατηγοριοποιήσουμε ανάλογα με το ηχητικό σύστημα και το χώρο που θα αποδίδουν καλύτερα, αν και είναι γενικά αποδεκτό ότι τέτοιου είδους πηγές χρησιμοποιούνται κατά κόρον σε μεγάλους χώρους.

ABSTRACT

Aim of this project, is to describe and also analyze, through theoretical mathematical models, sound sources that aligning in a line array form in a variety of configurations. First approach take place through the theory of continuous line sources while the second one through the theory of line discrete elements. For both theories, the results are shown through graphs and polar plots, which cover a big number of parameters. Furthermore, is getting an attempt of including data that coming across in the real world, so that errors results are reduced. Signal processing, time delay introduction (phase alteration) and calculation of pressure at very close, to the source, distances, are some of the most important parameters in sound radiation of a source. At last, we compare those two different theories. We also compare a variety of line arrays that can occur today and have good performance in live applications. In that way, we can categorize those sources according to the sound system and the place that these sources will perform better. Although, its generally accepted that line arrays are mostly used in big arenas.

ΕΥΧΑΡΙΣΤΙΕΣ

Θα ήθελα να εκφράσω τις θερμές ευχαριστίες μου στον κ. Κουζούπη Σπύρο, για την επιλογή του θέματος της πτυχιακής, για την επίβλεψη της εργασίας και τις πολύτιμες υποδείξεις του καθ' όλη τη διάρκεια της ολοκλήρωσής της.

ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Τα τελευταία χρόνια η χρήση των σειριακών διατάξεων πηγών (line arrays) γίνεται όλο και πιο διαδεδομένη στα ηχητικά συστήματα που χρησιμοποιούνται για τον συναυλιακό ήχο. Αυτό οφείλεται στα ιδιαίτερα χαρακτηριστικά που έχουν οι ηχητικές αυτές διατάξεις, όπως η στενή κάθετη πολική απόκριση, ο υψηλός δείκτης κατευθυντικότητας και η πιο ομαλή οριζόντια κάλυψη συγκριτικά με τις οριζόντιες διατάξεις πηγών.

Οι διατάξεις αυτές πρωτοεμφανίστηκαν στα μισά περίπου του προηγούμενου αιώνα περισσότερο σαν απλές κάθετες συστοιχίες μεγαφώνων με συχνοτικό εύρος αυτό ανθρώπινης φωνής¹. Το 1957 ο Harry F. Olson ήταν ο πρώτος που δημοσίευσε μια εκτεταμένη και αρκετά σημαντική έρευνα με αντικείμενο τις γραμμικές διατάξεις ηχείων στο έργο του “Acoustical Engineering”. Οι διατάξεις που σχεδιάζονταν τότε χρησιμοποιούνταν περισσότερο σε χώρους ομιλιών



Εικόνα 1: Harry F. Olson

υψηλής αντήχησης. Η κάθετη (προς το σημείο παρατήρησης) και περιορισμένου εύρους γωνία ηχητική δέσμη που έκπεμπαν, συνεπάγονταν ότι μπορούσαν οι χειριστές να το εγκαταστήσουν με τέτοιο τρόπο ώστε να κατευθύνουν τον ήχο μόνο σε χρήσιμα γι' αυτούς σημεία. Έτσι μπορούσαν να αποφύγουν τις διάφορες ανακλαστικές επιφάνειες, οι οποίες δημιουργούσαν ενοχλητικές ανακλάσεις του αρχικού ήχου. Αυτό έκανε το λόγο του ομιλητή πιο καθαρό και κατανοητό σε μεγάλες αποστάσεις. Με άλλα λόγια, πρόσδιδαν μεγάλες τιμές στο δείκτη κατευθυντικότητας. Όμως τα εσωτερικά χαρακτηριστικά των μετατροπέων (μεγαφώνων) από τους οποίους αποτελούνταν οι διατάξεις αυτές καθώς και η έλλειψη εξοπλισμού, όσον αφορά την επεξεργασία σήματος, στάθηκαν αρκετές για να τις κρατήσουν στο περιθώριο για κάποια ακόμα χρόνια.

Τις δεκαετίες του '70 και του '80 τα περισσότερα μεγάλης κλίμακας ηχητικά συστήματα αποτελούνταν από οριζόντιες συστοιχίες (πολυκαμπινών) ηχείων, τα υλικά μέρη των οποίων ή κατασκευάζονταν από διάφορους κατασκευαστές ή

¹ Κατά τη περίοδο αυτή χρησιμοποιούσαν τον όρο “Sound Column” που σημαίνει ηχητική κολώνα.

σχεδιάζονταν και στη συνέχεια κατασκευάζονταν από εταιρείες ενοικίασης ηχητικού εξοπλισμού. Εδώ θα πρέπει να τονίσουμε ότι κατά τη περίοδο αυτή ενώ πολλοί σχεδιαστές και μηχανικοί είχαν αρκετές γνώσεις γύρω από τη θεωρία και την εφαρμογή στη χρήση πολύπλοκων διατάξεων, λίγοι όμως ήταν αυτοί οι οποίοι είχαν την εμπειρία να εγκαταστήσουν και να χειριστούν τέτοια συστήματα.

Η τεχνολογία των κάθετων διατάξεων δεν χρησιμοποιήθηκε άμεσα την περίοδο αυτή στον συναυλιακό ήχο. Οι περισσότεροι μηχανικοί αμφισβήτησαν αρχικά τις διατάξεις αυτές. Ένας λόγος ήταν ο τρόπος που ακτινοβολούσαν κοντά στη πηγή, όπου δημιουργούνταν ακυρώσεις πάνω στον κάθετο άξονα. Μεταγενέστερα όπως θα δούμε, οι σχεδιαστές έδωσαν διάφορες κλίσεις, με τρόπο τέτοιο ώστε να καμπυλώνεται το κάτω μέρος των συστημάτων και να μειώνονται οι ακυρώσεις αυτές. Οι κλίσεις αυτές όμως με λανθασμένη χρήση δημιουργούσαν περισσότερα προβλήματα από όσα μπορούσαν να επιλύσουν. Ένα παράδειγμα δυσλειτουργίας των διατάξεων που ήταν τότε σε πρώιμο στάδιο ήταν το ηχητικό σύστημα: “Wall Of Sound” που χρησιμοποιήθηκε από τον John Meyer, ιδρυτή της Meyer Sound, σε μια συναυλία των Grateful Dead γύρω στο 1970. Το ηχητικό αυτό σύστημα αποτελούσαν πολλαπλές κάθετες συστοιχίες πηγών με το συχνοτικό εύρος της φωνής και των μουσικών οργάνων. Παρόλο που όλες είχαν διαφορετικά μήκη, καμία συστοιχία δεν ήταν αρκετά ψηλή ώστε το ακουστικό κέντρο της να φτάσει τους ακροατές που βρίσκονταν στα καθίσματα του εξώστη με αποτέλεσμα οι χαμηλές συχνότητες να μην φτάνουν ποτέ εκεί.

Το 1975 η εταιρεία JBL έκανε τα πρώτα της βήματα στο χώρο αυτό με το Mode 4682 το οποίο αποτελούνταν από 4 μεγάφωνα 10 ιντσών. Το μικρό αυτό σύστημα μπορούσε να αναπαράγει αποτελεσματικά συχνότητες έως τα 2 kHz. Η ηχητική στάθμη πίεσης που μπορούσε να παράγει έφτανε τα 96 dB SPL στα 25 μέτρα.

Από τις αρχές της δεκαετίας του '90 και μετά οι κάθετες συστοιχίες ηχείων επρόκειτο να χρησιμοποιηθούν ευρέως στον συναυλιακό ήχο.

Οι διατάξεις αυτές έγιναν γνωστές ως Line Arrays. Δύο λόγοι συντέλεσαν σε αυτό: α) η ανάπτυξη



Εικόνα 2: JBL 4682/1975

της τεχνολογίας, καθώς μέσω των επεξεργασιών σήματος οι μηχανικοί μπόρεσαν να επιλύσουν σημαντικές δυσλειτουργίες και β) η ουσιαστικότερη χρήση των εσωτερικών στοιχείων που αποτελούσαν τις διατάξεις αυτές οδήγησε στη αποτελεσματικότερη χρήση τους.



Εικόνα 3 V-DOSC Line Array system. 1992

Να αναφέρουμε εδώ ότι οι πρώτες σειριακές διατάξεις πηγών διέφεραν κατά πολύ από αυτά που συναντάμε σήμερα. Οι μετατροπείς που περιείχαν (καθώς και όλα τα στοιχεία) αποτελούνταν από κυκλώματα χαμηλής ισχύος πράγμα που σημαίνει ότι δεν μπορούσαν να αναπαράγουν υψηλές στάθμες σε μεγάλες αποστάσεις. Τα σημερινά συστήματα έχουν αυξήσει την ισχύ αυτή, ενώ περιέχουν ξεχωριστούς κυματοδηγούς για τις χαμηλές, μεσαίες και υψηλές συχνότητες, καινοτομία η οποία συνέβαλε στην καλύτερη και ομαλότερη κατανομή συχνοτήτων αλλά και της πίεσης σε όλο το πεδίο εκπομπής. Επίσης ένα άλλο πρόβλημα που είχαν να αντιμετωπίσουν οι μηχανικοί ήταν η συμπεριφορά των διατάξεων στις υψηλές συχνότητες, όπου η θεωρία (όπως θα αναλυθεί σε μεταγενέστερο κεφάλαιο) προέβλεπε ένα μεγάλο αριθμό μεγαφώνων τα οποία θα έπρεπε να τοποθετούνται πολύ κοντά το ένα στο άλλο. Αυτό όμως ήταν πρακτικά αδύνατο. Η λύση στο πρόβλημα δόθηκε με τη χρησιμοποίηση μίας χοάνης συγκολλημένης στο μεγάφωνο.

Η εφαρμογή των διατάξεων αυτών στα πλαίσια του επαγγελματικού ήχου έγινε πρώτα από τον ταλαντούχο Christian Heil, ιδρυτή της γαλλικής εταιρείας L-Acoustics, το 1992 με το σύστημα V-DOSC, το οποίο σημαίνει “*Cylindrical Sound Wave Generator*” (το “V” αναφέρεται στις καινοτομίες του Heil όσον αφορά τη διαχείριση των μεσαίων και υψηλών συχνοτήτων, για περισσότερες πληροφορίες βλέπε την παραπομπή²). Ο Heil σχεδίασε ένα σύστημα το οποίο είχε τη δυνατότητα να δημιουργεί ένα ισοφασικό μέτωπο ακτινοβολίας και να συγκεντρώνει τον ήχο σε επιθυμητά σημεία



Εικόνα 4: X-Line _vls απο την Electrovoice

² http://livedesignonline.com/mag/getting_lined/

όπως δεν έκανε κανένα άλλο μέχρι τότε σύστημα. Επίσης έδειξε ότι περισσότερη ένταση και πιο ομαλή συχνотική απόκριση μπορούν να επιτευχθούν τοποθετώντας λιγότερα μεγάφωνα σε γραμμική διάταξη. Η άποψη ότι η κάθετη διάταξη πηγών δημιουργούσε το φαινόμενο μόνο της καταστρεπτικής συμβολής είχε πλέον καταρριφθεί. Το 1994 το V-Dosc στέλνεται για επίδειξη στην Αμερική για την Cox Audio Engineering.

Το 2000 η εταιρεία Electrovoice κατασκεύασε το X-Line το οποίο αρχικά σχεδιάστηκε χρησιμοποιώντας (για την κάθε ηχητική καμπίνα), 2 μεγάφωνα 15-ιντσών και ένα μονό μεγάφωνο 12-ιντσών, το οποίο βρίσκονταν στο κέντρο μίας μεγάλης χοάνης. Στη μία πλευρά της ηχητικής καμπίνας τοποθετήθηκαν 3 κυματοδηγοί για τις υψηλές συχνότητες με διάφραγμα 3-ιντσες ο καθένας. Το μονό μεγάφωνο, στη μέση, αργότερα αντικαταστάθηκε από δύο μεγάφωνα νεοδυμίου, 8-ιντσών το καθένα, κάθετα στοιχισμένα.(βλ. Εικόνα 4)

Την ίδια χρονιά η JBL εφάρμοσε μία καινούργια τεχνολογία (JBL's Vertical Technology Program) και σχεδίασε το σύστημα VT4889. Τα εσωτερικά στοιχεία του συστήματος αυτού ήταν φτιαγμένα από ανθεκτικότερα υλικά ενώ ήταν και ελαφρύτερα, καινοτομία η οποία διευκόλυνε τους μηχανικούς κατά την μεταφορά και εγκατάσταση του συστήματος. Οι κυματοδηγοί των υψηλών συχνοτήτων είχαν διάφραγμα μικρότερης διαμέτρου, ίσης με 1.5 ίντσες. Κάποιες άλλες καινοτομίες όσον αφορά το τρόπο ακτινοβολίας του συστήματος ήταν: α) η δημιουργία μετώπου πίεσης υψηλών συχνοτήτων και β) η συνοριακή ολοκλήρωση ακτινοβολίας (Radiation Boundary Integrator-R.B.I³). Η τελευταία αναφέρεται στο εσωτερικό της καμπίνας, σύμφωνα με την οποία δημιουργούνται θάλαμοι συμπίεσης για τους κόνους των μεσαίων συχνοτήτων ενώ ταυτόχρονα ομαλοποιείται η οριζόντια απόκριση των υψηλών. Αυτό έχει σαν αποτέλεσμα την μείωση της παραμόρφωσης της εσωτερικής διαμόρφωσης και τη δημιουργία ενός πιο ολοκληρωμένου μετώπου κύματος εξόδου που είναι το άθροισμα των χαμηλών, μεσαίων και υψηλών συχνοτήτων.

Με την αυξανόμενη ανάπτυξη της τεχνολογίας οι σειριακές διατάξεις πηγών έγιναν ακόμα πιο ευέλικτα, πιο αποδοτικά και ευρέως χρησιμοποιούμενα συστήματα ήχου. Ο τρόπος ακτινοβολίας τους έλυσε μείζονα προβλήματα τα οποία ήταν αναπόφευκτα στους μεγάλους χώρους και τις αρένες. Στα επόμενα κεφάλαια θα

³ <http://www.jblpro.com/vertec1/vertecsinf.htm>

αναλυθούν η θεωρία και οι μαθηματικές εξισώσεις που προβλέπουν τη συμπεριφορά τέτοιων συστημάτων, ενώ θα δοθεί γραφικά ο τρόπος ακτινοβολίας τους συναρτήσει πολλών παραγόντων όπως η απόσταση, η γωνία, το ολικό μήκος κ.τ.λ.

1 ΧΡΗΣΙΜΗ ΟΡΟΛΟΓΙΑ

1.1 Σειριακή διάταξη ηχητικών πηγών (line array)

Η σειριακή διάταξη πηγών είναι ένας όρος ο οποίος ορίζει μια διάταξη από ομοιοκατευθυντικές πηγές στοιχισμένες σε μια ευθεία γραμμή σε μικρή απόσταση μεταξύ τους, εκπέμποντας με την ίδια φάση και ένταση. Οι διατάξεις αυτές μπορούν να αποδώσουν ικανοποιητικά όσον αφορά τη κατευθυντικότητα του κάθετου πεδίου γι' αυτό το λόγο είναι χρήσιμες σε εφαρμογές που ο ήχος πρέπει να διανύει μεγάλες αποστάσεις. Η κατευθυντικότητα αυτή επιτυγχάνεται μέσω του φαινομένου της καταστρεπτικής και εποικοδομητικής συμβολής. Τοποθετώντας μια πηγή πολύ κοντά σε μία άλλη, η ηχητική στάθμη αυξάνεται στα σημεία πάνω στον άξονα που διέρχεται από το ενδιάμεσο των πηγών αυτών. Όσο αυξάνεται το πλήθος των πηγών αυξάνεται και η ηχητική στάθμη. Αποκλίνοντας από τον άξονα η πίεση μειώνεται και σε μερικά σημεία μάλιστα μηδενίζεται. Το φαινόμενο βέβαια είναι πολύ πιο πολύπλοκο (π.χ. δημιουργία λοβών) και προσεγγίζεται σε επόμενα κεφάλαια. Για την κατανόηση της ηχητικής συμπεριφοράς των σειριακών διατάξεων πηγών χρησιμοποιούνται δύο βασικά μοντέλα προσομοίωσης: α) το μοντέλο γραμμικής πηγής πεπερασμένου μήκους και β) το μοντέλο γραμμικής διάταξης διακριτών πηγών.

1.2 Απόσταση μεταξύ των πηγών

Μία ακόμα σημαντική παράμετρος για τη καλή συμπεριφορά μιας σειριακής διάταξης είναι η απόσταση μεταξύ των πηγών που αποτελούν τη διάταξη. Γενικά ισχύει ότι οι πηγές δεν πρέπει να απέχουν περισσότερο από το ένα δεύτερο του μήκους κύματος της εκπέμπουσας συχνότητας. Αυτό σημαίνει ότι στις υψηλές συχνότητες οι πηγές που αποτελούν την σειριακή διάταξη δεν μπορούν να τοποθετηθούν τόσο κοντά μεταξύ τους. Κάποιοι κατασκευαστές ισχυρίζονται ότι για μικρά μήκη κύματος η διάταξη δεν συμπεριφέρεται σωστά. Παρόλα αυτά είναι πρακτικά αποδεδειγμένο ότι για τα παραπάνω ισχύει μείωση της έντασης κατά 3dB για κάθε διπλασιασμό της απόστασης. Από την άλλη όταν οι πηγές είναι τοποθετημένες σε μεγαλύτερη απόσταση από την επιτρεπτή δημιουργούνται παρατηρούμενοι πλευρικοί λοβοί γύρω από τον κεντρικό. Ο Olson υπολόγισε ότι δύο συνεχόμενες πηγές οι οποίες απέχουν λιγότερο από το $\frac{1}{4}$ του μήκους κύματος

δημιουργούν ένα ισοτροπικό πολικό διάγραμμα. Για αποστάσεις ανάμεσα στο $\frac{1}{4}$ και $\frac{1}{2}$ του μήκους κύματος το πολικό διάγραμμα θα είναι πιο στενό χωρίς όμως να παρουσιάζει πλευρικούς λοβούς (καταστρεπτική συμβολή), λοβοί οι οποίοι εμφανίζονται για αποστάσεις μεγαλύτερες του $\frac{1}{2}$ του μήκους κύματος.

1.3 Δείκτης κατευθυντικότητας

Σύμφωνα με τον Beranek [1], ο δείκτης κατευθυντικότητας ορίζεται ως «ο λόγος της έντασης μίας ηχητικής πηγής σε κάποιο καθορισμένο άξονα και σε μία δεδομένη απόσταση, προς την ένταση που θα παρήγαγε στο ίδιο σημείο μία σημειακή πηγή εάν εξέπεμπε από την ίδια θέση και με την ίδια ένταση. Αυτό ισχύει για ελεύθερο πεδίο. Ο καθορισμένος άξονας που χρησιμοποιείται είναι συνήθως ο άξονας πάνω στον οποίο παρουσιάζεται η μέγιστη ακτινοβολία».

Το διάγραμμα κατευθυντικότητας ενός μεγαφώνου είναι ένα διάγραμμα της απόκρισης του μεγαφώνου συναρτήσει της γωνίας των εκπεμπόμενων ηχητικών κυμάτων σε κάποιο συγκεκριμένο επίπεδο και σε μια συγκεκριμένη συχνότητα.

1.4 Ηχητικό σύστημα

Ηχητικό σύστημα ονομάζουμε ένα σύστημα το οποίο σκοπό έχει π.χ. να ενισχύσει κατάλληλα ένα εισερχόμενο σε αυτό ακουστικό σήμα μετατρέποντας το σε ηλεκτρικό. Ακολούθως μέσω κάποιων ηλεκτρονικών διατάξεων αυξάνεται η ισχύς του και στο τέλος το ηλεκτρικό αυτό σήμα μετατρέπεται πάλι σε ακουστικό για να μεταδοθεί στο χώρο.

1.5 Κυλινδρική συμμετρία

Μία γραμμική πηγή δημιουργεί ένα ηχητικό κύμα πίεσης που σχηματικά μοιάζει σαν ένα τμήμα ενός κύκλου, για ένα συγκεκριμένο εύρος συχνοτήτων το οποίο καθώς εξαπλώνεται στον οριζόντιο άξονα από τη πηγή υποδιπλασιάζεται για κάθε διπλασιασμό της απόστασης. Ο Carpel [2], αναφέρει ότι “μία γραμμική πηγή, η οποία εκπέμπει ομοιόμορφα (360 μοίρες), δημιουργεί διαστελλόμενους ομόκεντρους κυλίνδρους, παρά κύκλους. Η ηχητική ενέργεια συγκεντρώνεται στο οριζόντιο πεδίο”.

Υπάρχουν βέβαια και αντίθετες απόψεις με αυτή. Σε μια τεχνική αναφορά της εταιρείας Meyer Sound [6], αναφέρεται ότι «Σύμφωνα με τη γραμμική ακουστική

θεωρία κάτι τέτοιο είναι απίθανο. Η κυλινδρική συμμετρία των γραμμικών διατάξεων είναι μια έννοια εμπορικής εκμετάλλευσης».

1.6 Κάθετη και οριζόντια διασπορά

Όταν τοποθετούμε πολλές πηγές την μία πάνω στην άλλη, η γωνιά της κάθετης διασποράς του συνόλου των ηχητικών πηγών μειώνεται καθώς μία πηγή θα έχει μεγάλη διαφορά φάσης σε σχέση με τις υπόλοιπες που είναι σε απόσταση από το επίπεδο που βρίσκεται η πηγή. Όσο υψηλότερη είναι η συνολική διάταξη τόσο στενότερη θα είναι η κάθετη διασπορά και υψηλότερη η ευαισθησία πάνω στον άξονα. Η Duran Audio σε ένα διαδουκτικό άρθρο για τις σειριακές ηχητικές διατάξεις [3], αναφέρει: «Η συμβολή των κυμάτων από μία σειριακή ηχητική διάταξη, όσον αφορά την κάθετη διασπορά του συστήματος, είναι απογοητευτική ακόμα και στις μετρίου μεγέθους διατάξεις. Η ηχητική δέσμη που ακτινοβολείται έχει εύρος μόλις λίγες μοίρες». Στο οριζόντιο πεδίο το πολικό διάγραμμα μιας τέτοιας διάταξης θα είναι σχεδόν ίδιο με αυτό μίας και μόνο σημειακής πηγής καθώς δεν θα υπάρχουν μεταβολές στην ευαισθησία με την γωνία.

1.7 Κρίσιμη απόσταση

Κρίσιμη απόσταση (για τα line arrays) είναι η απόσταση εκείνη στην οποία μία σειριακή διάταξη ηχείων παύει να συμπεριφέρεται σαν γραμμική πηγή αλλά σαν ένα άθροισμα σημειακών διακριτών πηγών. Αυτό συνεπάγεται ότι η ένταση του ηχητικού πεδίου θα ελαττώνεται κατά 6dB μετά την κρίσιμη απόσταση και κατά 3dB πριν από αυτήν. Το πεδίο πριν τη κρίσιμη απόσταση είναι το κοντινό πεδίο, ενώ το πεδίο πέραν αυτής είναι το μακρινό πεδίο.

Η κρίσιμη απόσταση για μια σειριακή ηχητική διάταξη συγκεκριμένου μήκους είναι ανάλογη με τη συχνότητα (όπως φαίνεται και στο Σχήμα 4.3-3 παρακάτω). Στις υψηλές συχνότητες ορίζεται πιο μακριά από ότι στις χαμηλές. Θεωρητικά αυτό σημαίνει ότι οι υψηλές συχνότητες μπορούν να ακουστούν σε μεγαλύτερες αποστάσεις. Παρόλα αυτά, η ηχομείωση των υψηλών συχνοτήτων κατά τη διάδοση στον αέρα αντιβαίνει με το γεγονός αυτό.

1.8 Ρύθμιση του εύρους της δέσμης

Η μέθοδος αυτή χρησιμοποιείται για να διατηρεί σταθερή τη κατευθυντικότητα της πηγής με τη συχνότητα. Κατά τη μέθοδο αυτή κάθε κανάλι

(ηχείο) της διάταξης είναι συνδεδεμένο με ένα φίλτρο διέλευσης χαμηλών συχνοτήτων με διαφορετική συχνότητα αποκοπής. Αυτό γίνεται για να μπορεί να αλλάξει το συνολικό «ενεργό» μήκος της διάταξης σύμφωνα με τη συχνότητα. Για τις χαμηλές συχνότητες, οι περισσότεροι οδηγοί της διάταξης είναι ενεργοί, με αποτέλεσμα η διάταξη να συμπεριφέρεται σαν ένας μονός οδηγός μεγάλης διαμέτρου. Καθώς η συχνότητα αυξάνεται, η δέσμη γίνεται στενότερη, ενώ κάποιοι από τους οδηγούς απενεργοποιούνται, μέσω των φίλτρων που προαναφέραμε, μικραίνοντας έτσι το ενεργό μήκος της διάταξης μεγαλώνοντας έτσι το εύρος της δέσμης. Έτσι συνολικά η δέσμη τείνει να παραμένει σταθερή με τη συχνότητα.

1.9 Καθοδήγηση της ηχητικής δέσμης

Όταν τα στοιχεία μίας σειριακής ηχητικής πηγής βρίσκονται πάνω σε ένα ευθύγραμμο τμήμα, αυτό σημαίνει ότι το μέτωπο του παραγόμενου κύματος θα είναι παράλληλο προς το ευθύγραμμο αυτό τμήμα. Προσθέτοντας τώρα μια χρονική καθυστέρηση σε κάθε στοιχείο της πηγής κατά ένα συγκεκριμένο ποσοστό, επιτυγχάνουμε την αλλαγή διεύθυνσης της ηχητικής δέσμης, η οποία θα εξαρτάται από το συνδυασμό των χρονικών αυτών καθυστερήσεων. Έτσι τώρα το μέτωπο του παραγόμενου κύματος δεν θα είναι πια παράλληλο στη πηγή, αλλά θα έχει κάποια κλίση. Η γωνία αυτή όπως θα δούμε σε επόμενο κεφάλαιο, μπορεί εύκολα να υπολογιστεί με απλούς τριγωνομετρικούς τύπους.

1.10 Λοβοί

Οι λοβοί περιγράφουν την ένταση της ακουστικής ενέργειας που εκπέμπεται από μία ακουστική πηγή ή ένα πλήθος ακουστικών πηγών συναρτήσει της γωνίας. Η γωνία του κύριου λοβού είναι αυτή που δίδεται συνήθως στις προδιαγραφές ενός συστήματος. Εκτός από τον κύριο λοβό όμως είναι σχεδόν αναπόφευκτο να αποφύγουμε και τη δημιουργία δευτερευόντων λοβών. Οι van Beuningen και Start [5], αναφέρουν ότι, οι επί μέρους λοβοί οι οποίοι είναι επαναλήψεις του αρχικού λοβού, προέρχονται από το γεγονός ότι οι γραμμικές διατάξεις αποτελούνται από ευμεγέθη στοιχεία (δηλ. η απόσταση μεταξύ των στοιχείων είναι μεγαλύτερη συγκρινόμενη με το μήκος κύματος που εκπέμπεται από τη πηγή).

1.11 Επίδραση του μήκους της σειριακής διάταξης

Το πόσο στενή θα είναι η κάθετη διασπορά εξαρτάται από το συνολικό μήκος της διάταξης, καθώς καθορίζει το μέγιστο μήκος κύματος που μπορεί να υποστηρίξει. Γενικά, όσο μεγαλύτερο είναι το μήκος της διάταξης, τόσο χαμηλότερη είναι η συχνότητα (μεγαλύτερο μήκος κύματος) που υποστηρίζεται από τη συνολική διάταξη. Η Duran Audio [3], αναφέρει «Έρευνα του Olson έδειξε ότι η κατευθυντικότητα μια γραμμικής διάταξης εξαρτάται από την αλλαγή του μήκους της, αλλά μόνο εάν η απόσταση μεταξύ των ηχητικών κέντρων των διαδοχικών κυματοδηγών παραμένει μικρότερη από το μήκος κύματος του εκπεμπόμενου ήχου».

1.12 Πολική απόκριση

Πολική απόκριση μίας διάταξης ορίζουμε συνήθως τον λόγο της ηχητικής πίεσης που εκπέμπεται από μία διάταξη, συναρτήσει της γωνίας και για κάποια δεδομένη απόσταση, προς τη μέγιστη ηχητική πίεση που παράγει η διάταξη αυτή στην ίδια απόσταση. Η πολική απόκριση αναπαρίσταται γραφικά μέσω πολικών διαγραμμάτων.

1.13 Σφαιρική συμμετρία

Μία ιδανική σημειακή πηγή εκπέμπει σφαιρικά και όχι κυλινδρικά. Αυτό σημαίνει ότι το ηχητικό κύμα πίεσης που θα εκπέμπεται θα υποτετραπλασιάζεται για κάθε διπλασιασμό της απόστασης. Αυτό είναι γνωστό σαν το νόμο του αντίστροφου τετραγώνου και ισχύει για όλες τις σημειακές πηγές.

2 ΔΙΑΦΟΡΑ ΕΙΔΗ ΣΕΙΡΙΑΚΩΝ ΓΡΑΜΜΙΚΩΝ ΗΧΗΤΙΚΩΝ ΔΙΑΤΑΞΕΩΝ

Σύμφωνα με τον van der Werf et al, [7] τα τρία βασικά κριτήρια, όσον αφορά το σχεδιασμό των γραμμικών διατάξεων είναι :

- “Η συνολική γωνία του κάθετου πεδίου πρέπει να είναι ανεξάρτητη της συχνότητας.
- Ο σχεδιασμός πρέπει να είναι τέτοιος, ώστε να αποφέρει αποδεκτούς για το σύστημα πλευρικούς λοβούς.
- Ο σχεδιασμός πρέπει να είναι τέτοιος, ώστε να καλύπτει όσο το δυνατό τη μεγαλύτερη έκταση πεδίου.”

Μια ευθύγραμμη γραμμική πηγή δημιουργεί υψηλής κατευθυντικότητας καμπύλες στο κάθετο πεδίο, με αποτέλεσμα να εκπέμπεται πίεση υψηλής έντασης σε διεύθυνση επί του οριζώντιου επιπέδου. Παρόλα αυτά όμως, σε κάποιες εφαρμογές συχνά είναι χρήσιμο να προσδώσουμε μια κλίση σε αυτή την υψηλή, κατά τον άξονα, ένταση, ώστε να βελτιώσουμε την απόκριση της διάταξης στα σημεία του χώρου όπου μας ενδιαφέρουν. Η υλοποίηση ενός τέτοιου σκοπού μπορεί να γίνει ηλεκτρονικά, μέσω των επεξεργαστών, των φίλτρων και κυματοδηγών που οδηγούν τη διάταξη. Επίσης μπορεί να γίνει και μηχανικά όπου διαμορφώνοντας το σχήμα της διάταξης αλλάζει η γωνία ανάμεσα στα διαδοχικά στοιχεία της.

Στις παρακάτω παραγράφους θα αναφερθούν τέσσερα βασικά είδη που διατίθενται στην σημερινή αγορά. Η κατηγοριοποίηση τους γίνεται σύμφωνα με την καμπυλότητα στο σχήμα της διάταξης, η οποία επηρεάζει το πεδίο κάλυψης.

2.1 Ευθύγραμμη σειριακή ηχητική διάταξη πηγών (line array)

Όπως αναφέρθηκε παραπάνω, μια ευθύγραμμη σειριακή ηχητική διάταξη είναι ένα σύνολο ομοιοκατευθυντικών πηγών πάνω σε ένα ευθύγραμμο τμήμα, οι οποίες απέχουν ελάχιστα μεταξύ τους, εκπέμποντας ισοφασικά και με ίση ένταση. Το είδος αυτό δεν χρησιμοποιείται ευρύτερα λόγω της ουδετερότητας του στον τρόπο που εκπέμπει. Μπορεί να παράγει τη μέγιστη ηχητική πίεση και κάλυψη στις χαμηλές

συχνότητες, αλλά υστερεί όσον αφορά τις υψηλές, καθώς η κάλυψη είναι πολύ στενού εύρους.

2.2 Σειριακή ηχητική διάταξη πηγών σχήματος τόξου (Curved array)

Μια τέτοια διάταξη αποτελείται από ένα πλήθος πηγών στοιχισμένες κατά μήκος ενός τόξου. Ένα βασικό χαρακτηριστικό του είναι ότι δημιουργεί μεγαλύτερου εύρους κατευθυντικότητα από ότι η παραπάνω διάταξη (ευθύγραμμη). Για τις υψηλές συχνότητες το πολικό του διάγραμμα θα εξαρτάται από τη γωνία του τόξου αυτού. Στις χαμηλές συχνότητες η διάταξη αυτή δίνει χαμηλότερες τιμές πίεσης από ότι αν ήταν ευθύγραμμο, ενώ το αντίθετο συμβαίνει για τις υψηλές συχνότητες .



Εικόνα 0.1:
Curved Array

2.3 Σειριακή ηχητική διάταξη πηγών σχήματος “J”(“J” array)

Οι διατάξεις αυτές αποτελούν το συνδυασμό των δύο παραπάνω, με το ευθύγραμμο μέρος να τοποθετείται σχεδόν πάντα στο πάνω μέρος της συνολικής διάταξης με σκοπό να μεγαλώνει το εύρος ακτινοβολίας. Το κάτω μέρος (σχήματος τόξου) βοηθάει στη βελτίωση της κάλυψης για το κοντινό πεδίο πίσω και μπροστά από τη διάταξη. Και τα δύο μαζί δημιουργούν μια ασύμμετρη πολική απόκριση στο κάθετο πεδίο. Η κατευθυντικότητα μιας ηχητικής διάταξης “J” εξαρτάται από το μήκος του ευθύγραμμου τμήματος (πάνω μέρος), την ακτίνα και την γωνία του κυκλικού τμήματος (κάτω μέρος), τη σχετική ένταση μεταξύ των δύο αυτών τμημάτων καθώς και τη συχνότητα .



Εικόνα 0.2: *"J" Array*

2.4 Σπειροειδής σειριακή ηχητική διάταξη (spiral array)

Όπως και τα παραπάνω (διατάξεις “J”), μια σπειροειδής σειριακή ηχητική διάταξη δημιουργεί ασύμμετρη πολική απόκριση στο κάθετο πεδίο. Παρόλα αυτά αποτελείται από ένα συνεχές καμπυλωτό τμήμα, παρά δύο τμήματα ξεχωριστά, όπως στις ηχητικές διατάξεις “J”. Έτσι, το εύρος της καμπύλης μεγαλώνει όσο αυξάνεται η απόσταση από την διάταξη. Αυτό έχει σαν αποτέλεσμα, το πάνω μέρος να συμπεριφέρεται σχεδόν σαν ένα ευθύγραμμο τμήμα και το κάτω σαν κυκλικό. Τα πλεονεκτήματα αυτού του φαινομένου είναι ότι η ένταση της ηχητικής πίεσης, αλλά και η γωνία κάλυψης παραμένουν σταθερές στο εύρος των υψηλών συχνοτήτων.



Εικόνα 0.3:
Spiral Array

Παρακάτω θα αναφερθούμε περιληπτικά στη δομή που παρουσιάζουν εσωτερικά οι σειριακές ηχητικές διατάξεις στη πράξη, καθώς και σε κάποιους περιορισμούς όσο αφορά τον τρόπο που εκπέμπουν. Για το δεύτερο θα υπάρξει περαιτέρω ανάλυση μέσω μαθηματικών εξισώσεων και πολικών διαγραμμάτων στα Κεφάλαια 4 και 5 .

2.5 Εσωτερική δομή και περιορισμοί των σειριακών γραμμικών ηχητικών διατάξεων.

Αυξάνοντας το μέγεθος ενός ηχείου ή μουσικού οργάνου, δε σημαίνει ότι θα αυξάνεται και η ένταση που θα παράγει, αλλά πιθανόν να μεταβληθεί η αποδοτικότητά του σε χαμηλότερα επίπεδα πάνω στο μουσικό φάσμα. Θεωρητικά ο ήχος που παράγεται από μία και μόνη πηγή φέρει την υψηλότερη απόδοση. Ομαδοποιώντας πολλές πηγές μαζί, για αύξηση της έντασης, η χαμηλή απόδοση της πηγής αποτελεί πια συμβιβασμό, ανεξαρτήτως της δομής της διάταξης.

Οι περιορισμοί τώρα όσον αφορά τις διατάξεις αυτές συναντιούνται στη γεωμετρία γύρω από την οποία πρέπει να λειτουργούν: *μια κάθετη συστοιχία από ζεύγη πηγών, τοποθετημένα σε μια απόσταση μεταξύ τους, η οποία πρέπει να είναι μικρότερη από το μισό του μήκους κύματος της υψηλότερης συχνότητας που εκπέμπει η διάταξη αυτή.* Εφόσον όμως, το μήκος κύματος των υψηλότερων συχνοτήτων μπορεί να είναι πολύ μικρότερο από τη διάμετρο οποιασδήποτε πηγής, μια ειδική μεταχείριση για τις

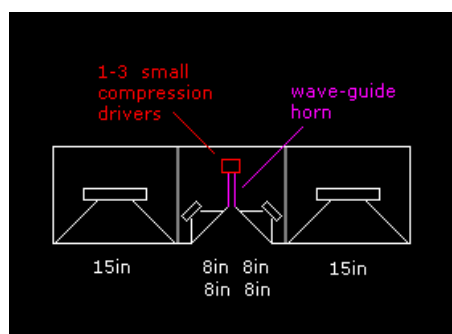
υψηλές συχνότητες είναι συνήθως απαραίτητη. Έτσι λοιπόν συνήθως χρησιμοποιούνται πιο κατευθυντικές πηγές, που όμως παρουσιάζουν με τη σειρά τους κάποιες ανωμαλίες στην εκπομπή των μεσαίων, καθώς το μήκος κύματος είναι αρκετά μεγάλο. Τα προβλήματα αυτά είναι εμφανή στο μακρινό πεδίο. Οι πιο καινούργιες διατάξεις εξουδετερώνουν το πρόβλημα των υψηλών συχνοτήτων, χρησιμοποιώντας ηχεία πολλαπλών δρόμων σε διάταξη σχήματος “J”. Παρόλα αυτά στις περισσότερες περιπτώσεις συμβιβάζονται με τη δυσλειτουργία στις μεσαίες συχνότητες.

Η Lenard Audio [8] στο διαδικτυακό της άρθρο *Horns and Large Systems and Line Arrays* αναφέρει επίσης: «οι σειριακές ηχητικές διατάξεις θεωρούνται μη αποδοτικά συστήματα και γι' αυτό το λόγο χρειάζονται έναν μεγάλο αριθμό ενισχυτών για να τα οδηγήσουν. Αυτόματοι συμπιεστές και περιορισμοί κορυφών σήματος εισόδου είναι συχνά απαραίτητες τεχνικές για την προστασία των οδηγών. Ακόμα, απαιτείται επιμέρους ισοστάθμιση με πολύ απότομες κλίσεις στις συχνότητες των φίλτρων για επίπεδη απόκριση».

Στην πράξη, τα στοιχεία μιας σειριακής ηχητικής διάταξης αποτελούν οι ηχητικές καμπίνες, όπου τοποθετούνται η μία πάνω στην άλλη με κάποιο συγκεκριμένο τρόπο. Η εσωτερική δομή των καμπινών αυτών ποικίλει ανάλογα με την εφαρμογή και τον κατασκευαστή. Συνήθως η δομή τους αποτελείται από:

- Ένα μεγάφωνο 15 ιντσών και μία χοάνη υψηλών συχνοτήτων.
- Δύο μεγάφωνα 15 ιντσών, τέσσερα μεγάφωνα 8 ιντσών και χοάνες υψηλών συχνοτήτων.

Το κάθε μεγάφωνο μέσα στη καμπίνα έχει συγκεκριμένο ρόλο, όπως η αναπαραγωγή συγκεκριμένου φάσματος συχνοτήτων. Ο διαχωρισμός της λειτουργίας των διάφορων μεγαφώνων γίνεται μέσω ειδικών φίλτρων διέλευσης φάσματος ρυθμιζόμενων σε συγκεκριμένες συχνότητες. Οι χοάνες που χρησιμοποιούνται στις ηχητικές καμπίνες δεν

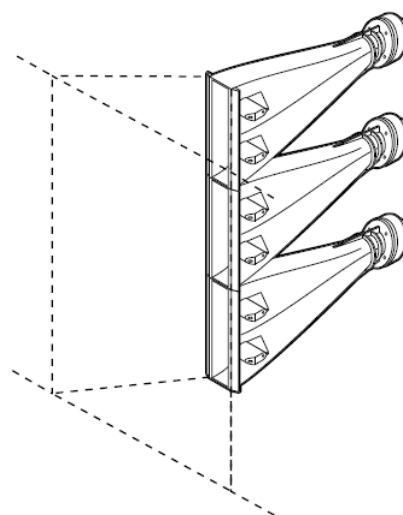


Εικόνα 0.4: Συνήθης δομή ηχητικής καμπίνας σειριακής ηχητικής διάταξης.

επιλέχθηκαν τυχαία. Αν υποθέσουμε ότι ένα ιδανικό ηχείο αποδίδει στο 100% λόγω της θεωρητικά μηδενικής παραμόρφωσής του, οι χοάνες πρακτικά προσεγγίζουν το 20% με τα ηχεία κώνου να αποδίδουν κατά προσέγγιση στο 2%.

Η λειτουργία της χοάνης με απλά λόγια έχει ως εξής: περιβάλλει τον αέρα μπροστά από το μεγάφωνο (οδηγό). Ο παλλόμενος αέρας συγκλίνει προς τα μπροστά αυξάνοντας την απόδοση. Για να επιτευχθεί όμως αυτό, πρέπει το σχήμα της χοάνης να μεταβάλλεται ομαλά μέχρι να σχηματίσει γωνία 90 μοιρών (δηλ. λογαριθμική μεταβολή). Έτσι, ο αέρας δεν μπορεί να διαφύγει από το πλάι, με αποτέλεσμα η μάζα του μπροστά από το μεγάφωνο (οδηγό) να παραμένει σταθερή. Χωρίς τη χοάνη η μετατόπιση του κώνου στο μεγάφωνο αυξάνεται έως και τέσσερις φορές για κάθε μοναδιαία μείωση οκτάβας, ενώ με τη προσθήκη αυτής μειώνεται σημαντικά. Θεωρητικά, το γεγονός ότι το μήκος και το στόμιο της χοάνης πρέπει να είναι ίσα με το μήκος κύματος της χαμηλότερης συχνότητας του συστήματος, αποτελεί περιορισμό για τη μέγιστη απόδοση της. Αυτό συνεπάγεται στη χρήση μικρών χοάνων για τις υψηλές συχνότητες και μεγάλων για τις χαμηλές.

Στις υψηλές συχνότητες το ανθρώπινο αυτί είναι πολύ ευαίσθητο. Έτσι οι σχεδιαστές των σειριακών ηχητικών διατάξεων αναγκάστηκαν να τροποποιήσουν την χοάνη υψηλών συχνοτήτων, με σκοπό ο ήχος να μεταφέρεται μέσα από μια μικρή κάθετη σχισμή, η οποία βρίσκεται στο κέντρο ενός κουτιού που ονομάζεται κυματοδηγός. Οι κυματοδηγούμενες χοάνες, οι οποίες βρίσκονται η μία πάνω από την άλλη, λόγω των περιορισμών που αναφέρθηκαν παραπάνω, δημιουργούν πολύ μικρά κενά μεταξύ τους. Αυτό έχει



Σχήμα 2.5 Κυματοδηγούμενες χοάνες στοιχισμένες κατά μήκος μίας γραμμής (Vertical Technology Acoustical Principles-JBL)

σαν αποτέλεσμα, η συνολική ενέργεια των υψηλών συχνοτήτων που παράγεται από τη διάταξη να δίνει την αίσθηση, ότι προέρχεται από μία και μοναδική μεγάλης διαμέτρου χοάνη.

Επίσης, οι πρώτες σειριακές ηχητικές διατάξεις που κατασκευάστηκαν, χρησιμοποιούσαν μεγάφωνα υψηλών συχνοτήτων (tweeter) στοιχισμένα σε μία κάθετη νοητή γραμμή, η οποία περνούσε από το κέντρο της κάθε ηχητικής καμπίνας. Αυτές οι διατάξεις είχαν πολύ υψηλότερη απόδοση όσον αφορά τη ποιότητα του παραγόμενου ήχου, όμως η χρήση τους περιορίστηκε λόγω της χαμηλής ισχύς τους.

3 ΜΟΝΤΕΛΑ ΑΠΛΩΝ ΠΗΓΩΝ

Συνήθως οι ηχητικές πηγές που συναντάμε είναι πολύ σύνθετες και ο τρόπος που εκπέμπουν αποκλίνει από αυτόν μίας σημειακής ή επίπεδης πηγής. Για το λόγο αυτό χρησιμοποιούνται διάφορα θεωρητικά μοντέλα πηγών που έχουν ως αποτέλεσμα μία ακριβέστερη προσέγγιση ως προς τη συμπεριφορά των πραγματικών πηγών. Η ισχύς που εκπέμπεται από τη πηγή εξαρτάται από τις διαστάσεις της ενώ η εκπεμπόμενη ηχητική ενέργεια περιγράφεται μέσω της στιβαρότητας της πηγής Q που ορίζεται από το γινόμενο της επιφάνειας της πηγής (S) και την ογκομετρία (U):

$$Q = S U \quad (3.1)$$

3.1 Κατευθυντικότητα : Ορισμός και βασικές έννοιες

Σπάνια οι πηγές εκπέμπουν ισότροπα προς όλες τις κατευθύνσεις, καθώς κάθε ακουστική πηγή χαρακτηρίζεται από μία κατευθυντικότητα. Η κατευθυντικότητα μίας πηγής αποτελεί σημαντικό κριτήριο όσο αφορά την απόδοση και τη κατάλληλη χρήση της πηγής μέσα σε ένα χώρο. Σε αυτό το κεφάλαιο, η μελέτη της κατευθυντικότητας θα περιοριστεί στην αρμονική εκπομπή της πηγής συναρτήσει του χρόνου, για το μακρινό πεδίο. Αυτό σημαίνει ότι η ηχητική πίεση μπορεί να γραφτεί,

$$p = P (r, \theta) e^{j\omega t} \quad (3.1.1)$$

και η ένταση,

$$I = \frac{P P'}{2 \rho_0 c_0} = \frac{\bar{p}^2}{\rho_0 c_0} \quad (3.1.2)$$

όπου P' το μιγαδικό μέρος του P και \bar{p} (γι' αυτό το Κεφάλαιο), η ενεργός τιμή της πίεσης. Η συνάρτηση της κατευθυντικότητας του πλάτους ορίζεται σαν το λόγο του πλάτους πίεσης σε μία δεδομένη απόσταση και για μία τυχαία γωνία προς το μέγιστο πλάτος πίεσης που μπορεί να εκπεμφθεί από τη πηγή,

$$D(\theta) = \frac{P(r, \theta)}{P(r, \theta_{\max})} \quad (3.1.3)$$

όπου θ_{\max} η γωνία που πραγματοποιείται η μέγιστη ηχητική πίεση⁴. Ένας άλλος χρήσιμος όρος είναι ο παράγοντας κατευθυντικότητας ο οποίος συμβολίζεται με D_i ⁵ και δίνεται από το τύπο,

$$D_i = \frac{I_{\max}}{I_{ave}} \quad (3.1.4)$$

όπου I_{\max} η μέγιστη ένταση στο σημείο $\theta = \theta_{\max}$ και I_{ave} η μέση ένταση της πηγής. Ένας άλλος τύπος για να εκφράσουμε το παράγοντα κατευθυντικότητας δίνεται παρακάτω,

$$D_i = \frac{4\pi}{\int_{\Omega} |D(\theta)|^2 d\Omega} \quad (3.1.5)$$

όπου $d\Omega = dS / r^2$.

Όταν η πηγή είναι ισότροπη, ο παράγοντας κατευθυντικότητας παραμένει σταθερός και ίσος με τη μονάδα. Σε οποιαδήποτε άλλη περίπτωση, ο παράγοντας αυτός είναι συνάρτηση της γωνίας που σχηματίζει το εκπεμπόμενο ηχητικό κύμα με την γωνία αναφοράς⁶. Η μέγιστη τιμή του παράγοντα κατευθυντικότητας ονομάζεται κέρδος και δίνεται από τη σχέση,

$$G = \frac{I_{\max}}{W} 4\pi r^2 \quad (3.1.6)$$

όπου W η ισχύς της πηγής.

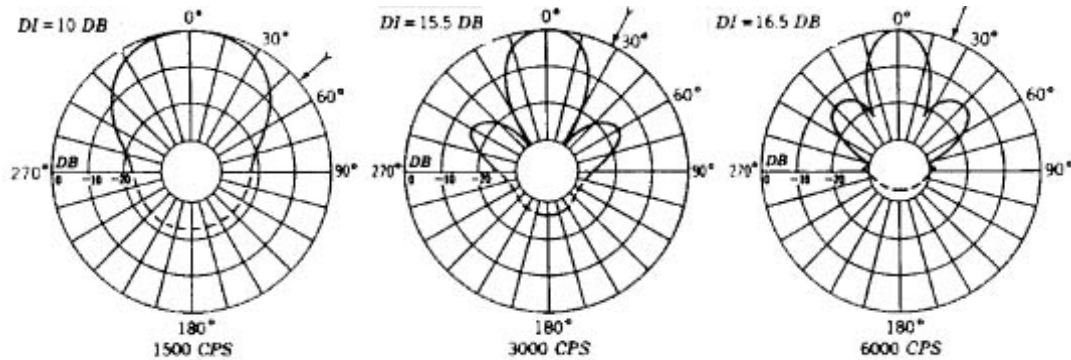
⁴ Συνήθως το μέγιστο της ηχητικής πίεσης παρατηρείται κατά τον άξονα της πηγής για $\theta = 0$.

⁵ Το i προέρχεται από το αγγλικό intensity που σημαίνει ένταση.

⁶ Η τιμή της γωνία αναφοράς είναι συνήθως 0^0 .

Τέλος, ο σημαντικότερος όρος για την έκφραση της κατευθυντικότητας μίας πηγής είναι ο δείκτης κατευθυντικότητας DI , ο οποίος εκφράζεται στη κλίμακα των dB,

$$DI = 10 \log_{10} D_i \quad (3.1.7)$$



Σχήμα 0-1: Διαγράμματα και δείκτες κατευθυντικότητας για διάφορες συχνότητες ενός τυπικού μεγαφώνου (Κατά τον Beranek).

Στο Σχήμα 3-1 φαίνονται τα διαγράμματα ακτινοβολίας ενός τυπικού μεγαφώνου (1/2 ίντσας) το οποίο βρίσκεται μέσα σε ένα ηχείο διαστάσεων 50 x 68 x 30 cm για διάφορες συχνότητες. Ο δείκτης κατευθυντικότητας που αναφέρεται στο σχήμα ισχύει για τη γωνία των 0° . Εφόσον η διεύθυνση αυτή, είναι η διεύθυνση της μέγιστης ακτινοβολίας, ο δείκτης κατευθυντικότητας συμπίπτει με το κέρδος των μεγαφώνων [1].

Η χρησιμότητα των ποσοτήτων D_i και DI μπορεί να επεξηγηθεί καλύτερα με ένα απλό παράδειγμα. Ας υποθέσουμε ότι μία συγκεκριμένη στάθμη ηχητικής πίεσης απαιτείται σε μία δεδομένη απόσταση από μία πηγή. Η πηγή δεν έχει καθοριστεί ακόμα αλλά γνωρίζουμε ότι η ακουστική ισχύς της ισούται με W . Θέλοντας αρχικά να εξετάσουμε τη συμπεριφορά της πιο απλής πηγής, δηλ. μίας απλής ομοιοκατευθυντικής πηγής, (π.χ. μονόπολο), τότε η ένταση που θα παράγεται από αυτή θα είναι:

$$I_{omni} = \frac{W}{4\pi r^2} \quad (3.1.8)$$

Η ενεργός ηχητική πίεση θα ισούται με,

$$\bar{p}_{omni} = \sqrt{\rho_0 c_0 I_{omni}} = \sqrt{\frac{\rho_0 c_0 W}{4\pi r^2}} \quad (3.1.9)$$

ενώ η στάθμη της ηχητικής πίεσης δίνεται από το τύπο :

$$SPL_{omni} = 20 \log_{10} \frac{\bar{p}_{omni}}{p_{ref}} \quad (3.1.10)$$

Για να βρούμε την απαιτούμενη στάθμη, έχουμε ως εξής,

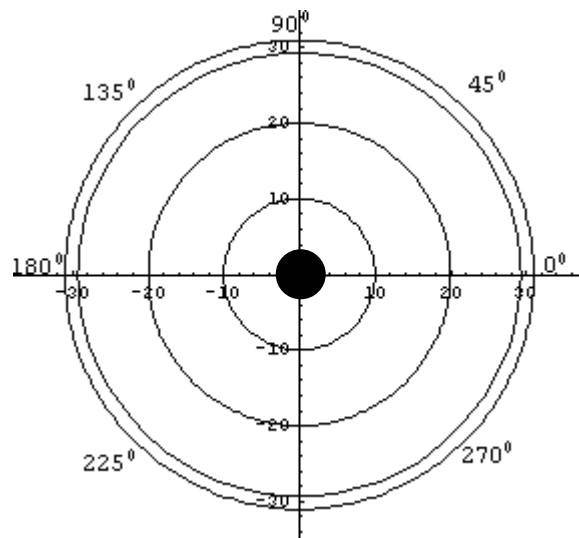
$$\begin{aligned} SPL_{req} &= 10 \log_{10} \left(\frac{\bar{p}_{req}}{\bar{p}_{ref}} \right)^2 \\ &= 20 \log_{10} \frac{\bar{p}_{omni}}{p_{ref}} + 10 \log_{10} \left(\frac{\bar{p}_{req}}{\bar{p}_{omni}} \right)^2 \\ &= SPL_{omni} + 10 \log_{10} D_i \\ &= SPL_{omni} + DI \end{aligned} \quad (3.1.11)$$

όπου \bar{p}_{req} η ζητούμενη ηχητική πίεση και p_{ref} η τιμή της πίεσης αναφοράς.

Στις παρακάτω υποενότητες, θα αναλυθούν κάποια βασικά είδη πηγών ή και συνδυασμοί πηγών με διαφορετικά χαρακτηριστικά ενώ θα εξεταστεί και ο δείκτης κατευθυντικότητας που παρουσιάζει η κάθε μία.

3.2 Μονόπολο

Μονόπολο⁷ ονομάζεται η ηχητική πηγή η οποία ακτινοβολεί ισότροπα προς όλες τις κατευθύνσεις. Το πιο απλό παράδειγμα ενός μονόπολου αποτελεί μία παλμική σφαίρα, της οποίας η ακτίνα αυξομειώνεται ημιτονοειδώς με το χρόνο. Μία τέτοια πηγή δημιουργεί ένα ηχητικό κύμα, εισάγοντας και εξαγοντας αντίστοιχα μία ποσότητα αέρα στη περιβαλλόμενη περιοχή.



Σχήμα 0-2: Πολικό διάγραμμα μονοπολικής ηχητικής πηγής.

Στη πραγματικότητα κάθε ηχητική πηγή της οποίας οι διαστάσεις είναι πολύ μικρότερες από το μήκος κύματος της συχνότητας που εκπέμπεται, αποτελεί ένα μονόπολο. Ένα ηχείο στο πεδίο των χαμηλών συχνοτήτων μπορεί να χαρακτηριστεί σαν ένα μονόπολο.

Η σχέση ανάμεσα στο μήκος κύματος και των διαστάσεων του μονόπολου εκφράζεται μέσω της ανισότητας $ka \ll 1$, όπου $k = 2\pi/\lambda$ ο κυματάριθμος, λ το μήκος κύματος και a η χαρακτηριστική διάσταση της πηγής. Ως μακρινό πεδίο για μία τέτοια πηγή, ονομάζεται το ηχητικό πεδίο σε μία απόσταση r από τη πηγή, όπου ισχύει $kr \gg 1$. Η ηχητική πίεση στο μακρινό πεδίο για ένα μονόπολο θα δίνεται από τη σχέση,

$$p(r, \theta, t) = i \frac{Q \rho c k}{4\pi r} e^{i(\omega t - kr)} \quad (3.2.1)$$

ενώ το πλάτος της πίεσης είναι αντίστοιχα,

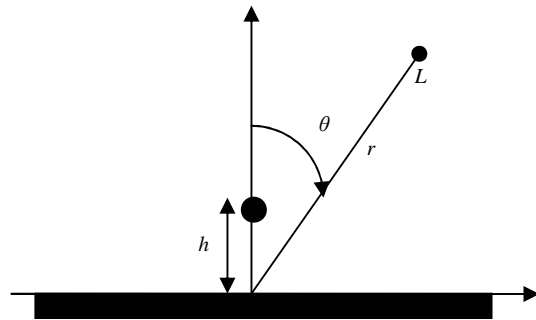
⁷ Μονόπολο είναι η πηγή που εκπέμπει ήχο μέσα σε ένα ισότροπο μέσο ομοιόμορφα προς όλες τις κατευθύνσεις σε συνθήκες ελεύθερου ηχητικού πεδίου. [ΕΛΟΤ 263.2 (2.29)]

$$|p(r, \theta, t)| = \frac{Q \rho c k}{4 \pi r} \quad (3.2.2)$$

όπου, ρ η γραμμική πυκνότητα του μέσου, k ο κυματάρθμος, c η ταχύτητα του ήχου στο μέσο και r είναι η απόσταση από τη πηγή προς το σημείο παρατήρησης. Το Q είναι μία σταθερά η οποία συμβολίζει τη μιγαδική στιβαρότητα της πηγής και αναπαριστά τον όγκο του μέσου που εκτοπίζεται από τη πηγή.

3.3 Μονόπολο τοποθετημένο πάνω σε άκαμπτο επίπεδο

Μία ισότροπη ηχητική πηγή, η οποία βρίσκεται σε ένα χώρο με τέλεια ανακλαστικά τοιχώματα, θα συμπεριφέρεται σαν μη ισότροπη καθώς ο ήχος θα κατευθύνεται σε συγκεκριμένες κατευθύνσεις μέσω των ανακλαστικών τοιχωμάτων. Με απλά λόγια, η πηγή θα παρουσιάζει μία κατευθυντικότητα, με τον δείκτη και τον παράγοντα κατευθυντικότητας να εξαρτιούνται από τη θέση της πηγής. Ένα απλό παράδειγμα φαίνεται παρακάτω:



Σχήμα 0-3: Γεωμετρική απεικόνιση μονόπολου τοποθετημένου κατά μία απόσταση h από ένα άκαμπτο επίπεδο.

Τοποθετώντας μία μονοπολική πηγή σε μία απόσταση h πάνω από ένα άκαμπτο επίπεδο, η συμπεριφορά της πηγής διαφοροποιείται καθώς όπως αναφέρθηκε παραπάνω, το επίπεδο περιορίζει την ηχητική πίεση προς κάποια συγκεκριμένη διεύθυνση. Αν θεωρήσουμε τη συχνότητα αρκετά χαμηλή ώστε $kh \ll 1$, τότε τα ηχητικά κύματα θα εκπέμπονται ομοιόμορφα για το ημισφαίριο πάνω από το επίπεδο ($\theta < \pi/2$). Εφόσον όμως τώρα δεν υπάρχει ήχος κάτω από το επίπεδο η συνάρτηση κατευθυντικότητας θα είναι:

$$D = \begin{cases} 1, & 0 < \theta < \pi/2 \\ 0, & \pi/2 < \theta < \pi \end{cases}, \quad (3.3.1)$$

Επομένως ο παράγοντας κατευθυντικότητας της έντασης D_i είναι :

$$D_i = \frac{4}{\int_0^{2\pi} (1) d\Omega + \int_{2\pi}^{4\pi} (0) d\Omega} = \frac{4\pi}{2\pi} = 2 \quad (3.3.2)$$

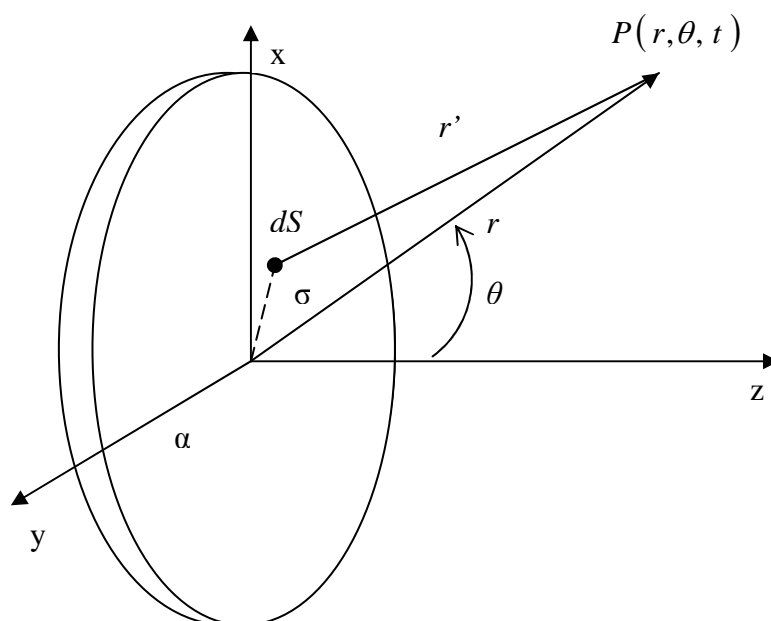
ενώ ο δείκτης κατευθυντικότητας θα ισούται με:

$$DI = 10\log_{10}(2) = 3dB \quad (3.3.3)$$

Η 3.3.3 μας δείχνει ότι η ηχητική στάθμη της πίεσης στο πάνω ημισφαίριο θα είναι κατά 3 dB υψηλότερη από ότι θα ήταν χωρίς τη παρουσία του επιπέδου. Προσθέτοντας και άλλες επιφάνειες στο χώρο ο δείκτης κατευθυντικότητας θα αυξάνεται ανάλογα.

3.4 Ακτινοβολία από επίπεδο κυκλικό πιστόνι μέσα σε απέραντο τοίχο

Ένα επίπεδο κυκλικό πιστόνι αποτελεί μία ακουστική πηγή μεγάλου πρακτικού ενδιαφέροντος, καθώς μοντελοποιεί ένα μεγάλο αριθμό πηγών όπως ηχεία, σωλήνες οργάνων ανοιχτούς στο ένα άκρο και αερόφερτους αγωγούς. Θεωρούμε ένα πιστόνι ακτίνας a τοποθετημένο πάνω σε ένα επίπεδο άκαμπτο διάφραγμα άπειρης έκτασης. Η εκπέμπουσα επιφάνεια του πιστονιού κινείται ομοιόμορφα, με ταχύτητα $U_0 e^{j\omega t}$ κάθετα στο διάφραγμα. Η γεωμετρία και οι συντεταγμένες των παραπάνω φαίνονται στο Σχήμα 3-4.



Σχήμα 0-4: Γεωμετρική απεικόνιση ενός κυκλικού επίπεδου πιστονιού ακτίνας a πάνω σε άκαμπτο διάφραγμα, το οποίο εκπέμπει με κυματάρημο k .

Η ηχητική πίεση σε οποιοδήποτε σημείο του πεδίου μπορεί να μετρηθεί διαιρώντας την επιφάνεια του πιστονιού σε μικρά στοιχεία απειροελάχιστων διαστάσεων, τα οποία έχουν τις ακουστικές ιδιότητες μίας απλής πηγής στιβαρότητας $dQ = U_0 dS$.

Η ηχητική πίεση της κάθε πηγής, η οποία τώρα θα είναι διπλάσια από ότι θα ήταν αν η πηγή ακτινοβολούσε σε ελεύθερο πεδίο, θα ισούται με :

$$p = \rho_0 c \frac{Q}{\lambda r} \quad (3.4.1)$$

Η συνολική ηχητική πίεση που θα εκπέμπεται από την επιφάνεια του πιστονιού θα είναι:

$$P(r, \theta, t) = j \rho_0 c \frac{U_0}{\lambda} \int_S \frac{1}{r'} e^{j(\omega t - kr')} dS \quad (3.4.2)$$

Στη παραπάνω σχέση, το ολοκλήρωμα θα παίρνεται για τιμές όπου $\sigma \leq a$, ενώ το γινόμενο $\rho_0 c U_0$ ισούται με το πλάτος της πίεσης. Το ολοκλήρωμα όμως είναι αρκετά δύσκολο να λυθεί για οποιοδήποτε σημείο πεδίου, έτσι αναγκαζόμαστε να το λύσουμε για δύο πιθανές περιπτώσεις: α) κατά μήκος μίας γραμμής, κατακόρυφης στο μπροστινό μέρος του πιστονιού, η οποία θα διέρχεται από το μέσο του (ακουστικός άξονας) και β) σε πολύ μεγάλες αποστάσεις από το πιστόνι.

3.4.1 Απόκριση κατά τον ακουστικό άξονα

Το πεδίο κατά μήκος του ακουστικού άξονα, (άξονας z), μπορεί να υπολογιστεί εύκολα από το Σχήμα 3-4 όπου έχουμε,

$$P(r, 0, t) = j \rho_0 c \frac{U_0}{\lambda} e^{j\omega t} \int_0^a \frac{e^{-jk\sqrt{r^2 + \sigma^2}}}{\sqrt{r^2 + \sigma^2}} 2\pi\sigma d\sigma \quad (3.4.3)$$

όπου $r' = \sqrt{r^2 + \sigma^2}$

Το ολοκλήρωμα είναι ένα τέλειο διαφορικό, άρα η μιγαδική ακουστική πίεση εάν αντικαταστήσουμε με a είναι:

$$P(r, 0, t) = \rho_0 c U_0 \left\{ 1 - e^{-jk(\sqrt{r^2 + a^2} - r)} \right\} e^{j(\omega t - kr)} \quad (3.4.4)$$

Το πλάτος της πίεσης πάνω στον άξονα του πιστονιού θα είναι:

$$P(r,0) = 2\rho_0 cU_0 \left| \sin \left\{ k r / 2 \left[\sqrt{1 + (\alpha/r)^2} - 1 \right] \right\} \right| \quad (3.4.5)$$

Αν $r/\alpha \gg 1$, δηλαδή $r \gg \alpha$, τότε η ρίζα στη παραπάνω σχέση απλοποιείται σε:

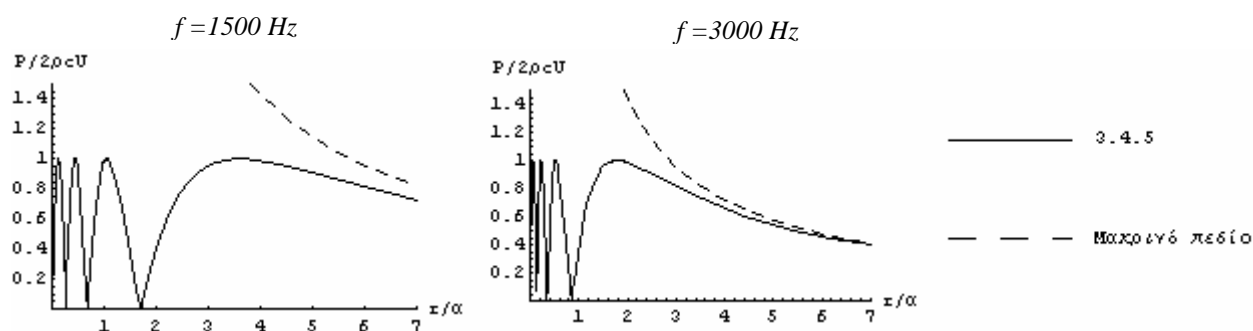
$$\sqrt{1 + (\alpha/r)^2} \approx 1 + \frac{1}{2}(\alpha/r)^2 \quad (3.4.6)$$

Αν επίσης, $r/\alpha > k\alpha/2$ ⁸, τότε το πλάτος της πίεσης θα έχει την ασύμπτωτη μορφή,

$$P_{axis}(r) = \frac{1}{2}\rho_0 cU_0 (\alpha/r) k\alpha \quad (3.4.7)$$

η οποία φανερώνει την αναμενομένη σφαιρική απόκλιση σε αρκετές μεγάλες αποστάσεις.

Μελετώντας καλύτερα την 3.4.5, βλέπουμε ότι η ηχητική πίεση κατά του άξονα παρουσιάζει ισχυρά φαινόμενα συμβολής, για τιμές από 0 έως $2\rho_0 cU_0$, καθώς το r αυξάνεται πέρα του μηδενός.



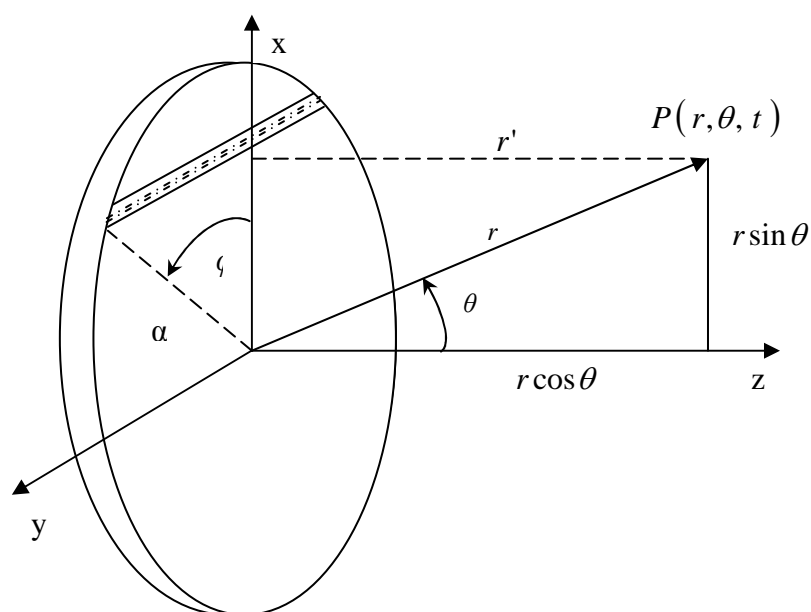
Σχήμα 0-5: Ηχητική απόκριση κατά του άξονα ενός κυκλικού επίπεδου πιστονιού ακτίνας a για συχνότητες 1500 Hz και 3000 Hz αντίστοιχα. Η διακεκομμένη γραμμή έχει υπολογιστεί ακριβώς από τη θεωρία (3.4.5) ενώ η συμπαγής γραμμή αποτελεί την προσέγγιση μακρινού πεδίου υπολογισμένη για τιμές κοντινού πεδίου.

⁸ Η ανισότητα μπορεί επίσης να γραφεί ως $r > \pi\alpha^2 / \lambda$. Η ποσότητα S / λ , όπου S η δονούμενη περιοχή της πηγής, ονομάζεται μήκος του Rayleigh.

Στο Σχήμα 3-5 βλέπουμε ότι κοντά στο πιστόνι το ακουστικό πεδίο είναι αρκετά πολύπλοκο. Καθώς όμως η απόσταση μεγαλώνει, η ηχητική πίεση μειώνεται πιο ομαλά, μείωση η οποία προσεγγίζει το λόγο $1/r$.

3.4.2 Μακρινό πεδίο

Για πολύ μεγάλες αποστάσεις από το πιστόνι, το μακρινό πεδίο εκτιμάται με τη βοήθεια επιπλέον συντεταγμένων οι οποίες εισάγονται όπως φαίνεται στο Σχήμα 3-6. Οι άξονες x και y είναι προσαρμοσμένοι έτσι ώστε κάθε σημείο του πεδίου (r, θ) να βρίσκεται εντός το επίπεδου $x-z$. Στη προηγούμενη υποενοότητα το πιστόνι χωρίστηκε σε πολύ μικρά τμήματα, το καθένα από τα οποία αποτελούσε μία απλή πηγή. Εδώ, το πιστόνι διαιρείται σε μία διάταξη από συνεχείς γραμμικές πηγές διαφορετικού μήκους, (το μήκος μεταβάλλεται ανάλογα με τη γωνία ϕ), παράλληλες στον άξονα y , έτσι ώστε κάθε σημείο να βρίσκεται εντός του ακουστικού άξονα της πηγής. Όπως θα δούμε και σε άλλο κεφάλαιο, για να υπολογίσουμε το μακρινό πεδίο μίας γραμμικής πηγής πρέπει να επιβάλλουμε το περιορισμό $r \gg a$, έτσι ώστε η απόσταση κάθε σημείου να θεωρείται πολύ μεγάλη σε σχέση με την ακτίνα a του πιστονιού.



Σχήμα 0-6: Γεωμετρική απεικόνιση παραγωγής ακουστικού πεδίου ενός κυκλικού επίπεδου πιστονιού ακτίνας a για το μακρινό πεδίο.

Σύμφωνα με το Σχήμα 3-6 κάθε γραμμική πηγή έχει μήκος $2\alpha \sin \phi$ και πλάτος dx . Άρα η στιβαρότητα κάθε πηγής θα ισούται με :

$$dQ = 2U_0 \alpha \sin \phi dx \quad (3.4.8)$$

Η αύξουσα πίεση dp για μία πηγή μέσα σε απέραντο τοίχο θα δίνεται από τη σχέση:

$$dp = j\rho_0 c \frac{U_0}{\pi r'} k \alpha \sin \phi e^{j(\omega t - k r')} dx \quad (3.4.9)$$

Σύμφωνα όμως με το περιορισμό $r \gg \alpha$ η τιμή του r' γίνεται κατά προσέγγιση,

$$r' \approx r + \Delta r = r - \alpha \sin \theta \cos \phi \quad (3.4.10)$$

ενώ η ακουστική πίεση θα ισούται με,

$$P(r, \theta, t) = j\rho_0 c \frac{U_0}{\pi r'} k \alpha e^{j(\omega t - k r')} \int_{-\alpha}^{\alpha} e^{jk \sin \theta \cos \phi} \sin \phi dx \quad (3.4.11)$$

όπου $r' \approx r$ στο παρανομαστή και $r \approx r + \Delta r$ για τη συνάρτηση της φάσης, σύμφωνα με τη προσέγγιση του μακρινού πεδίου. Στη συνέχεια μπορούμε να μετατρέψουμε τα όρια του ολοκληρώματος από dx σε $d\phi$ εφόσον $x = \alpha \cos \phi$. Άρα έχουμε:

$$P(r, \theta, t) = j\rho_0 c \frac{U_0}{\pi} \frac{\alpha}{r} k \alpha e^{j(\omega t - k r)} \int_0^\pi e^{jk \sin \theta \cos \phi} \sin^2 \phi d\phi \quad (3.4.12)$$

Λόγω συμμετρίας, το φανταστικό μέρος του ολοκληρώματος διαγράφεται. Το πραγματικό μέρος τώρα μπορεί να εκφραστεί με όρους συνάρτησης Bessel ως,

$$\int_0^\pi \cos(z \cos \phi) \sin^2 \phi d\phi = \pi \frac{J_1(z)}{z} \quad (3.4.13)$$

Η ηχητική πίεση τώρα θα δίνεται από τη σχέση:

$$P(r, \theta, t) = \frac{j}{2} \rho_0 c U_0 \frac{\alpha}{r} k \alpha \left[\frac{2J_1(k \alpha \sin \theta)}{k \alpha \sin \theta} \right] e^{j(\omega t - kr)} \quad (3.4.14)$$

Η γωνιακή εξάρτηση της παραπάνω εξίσωσης βρίσκεται μέσα στις αγκύλες και εφόσον ο όρος αυτός, καθώς το θ πηγαίνει προς το 0, προσεγγίζει τη μονάδα μπορούμε να κάνουμε τους παρακάτω προσδιορισμούς.

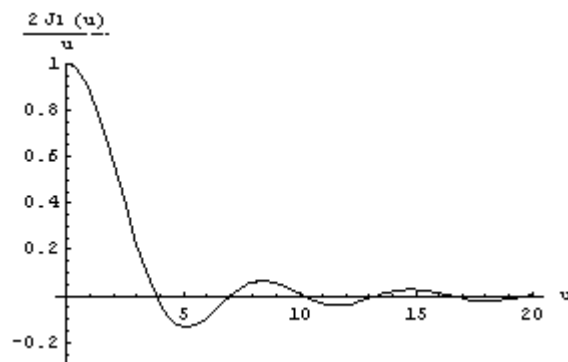
$$|P(r, \theta)| = P_{axis}(r) H(\theta) \quad (3.4.15)$$

όπου
$$H(\theta) = \left| \frac{2J_1(u)}{u} \right| \quad u = k \alpha \sin \theta$$

Η 3.4.15 είναι πανομοιότυπη με τη 3.4.7 όπου το πλάτος της πίεσης εκφράζεται ασύμπτωτα. Η γωνιακή εξάρτηση του $H(\theta)$ φανερώνει ότι η ηχητική πίεση θα παρουσιάζει ελάχιστα για γωνίες θ_m που θα δίνονται από τη σχέση,

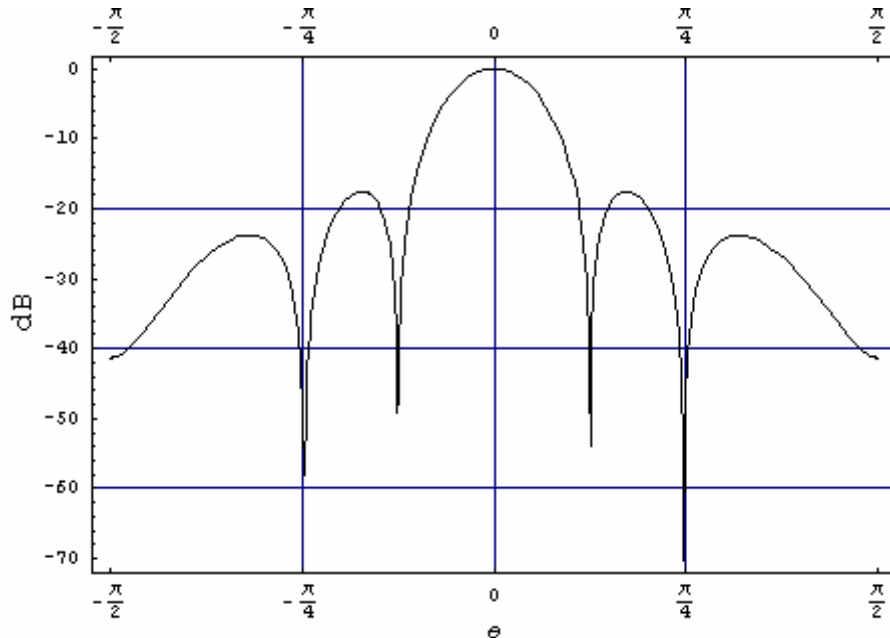
$$k \alpha \sin \theta_m = j_{1m} \quad m = 1, 2, 3, \dots \quad (3.4.16)$$

όπου το j_{1m} σχεδιάζει τις τιμές του J_1 το οποίο μειώνει τη συνάρτηση Bessel στο μηδέν, $J_1(j_{1m}) = 0$.



Σχήμα 0-7: Η συνάρτηση $2J_1(u)/u$

Όπως βλέπουμε στο Σχήμα 3-7 καθώς το u αυξάνεται, το $H(\theta)$ μειώνεται. Με λίγα λόγια, όσο μεγαλώνει η γωνία που αποκλίνει το σημείο παρατήρησης από τον κεντρικό άξονα $\theta = 0$, η ηχητική πίεση μειώνεται.



Σχήμα 0-8: Πολικό διάγραμμα επίπεδου κυκλικού πιστοنيού στο μακρινό πεδίο για $k\alpha = 10$

Στο Σχήμα 3-8, μπορούμε να διακρίνουμε τα μέγιστα και τα ελάχιστα της πίεσης, τα οποία υπολογίζονται όπως είδαμε μέσω του $H(\theta)$. Με τα r σταθερό και την ακουστική πίεση αντισταθμισμένη ώστε το μέγιστο να είναι στα 0 dB, βλέπουμε ότι το πρώτο πλευρικό μέγιστο (λοβός) είναι στα -17.6 dB.

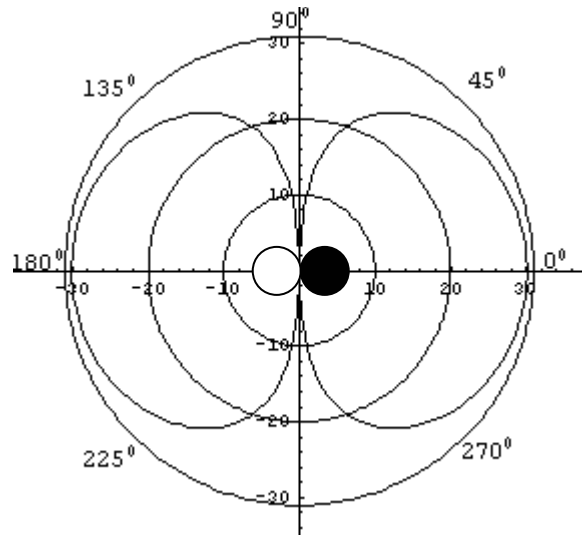
Για μήκη κύματος πολύ μικρότερα από την ακτίνα του πιστοنيού, ($k\alpha \gg 1$), το πολικό διάγραμμα του Σχήματος 3-8 θα είχε ένα αρκετά μεγάλο αριθμό από λοβούς ενώ το εύρος της γωνίας του κύριου λοβού θα ήταν πολύ στενό. Για μήκη κύματος για τα οποία ισχύει $k\alpha < 3.83$ το πολικό διάγραμμα θα είχε ένα μόνο κύριο λοβό. Τέλος, για μήκη κύματος πολύ μεγαλύτερα από την ακτίνα του πιστοنيού, το $H(\theta)$ θα ισούται με τη μονάδα για όλες τις γωνίες με αποτέλεσμα να συμπεριφέρεται σαν μία απλή πηγή μέσα σε απέραντο τοίχο, με στιβαρότητα $Q = \pi \alpha^2 U_0$.

Παρόλα αυτά, σε αυτό το σημείο πρέπει να πούμε ότι στη πραγματικότητα ένα μεγάφωνο τέτοιου τύπου θα διαφέρει αρκετά από τη θεωρία και αυτό γιατί:

- 1) Η περιοχή του υλικού μέσα στην οποία είναι τοποθετημένο το μεγάφωνο, είναι πεπερασμένου μήκους. Αυτό σημαίνει ότι στις χαμηλές συχνότητες το μήκος κύματος του ήχου θα είναι ίσο ή μεγαλύτερο από τις διαστάσεις του υλικού, άρα η παραδοχή ότι όλα τα στοιχεία του πιστονιού θα εκπέμπουν ημισφαιρικά θα είναι λανθασμένη.
- 2) Αν η καμπίνα μέσα στην οποία βρίσκεται ένα μεγάφωνο είναι κλειστή, τότε η ηχητική πίεση πίσω από το μεγάφωνο θα διαδίδεται προς τα εμπρός προσεγγίζοντας έναν διπλασιασμό πίεσης παρά ένα πιστόνι μέσα σε άπειρο υλικό.

3.5 Δίπολο

Ένα δίπολο⁹ ουσιαστικά αποτελείται από δύο μονόπολα ίδιας στιβαρότητας αλλά αντίθετης φάσης, τα οποία απέχουν μεταξύ τους απόσταση πολύ μικρότερη του μήκους κύματος που εκπέμπεται από αυτό. Όταν η πίεση στη μία πηγή θα αυξάνεται, στην άλλη θα μειώνεται και εναλλάξ. Το αποτέλεσμα αυτής της αλληλεπίδρασης είναι η ταλάντωση του αέρα κοντά στο σημείο τομής των



Σχήμα 0-9: Πολικό διάγραμμα διπολικής ηχητικής πηγής.

δύο πηγών δημιουργώντας μία ηχητική πίεση. Αντίθετα με το μονόπολο, το δίπολο δεν εκπέμπει ισότροπα προς όλες τις κατευθύνσεις.

Η εκπεμπόμενη ηχητική πίεση από μία διπολική πηγή για το μακρινό δίνεται από τη σχέση:

$$p(r, \theta, t) = -i \frac{Q \rho c k^2}{4 \pi r} \cos \theta e^{i(\omega t - kr)} \quad (3.5.1)$$

⁹ Δίπολο είναι η ηχητική πηγή της οποίας το πολικό διάγραμμα εμφανίζει δύο λοβούς. Το πλάτος της ακτινοβολίας εμφανίζει κυκλική συμμετρία σε επίπεδα κάθετα προς το κύριο άξονα ενώ σε επίπεδα που περιέχουν τον άξονα, το πλάτος είναι ανάλογο με το συνημίτονο της γωνίας που σχηματίζει η κατεύθυνση του σημείου που ενδιαφέρει με τον άξονα αυτόν. [ΕΛΟΤ 263.2 (2.32)]

Η παραπάνω σχέση εκφράζει ένα σφαιρικά αποκλίνων κύμα με πλάτος πίεσης

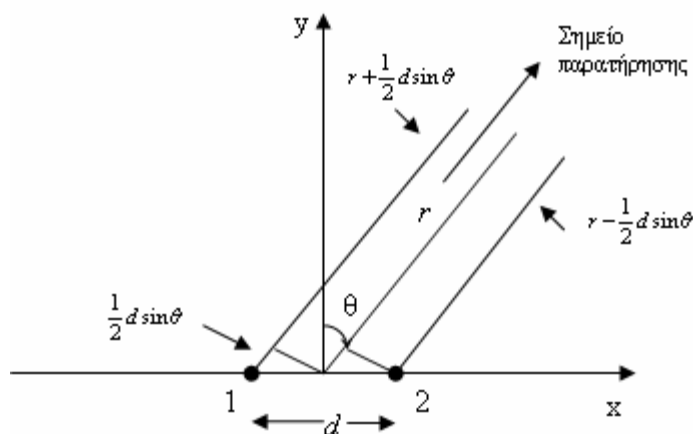
$$|p(r, \theta, t)| = \frac{Q \rho c k}{4 \pi r} k d \cos \theta \quad (3.5.2)$$

όπου μπορεί εύκολα να ερμηνευτεί σαν την ηχητική πίεση που ακτινοβολείται από ένα μονόπολο, τον όρο $k d$ όπου συσχετίζει το εκπεμπόμενο μήκος κύματος με το σημείο τομής της πηγής και τον δείκτη κατευθυντικότητας, ο οποίος ορίζεται από το συνημίτονο της γωνίας θ .

Στο Σχήμα 3-9 φαίνεται το πολικό διάγραμμα ενός δίπολου, το οποίο μοιάζει με τον αριθμό 8, δηλαδή στις δύο επιφάνειες εκ του οριζοντίου άξονα η πίεση είναι πολύ μεγάλη ενώ επί του κάθετου άξονα είναι μηδενική.

3.6 Διάταξη δύο διακριτών σημειακών πηγών

Σε αυτή την υποενότητα θα εξεταστεί η συμπεριφορά δύο σημειακών πηγών κατά την ακτινοβολία τους στο μακρινό πεδίο χωρίς όμως το περιορισμό αντίθετης φάσης. Οι δύο πηγές απέχουν μεταξύ τους κατά μία απόσταση d , ενώ με r ορίζεται η απόσταση από το κέντρο



Σχήμα 0-10: Γεωμετρική απεικόνιση διάταξης δύο διακριτών πηγών που απέχουν απόσταση d .

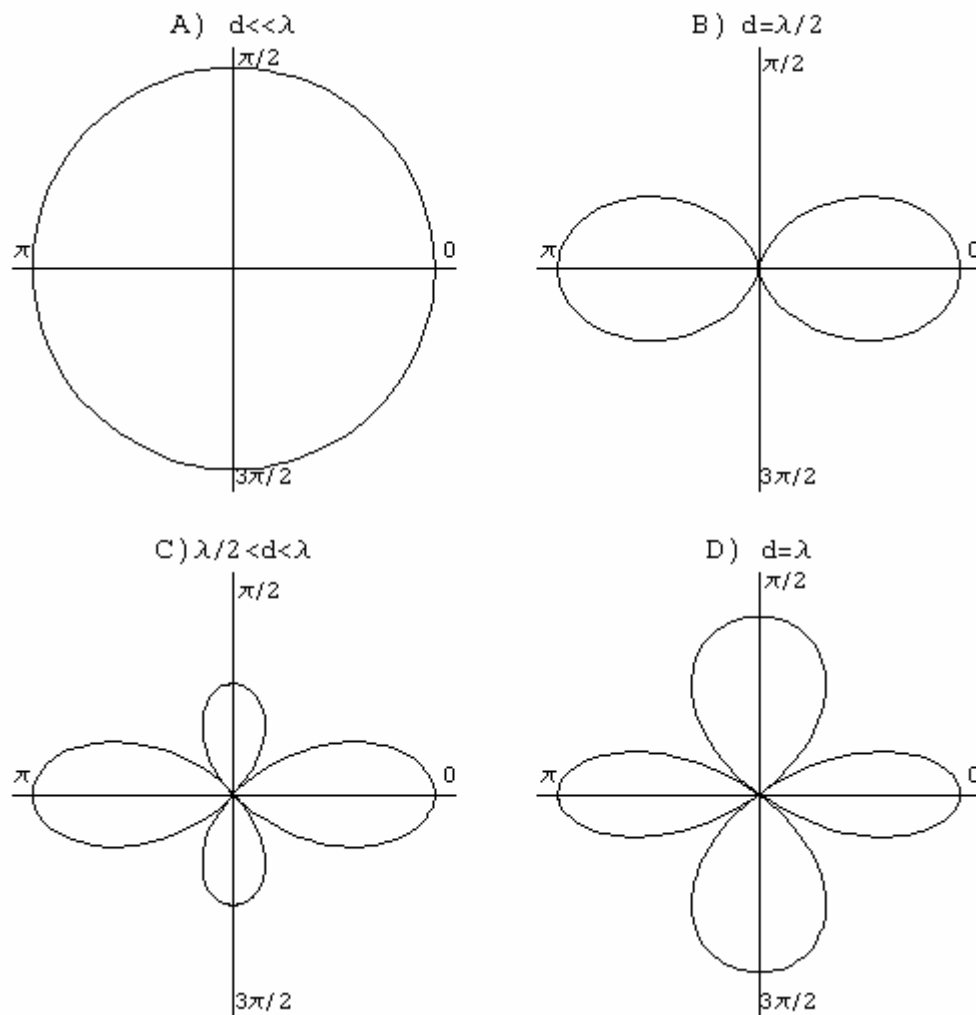
της διάταξης προς το σημείο παρατήρησης (βλέπε Σχήμα 3-10). Αγνοώντας τη διαφορά ανάμεσα στις τιμές των r και $r \pm (d/2) \sin \theta$, και παίρνοντας υπόψη μόνο τον συντελεστή φάσης, έχουμε,

$$\begin{aligned}
 p &= p_1 + p_2 \\
 &= \frac{A}{r} e^{j(\omega t - kr)} [e^{j\phi} + e^{-j\phi}] \\
 &= 2 \frac{A}{r} e^{j(\omega t - kr)} \cos \phi
 \end{aligned} \tag{3.6.1}$$

όπου $\phi = (kd/2) \sin \theta$, δηλαδή το μισό της διαφοράς φάσης ανάμεσα στα σήματα των δύο πηγών.

Η κατευθυντικότητα της διάταξης, με τη βοήθεια της 3.1.4 και 3.1.5 είναι:

$$D(\theta) = \cos \phi = \cos \left(\frac{kd}{2} \sin \theta \right) \tag{3.6.2}$$



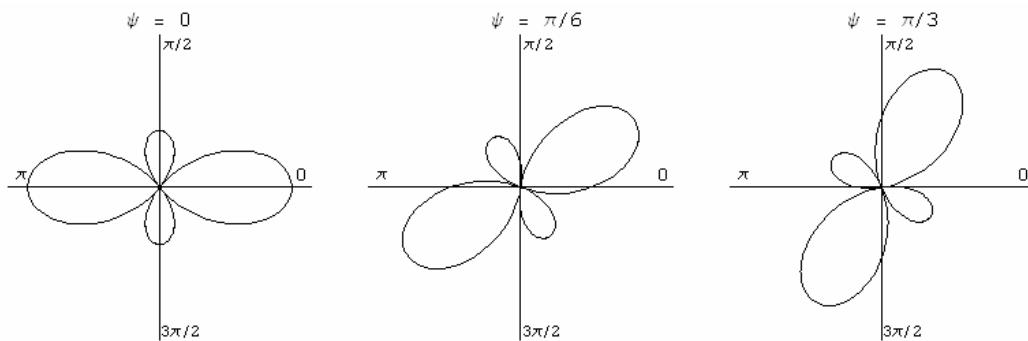
Σχήμα 0-11: Πολική απόκριση διάταξης δύο πηγών για διάφορες τιμές του d .

Η πολική απόκριση της πηγής καθορίζεται από την 3.6.2 μέσω του μεγέθους του $k d/2 = \pi d/2$. Αρχικά για $k d/2 \ll 1$, ο $D(\theta) = 1$, άρα οι πηγές θα είναι τόσο κοντά η μία στην άλλη όπου θα συμπίπτουν. Έτσι, στη περίπτωση Α (βλέπε Σχήμα.3-11), η ακτινοβολία θα είναι ομοιοκατευθυντική. Καθώς το $k d/2$ αυξάνεται, ο δείκτης κατευθυντικότητας μειώνεται απότομα για τις γωνίες $\theta = \pm \pi/2$. Στη περίπτωση Β, όπου $k d = \pi/2$, οι πηγές έχουν διαφορά φάσης ακριβώς 180 μοίρες με την ακτινοβολία των πηγών να μοιάζει με τον αριθμό 8. Αν το $k d/2$ αυξηθεί και άλλο, οι κύριοι λοβοί στενεύουν ενώ άλλοι πιο μικροί αρχίζουν να εμφανίζονται στα πλάγια. Όταν το $k d/2$ φτάσει τη τιμή του π , ($d = \lambda$), οι πλαϊνοί λοβοί έχουν μεγαλώσει τόσο ώστε να θεωρούνται δευτερεύων κύριοι λοβοί δημιουργώντας έτσι πρόβλημα για υψηλές κατευθυντικότητες.

Ενδιαφέρον θα έχει επίσης, αν στη κάθε πηγή προστεθεί μία μεταβολή της φάσης. Αν θεωρήσουμε ότι η διαφορά φάσης ανάμεσα στις δύο πηγές ισούται με 2ψ τότε η κατευθυντικότητα γίνεται:

$$D(\theta) = \cos \phi = \cos \left(\frac{k d}{2} \sin(\theta - \psi) \right) \quad (3.6.3)$$

Ο κύριος λοβός θα μεταβάλλεται τώρα κατά γωνία $\theta = \sin^{-1}(k d/2 \psi)$ με τη προϋπόθεση όμως ότι $\psi \leq k d/2$. Η γωνία αυτή μπορεί να παραμένει σταθερή, για διάφορες συχνότητες, αλλάζοντας μόνο το ψ γραμμικά με τη συχνότητα. Η συσχέτιση αυτή, του ψ με τη γωνία του θ , παρέχει τον έλεγχο διεύθυνσης της εκπομπής των πηγών ηλεκτρονικά και όχι μηχανικά.

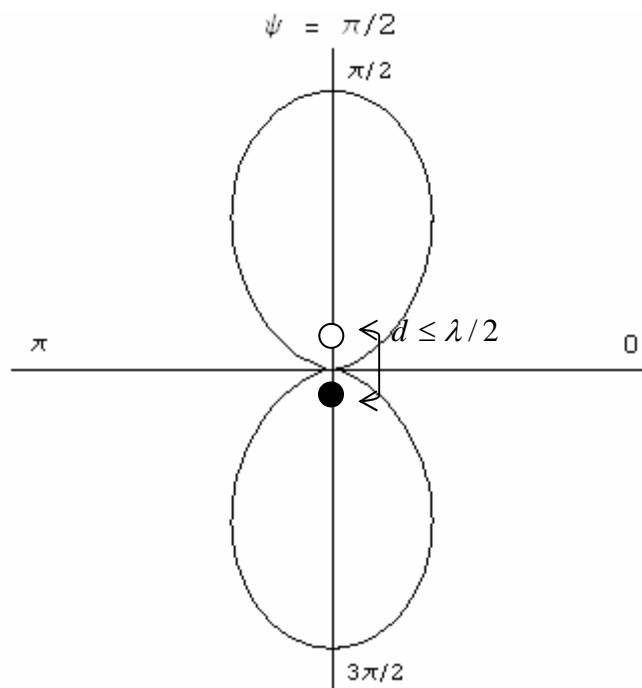


Σχήμα 0-12: Ακτινοβολία γραμμικής διάταξης δύο πηγών για διάφορες τιμές μεταβολής της φάσης κατά όπου $kd = 4$.

Μία ειδική περίπτωση παρατηρείται για $\psi = \pi/2$, κατά την οποία οι δύο πηγές βρίσκονται ακριβώς εκτός φάσης η μία με την άλλη, δημιουργώντας ένα δίπολο στο οποίο η συμβολή των πηγών επί της κυρίας διεύθυνσης ($\theta = 0$) είναι μηδενική. Η συνάρτηση της κατευθυντικότητας γίνεται,

$$D(\theta) = \cos \phi = \cos \left(\frac{k d}{2} \sin \theta - \pi/2 \right) = \sin \left(\frac{k d}{2} \sin \theta \right) \quad (3.6.4)$$

η οποία μας δείχνει τα ελάχιστα ($\theta = 0$) και τα μέγιστα ($\theta = \pi/2$) με την προϋπόθεση όμως ότι $k d/2 \leq \pi/2$ ή $d \leq \lambda/2$, (Βλέπε Σχήμα 3-13). Μία τέτοια διάταξη ονομάζεται *end-fire*¹⁰ διάταξη, δηλ. η μέγιστη ακτινοβολία συναντάτε κατά μήκος της γραμμής που ενώνει τις δύο πηγές. Όταν οι πηγές απέχουν κατά μία απόσταση ίση του $\lambda/2$, το σήμα τις μία πηγής φτάνει στην άλλη σε τέτοιο χρόνο κατά τον οποίο ενισχύει αποτελεσματικά την εκπομπή της άλλης.



Σχήμα 0-13: End-fire διάταξη για $\psi = \pi/2$

¹⁰ Για $\psi = 0$ η διάταξη ονομάζεται broadside.

3.7 Τετράπολο

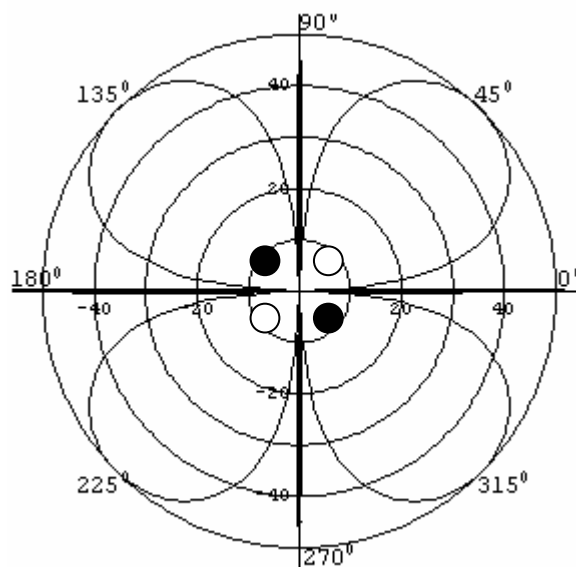
Εφόσον δύο μονόπολα αντίθετης φάσης σχηματίζουν ένα δίπολο, τότε δύο δίπολα αντίθετης φάσης τα οποία απέχουν κατά μία μικρή απόσταση μεταξύ τους, θα σχηματίζουν ένα τετράπολο. Στην περίπτωση μίας τετραπολικής πηγής δεν υπάρχει αρχική δύναμη πάνω στο ρευστό (μέσο). Αντίστοιχα, η εναλλαγές της τάσης πάνω στο ρευστό δημιουργούν τα ηχητικά κύματα. Επειδή όμως τα ρευστά δεν μπορούν να υποστηρίξουν διατμητικές τάσεις, τα τετράπολα χαρακτηρίζονται σαν ηχητικές πηγές χαμηλής απόδοσης. Ανάλογα τώρα με τη διάταξη που σχηματίζουν τα δίπολα αυτά, τα τετράπολα χωρίζονται σε δύο βασικές κατηγορίες:



Σχήμα 0-14: Γεωμετρική απεικόνιση τετράπολου α) πλευρική διάταξη β) σε σειρά.

3.8 Τετράπολο πλευρικής διάταξης

Στη διάταξη αυτή οι άξονες των δύο δίπολων δεν συμπίπτουν μεταξύ τους ενώ το κάθε μονόπολο αντιστοιχεί σε μία από τις γωνίες ενός υποθετικού τετραγώνου, όπως φαίνεται στο διπλανό σχήμα. Το πλάτος της ηχητικής πίεσης ενός τετράπολου για το μακρινό πεδίο δίνεται από τη σχέση:



Σχήμα 0-15: Τετράπολο σε πλευρική διάταξη όπου $kd = 0.2$.

$$|p(r, \theta, t)| = \frac{Q \rho c k}{4 \pi r} 4k^2 d D \cos \theta \sin \theta \quad (3.7.1)$$

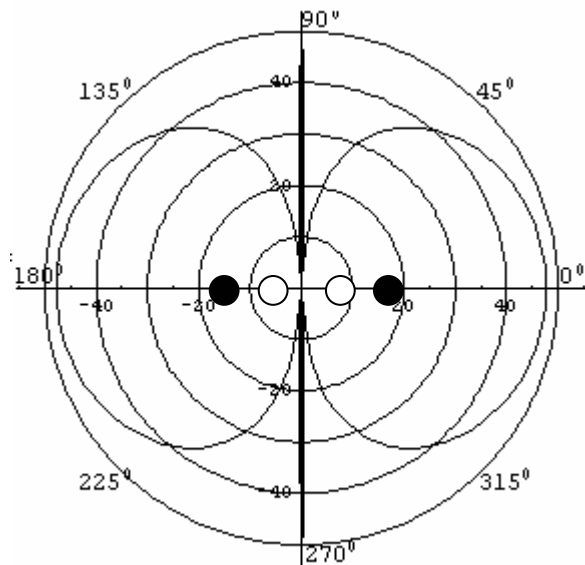
Και εδώ, η παραπάνω σχέση μπορεί να αναλυθεί σαν την ηχητική πίεση ενός μονόπολου, τον όρο $4k^2 d D$ όπου συσχετίζει το μήκος κύματος με τα σημεία διαχωρισμού του τετράπολου και τον δείκτη κατευθυντικότητας που εξαρτάται από τη γωνία θ .

Το πολικό διάγραμμα μίας τέτοιας διάταξης μας δείχνει ότι μπροστά από κάθε μονόπολο οι τιμές της πίεσης είναι μεγάλες. Αντίθετα, στα σημεία που ισαπέχουν από διπλανά μονόπολα η πίεση σχεδόν μηδενίζεται λόγω ακύρωσης φάσης.

3.9 Τετράπολο σε σειρά

Εδώ, και τα δύο δίπολα ορίζονται από τους ίδιους άξονες σχηματίζοντας μία ευθεία και ισαπέχοντας μεταξύ τους κατά μία μικρή απόσταση.

Το πλάτος της ηχητικής πίεσης που εκπέμπεται από μία τέτοια διάταξη για το μακρινό πεδίο δίνεται από τη σχέση:



Σχήμα 0-16: Τετράπολο σε σειρά με $kd=0.2$.

$$|p(r, \theta, t)| = \frac{Q \rho c k}{4 \pi r} 4k^2 d D \cos^2 \theta \quad (3.7.2)$$

Στο Σχήμα 3-16 βλέπουμε το πολικό διάγραμμα ενός τετράπολου σε σειρά, για το μακρινό πεδίο, όπου τα ελάχιστα και τα μέγιστα έχουν τώρα μειωθεί καθώς γίνεται πιο έντονο το φαινόμενο ακύρωσης φάσεως.

4 ΣΥΝΕΧΗΣ ΓΡΑΜΜΙΚΗ ΠΗΓΗ ΠΕΠΕΡΑΣΜΕΝΟΥ ΜΗΚΟΥΣ

Στο κεφάλαιο αυτό θα αναλυθεί η συμπεριφορά των συνεχών γραμμικών πηγών πεπερασμένου μήκους συναρτήσει της γωνίας α , με πολικές συντεταγμένες, και της απόστασης του παρατηρητή από τη πηγή. Θα προσδιοριστούν επίσης: ο τρόπος ακτινοβολίας τους, η συσχέτιση έντασης, συχνότητας και μήκους πηγής μέσω μαθηματικών εξισώσεων, θα αναφερθούν τα διάφορα είδη συνεχών γραμμικών πηγών και τέλος θα σχεδιαστούν και θα αναλυθούν τα διαγράμματα που προέκυψαν από τις μαθηματικές εξισώσεις. Επίσης, μελετώνται και άλλοι παράγοντες όπως οι συνεχής γραμμικές πηγές κατανεμημένης στιβαρότητας όπου, όπως θα δούμε, το πλάτος κατά μήκος της πηγής δεν είναι κατανεμημένο ομοιόμορφα, η γωνία υποδιπλασιασμού ηχητικής στάθμης πίεσης καθώς και ο προσδιορισμός της θέσης των λοβών ενός πολικού διαγράμματος. Τέλος υπολογίζεται η ακουστική πίεση μιας γραμμικής πηγής με κενά κατά μήκος της, προσεγγίζοντας έτσι περισσότερο τα συστήματα που χρησιμοποιούνται στη πράξη.

4.1 Βασική θεωρία

Συνεχής γραμμική πηγή ονομάζεται η μαθηματική αναπαράσταση ενός μεγάλου αριθμού πηγών, απειροελάχιστων διαστάσεων διατεταγμένες κατά μήκος μίας ευθείας γραμμής.

Η ακουστική πίεση που εκπέμπεται από μία τέτοια πηγή δίνεται από τη σχέση,

$$P = \int_{-L/2}^{L/2} \frac{A(x)}{r(x)} e^{j(kr(x) + \phi(x))} dx \quad (4.1.1)$$

όπου, L το συνολικό μήκος της πηγής, $A(x)$ η συνάρτηση του πλάτους κατά μήκος της πηγής, k ο κυματάριθμος, $\phi(x)$ η συνάρτηση της φάσης και $r(x)$ η απόσταση από οποιοδήποτε σημείο πάνω στη πηγή προς το σημείο παρατήρησης.

Αν υποθέσουμε ότι το σημείο παρατήρησης βρίσκεται σε μεγάλη απόσταση από τη πηγή, τότε η 4.1.1 απλοποιείται σημαντικά. Αυτή η παραδοχή μπορεί να ισχύσει εφόσον η απόσταση προς το σημείο παρατήρησης είναι πολύ μεγαλύτερη από το μήκος της πηγής, τότε η απόσταση αυτή για δύο διαφορετικά τμήματα πάνω στη πηγή θα είναι προσεγγιστικά η ίδια. Η παραπάνω υπόθεση εκφράζεται μέσω της παρακάτω ισότητας:

$$\frac{1}{r(x)} \approx \frac{1}{r\left(\frac{-L}{2}\right)} \approx \frac{1}{r\left(\frac{L}{2}\right)} \approx \frac{1}{r} \quad (4.1.2)$$

Αντίθετα, ο όρος $r(x)$ στον εκθέτη της 4.1.1 αντιμετωπίζεται διαφορετικά καθώς οι προσεγγιστικά μικρές διαφορές απόστασης από οποιαδήποτε τμήματα της πηγής προς το σημείο παρατήρησης, δεν είναι τόσο μικρές εάν συγκριθούν με το εκπεμπόμενο μήκος κύματος. Η απόσταση $r(x)$ εκφράζεται συναρτήσει της γωνίας α μέσω της παρακάτω σχέσης,

$$r(x) = x \sin(\alpha) \quad (4.1.3)$$

όπου α η γωνία ανάμεσα στη μεσοκάθετο της πηγής και οποιασδήποτε άλλης ευθείας που ενώνει ένα τμήμα της πηγής με το σημείο παρατήρησης.

Σύμφωνα με τις παραπάνω παραδοχές και απλοποιήσεις, η 4.1.1 η οποία τώρα εκφράζει την ακουστική πίεση που εκπέμπεται μόνο για το μακρινό πεδίο συναρτήσει της γωνίας α , θα δίνεται από τη σχέση:

$$P(\alpha) = \frac{1}{r} \int_{\frac{-L}{2}}^{\frac{L}{2}} A(x) e^{-jkx \sin(\alpha) + \phi(x)} dx \quad (4.1.4)$$

Η μέγιστη πίεση¹¹ μίας συνεχής γραμμικής πηγής υπολογίζεται εάν όλα τα στοιχεία κατά μήκος της γραμμής εκπέμπουν σε φάση (δηλ. η συνάρτηση στον εκθέτη ισοδυναμεί με τη μονάδα) και δίνεται από τη σχέση:

¹¹ Η μέγιστη πίεση σε μία γραμμική πηγή, στη πράξη, για οποιαδήποτε απόσταση και συχνότητα σπάνια επιτυγχάνεται.

$$P(\alpha)_{\max} = \frac{1}{r} \int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} A(x) dx \quad (4.1.5)$$

Ο λόγος των δύο παραπάνω σχέσεων δίνει τη συνάρτηση κατευθυντικότητας $R(\alpha)$ συναρτήσει της γωνίας α , συνάρτηση την οποία χρησιμοποιούμε για να σχεδιάσουμε το πολικό διάγραμμα μίας γραμμικής πηγής.

$$R(\alpha) = \frac{|P(\alpha)|}{|P(\alpha)_{\max}|} \quad (4.1.6)$$

Λύνοντας τη παραπάνω σχέση και θέτοντας το πλάτος $A(x)$ ίσο με τη μονάδα και τη φάση $\phi(x)$ ίσο με το μηδέν καταλήγουμε στη σχέση:

$$R_{Line}(\alpha) = \left| \frac{1}{L} \int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} e^{-jkx \sin(\alpha)} dx \right| \quad (4.1.7)$$

Η παραπάνω συνάρτηση τελικά γίνεται:

$$R_{Line}(\alpha) = \left| \frac{\sin\left(\frac{\pi L}{\lambda} \sin \alpha\right)}{\frac{\pi L}{\lambda} \sin \alpha} \right| \quad (4.1.8)$$

Εδώ θα πρέπει να σημειωθεί ότι για τα πολικά διαγράμματα που οι μονάδες εκφράζονται σε dB, έχει χρησιμοποιηθεί η παρακάτω σχέση, η οποία μας δίνει τον δείκτη κατευθυντικότητας,

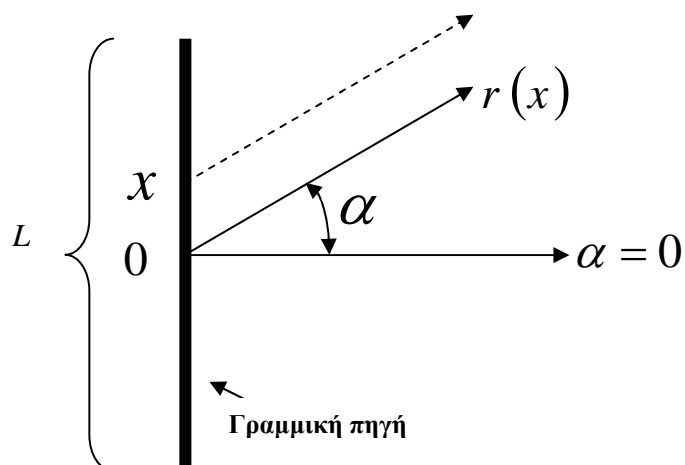
$$R_{dB} = 20 \log_{10} \left[\frac{R(\alpha)}{R_{ref}} \right] \quad (4.1.9)$$

όπου R_{ref} η τιμή αναφοράς για τη συνάρτηση κατευθυντικότητας στις μηδέν μοίρες.

4.2 Πολική απόκριση συνεχούς γραμμικής πηγής

4.2.1 Απλή συνεχής γραμμική πηγή

Απλή γραμμική πηγή ονομάζεται η πηγή στην οποία όλα τα στοιχεία βρίσκονται κατά μήκος μίας ευθείας γραμμής, χωρίς να παρουσιάζουν διαφορά φάσης μεταξύ τους, ενώ εκπέμπουν με το ίδιο πλάτος $A(x)$.

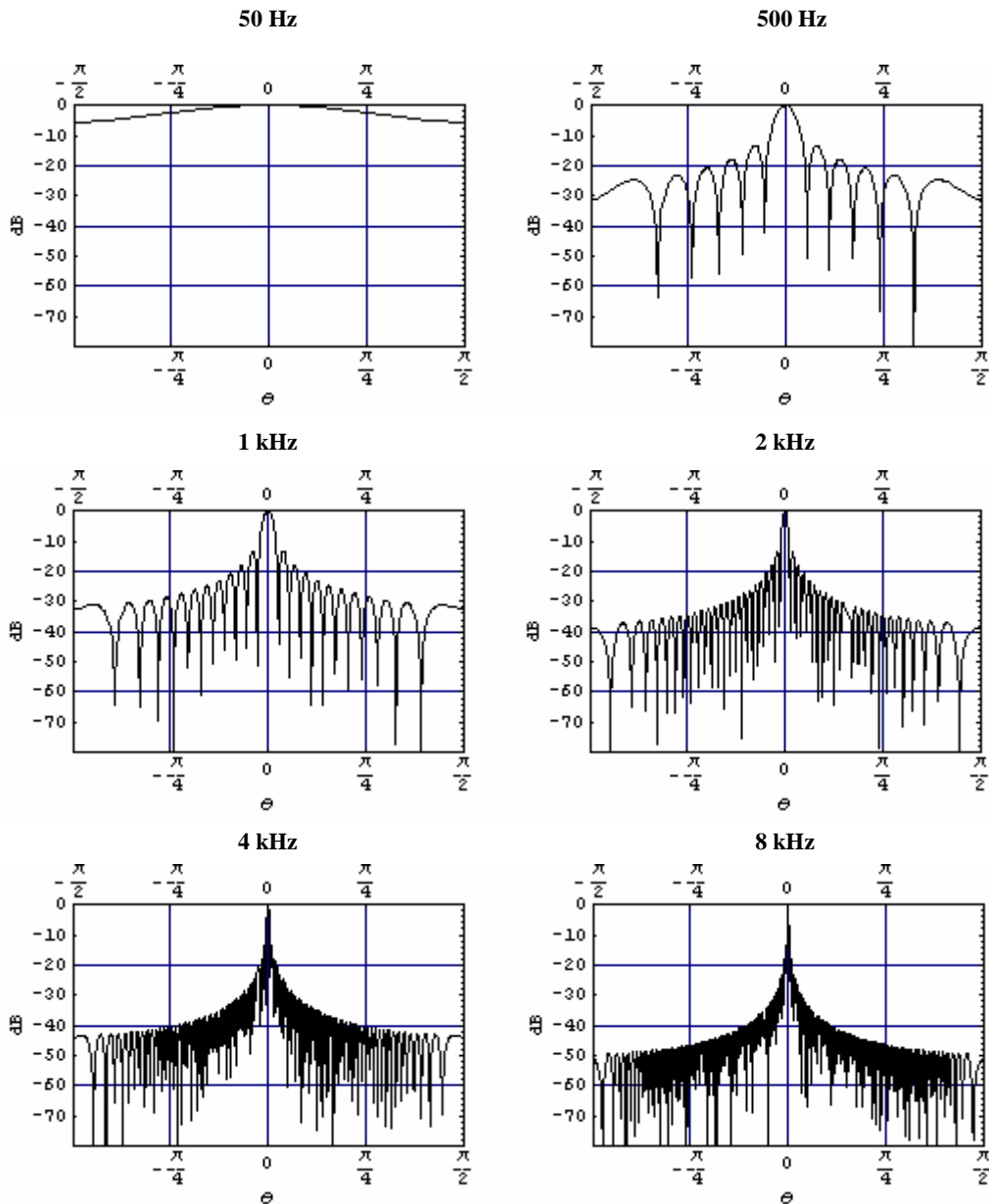


Η πίεση για το μακρινό πεδίο δίνεται από τη σχέση 4.1.4, όπου εύκολα μπορούμε να παρατηρήσουμε

ότι μεγιστοποιείται για γωνίες που τείνουν στο μηδέν, ενώ σχεδόν μηδενίζεται σε γωνίες στα άκρα της πηγής. Στο Σχήμα 4.2-1 φαίνεται η ηχητική εκπομπή μίας απλής γραμμικής πηγής συναρτήσει της γωνίας α .

Όπως θα δούμε, ο δείκτης κατευθυντικότητας εξαρτάται άμεσα από τη συχνότητα, αφού το εύρος του στενεύει ανάλογα στη συχνότητα που εκπέμπεται από τη πηγή. Αυτό, αποτελεί ένα από τα κύρια χαρακτηριστικά της απλής συνεχής γραμμικής πηγής και σημαντικότερο κριτήριο όσο αφορά τη χρήσης της σε ακουστικές εφαρμογές.

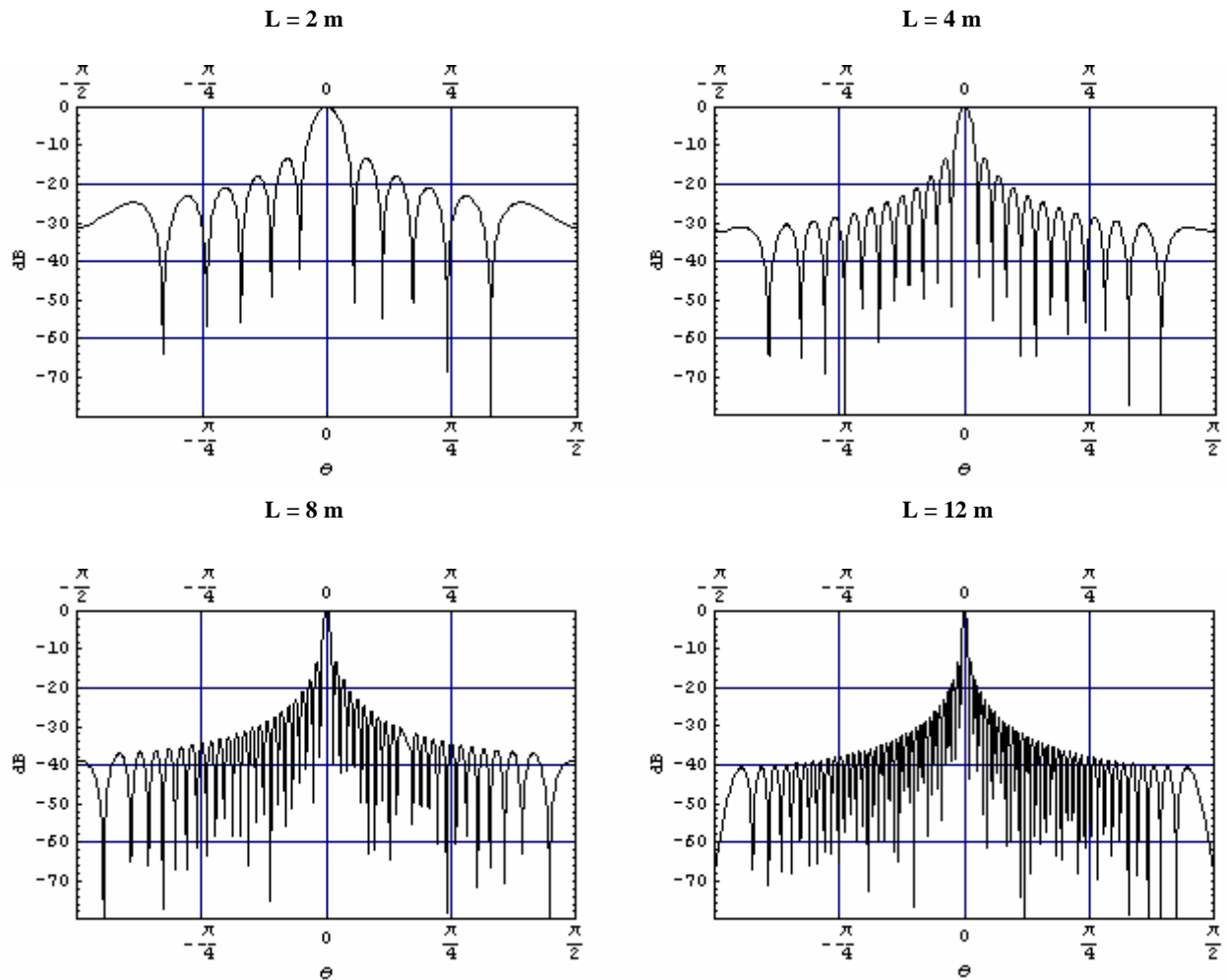
Σχήμα 4.2-1: Γεωμετρική απεικόνιση απλής γραμμικής πηγής μήκους L συναρτήσει της γωνίας.



Σχήμα 4.2-2: Πολική απόκριση γραμμικής πηγής μήκους 4 m για διάφορες συχνότητες αντίστοιχα. Όλα τα στοιχεία κατά μήκος της πηγής εκπέμπουν με την ίδια φάση και πλάτος.

Στο Σχήμα 4.2-2 φαίνεται η πολική απόκριση μίας απλής συνεχούς γραμμικής πηγής μήκους 4 m για διάφορες συχνότητες. Στα 50 Hz η πηγή εκπέμπει σχεδόν ομοιόμορφα προς όλες τις κατευθύνσεις ενώ στα 500 Hz η πηγή αρχίζει να παρουσιάζει μία κατευθυντικότητα, η οποία είναι ανάλογη της συχνότητας. Επειδή δεν υπάρχει διαφορά φάσης και πλάτους ανάμεσα στα στοιχεία της πηγής η μέγιστη πίεση και κατευθυντικότητα παρουσιάζεται στις 0^0 . Επίσης καθώς η συχνότητα αυξάνεται παρουσιάζονται λοβοί, ελάχιστα και μέγιστα πίεσης, ο αριθμός των οποίων αυξάνεται για μικρότερα μήκη κύματος.

Η ηχητική ακτινοβολία όμως μίας απλής συνεχούς γραμμικής πηγής δεν εξαρτάται μόνο από τη συχνότητα αλλά και το συνολικό μήκος της πηγής, όπως φαίνεται στο Σχήμα 4.2-3.

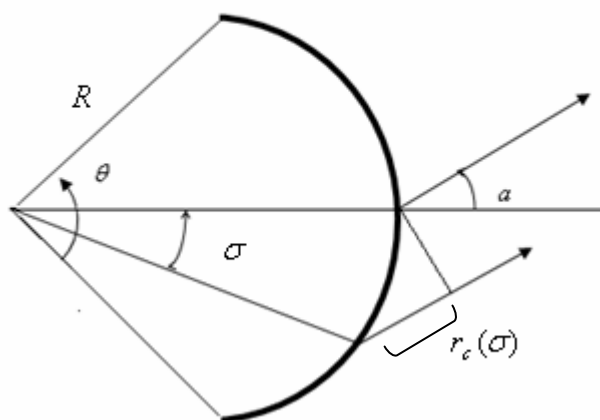


Σχήμα 4.2-3: Πολική απόκριση γραμμικής πηγής με σταθερή συχνότητα 1000 Hz για διάφορα μήκη αντίστοιχα.

Συμπεραίνουμε λοιπόν ότι, ο δείκτης κατευθυντικότητας, όπως και με τη συχνότητα, είναι ανάλογος με το συνολικό μήκος της πηγής για μία σταθερή συχνότητα. Στη πράξη όμως το μήκος της πηγής δεν μπορεί να είναι πολύ μεγάλο, π.χ 15 m, για λόγους πρακτικής εφαρμογής. Γι' αυτό και οι μηχανικοί ήχου μεταβάλλουν τον δείκτη κατευθυντικότητας με άλλους τρόπους που αναφέρονται παρακάτω.

4.2.2 Συνεχής γραμμική πηγή σχήματος τόξου (curved line source)

Σε μία τέτοια πηγή, όλα τα στοιχεία διατάσσονται κατά μήκος ενός τόξου ακτίνας R . Η εφαρμογή τέτοιου είδους πηγών σε ηχητικά συστήματα είναι αρκετά συνηθισμένη για λόγους που θα αναφερθούν παρακάτω. Στο Σχήμα 4.2-4, φαίνεται γεωμετρικά η διάταξη μίας τέτοιας πηγής. Η γωνία θ απεικονίζει την ολική γωνία του τόξου ενώ η γωνία σ , τη γωνία από τον άξονα, όπως φαίνεται στο σχήμα.



Σχήμα 4.2-4: Γεωμετρική απεικόνιση γραμμικής πηγής σχήματος τόξου ακτίνας R και ολικής γωνίας θ .

Για να εξάγουμε τη συνάρτηση κατευθυντικότητας ακολουθούμε τα ίδια βήματα με τη προηγούμενη ενότητα. Προκύπτει ότι η σχετική συνάρτηση απόστασης (βλέπε Σχήμα 4.2-4) για τη γραμμική πηγή σχήματος τόξου είναι:

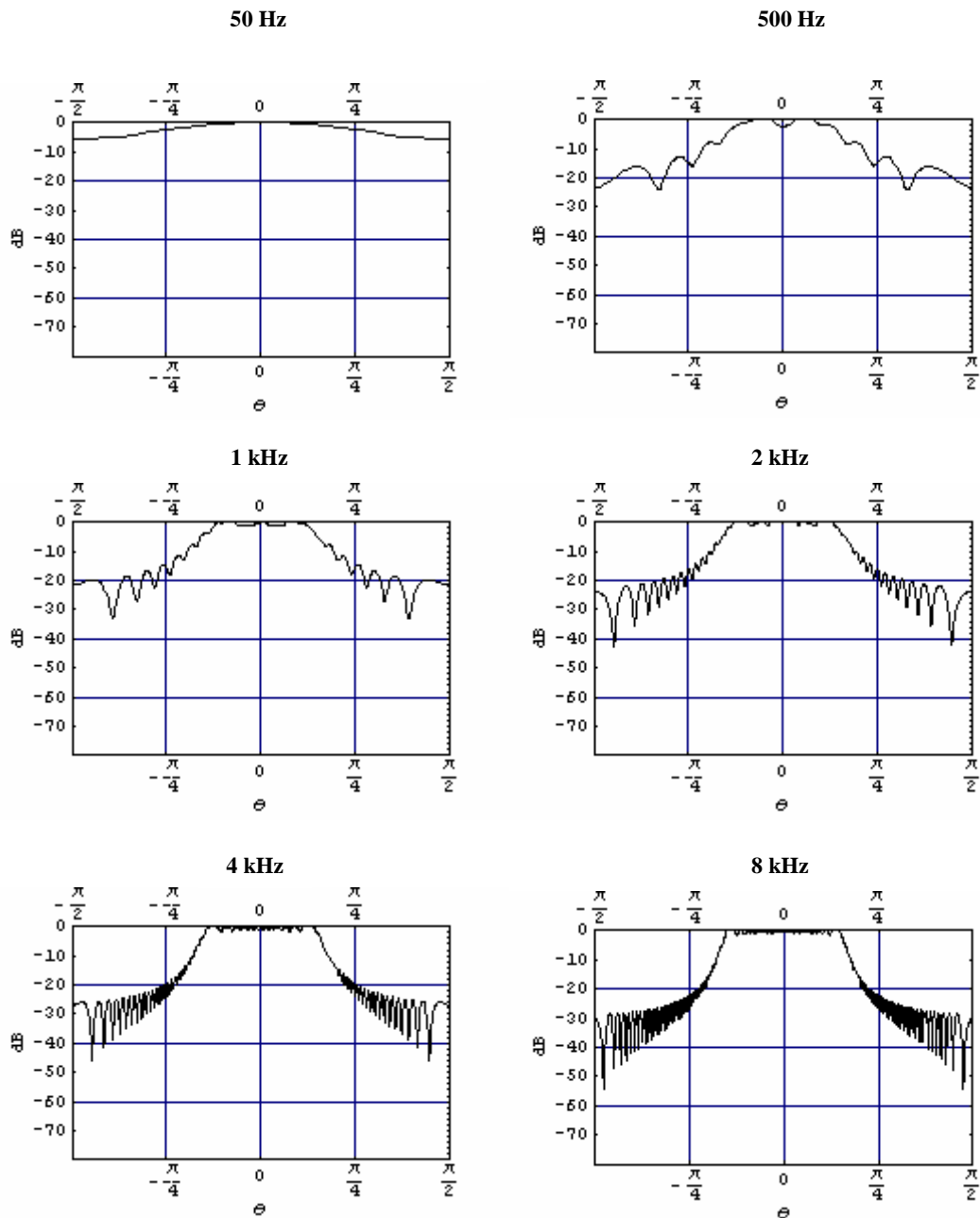
$$r_c(\sigma) = 2R \sin\left[\frac{\sigma}{2}\right] \sin\left[\frac{\sigma}{2} + \alpha\right] \quad (4.2.1)$$

Αφού ορίσαμε τη συνάρτηση της απόστασης, μπορούμε τώρα με ευκολία να γράψουμε τη σχέση που δίνει τη συνάρτηση της κατευθυντικότητας, για το μακρινό πεδίο, μίας γραμμικής πηγής σχήματος τόξου, ακτίνας R , ολικής γωνίας θ , για μία δεδομένη απόσταση $r(\sigma)$ από τη πηγή η οποία είναι:

$$R_{\text{τοξο}}(\alpha) = \frac{\int_{-\frac{\theta}{2}}^{\frac{\theta}{2}} A(\sigma) e^{-jk r_c(\sigma) + \phi(\sigma)} d\sigma}{\int_{-\frac{\theta}{2}}^{\frac{\theta}{2}} A(\sigma) d\sigma} \quad (4.2.2)$$

Ο παρανομαστής του κλάσματος, όπως και στη παραπάνω ενότητα, εκφράζει τη μέγιστη πίεση. Θεωρώντας τώρα, ότι όλα τα στοιχεία εκπέμπουν με ίδιο πλάτος και φάση, η παραπάνω σχέση γίνεται:

$$R_{\text{τοξο}}(\alpha) = \left| \frac{1}{\theta} \int_{-\frac{\theta}{2}}^{\frac{\theta}{2}} e^{-jk r_c(\sigma)} d\sigma \right| \quad (4.2.3)$$

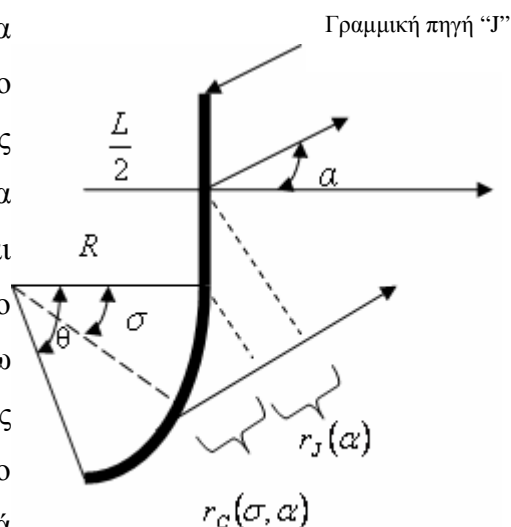


Σχήμα 4.2-5: Πολική απόκριση γραμμικής πηγής σχήματος τόξου ακτίνας $R = 4 \text{ m}$ μέτρων και ολικής γωνίας $\theta = 60^\circ$ για διάφορες συχνότητες αντίστοιχα. Όλα τα στοιχεία κατά μήκος της πηγής εκπέμπουν με την ίδια φάση και πλάτος.

Στο Σχήμα 4.2-5 φαίνεται η πολική απόκριση μίας συνεχούς γραμμικής πηγής σχήματος τόξου ακτίνας $R = 3$ και ολικής γωνίας $\theta = \pi/3$. Όπως βλέπουμε από τα διαγράμματα, μία τέτοια πηγή στις χαμηλές συχνότητες συμπεριφέρεται σαν μία απλή γραμμική πηγή. Στις υψηλές όμως συχνότητες, ο δείκτης κατευθυντικότητας παραμένει σχεδόν σταθερός χωρίς να παίρνει μεγάλες τιμές, χαρακτηριστικό που κάνει τις πηγές αυτές χρήσιμες σε εφαρμογές όπου το εύρος κάλυψης για τις υψηλές συχνότητες πρέπει να είναι μεγάλο.

4.2.3 Συνεχής γραμμική πηγή σχήματος “J” (“J” line source)

Μία τέτοια πηγή δεν είναι τίποτα παραπάνω από το συνδυασμό των δύο παραπάνω πηγών. Για λόγους τεχνικής εφαρμογής, το ευθύγραμμο τμήμα τοποθετείται πάντα από πάνω ενώ είναι αυτό που ευθύνεται για τη κάλυψη στο μακρινό πεδίο. Αντιθέτως, στο κάτω μέρος τοποθετείται το καμπυλωτό μέρος (τόξο) το οποίο παρέχει τη κάλυψη στο σχετικό κοντινό πεδίο¹² δηλ. μπροστά και κάτω από τη πηγή. Στο διπλανό σχήμα φαίνεται η γεωμετρική απεικόνιση μιας “J” πηγής όπου L το μήκος του ευθύγραμμου τμήματος και R και θ η ακτίνα και η ολική γωνία του τόξου αντίστοιχα. Τα δύο τμήματα είναι συνεχόμενα μεταξύ τους ενώ θεωρούμε κέντρο του τόξου το σημείο από το οποίο αρχίζει μία ευθεία κάθετη στο ευθύγραμμο τμήμα δια μέσου του κάτω άκρου του (βλέπε Σχήμα 4.2-6).



Σχήμα 4.2-6: Γεωμετρική απεικόνιση γραμμικής πηγής “J” με το ευθύγραμμο τμήμα να έχει μήκος L και το τόξο ακτίνα R .

Εάν επιλέξουμε το κέντρο του ευθύγραμμου τμήματος σαν σημείο αναφοράς τότε η ηχητική πίεση που θα ακτινοβολείται από το τμήμα αυτό είναι,

$$P_{Line}(\alpha) = \left| \frac{1}{L} \int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} e^{-jk r_{Line}(x)} dx \right| \quad (4.2.4)$$

όπου
$$r_{Line}(x) = x \sin(\alpha) \quad (4.2.5)$$

¹² Ο όρος “σχετικό κοντινό πεδίο” σε αυτή την ενότητα δεν αναφέρεται στις ζώνες Frenzel [10], απλά αποτελεί ένα ποιοτικό μέτρο ότι βρισκόμαστε σχετικά κοντά στη γραμμική πηγή.

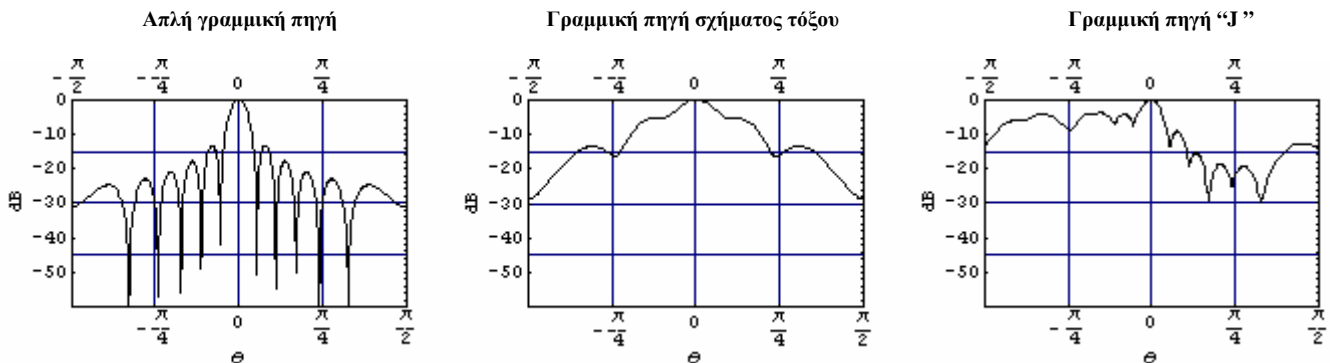
Το καμπυλωτό τμήμα έχει περιστραφεί κατά $\frac{\theta}{2}$, συγκρινόμενο με το οριζόντιο επίπεδο, το οποίο συνεπάγεται σε αλλαγή των ορίων του ολοκληρώματος. Αυτό μας δίνει,

$$P_{\text{τοξο}}(\alpha) = \left| \frac{1}{\theta} \int_0^{\theta} e^{-jkr_c(\sigma)} d\sigma \right| \quad (4.2.6)$$

όπου

$$r_c(\sigma) = 2R \sin \left[\frac{\sigma}{2} \right] \sin \left[\frac{\sigma}{2} + \alpha \right] \quad (4.2.7)$$

Το άθροισμα των 4.2.5 και 4.2.6 εκφράζει τη τελική ηχητική πίεση που εκπέμπεται από μία “J” πηγή. Πλην αυτού όμως, θα χρειαστεί να εισάγουμε στη σχέση μία νέα συνάρτηση που θα εκφράζει την σχετική απόσταση από τη πηγή. Από το σχήμα προκύπτει:



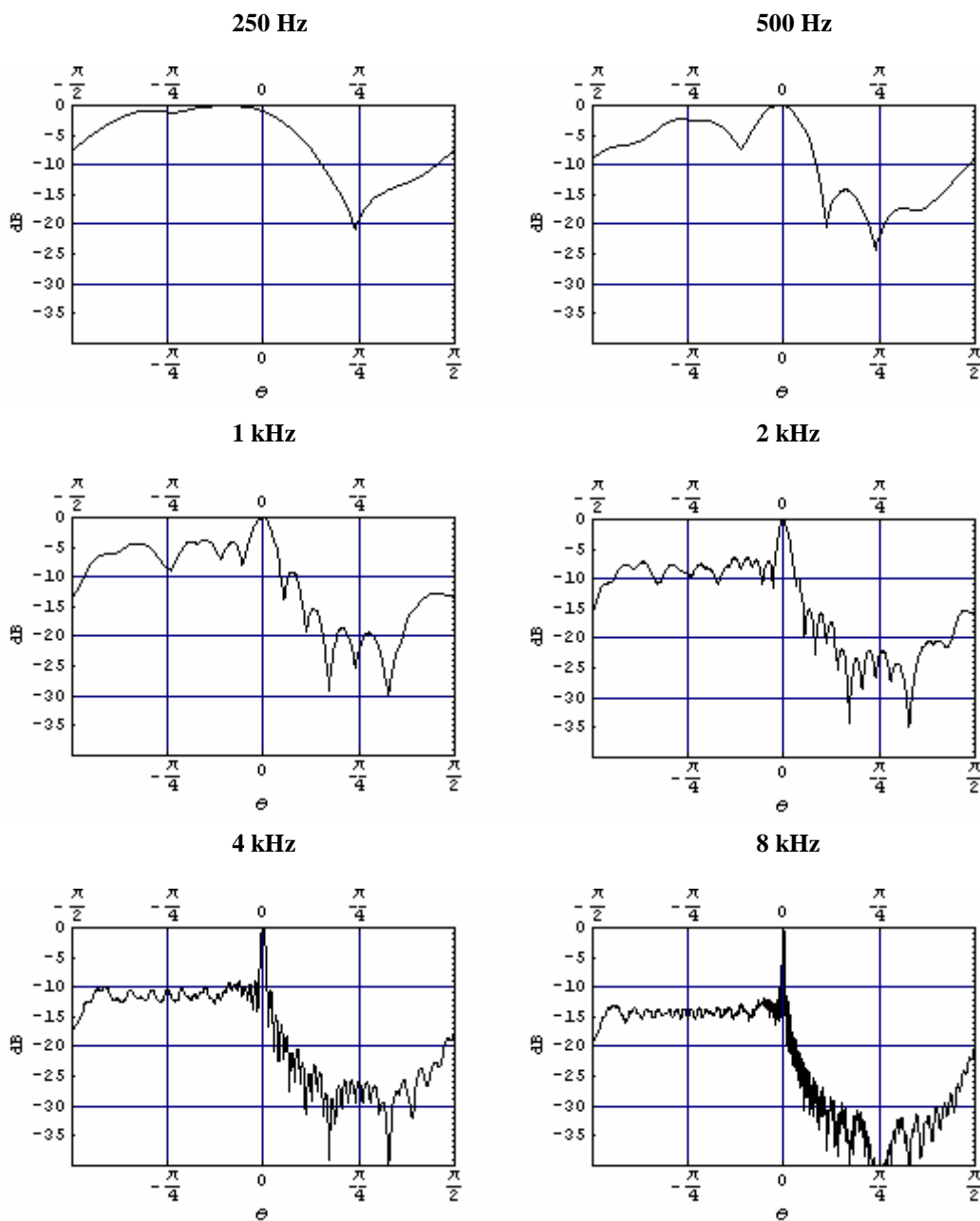
Σχήμα 4.2-7: Πολική απόκριση απλής γραμμικής πηγής μήκους $L = 2 \text{ m}$, γραμμικής πηγής σχήματος τόξου με ακτίνα $R = 1 \text{ m}$ και ολική γωνία $\theta = \pi/3$ και αντίστοιχες των δύο πρώτων “J” πηγής για τη συχνότητα 1000 Hz .

$$r_J(\sigma) = \frac{L}{2} \sin(\alpha) \quad (4.2.8)$$

Η συνάρτηση που θα δίνει την κατευθυντικότητα μιας “J” πηγής σύμφωνα με τα παραπάνω θα δίνεται από τη σχέση:

$$R_J(\alpha) = \frac{1}{A_{\text{Line}} L + A_c R \theta} \left| A_{\text{Line}} \int_{-L/2}^{L/2} e^{-jkr_{\text{Line}}(a)} dx + A_c R \int_0^{\theta} e^{-jk[r_c(\sigma) + r_J(\sigma)]} d\sigma \right| \quad (4.2.9)$$

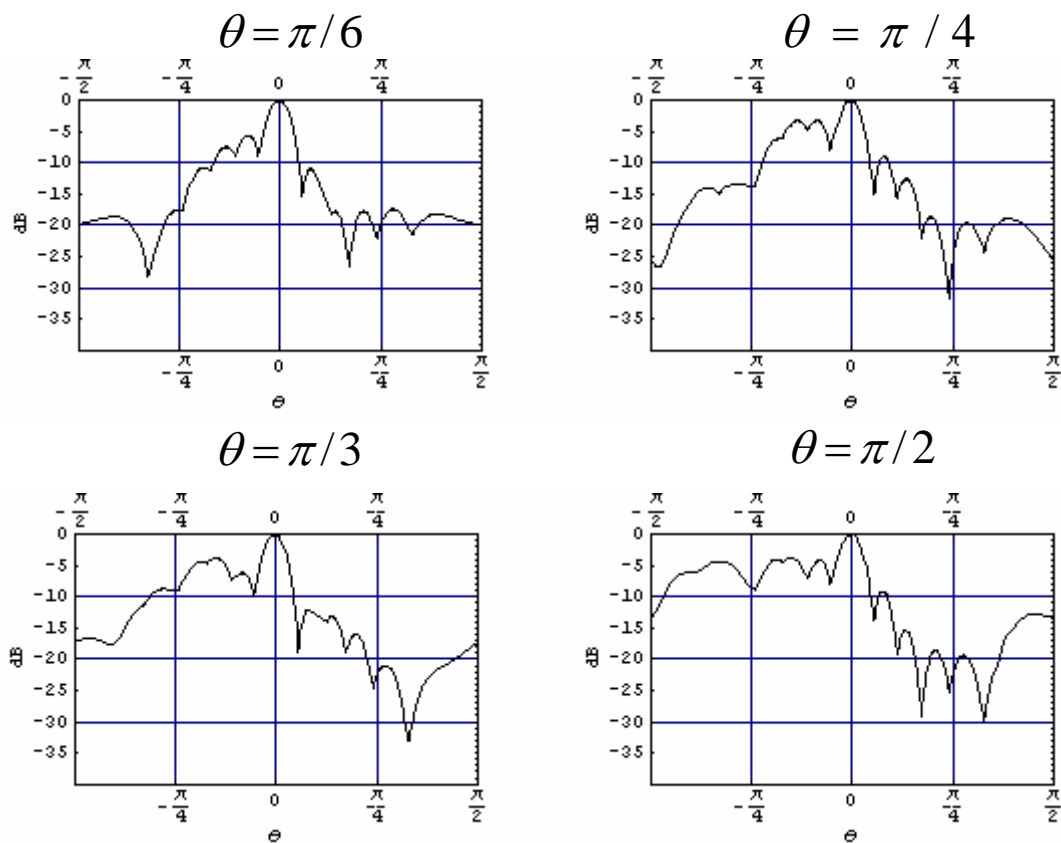
όπου, A_{Line} και A_c τα πλάτη ανά μονάδα μήκους για τα δύο τμήματα αντίστοιχα. Θεωρώντας τα πλάτη αυτά ότι είναι ομοιόμορφα, τότε η στιβαρότητα του κάθε τμήματος είναι ανάλογη με το μήκος του κάθε τμήματος.



Σχήμα 4.2-8: Πολική απόκριση “J” πηγής ακτίνας $R = 1$ m και ολικής γωνίας $\theta = 60^\circ$ για διάφορες συχνότητες. Όλα τα στοιχεία κατά μήκος της πηγής εκπέμπουν με την ίδια φάση και πλάτος.

Όπως βλέπουμε στο Σχήμα 4.2-8, κατά μήκος του άξονα το ευθύγραμμο τμήμα είναι εκείνο που υπερिशύει, ενισχύοντας την οριζόντια ηχητική εκπομπή. Ο δείκτης

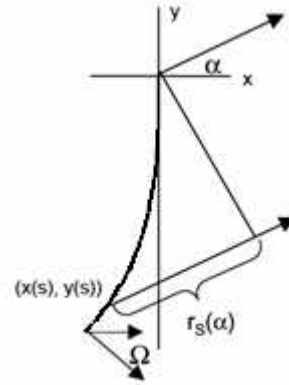
κατευθυντικότητα είναι ανάλογος της συχνότητας, πάνω στον άξονα, κάτι που άλλωστε αποτελεί και χαρακτηριστικό μίας ευθύγραμμης γραμμικής πηγής. Από την άλλη, η συνεισφορά του καμπυλωτού τμήματος (τόξου) φαίνεται από $\theta = 0$ μέχρι $\theta = -\pi/2$, (βλέπε Σχήμα 4.2-9), όπου είναι φανερή η ενίσχυση ηχητικής πίεσης μπροστά και κάτω από το κέντρο της πηγής. Αυτό, στη πράξη θα σημαίνει ότι οι μπροστινοί ακροατές θα ακούν καλύτερα και πιο ευδιάκριτα τις υψηλές συχνότητες. Ο δείκτης κατευθυντικότητας σε μία "J" πηγή εξαρτάται από το μήκος του ευθύγραμμου τμήματος, την ακτίνα και τη γωνία του τόξου, τα σχετικά πλάτη των δύο τμημάτων και τη συχνότητα.



Σχήμα 4.2-9 Πολική απόκριση συνεχής γραμμικής πηγής σχήματος "J" στα 1 kHz για διάφορες τιμές της ολικής γωνίας του καμπυλωτού τμήματος

4.2.4 Συνεχής γραμμική σπειροειδής πηγή (spiral line source)

Οι σπειροειδείς γραμμικές πηγές είναι αρκετά συνηθισμένες, χρησιμοποιούνται κατά κόρον στον συναυλιακό ήχο και όπως θα δούμε διατηρούν τη κατευθυντικότητα τους σταθερή σε ένα μεγάλο συχνοτικό εύρος. Το χαρακτηριστικό αυτό είναι πολύ χρήσιμο όπως θα δούμε παρακάτω διότι σχετίζεται με το πεδίο κάλυψης για το χρησιμοποιούμενο κάθε φορά φάσμα συχνοτήτων. Όπως μία “J” πηγή έτσι και μία σπειροειδής πηγή, παρέχει ασύμμετρη πολική απόκριση για το κάθετο ηχητικό πεδίο. Παρόλα αυτά όμως το σπειροειδές τμήμα δεν μπορεί να διαχωριστεί σε δύο διαφορετικά τμήματα όπως μία “J”. Αποτελεί ένα συνεχές καμπυλωτό τμήμα η καμπυλότητα του οποίου αλλάζει σε προδιαγεγραμμένα διαστήματα κατά μήκος του τμήματος. Αυτό μπορεί να δημιουργήσει διάφορα είδη σπειροειδών γραμμικών πηγών με διαφορετικό βαθμό καμπυλότητας. Η πιο διαδεδομένη, την οποία και θα εξετάσουμε σε αυτή την ενότητα, είναι η συνεχής γραμμική σπειροειδής πηγή στην οποία η θέση των στοιχείων της προσδιορίζονται μέσω μιας αριθμητικής προόδου, “arithmetic spiral source”.



Σχήμα 4.2-10: Γεωμετρική απεικόνιση σπειροειδούς διάταξης.

Σε μία τέτοια πηγή, η γωνία ανάμεσα στα στοιχεία που την αποτελούν αλλάζει κατά μία προκαθορισμένη τιμή $\Delta\theta$. Για παράδειγμα, υποθέτουμε ότι το πρώτο στοιχείο στο πάνω άκρο της πηγής βρίσκεται στις 0° , το αμέσως επόμενο στις 1° , το επόμενο στις 2° κ.ο.κ. Αυτό καθορίζει ότι το ν-οστό στοιχείο θα έχει κλίση σε σχέση με τον κάθετο άξονα κατά $0^\circ, 1^\circ, 3^\circ \dots$ κτλ. Για $\Delta\theta = 2$ η παραπάνω πρόοδος θα άλλαζε σε $0^\circ, 2^\circ, 6^\circ \dots$ κτλ. Αν ν ο συνολικός αριθμός των στοιχείων που αποτελούν τη πηγή, τότε ονομάζουμε τερματική γωνία Ω , τη γωνία του ν-οστού στοιχείου, η οποία δίνεται από το τύπο:

$$\Omega = \frac{1}{2} \nu (\nu + 1) \Delta\theta \quad (4.2.10)$$

Το συνολικό μήκος της πηγής θα ισούται με,

$$L = \nu H \quad (4.2.11)$$

όπου H το ύψος του κάθε στοιχείου¹³. Οι όροι Ω και L καθορίζουν απόλυτα μία σπειροειδή γραμμική πηγή.

Η συνάρτηση της κατευθυντικότητας εδώ βρίσκεται με την ίδια μέθοδο που χρησιμοποιήσαμε στις παραπάνω ενότητες. Η ηχητική πίεση που εκπέμπεται από την πηγή προστίθεται σε κάποιο σημείο στο μακρινό πεδίο (σημείο παρατήρησης). Το σχήμα που θα έχουν οι καμπύλες της ηχητικής πίεσης στα πολικά διαγράμματα εξαρτάται και εδώ από τη συνάρτηση της απόστασης, για την εύρεση της οποίας γίνονται τα εξής βήματα:

Αρχικά θεωρούμε ότι η πηγή είναι ένα σύνολο από διαδοχικούς εκπομπούς (στοιχεία) μήκους ΔL . Η τιμή του ΔL πρέπει να είναι πολύ μικρή συγκρινόμενη με το μήκος κύματος της υψηλότερης χρησιμοποιούμενης συχνότητας που εκπέμπεται από τη πηγή. Ο συνολικός τώρα αριθμός των στοιχείων θα είναι,

$$m = \frac{L}{\Delta L} \quad (4.2.12)$$

ενώ η γωνία ανάμεσα στα στοιχεία θα δίνεται από το τύπο:

$$\Delta\psi = \frac{2\Omega}{m(m+1)} \quad (4.2.13)$$

Η σπειροειδής πηγή μπορεί να εκφραστεί παραμετρικά ως εξής,

$$x(s) = \sum_{\eta=0}^s -\sin\left[\frac{1}{2}\eta(\eta+1)\Delta\psi\right]\Delta L \quad (4.2.14)$$

και

¹³ Για να προσεγγίσουμε τη πραγματικότητα σαν στοιχείο θεωρούμε μία σημειακή πηγή (π.χ ένα ηχείο) συμπεριλαμβανοντας κάποια χαρακτηριστικά της όπως η κατευθυντικότητα και οι διαστάσεις της.

$$y(s) = \Delta L + \sum_{\eta=0}^s -\cos\left[\frac{1}{2}\eta(\eta+1)\Delta\psi\right]\Delta L \quad (4.2.15)$$

Χρησιμοποιώντας τις 4.2.14 και 4.2.15 και με τη βοήθεια του σχήματος η συνάρτηση της σχετικής απόστασης (βλέπε Σχήμα 4.2-1) θα δίδεται μέσω της σχέσης,

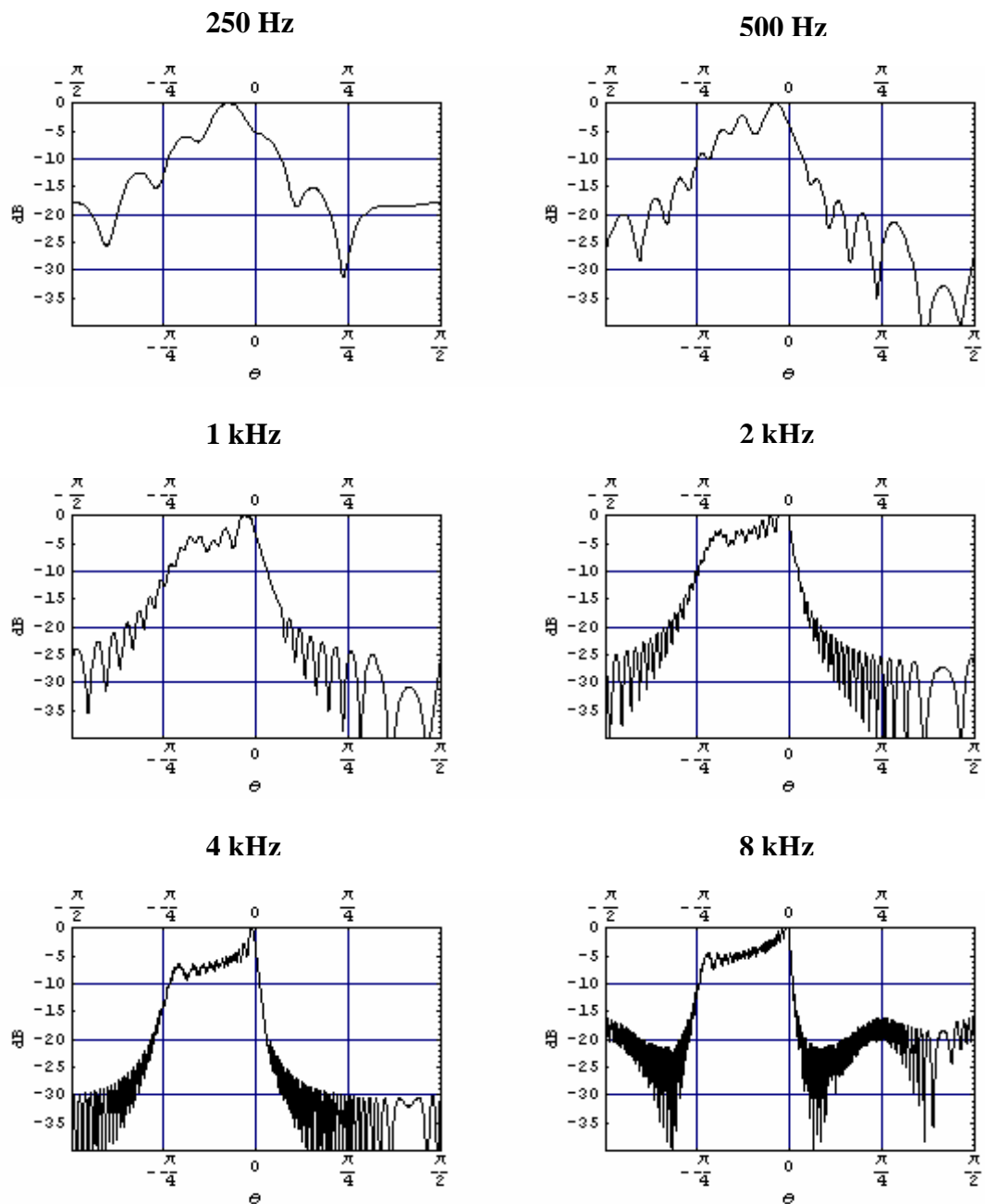
$$r_s(s, \alpha) = \sin\left[\alpha - \tan^{-1}\left(\frac{x(s)}{y(s)}\right)\right]\sqrt{x(s)^2 + y(s)^2} \quad (4.2.16)$$

όπου s είναι ο “δείκτης” κατά μήκος της πηγής.

Η συνάρτηση της κατευθυντικότητας μίας σπειροειδούς γραμμικής πηγής, όπου τα στοιχεία της διατάσσονται σύμφωνα με μία αριθμητική πρόοδο, δίνεται τέλος από τη σχέση:

$$R_{Spiral} = \frac{1}{m+1} \left| \sum_{s=0}^m e^{-jk r_s(s, \alpha)} \right| \quad (4.2.17)$$

Στο παρακάτω σχήμα φαίνεται η πολική απόκριση για διάφορες συχνότητες μίας σπειροειδούς συνεχούς γραμμικής πηγής μήκους 5 m και τερματικής γωνίας $\Omega = 45^\circ$. Το κάθε στοιχείο απέχει από το διπλανό του 0.5 m. Για τις χαμηλές συχνότητες ο δείκτης κατευθυντικότητας καλύπτει ένα μεγάλο εύρος γωνίας. Από τα 250 Hz βλέπουμε ότι αρχικά το εύρος μειώνεται μέχρι το 1 kHz ενώ διατηρείται σταθερό για όλο το υπόλοιπο συχνοτικό φάσμα. Αυτό το ιδιαίτερο χαρακτηριστικό των σπειροειδών πηγών έχει ως αποτέλεσμα τη χρήση τους στις περισσότερες σημερινές ηχητικές εγκαταστάσεις. Παρόλα αυτά όμως, λόγω της πολυμορφίας τους χρειάζεται προσεκτική μελέτη και σωστούς υπολογισμούς από τον μηχανικό ήχου.



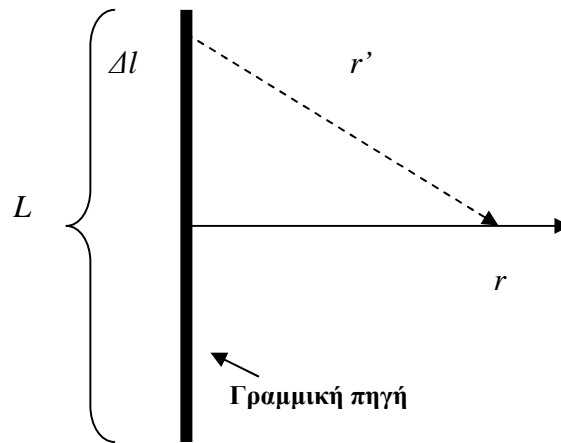
Σχήμα 4.2-11: Πολική απόκριση σπειροειδούς γραμμικής πηγής, μήκους 5 m και τερματικής γωνίας $\Omega = 45^\circ$ για διάφορες συχνότητες

4.3 Απόκριση συνεχούς γραμμικής πηγής συναρτήσει της απόστασης

4.3.1 Απλή συνεχής γραμμική πηγή

Ο παρατηρητής βρίσκεται στη μεσοκάθετο της γραμμικής πηγής

Όπως αναφέρθηκε στη προηγούμενη ενότητα, η ηχητική πίεση που δημιουργείται από μία απλή συνεχή γραμμική πηγή δεν παρουσιάζει τον ίδιο ρυθμό εξασθένησης σε σχέση με την απόσταση από την πηγή. Μετά την κρίσιμη απόσταση η ηχητική πίεση μειώνεται κατά 6 dB ενώ πριν από



αυτήν κατά 3 dB. Στο διπλανό σχήμα φαίνεται μία γραμμική πηγή ολικού μήκους L . Η ηχητική πίεση υπολογίζεται συναρτήσει της απόστασης r η οποία διέρχεται από τη μεσοκάθετο της πηγής.

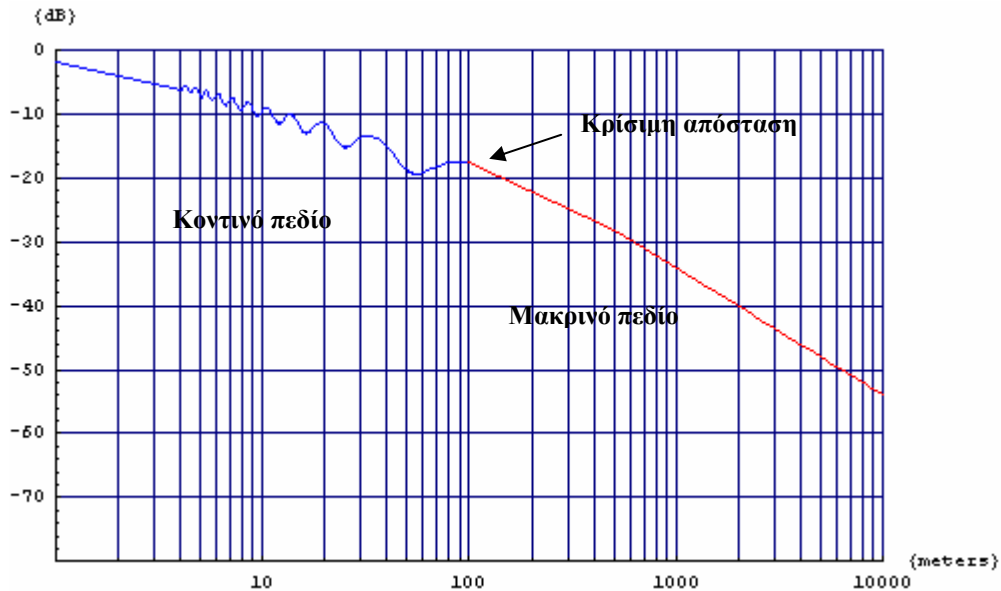
Σχήμα 4.3-1: Γεωμετρική απεικόνιση γραμμικής πηγής μήκους L . Η ηχητική πίεση υπολογίζεται συναρτήσει της απόστασης r η οποία διέρχεται από τη μεσοκάθετο της πηγής.

Με r' συμβολίζεται η απόσταση ανάμεσα σε ένα στοιχείο Δl της πηγής και ένα σημείο κατά μήκος της ευθείας r (βλέπε Σχήμα 4.3-1). Θεωρώντας ομοιόμορφη κατανομή πλάτους και φάσης από όλα τα στοιχεία της πηγής, η ηχητική πίεση στο r θα είναι,

$$p_{\text{μεσο}}(r) = \int_{-L/2}^{L/2} \frac{e^{-jkr'(r,l)}}{r'(r,l)} dl \quad (4.3.1)$$

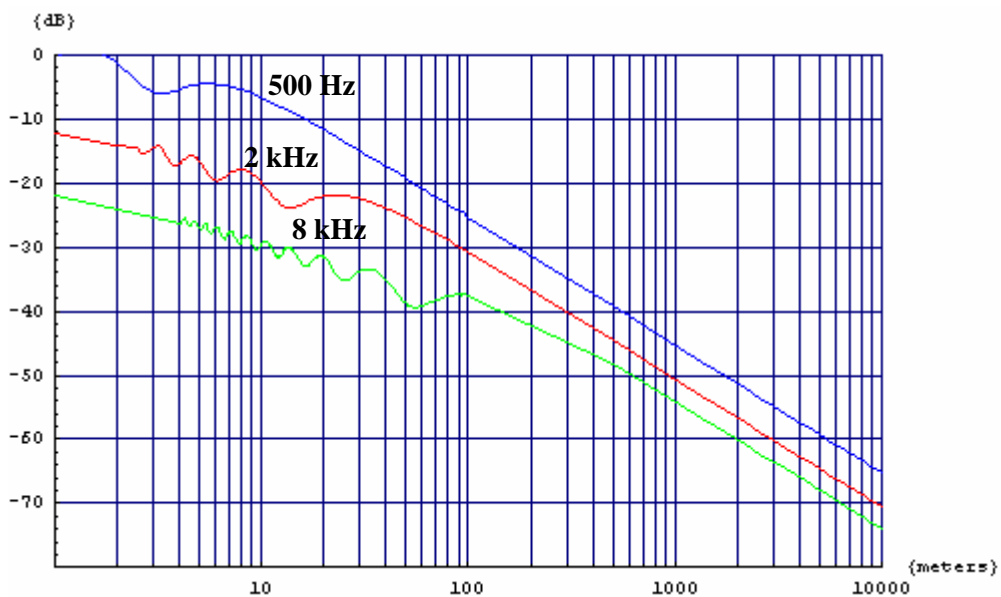
όπου

$$r'(r,l) = \sqrt{r^2 + l^2} \quad (4.3.2)$$



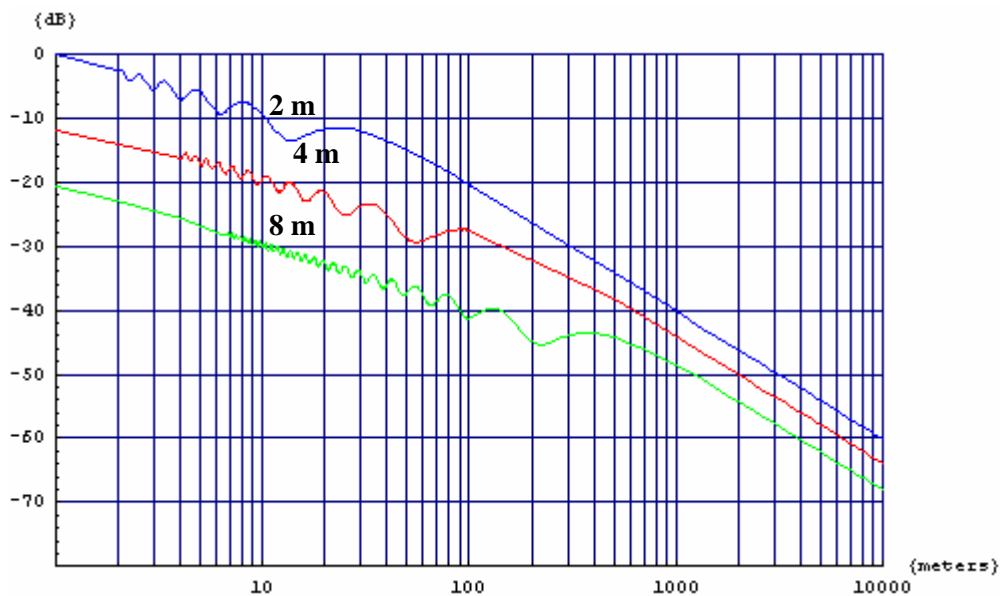
Σχήμα 4.3-2: Απόκριση γραμμικής πηγής επί του κάθετου άξονα στα 8 kHz. Το μήκος της πηγής είναι 4 m.

Στο Σχήμα 4.3-2 φαίνεται η απόκριση της ηχητικής πίεσης στα 8 kHz, συναρτήσει της απόστασης μίας γραμμικής πηγής μήκους 4 m. Η κρίσιμη απόσταση βρίσκεται προσεγγιστικά στα 100 μέτρα ενώ το κοντινό και μακρινό πεδίο διακρίνονται εύκολα, καθώς στο δεύτερο η εξασθένιση είναι κατά 3 dB μεγαλύτερη από ότι στο κοντινό, δηλ. 6 dB. Ας παρατηρηθούν οι μεγάλες διακυμάνσεις της ηχητικής πίεσης στα 100 περίπου μέτρα.



Σχήμα 4.3-3: Απόκριση γραμμικής πηγής μήκους 4 m στα 500 Hz, 2 kHz και 8 kHz. Οι καμπύλες 2 kHz και 8 kHz έχουν τεχνητά διαχωριστεί κατά 10 dB και 20 dB, για λόγους ευκρίνειας.

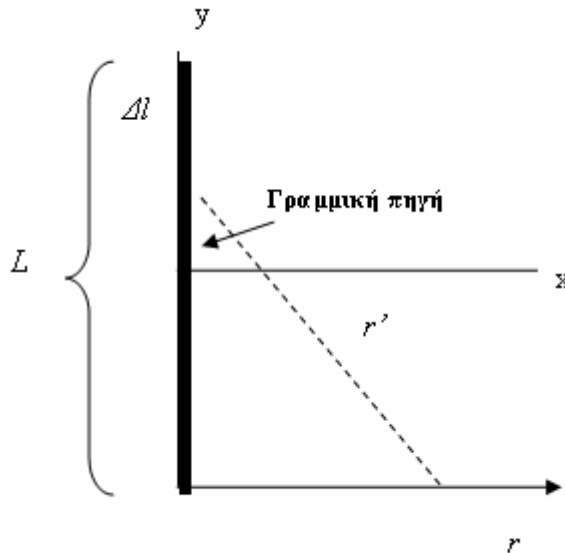
Σε μία συνεχή γραμμική πηγή η κρίσιμη απόσταση εξαρτάται από το μήκος και τη συχνότητα της πηγής. Στο Σχήμα 4.3-3 φαίνεται η απόκριση της ηχητικής πίεσης για τις συχνότητες 500 Hz, 2 kHz και 8 kHz. Εύκολα παρατηρούμε εδώ την μεταβολή της κρίσιμης απόστασης με τη συχνότητα. Διατηρώντας τώρα τη συχνότητα σταθερή και μεταβάλλοντας το ολικό μήκος της πηγής, βλέπουμε ότι και εδώ η κρίσιμη απόσταση είναι ανάλογη του μήκους της πηγής. Οι καμπύλες στο Σχήμα 4.3-4 δείχνουν την απόκριση γραμμικών πηγών μήκους 2 m, 4 m και 8 m στα 8 kHz.



Σχήμα 4.3-4: Απόκριση γραμμικών πηγών μήκους 2 m , 4 m και 8 m στα 8 kHz. Οι καμπύλες 4 m και 8 m έχουν τεχνητά διαχωριστεί κατά 10 dB και 20 dB, για λόγους ευκρίνειας.

Ο παρατηρητής βρίσκεται στην κάθετο από το άκρο της γραμμικής πηγής

Γενικά, αν η απόσταση μετριέται από το άκρο της πηγής η ηχητική πίεση θα είναι μεγαλύτερη στο ένα μέρος (σε σχέση με τη μεσοκάθετο), από ότι στο άλλο. Στο διπλανό σχήμα φαίνεται η γεωμετρική απεικόνιση μίας γραμμικής πηγής μήκους L . Η απόσταση r μετριέται πάνω στην κάθετο από το κάτω άκρο της πηγής.



Σχήμα 4.3-5: Γεωμετρική απεικόνιση γραμμικής πηγής μήκους L . Η ηχητική πίεση υπολογίζεται συναρτήσει της απόστασης r η οποία διέρχεται από το άκρο της πηγής.

Η εξίσωση της ηχητικής πίεσης θα δίνεται τώρα από τη σχέση,

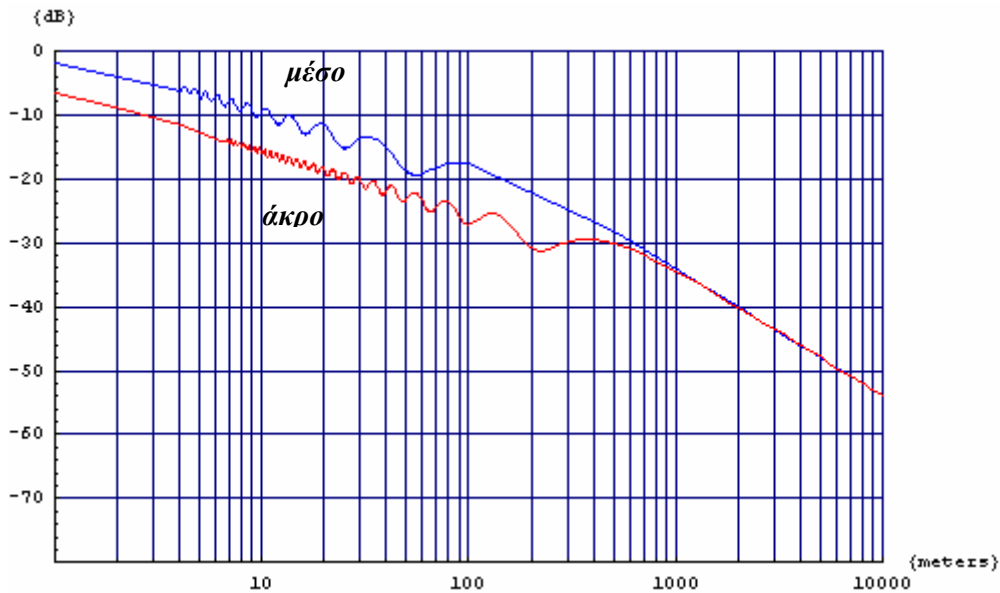
$$p_{\text{ακρο}}(r) = \int_{-L/2}^{L/2} \frac{e^{-jk r_{\text{ακρο}}(r,l)}}{r_{\text{ακρο}}(r,l)} dl \quad (4.3.3)$$

όπου

$$r_{\text{ακρο}}(r,l) = \sqrt{r^2 + \left(l + \frac{L}{2}\right)^2} \quad (4.3.4)$$

Η άθροιση της ηχητικής πίεσης σε μία θέση που ο παρατηρητής βρίσκεται εκτός της μεσοκαθέτου, φέρνει τη κρίσιμη απόσταση ακόμα πιο μακριά (βλέπε Σχήμα 4.3-6). Η διαφορά ανάμεσα στα τελευταία μέγιστα των δύο καμπύλων για το κοντινό πεδίο είναι περίπου 300 μέτρα, όσο δηλαδή μεταβάλλεται και η κρίσιμη απόσταση. Η ηχητική στάθμη της πίεσης όταν ο παρατηρητής βρίσκεται στο κάτω άκρο της πηγής είναι κατά 6 dB χαμηλότερη, από όταν βρίσκεται κατά μήκος του κεντρικού άξονα.

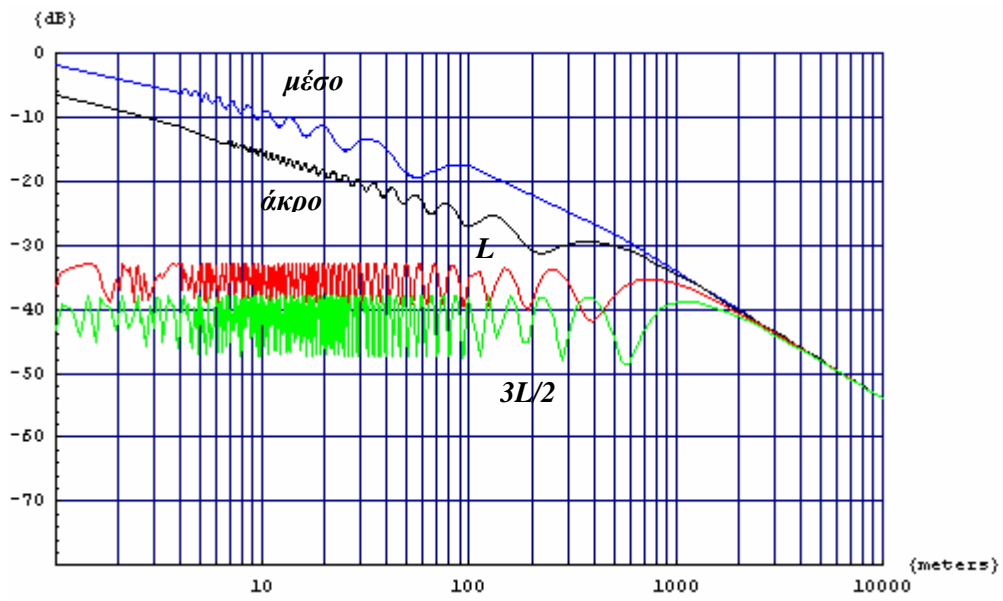
Οι δύο καμπύλες συμπίπτουν στο μακρινό πεδίο με την πίεση να μειώνεται κατά 6 dB.



Σχήμα 4.3-6: Σύγκριση απόκρισης της πηγής μήκους 4 m στα 8 kHz για διαδρομές α) δια του μέσου της πηγής β) δια του κάτω άκρου.

Αν τώρα η θέση του παρατηρητή που ορίζουμε, βγει εκτός των άκρων της πηγής, τότε η κρίσιμη απόσταση συνεχίζει να παίρνει όλο και μεγαλύτερες τιμές. Η στάθμη όμως στις θέσεις αυτές είναι πολύ χαμηλή, περίπου τα -40 dB, ενώ η απόκριση της πίεσης διαφοροποιείται ελάχιστα ανάμεσα στα δύο πεδία.

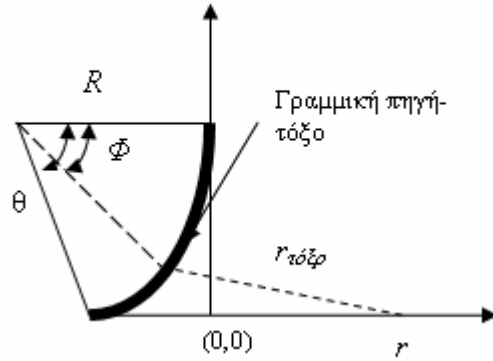
Το Σχήμα 4.3-7 δείχνει τις αποκρίσεις ηχητικής πίεσης για τέσσερις διαφορετικές θέσεις του παρατηρητή σε σχέση με τη πηγή. Η καμπύλη "L" αναφέρεται σε μία θέση όπου ο παρατηρητής βρίσκεται 4 μέτρα εκτός του κεντρικού άξονα, ενώ στη καμπύλη "3L/2" η θέση του παρατηρητή βρίσκεται 6 μέτρα εκτός του κεντρικού άξονα. Παρόλα αυτά, οι ηχητικές στάθμες των δύο αυτών περιπτώσεων είναι πολύ χαμηλές συγκριτικά με τη θέση του παρατηρητή από το μέσο της πηγής, με αποτέλεσμα να μην έχουν κάποια επίδραση στην ολική πίεση του ηχητικού πεδίου. Η περίπτωση όμως που ο παρατηρητής βρίσκεται στα άκρα της πηγής δεν μπορεί να θεωρηθεί αμελητέα και για αυτό το λόγο οι σχεδιαστές ηχητικών συστημάτων θα πρέπει να τη λαμβάνουν υπόψη τους όταν χρησιμοποιούν κάθετες σειριακές διατάξεις πηγών.



Σχήμα 4.3-7: Απόκριση ηχητικής πίεσης στα 8 kHz για διάφορες διαδρομές από τη πηγή. Η πηγή έχει μήκος 4 m.

4.3.2 Συνεχής γραμμική πηγή σχήματος τόξου

Σε μία γραμμική πηγή σχήματος τόξου, τα στοιχεία που αποτελούν τη πηγή είναι διευθετημένα κατά μήκος ενός τόξου. Κατά την εκπομπή, μία τέτοια πηγή θα εκπέμπει περισσότερο σφαιρικά, από μία απλή κάθετη γραμμική πηγή, παρέχοντας ένα ευρύτερο πεδίο κάλυψης επί του κάθετου άξονα. Στις πρακτικές εφαρμογές η κλίση αυτή παρέχει



Σχήμα 4.3-8: Γεωμετρική απεικόνιση γραμμικής πηγή σχήματος τόξου ακτίνας R και ολικής γωνίας.

υψηλότερες στάθμες στο κοντινό πεδίο. Στο Σχήμα 4.3-8 βλέπουμε τη γεωμετρική απεικόνιση μίας γραμμικής πηγής σχήματος τόξου ακτίνας R . Η γωνία θ αποτελεί την ολική γωνία του τόξου ενώ η ϕ θα είναι η γωνία του κάθε στοιχείου πάνω στη πηγή, η οποία έχει μέτωπο προς τα κάτω. Η διαδρομή r της ηχητικής πίεσης βρίσκεται στο κάτω άκρο της πηγής, καθώς έτσι όλα τα στοιχεία $d\phi$ της πηγής έχουν επαφή με όλα τα σημεία άθροισης πάνω στη διαδρομή r . Η ηχητική πίεση μίας τέτοιας πηγής δίνεται από τη σχέση,

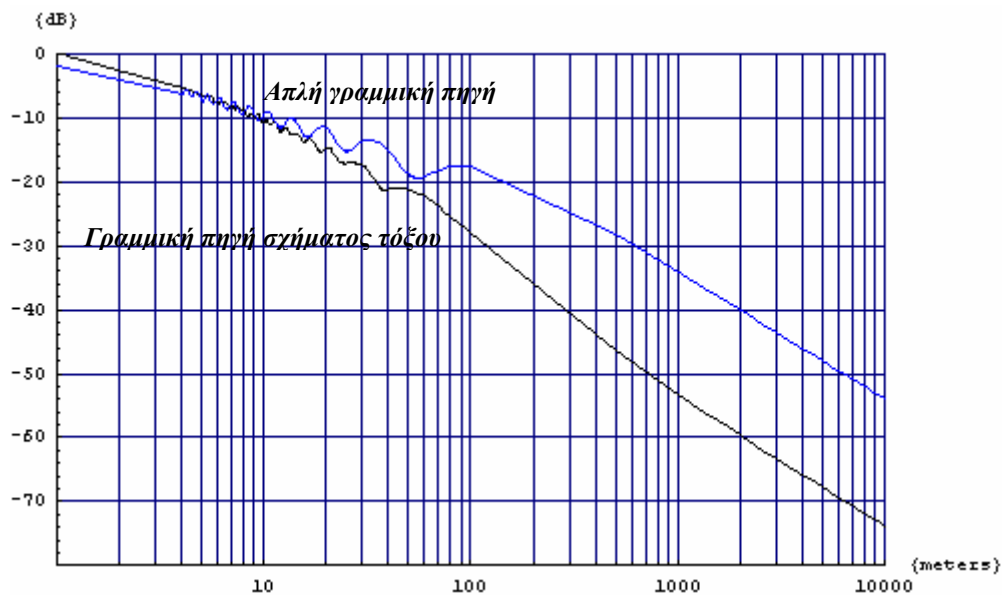
$$p_{\text{τοξο}}(r) = \int_0^{\theta} \frac{e^{-jk r_{\text{τοξο}}}}{r_{\text{τοξο}}} d\phi \quad (4.3.5)$$

όπου

$$r_{\text{τοξο}} = \left[(r + R(1 + \cos \phi))^2 + R^2(\sin \theta - \sin \phi)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (4.3.6)$$

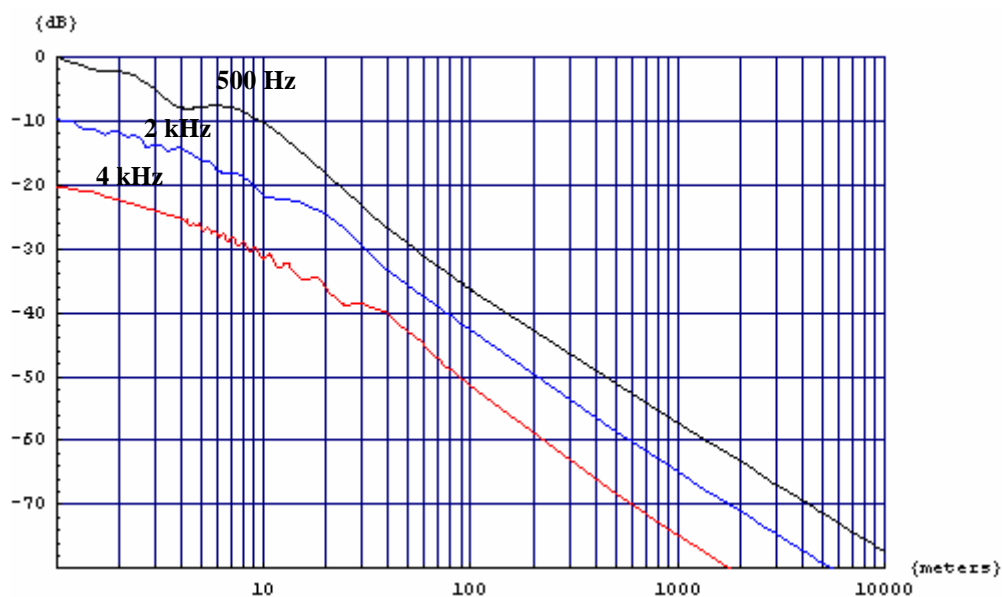
Στο Σχήμα 4.3-9 φαίνονται οι πολικές αποκρίσεις μίας απλής κάθετης γραμμικής και μίας γραμμικής πηγής σχήματος τόξου. Η απόκριση της δεύτερης είναι πιο ομαλή στο κοντινό πεδίο. Η ηχητική της στάθμη όμως, λόγω της καμπυλότητας, είναι αρκετά χαμηλότερη στο μακρινό πεδίο. Όπως και στις απλές γραμμικές πηγές, η απόκριση

των γραμμικών πηγών σχήματος τόξου εξαρτάται από το μήκος και τη συχνότητα της πηγής.



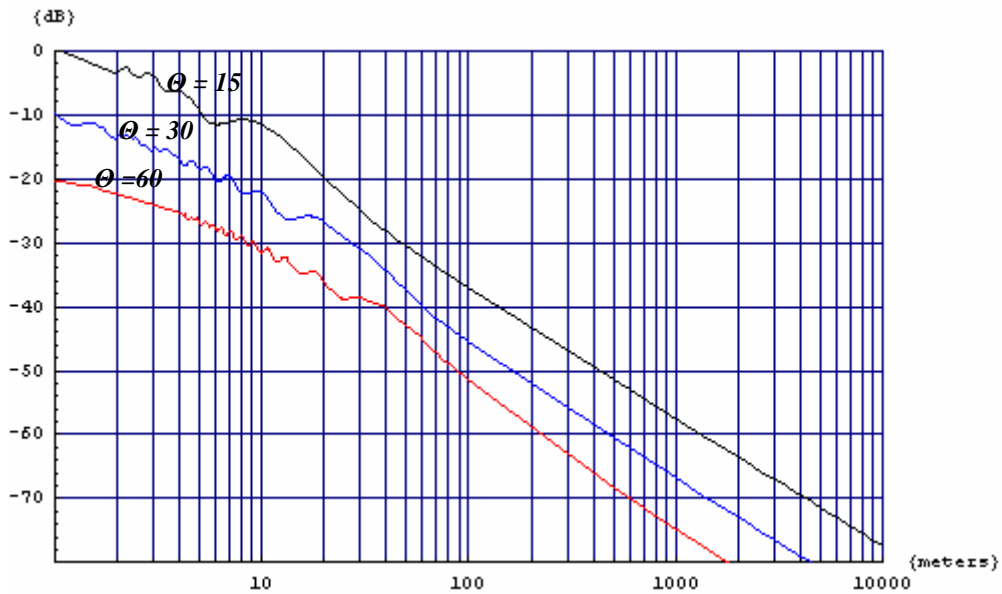
Σχήμα 4.3-9: Απόκριση ηχητικής πίεσης απλής γραμμικής πηγής και πηγής σχήματος τόξου στα 8 kHz. Η πρώτη έχει ολικό μήκος 4 m ενώ η δεύτερη έχει μήκος ακτίνας 8 m και ολική γωνία 30 μοίρες παρέχοντας έτσι ισοδύναμο μήκος 4 m.

Το Σχήμα 4.3-10 δείχνει την απόκριση της ηχητικής πίεσης γραμμικής πηγής σχήματος τόξου για διάφορες συχνότητες. Παρατηρούμε την μεταβολή των τιμών τις κρίσιμης απόστασης για όλες τις συχνότητες προς μεγαλύτερες αποστάσεις, αλλά σε μικρότερες αποστάσεις από ότι θα είχαν οι αποκρίσεις των απλών κάθετων γραμμικών πηγών.



Σχήμα 4.3-10: Απόκριση ηχητικής πίεσης γραμμικής πηγής σχήματος τόξου για διάφορες συχνότητες όπου $\theta = 60^\circ$ και $R = 4$ m. Οι καμπύλες 2 kHz και 8 kHz έχουν τεχνητά διαχωριστεί κατά 10 dB και 20 dB, για λόγους ευκρίνειας.

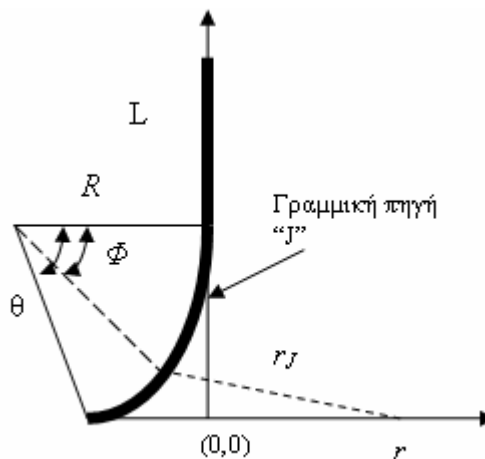
Το ίδιο συμβαίνει και στο Σχήμα 4.3-11 όπου η κρίσιμη απόσταση είναι ανάλογη της ολικής γωνίας θ της πηγής. Και για τα δύο σχήματα πάντως θα πρέπει να σημειωθεί ότι η μετάβαση από το κοντινό πεδίο στο μακρινό γίνεται πιο ομαλά από ότι σε μία απλή κάθετη γραμμική πηγή, ανεξαρτήτου του μήκους της και της συχνότητας που εκπέμπει.



Σχήμα 4.3-11 Απόκριση ηχητικής πίεσης τριών πηγών ($\theta = 15$, $\theta = 30$, $\theta = 60$) στα 8 kHz με διαφορετική ολική γωνία θ και με ακτίνα $R = 4$ m. Τα μήκη των πηγών είναι 1 m, 2 m και 4 m αντίστοιχα.

4.3.3 Συνεχής γραμμική πηγή σχήματος “J”

Η απόκριση ηχητικής πίεσης συναρτήσει της απόστασης για μία πηγή σχήματος “J”, όπως και στη προηγούμενη ενότητα, θα δίνεται συνδυάζοντας τις συναρτήσεις της πίεσης μίας απλής γραμμικής πηγής και μίας πηγής σχήματος τόξου. Η γεωμετρική απεικόνιση της φαίνεται στο διπλανό σχήμα, όπου L είναι το μήκος του ευθυγράμμου τμήματος και R η ακτίνα του τόξου. Σύμφωνα λοιπόν με το σχήμα, η ηχητική πίεση μίας πηγής “J” θα είναι,



Σχήμα 4.3-12: Γεωμετρική απεικόνιση γραμμικής πηγής “J” μήκους L και ακτίνας R .

$$p_J(r) = \int_0^L \frac{e^{-jkr_L}}{r_L} dl + R \int_0^\theta \frac{e^{-jkr_c}}{r_c} d\phi \quad (4.3.7)$$

όπου

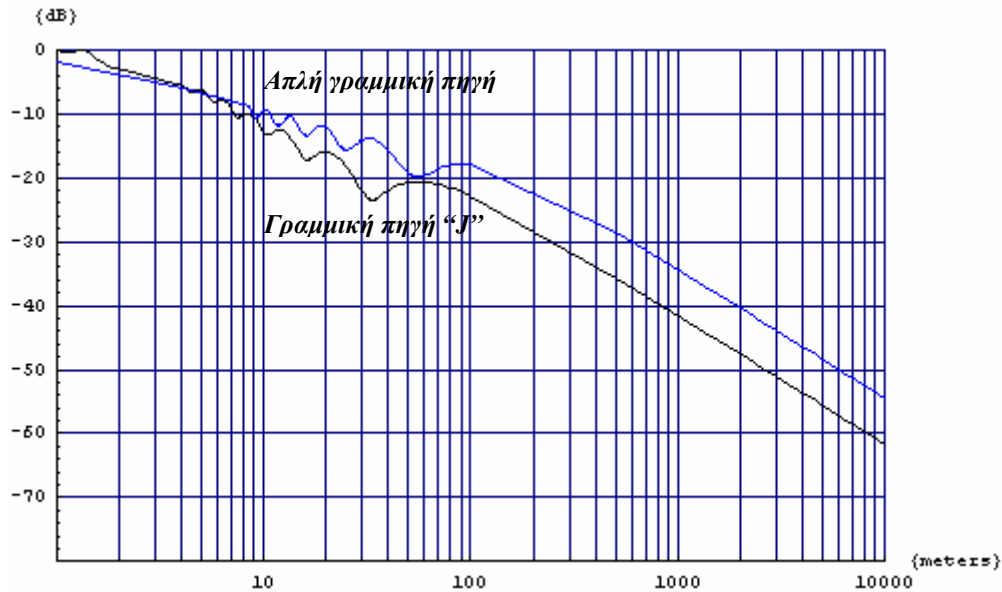
$$r_L = \sqrt{r^2 + (R \sin \theta + l)^2} \quad (4.3.8)$$

και

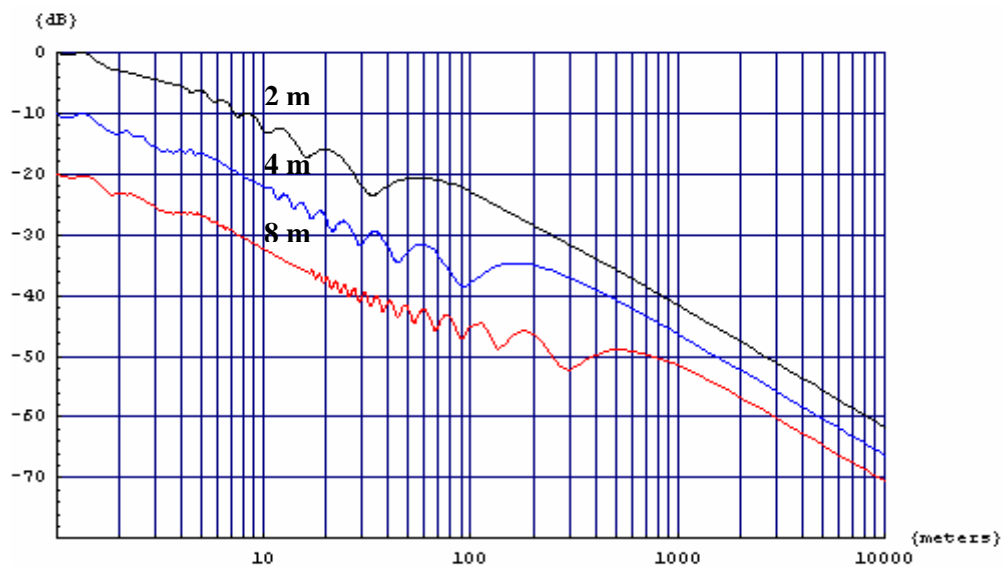
$$r_c = (r + R(1 + \cos \phi))^2 + R^2 (\sin \theta - \sin \phi)^2 \quad (4.3.9)$$

Στο Σχήμα 4.3-13 φαίνεται η απόκριση μία γραμμικής πηγής “J” συγκρινόμενης με μία απλή γραμμική πηγή. Από το σχήμα μπορούμε να διακρίνουμε ότι το ευθύγραμμο μέρος της πηγής “J” παίζει σημαντικότερο ρόλο σε σχέση με το καμπυλωτό τμήμα (τόξο), δημιουργώντας μία κυματοειδής απόκριση στο κοντινό πεδίο, παρόμοια με αυτή της απλής γραμμικής πηγής. Η κρίσιμη απόσταση διαφέρει για τα δύο μέρη των

πηγών, αφού για την απλή γραμμική πηγή η απόσταση αυτή βρίσκεται σε μεγαλύτερες αποστάσεις. Αυτό είναι λογικό, καθώς το ευθύγραμμο μέρος της “ J “ πηγής, το οποίο έχει και το σημαντικότερο ρόλο, είναι μικρότερο. Στο Σχήμα 4.3-14 φαίνεται η μεταβολή της κρίσιμης απόστασης συναρτήσει του μήκους του ευθύγραμμου τμήματος μίας “J” πηγής. Όσο μεγαλώνει το μήκος αυτό, η κρίσιμη απόσταση μετατοπίζεται προς τα δεξιά παίρνοντας μεγαλύτερες τιμές.



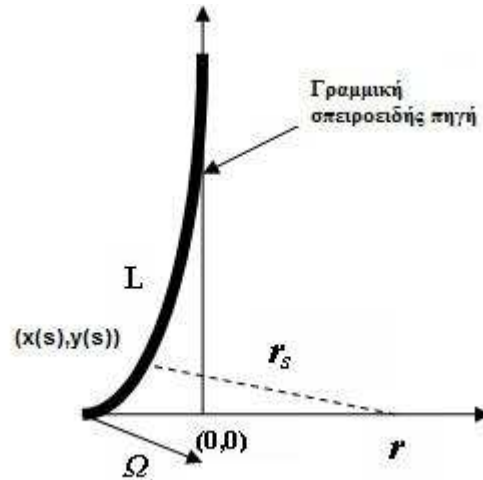
Σχήμα 4.3-13: Απόκριση γραμμικής πηγής "J" στα 2 kHz όπου $L = 2\text{ m}$, $R = 2\text{ m}$ και $\theta = 60$ και απλής γραμμικής πηγής μήκους $L = 4\text{ m}$.



Σχήμα 4.3-14: Απόκριση γραμμικών πηγών " J " στα 2 kHz με διαφορετικό το ευθύγραμμο τμήμα τους. Οι καμπύλες 4 m και 8 m έχουν τεχνητά διαχωριστεί κατά 10 dB και 20 dB, για λόγους ευκρίνειας.

4.3.4 Συνεχής γραμμική σπειροειδής πηγή

Στο διπλανό σχήμα φαίνεται η γεωμετρική απεικόνιση μίας σπειροειδούς πηγής. Και εδώ η βασική ευθεία που χρησιμοποιείται για τη μέτρηση της απόστασης, βρίσκεται στο κάτω άκρο της πηγής. Χρησιμοποιώντας τη θεωρία της παραγράφου 4.2.4, η ηχητική πίεση μίας σπειροειδούς πηγής M στοιχείων της οποίας τα στοιχεία σχετίζονται μέσω μιας αριθμητικής προόδου, είναι,



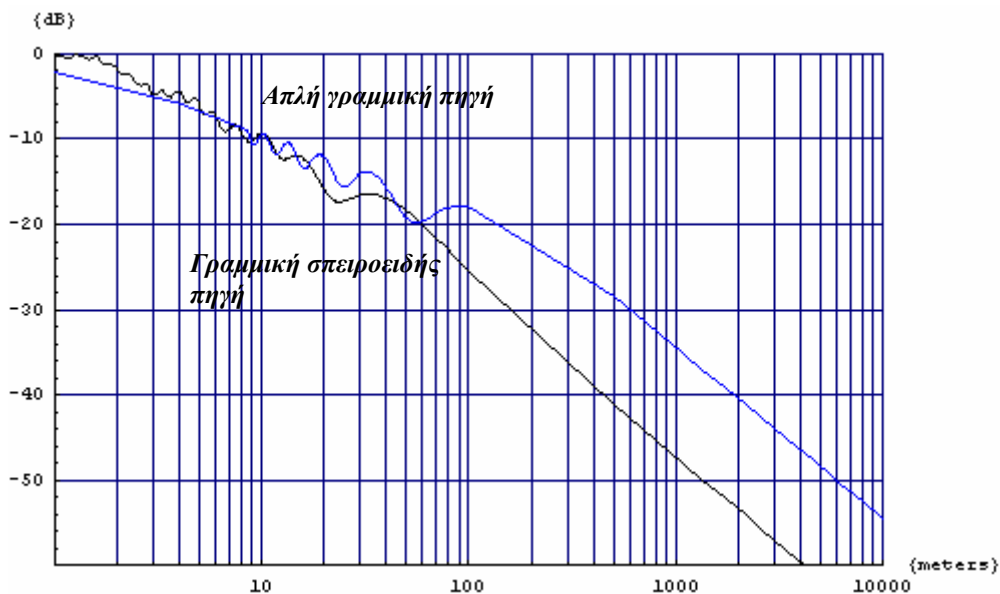
Σχήμα 4.3-15 Γεωμετρική απεικόνιση γραμμικής σπειροειδούς πηγής μήκους L , με τερματική γωνία Ω .

στοιχείων της οποίας τα στοιχεία σχετίζονται μέσω μιας αριθμητικής προόδου, είναι,

$$p_s(r) = \sum_{\sigma=0}^M \frac{e^{-jk r_s}}{r_s} \quad (4.3.10)$$

όπου

$$r_s = \sqrt{(r - x(\sigma))^2 + (y(M) - y(\sigma))^2} \quad (4.3.11)$$



Σχήμα 4.3-16: Σύγκριση ηχητικής πίεσης γραμμικής σπειροειδούς πηγής μήκους $L = 4 \text{ m}$ και τερματικής γωνίας $\Omega = 45$ με απλή γραμμική πηγή αντίστοιχου μήκους στα 2 kHz .

4.4 Λοβοί και δεσμοί κατά την ακτινοβολία απλών συνεχών γραμμικών πηγών

Σε μερικά από τα παραπάνω σχήματα είδαμε ότι στις χαμηλές συχνότητες ($\lambda > L$), μία γραμμική πηγής είναι αρκετά ομοιοκατευθυντική. Καθώς όμως η συχνότητα αυξάνεται, κατά την ακτινοβολία της ηχητικής πίεσης δημιουργούνται μέγιστα και ελάχιστα.

Σε προηγούμενο κεφάλαιο είδαμε ότι η κατευθυντικότητα μίας απλής γραμμικής πηγής για το μακρινό πεδίο έχει τη γενική μορφή :

$$R(\alpha) = \frac{\sin(x)}{x} \quad (4.4.1)$$

Πάνω στον άξονα όμως, όπου $x = 0$, πρέπει να εφαρμόσουμε το κανόνα του L'Hospital, παίρνοντας το όριο για το x να τείνει στο μηδέν. Άρα έχουμε:

$$\lim_{x \rightarrow 0} \frac{\sin(x)}{x} = 1 \quad (4.4.2)$$

Η παραπάνω σχέση δείχνει ότι πάντα θα υπάρχει μέγιστο πάνω στο άξονα, δηλαδή στις 0 μοίρες. Τα κενά από την άλλη, θα εμφανίζονται όταν όλο το πηλίκο τείνει στο μηδέν, δηλαδή όταν το x θα ισούται με πολλαπλάσια του π όπου $x \neq 0$. Άρα :

$$\begin{aligned} \frac{\pi l}{\lambda} \sin(x) &= m\pi \\ \left| \sin(x) = m \frac{\lambda}{l} \right| & \quad m = 1, 2, 3, \dots \end{aligned} \quad (4.4.3)$$

Οι λοβοί θα βρίσκονται ανάμεσα από τα κενά, δηλαδή στις θέσεις:

$$|\sin(x)| = \frac{3\lambda}{2l}, \frac{5\lambda}{2l}, \frac{7\lambda}{2l}, \dots \quad (4.4.4)$$

Από τη παραπάνω σχέση προκύπτει:

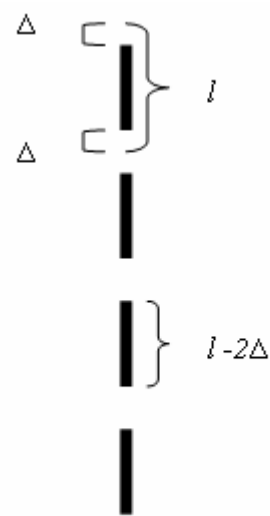
$$|\sin(x)| = \frac{(m+1/2)\lambda}{l}, m = 1, 2, 3 \quad (4.4.5)$$

Τέλος, εφόσον το πλάτος της πίεσης μειώνεται αντίστροφα του x , τότε το πλάτος του m -οστού λοβού θα δίνεται από τη σχέση:

$$A_m = \left| \frac{\cos(m\pi)}{m\pi + \frac{\pi}{2}} \right| \quad m = 1, 2, 3, \dots \quad (4.4.6)$$

4.5 Κενά πάνω σε μία απλή συνεχή γραμμική πηγή

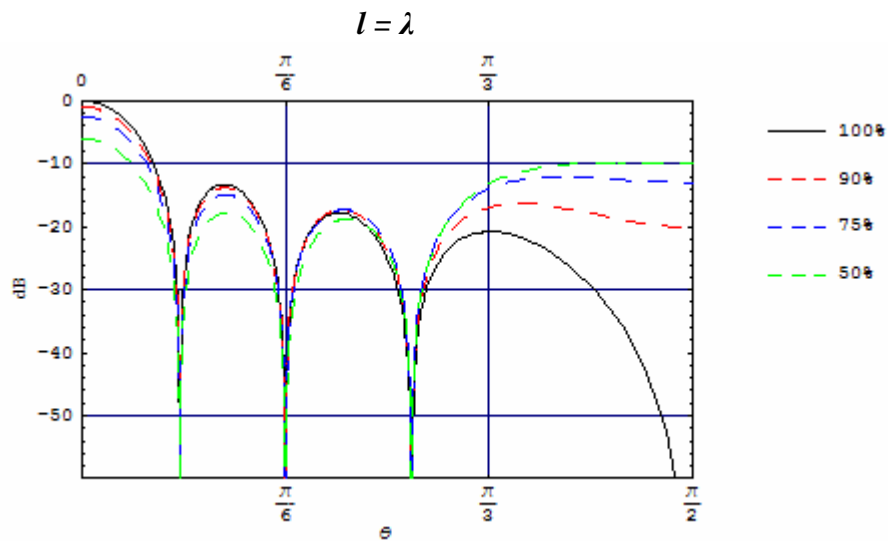
Στις προηγούμενες ενότητες θεωρήσαμε ότι όλα τα στοιχεία πάνω σε μία συνεχή γραμμική πηγή θα εκπέμπουν με το ίδιο πλάτος και την ίδια φάση. Στη πράξη μία τέτοια πηγή δεν μπορεί να υπάρξει καθώς ανάμεσα από τις ηχητικές καμπίνες που εμπεριέχουν εσωτερικά τα μεγάφωνα υπάρχουν κενά. Τα κενά αυτά παίζουν σημαντικό ρόλο, καθώς δεν παρέχουν ακτινοβολία. Όπως φαίνεται στο διπλανό σχήμα, κάθε στοιχείο μπορεί να θεωρηθεί σαν μία γραμμική πηγή μήκους l με κενό Δ σε κάθε της άκρο. Ολοκληρώνοντας τη σχέση 4.1.4 μόνο για τις περιοχές της πηγής όπου υπάρχει ακτινοβολία έχουμε,



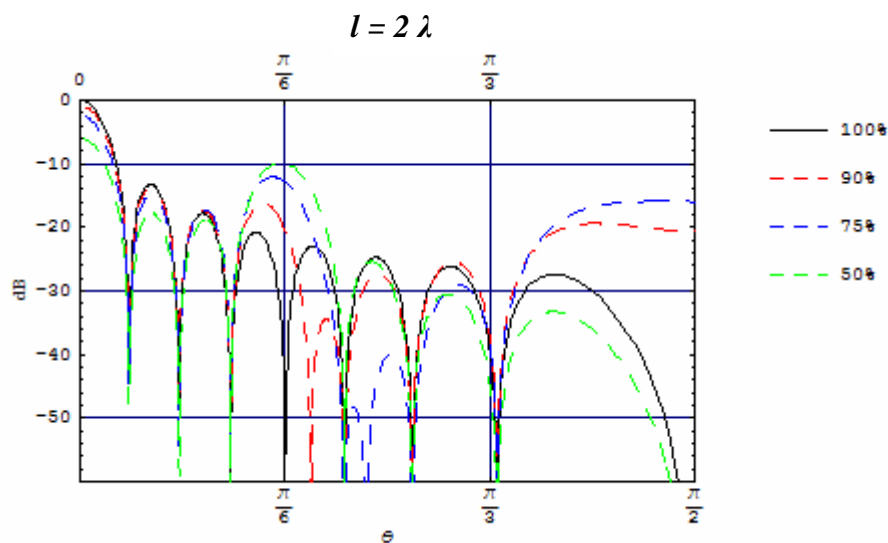
Σχήμα 4.5-1: Γεωμετρική απεικόνιση γραμμικής πηγής 4 στοιχείων μήκους l με κενά μήκους Δ στα άκρα τους

$$R(\alpha) = \sum_1^n \frac{\left| \int_{(n-1)l+\Delta}^{nl-\Delta} A(x) e^{-j(kx \sin(\alpha) + \phi(x))} dx \right|}{\left| \int_{(n-1)l+\Delta}^{nl-\Delta} A(x) dx \right|} \quad (4.5.1)$$

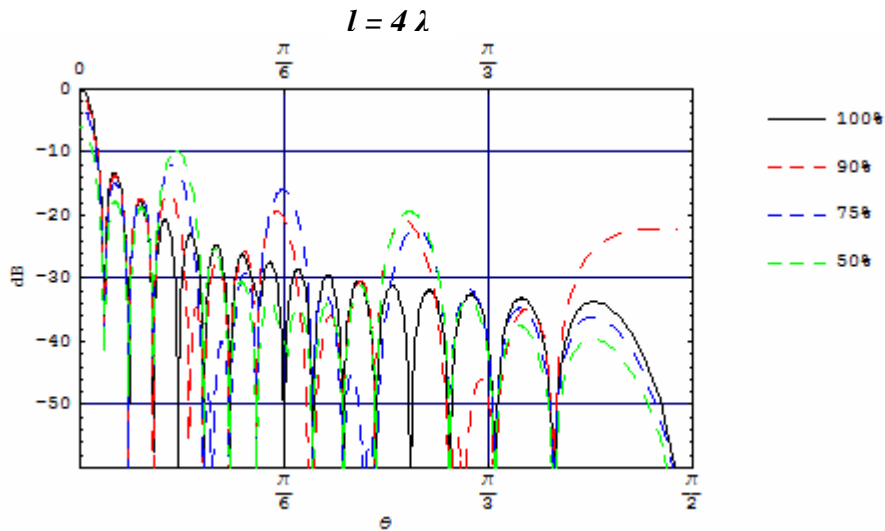
όπου Δ το κενό και από τις δύο πλευρές κάθε ενεργού στοιχείου και n ο αριθμός των στοιχείων μήκους l .



Σχήμα 4.5-2: Πολικό διάγραμμα γραμμικής πηγής 4 στοιχείων μήκους 1 m το καθένα όπου το μήκος κύματος ισούται με το μήκος του κάθε στοιχείου. Στο διάγραμμα φαίνεται το ποσοστό ακτινοβολούμενης ενέργειας κατά 50% ($\Delta=0.5$ m), 75% ($\Delta=0.125$ m), 90% ($\Delta=0.05$ m), και 100% ($\Delta=0$), του συνολικού μήκους.



Σχήμα 4.5-3: Πολικό διάγραμμα γραμμικής πηγής 4 στοιχείων μήκους 1 m το καθένα όπου το μήκος κύματος ισούται με το μισό του μήκους του κάθε στοιχείου. Στο διάγραμμα φαίνεται το ποσοστό ακτινοβολούμενης ενέργειας κατά 50%, 75%, 90% και 100% του συνολικού μήκους.



Σχήμα 4.5-4: Πολικό διάγραμμα γραμμικής πηγής 4 στοιχείων μήκους l m το καθένα όπου το μήκος του κάθε στοιχείου ισούται με τέσσερις φορές το μήκος κύματος. Στο διάγραμμα φαίνεται το ποσοστό ακτινοβολούμενης ενέργειας κατά 50%, 75%, 90% και 100% του συνολικού μήκους.

Όπως βλέπουμε από τα παραπάνω σχήματα, ο κύριος λοβός παραμένει σταθερός όσον αφορά τη γωνία και το πλάτος του για όλες τις συχνότητες. Καθώς μικραίνει το ποσοστό του ενεργού μήκους της πηγής, η ενέργεια των πλευρικών λοβών αυξάνεται, με αποτέλεσμα να μειώνεται η κατευθυντικότητα της πηγής. Επίσης, μπορούμε να παρατηρήσουμε ότι στις χαμηλές συχνότητες η επίδραση των κενών σημείων πάνω στη πηγή είναι πολύ μικρή, καθώς το μήκος κύματος είναι μεγάλο. Στις υψηλότερες όμως συχνότητες, τα κενά αυτά μεταβάλουν σε μεγάλο βαθμό τον δείκτη κατευθυντικότητας δημιουργώντας μέγιστα και ελάχιστα πίεσης, η θέση των οποίων θα εξαρτάται από τη συχνότητα της πηγής, το μήκος της και το ύψος των κενών, δηλαδή των σημείων με μηδενική ακουστική εκπομπή κατά μήκος της πηγής.

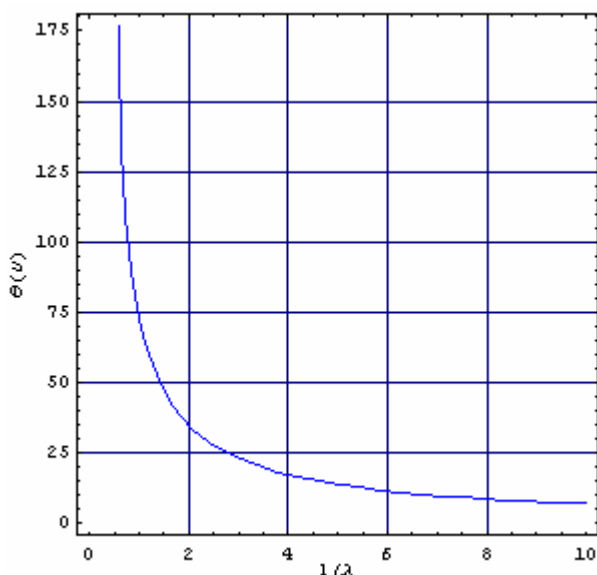
4.6 Γωνία υποδιπλασιασμού ηχητικής στάθμης πίεσης (Quarter power angle)

Σε ένα ηχητικό σύστημα γενικά, σημαντικό ρόλο κατά τον σχεδιασμό του έχει η γωνία κατά την οποία η ηχητική στάθμη πίεση μειώνεται κατά 6 dB, δηλαδή υποδιπλασιάζεται. Η γωνία αυτή μπορεί να υπολογιστεί εύκολα αν δώσουμε τη τιμή 0.5 στη συνάρτηση κατευθυντικότητας¹⁴(βλέπε σχέση 4.4.1). Έτσι λοιπόν έχουμε:

$$\frac{\sin u}{u} = 0.5 \quad (4.6.1)$$

Αριθμητικά, η παραπάνω σχέση μας δίνει $u = 1.895$. Εφόσον ξέρουμε ότι $u = \frac{\pi l}{\lambda} \sin \alpha$, τότε γωνία αυτή θα δίνεται από τη σχέση:

$$\begin{aligned} \theta_{-6dB} &= 2\alpha \\ &= 2 \sin^{-1} \frac{1.895 \lambda}{\pi l} \\ &= 2 \sin^{-1} \frac{0.6 \lambda}{l} \end{aligned} \quad (4.6.2)$$



Σχήμα 4.6-1: Η γωνία θ_{-6dB} συναρτήσει του αριθμητικού λόγου l/λ

¹⁴ Η συνάρτηση της κατευθυντικότητας είναι ένας λόγος ηχητικών πιέσεων. Άρα ως γνωστό, κάθε υποδιπλασιασμός ισούται με -6dB.

Στο σχήμα 4.6-1 βλέπουμε ότι, όταν το μήκος κύματος παίρνει περίπου ίσες τιμές με το μήκος της πηγής, δηλαδή μικρό $\frac{l}{\lambda}$, η γωνία θ_{-6dB} είναι μεγάλη. Αντίθετα για πηγές μεγάλου μήκους και στις υψηλές συχνότητες, η γωνία αυτή παίρνει μικρές τιμές. Για τις τιμές αυτές¹⁵ μπορούμε να κάνουμε μία προσέγγιση αφού $\sin u \approx u$. Η 4.6.2 θα γίνει τότε,

$$\theta_{-6dB} = \frac{1.2\lambda}{l} \quad (4.6.3)$$

και

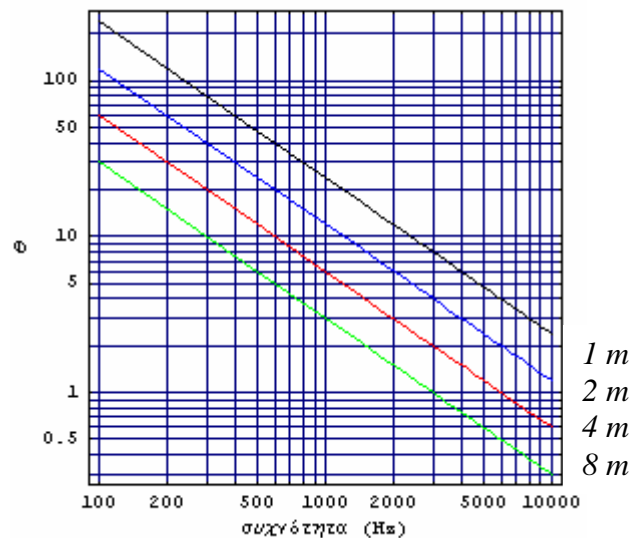
$$\theta_{-6dB} = \frac{68.8\lambda}{l} \quad (4.6.4)$$

όπου η θ_{-6dB} εκφράζεται σε ακτίνια και μοίρες αντίστοιχα.

Σε κάποιες περιπτώσεις, στη παραπάνω σχέση είναι προτιμότερο να ορίζουμε τη γωνία θ_{-6dB} συναρτήσει της συχνότητας και του μήκους παρά του ηλίκου $\frac{l}{\lambda}$. Ξαναγράφοντας την 4.6.3 κατά προσέγγιση, θα έχουμε,

$$\theta_{-6dB} \approx \frac{24000}{fl} \quad (4.6.5)$$

όπου l το μήκος σε μέτρα και f η συχνότητα σε Hz.



Σχήμα 4.6-2: Απόκριση κατευθυντικότητας μιας ομοιόμορφης γραμμικής πηγής για διάφορα μήκη.

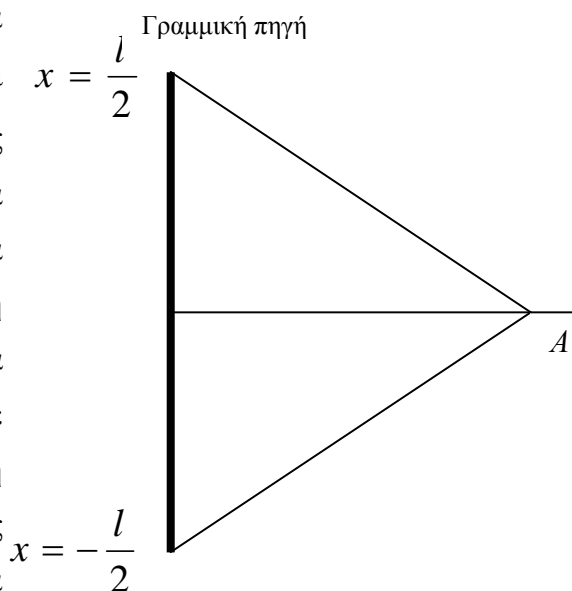
¹⁵

Η προσέγγιση γίνεται για γωνίες μικρότερες των 30 μοιρών.

Όπως φαίνεται στο Σχήμα 4.6-2, η γωνία $\theta_{-6\text{dB}}$ μειώνεται αισθητά με τη συχνότητα, δημιουργώντας μία δέσμη πολύ στενού εύρους. Για παράδειγμα, για μία πηγή μήκους 8 μέτρων στα 10 kHz η $\theta_{-6\text{dB}}$ είναι μόλις 0.3 μοίρες. Τέτοιες διατάξεις συναντάμε πολύ συχνά σε μεγάλους χώρους συναυλιών. Οι σχεδιαστές των συστημάτων αυτών λαμβάνουν υπόψη τους τέτοιους παραμέτρους, καθώς μικρές αλλαγές στη στοίχιση και τοποθέτηση των πηγών μπορούν να αλλάξουν κατά ένα μεγάλο βαθμό τη συμπεριφορά τους.

4.7 Συνεχής γραμμική πηγή με καταναμημένη στιβαρότητα (tapered line source)

Στη παραπάνω ενότητα υπολογίσαμε τη γωνία $\theta_{-6\text{dB}}$ καθώς και τις παραμέτρους από τις οποίες εξαρτάται. Η γωνία αυτή μπορεί να πάρει μεγαλύτερες τιμές, για μία γραμμική πηγή, με καταναμημένη στιβαρότητα κατά μήκος της. Μία τέτοια πηγή θα εκπέμπει με διαφορετικό τρόπο από ότι μία απλή γραμμική πηγή ομοιόμορφης στιβαρότητας. Στο διπλανό σχήμα



βλέπουμε πως διαμορφώνεται το **Σχήμα 4.7-1: Γεωμετρική απεικόνιση γραμμικής πηγής πλάτους κατά μήκος της πηγής. Στο καταναμημένης στιβαρότητας** κέντρο βρίσκεται το μέγιστο ενώ μεταβάλλεται γραμμικά προς το μηδέν προς τα δύο άκρα. Η συνάρτηση του πλάτους A δίνεται από τη σχέση,

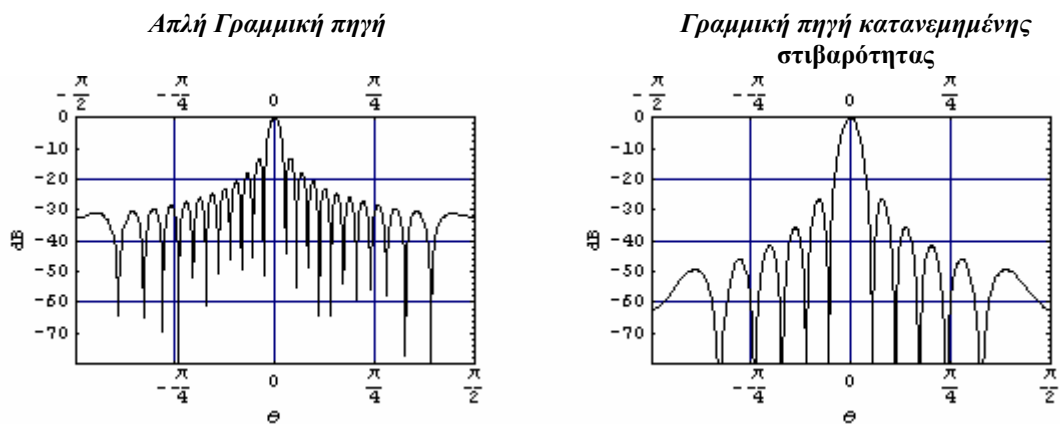
$$A(x) = \begin{cases} \frac{-2Ax}{l} + A, & -\frac{l}{2} \leq x \leq 0 \\ \frac{-2Ax}{l} + A, & 0 \leq x \leq \frac{l}{2} \end{cases} \quad (4.7.1)$$

όπου l το μήκος της πηγής. Η συνάρτηση της φάσης θα ισούται και εδώ με μηδέν. Θέλοντας να υπολογίσουμε τη συνάρτηση κατευθυντικότητας μίας τέτοιας πηγής, γράφουμε εκ νέου την 4.1.4 συμπεριλαμβανομένης της συνάρτησης $A(x)$ στην ολοκλήρωση, καθώς θα έχει τιμή διαφορετική της μονάδας. Έτσι λοιπόν έχουμε:

$$R(\alpha) = \frac{\int_{-\frac{l}{2}}^0 A\left(1 + \frac{2x}{l}\right) e^{-jkx \sin(\alpha)} dx + \int_0^{\frac{l}{2}} A\left(1 - \frac{2x}{l}\right) e^{-jkx \sin(\alpha)} dx}{\int_{-\frac{l}{2}}^0 A\left(1 + \frac{2x}{l}\right) dx + \int_0^{\frac{l}{2}} A\left(1 - \frac{2x}{l}\right) dx} \quad (4.7.2)$$

Η παραπάνω συνάρτηση τελικά γίνεται:

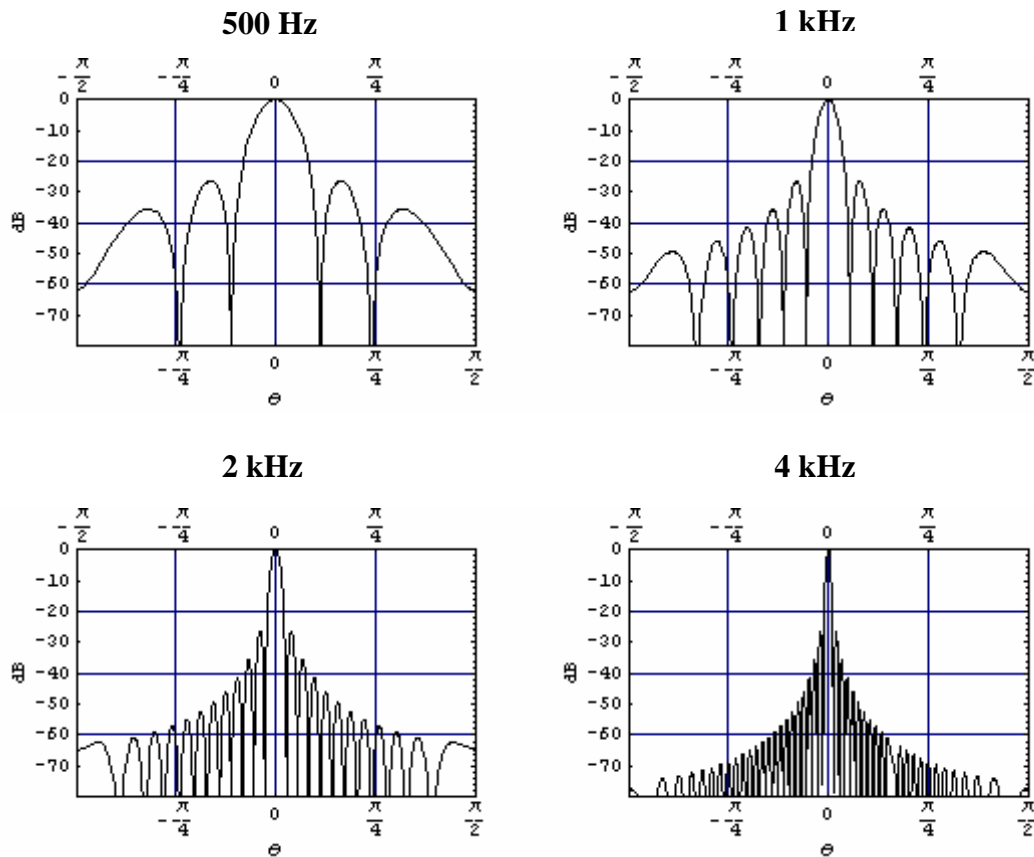
$$R(\alpha) = \frac{\sin^2\left(\frac{kl}{4} \sin a\right)}{\left(\frac{kl}{4} \sin a\right)^2} \quad (4.7.3)$$



Σχήμα 4.7-2: Σύγκριση απλής γραμμικής πηγής και γραμμικής πηγής κατανεμημένης στιβαρότητας, όπου το μέγιστο πλάτος εκτιμάται στο μέσο της πηγής. Η συχνότητα των δύο πηγών είναι στα 1 kHz ενώ η συνάρτηση της φάσης είναι μηδέν.

Όπως βλέπουμε στο παραπάνω σχήμα, ο κύριος λοβός μίας γραμμικής πηγής κατανεμημένης στιβαρότητας είναι αρκετά πιο ευρύς και κατά συνέπεια η $\theta_{-6\text{dB}}$ παίρνει μεγαλύτερες τιμές. Αυτό είναι χρήσιμο σε εφαρμογές όπου ο ήχος πρέπει να οδηγείται σε πολύ συγκεκριμένες κατευθύνσεις, είτε για την αποφυγή ανακλάσεων,

είτε για την άσκοπη χρήση σε νεκρά σημεία. Αντίθετα, η ενέργεια των πλευρικών λοβών για μία τέτοια πηγή είναι πολύ χαμηλή σε σχέση με μία απλή γραμμική πηγή περιορίζοντας έτσι το εύρος χρήσης της. Στο σχήμα 4.7-3 φαίνεται η πολική απόκριση γραμμικής πηγή κατανεμημένης στιβαρότητας, μήκους 4 μέτρων για διάφορες συχνότητες. Βλέπουμε ότι και εδώ η θ_{-6dB} καθώς και η ενέργεια των πλευρικών λοβών, είναι άμεσα εξαρτώμενες από τη συχνότητα.



Σχήμα 4.7-3: Πολική απόκριση γραμμικής πηγής κατανεμημένης στιβαρότητας μήκους $l = 4 \text{ m}$ για διάφορες συχνότητες

Θέλοντας να γράψουμε τη συνάρτηση όπου θα μας δίνει την θ_{-6dB} , ακολουθούμε την ίδια διαδικασία με την προηγούμενη ενότητα.

Η συνάρτηση κατευθυντικότητα γραμμικής πηγής με κατανεμημένη στιβαρότητα έχει τη γενική μορφή:

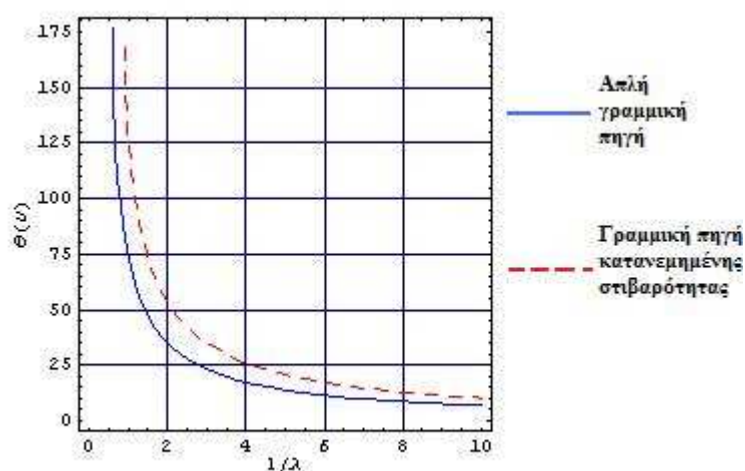
$$R(\alpha) = \frac{\sin^2(u)}{u^2}, \quad u = \left(\frac{kl}{4}\right) \sin a \quad (4.7.4)$$

Θέτοντας την 4.7.4 ίση με 0.5 παίρνουμε $u = 1.393$ όπου τελικά έχουμε:

$$\begin{aligned}\theta_{-6dB} &= 2\alpha \\ &= 2 \sin^{-1} \frac{(1.393)(4)}{kl} \\ &= 2 \sin^{-1} \frac{0.9\lambda}{l}\end{aligned}\quad (4.7.5)$$

Χρησιμοποιώντας και εδώ τη προσέγγιση για τις μικρές γωνίες, μπορούμε να γράψουμε:

$$\theta_{-6dB} = \frac{1.8\lambda}{l} \quad (4.7.6)$$



Σχήμα 4.7-4: Η συνάρτηση θ_{-6dB} μιας απλής γραμμικής πηγής και μιας γραμμικής πηγής κατανομής σιβαρότητας.

Από τις 4.6.3 και 4.7.6 συμπεραίνουμε ότι, διαμορφώνοντας το πλάτος κατά μήκος της πηγής, η θ_{-6dB} θα είναι ευρύτερη κατά ένα ποσοστό 50% από ότι αν το πλάτος ήταν ίσο με τη μονάδα. Η σύγκριση αυτή φαίνεται στο σχήμα 4.7-4.

5 ΓΡΑΜΜΙΚΗ ΔΙΑΤΑΞΗ ΔΙΑΚΡΙΤΩΝ ΠΗΓΩΝ

Οι σειριακές διατάξεις πηγών (line arrays) προσεγγίζονται καλύτερα με διατάξεις διακριτών πηγών. Οι πηγές αυτές αποτελούνται από ένα σύνολο σημειακών πηγών των οποίων η συνάρτηση ηχητικής πίεσης λαμβάνεται υπόψη ξεχωριστά και στη συνέχεια προστίθεται για την έκφραση της ολικής ηχητικής πίεσης, σε κάποιο σημείο. Σε αντίθεση όμως με ότι κάναμε για τις γραμμικές πηγές, εδώ θα αναλύσουμε και το κοντινό και το μακρινό πεδίο. Και για τις δύο περιπτώσεις θα προσδιοριστούν: Ο τρόπος ακτινοβολίας συναρτήσει της γωνίας (πολικά διαγράμματα), η συσχέτιση της έντασης, της συχνότητας και του μεγέθους της πηγής μέσω μαθηματικών εξισώσεων, η προσθήκη χρονικών καθυστερήσεων στα σήματα των πηγών και τέλος θα σχεδιαστούν και θα αναλυθούν τα διαγράμματα που προέκυψαν.

5.1 Μοντέλο ηχητικού πεδίου (μακρινό πεδίο)

Θεωρούμε μία γραμμή από N απλές ακουστικές πηγές, συνεχόμενες οι οποίες απέχουν κατά ίση απόσταση d , μεταξύ τους, όπως φαίνεται στο Σχήμα 5-1. Εάν όλες οι πηγές έχουν την ίδια στιβαρότητα και εκπέμπουν με την ίδια φάση, τότε η n -οστή πηγή δημιουργεί ένα ηχητικό κύμα πίεσης της μορφής $(A/r'_n)e^{j(\omega t - kr'_n)}$ όπου r'_n η απόσταση του παρατηρητή από τη συγκεκριμένη πηγή. Η συνολική πίεση που προκύπτει στο σημείο αυτό είναι το άθροισμα:

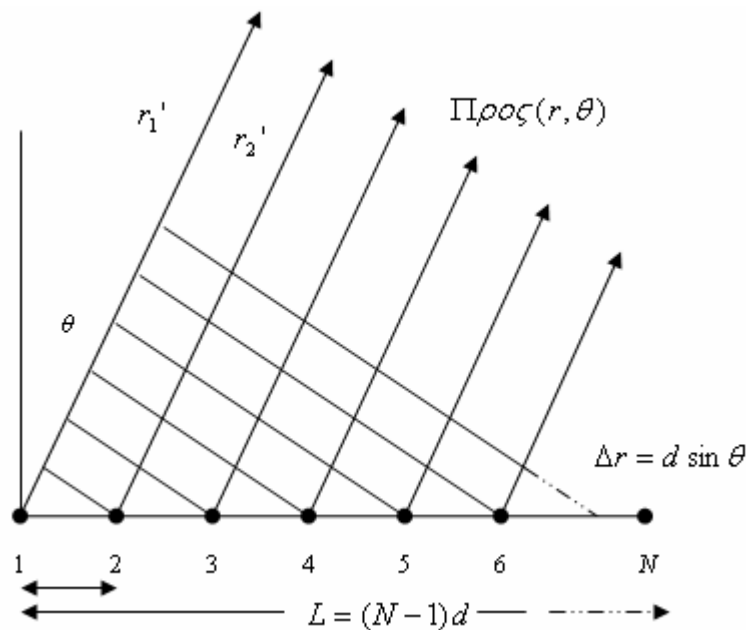
$$p(r, \theta, t) = \sum_{n=1}^N \frac{A}{r'_n} e^{j(\omega t - kr'_n)} \quad (5.1.1)$$

Η συνολική πίεση κοντά στη πηγή είναι αρκετά πολύπλοκη. Έτσι, εάν περιοριστούμε στο μακρινό πεδίο [δηλ. $r \gg L$, όπου $L = (N-1)d$ είναι το συνολικό μήκος της διάταξης των πηγών], τότε όλα τα r'_n είναι προσεγγιστικά παράλληλα μεταξύ τους.

Τότε για κάθε r'_ν ισχύει $r'_\nu = r_1 - (\nu - 1)\Delta r$, όπου $\Delta r = d \sin \theta$. Η απόσταση από το κέντρο της διάταξης των πηγών μπορεί να γραφτεί τώρα σαν $r = r_1 - \frac{1}{2}(L - d)\Delta r$.

Μετά την παραδοχή αυτή, η 5.1.1 γράφεται :

$$p(r, \theta, t) = \frac{A}{r} e^{-j(L/2d)k\Delta r} e^{j(\omega t - kr)} \sum_{\nu=1}^N e^{j(\nu-1)k\Delta r} \quad (5.1.2)$$



Σχήμα 5-1: Γεωμετρική απεικόνιση γραμμικής διάταξης N ισοφασικών διακριτών πηγών, σε απόσταση d μεταξύ τους, για το μακρινό πεδίο.

Χρησιμοποιώντας κάποιες τριγωνομετρικές ταυτότητες η παραπάνω σχέση γίνεται:

$$p(r, \theta, t) = \frac{A}{r} e^{j(\omega t - kr)} \left(\frac{\sin[(N/2)k\Delta r]}{\sin[(1/2)k\Delta r]} \right) \quad (5.1.3)$$

Η ηχητική πίεση πάνω στον άξονα ($\theta = 0$) είναι,

$$p(r, 0, t) = N(A/r) e^{j(\omega t - kr)} \quad (5.1.4)$$

με μέγιστο πλάτος

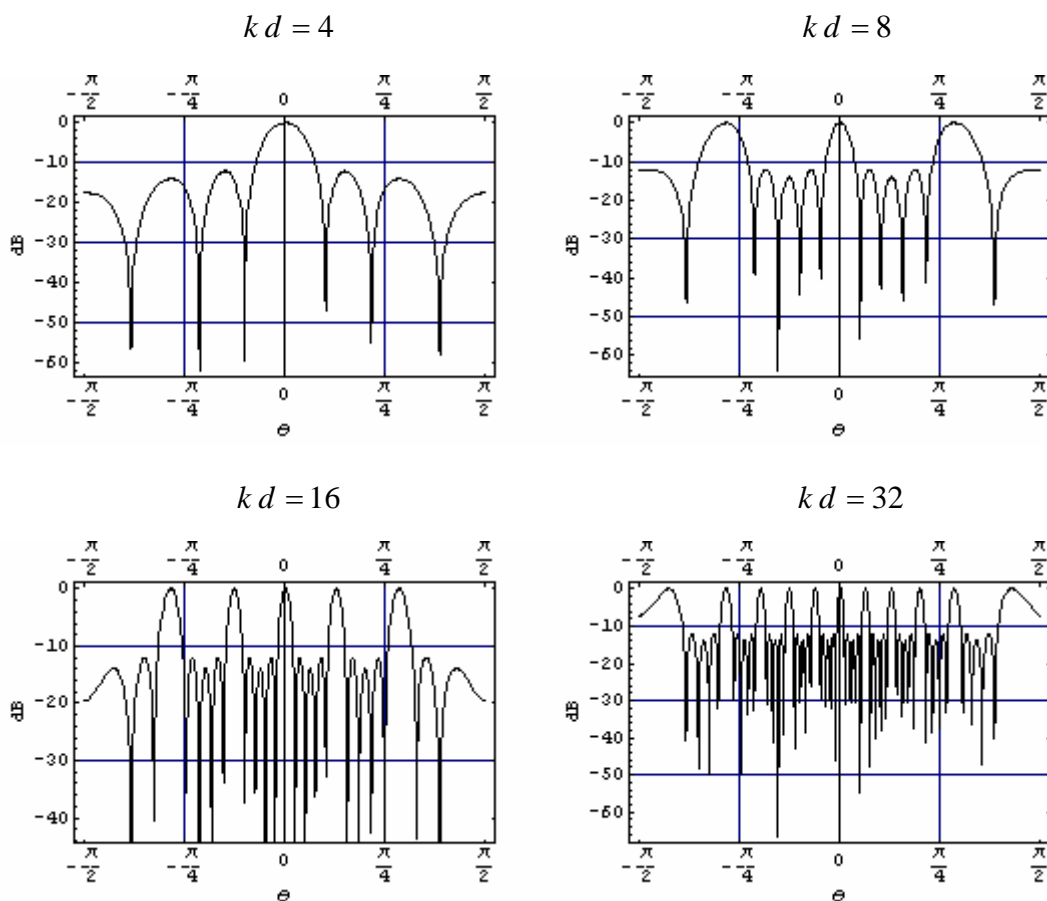
$$p_{\alpha\xi}(r) = N(A/r) \quad (5.1.5)$$

Ο προσδιορισμός του παράγοντα κατευθυντικότητας,

$$H(\theta) = \left| \frac{1}{N} \frac{\sin[(N/2)k d \sin \theta]}{\sin[(1/2)k d \sin \theta]} \right| \quad (5.1.6)$$

μας επιτρέπει να γράψουμε την συνολική πίεση στη γνωστή μορφή:

$$p(r, \theta) = p_{\alpha\xi}(r)H(\theta) \quad (5.1.7)$$



Σχήμα 5-2: Πολική απόκριση γραμμικής διάταξης 5 διακριτών πηγών για διάφορες τιμές του $k d$.

Ο παρανομαστής στη σχέση 5.1.6 μηδενίζεται όταν $1/2kd|\sin\theta| = m\pi$, αλλά και ο αριθμητής μηδενίζεται επίσης, με αποτέλεσμα το πλάτος της πίεσης να ισούται με $p_{αξ}(r)$. Κατά αυτό τον τρόπο, μπορούμε να έχουμε πάνω από έναν κύριο λοβό (μέγιστο). Οι γωνίες που εμφανίζονται τα μέγιστα των κύριων λοβών βρίσκονται από τη σχέση:

$$|\sin\theta| = m\lambda/d \quad \text{όπου } m = 0, 1, 2, \dots \leq (d/\lambda) \quad (5.1.8)$$

Με παρόμοιο τρόπο από τις περιπτώσεις που μηδενίζεται ο αριθμητής, μπορούμε να υπολογίσουμε τις γωνίες που εμφανίζονται τα ελάχιστα για τις οποίες ισχύει

$$|\sin\theta| = (n/N)\lambda/d \quad n \neq mN \quad n = 0, 1, 2, \dots, \leq N\lambda/d \quad (5.1.9)$$

όπου ο αριθμός n να μην είναι 0 αλλά ούτε πολλαπλάσιος του N . Υπάρχουν επίσης δευτερεύοντα μέγιστα του $H(\theta)$, τα οποία καθορίζουν τις διευθύνσεις και τα μέτρα των δευτερευόντων λοβών. Οι διευθύνσεις των λοβών αυτών, δίνονται προσεγγιστικά από τη σχέση,

$$|\sin\theta| = ((n+1/2)/N)\lambda/d \quad n \neq mN \quad n \neq mN - 1 \quad (5.1.10)$$

και τα πλάτη από την:

$$P_n(r) = \frac{p_{αξ}(r)}{N \sin\left[\left(n + \frac{1}{2}\right)\pi/N\right]} \quad (5.1.11)$$

Ορισμένοι τύποι ηχητικών συστημάτων εμπεριέχουν τέτοιες διατάξεις, έτσι ώστε να έχουν πλήρη έλεγχο της ακτινοβολούμενης ηχητικής πίεσης, πετυχαίνοντας μέγιστη κατευθυντικότητα στο κάθετο άξονα ενώ στον οριζόντιο άξονα μικρή κατευθυντικότητα.

Σε ορισμένες διατάξεις είναι επιθυμητό να έχουμε έναν μόνο στενό κύριο λοβό. Μια απλή παραδοχή για να ισχύσει αυτό είναι να έχουμε $\theta = \pi/2$ όταν $n = N - 1$.

Αυτό μας δίνει τη παρακάτω σχέση:

$$\lambda / d = 2N / (N - 1) \quad (5.1.12)$$

$$\text{ή } kd = 2\pi(N - 1) / N$$

Στον παρακάτω πίνακα φαίνονται προσεγγιστικά οι γωνίες των πρωτεύοντων και των δευτερευόντων¹⁶ λοβών για διάφορες τιμές του kd .

kd	Γωνιακή θέση πρωτεύων λοβός (Μοίρες)	Γωνιακή θέση δευτερευών λοβός (Μοίρες)
4	0	25
8	0, 49	13
16	0, 21, 49	6.6
32	0, 11, 22, 32, 41	3.3

Όπως βλέπουμε από τον παρακάτω πίνακα όσο μεγαλώνει η συχνότητα αυξάνεται το πλήθος των κύριων λοβών. Αυτό βέβαια εξαρτάται και από το πλήθος των πηγών. Οι λοβοί που φαίνονται στον πίνακα αντιστοιχούν στο εύρος $0 \leq \theta \leq \pi/2$, δηλαδή στο θετικό τεταρτημόριο. Για γωνίες μέχρι $\theta = -\pi/2$ οι θέσεις των λοβών είναι συμμετρικές με αυτές του πίνακα. Σημαντικό είναι επίσης να παρατηρήσουμε την ύπαρξη μέγιστης ακτινοβολίας στις 0 μοίρες για όλα τα kd .

Θέλοντας να προσδιορίσουμε τη γωνία διεύθυνσης του δείκτη κατευθυντικότητας χωρίς να περιστρέψουμε την ίδια τη διάταξη, μπορούμε με ηλεκτρονικά μέσα να προσθέσουμε ένα χρόνο καθυστέρησης $\nu \cdot \tau$ στο σήμα της ν -οστής πηγής. Η 5.1.1 γίνεται:

¹⁶ Στη τρίτη στήλη του πίνακα έχει συμπεριληφθεί μόνο ο πρώτος δευτερευών λοβός (από τους τρεις που είναι συνήθως) μετά τον κεντρικό λοβό.

$$p(r, \theta, t) = \sum_{\nu=1}^N \frac{A}{r_{\nu}} e^{j(\omega(t+\nu\tau) - kr_{\nu})} \quad (5.1.13)$$

Ο παράγων κατευθυντικότητας $H(\theta)$ γίνεται:

$$H(\theta) = \left| \frac{1 \sin[(N/2)kd(\sin\theta - \sin\phi)]}{N \sin[(1/2)kd(\sin\theta - \sin\phi)]} \right| \quad (5.1.14)$$

Ο πρωτεύων λοβός θα δείχνει προς τη διεύθυνση ϕ , η οποία δίνεται από το τύπο:

$$\sin\phi = c\tau/d \quad (5.1.15)$$

Η εισαγωγή μίας προοδευτικής καθυστέρησης χρόνου κατά μήκος της διάταξης κατευθύνει το κύριο λοβό έξω από τον κεντρικό άξονα, σε ένα κώνο που καθορίζεται από το ϕ . Να σημειωθεί εδώ ότι η σχέση 5.1.14 δεν εξαρτάται από τη συχνότητα.

Στο Σχήμα 5-3 βλέπουμε το πολικό διάγραμμα μίας γραμμικής διάταξης 10 διακριτών πηγών η οποία έχει σχεδιαστεί με τέτοιο τρόπο ώστε όταν κατευθύνεται στο $\phi = 0$, να δημιουργείται μόνο ένας στενός λοβός. Παρατηρούμε ότι όταν η δέσμη κατευθύνεται στο $\phi = \pi/2$, ένας δεύτερος πρωτεύων λοβός δημιουργείται. Ο μόνος τρόπος να αποφευχθεί αυτός ο δεύτερος λοβός είναι να σχεδιαστεί μία διάταξη η οποία να δίνει ένα στενό βασικό λοβό όταν η δέσμη κατευθύνεται στο $\phi = \pi/2$. Αυτό απαιτεί τη τοποθέτηση του τελευταίου μηδενός στο $\phi = -\pi/2$ πριν απαντηθεί ο δεύτερος βασικός λοβός. Έτσι καταλήγουμε στη σχέση 5.1.15 ή στην $kd = \pi(N-1)/N$.

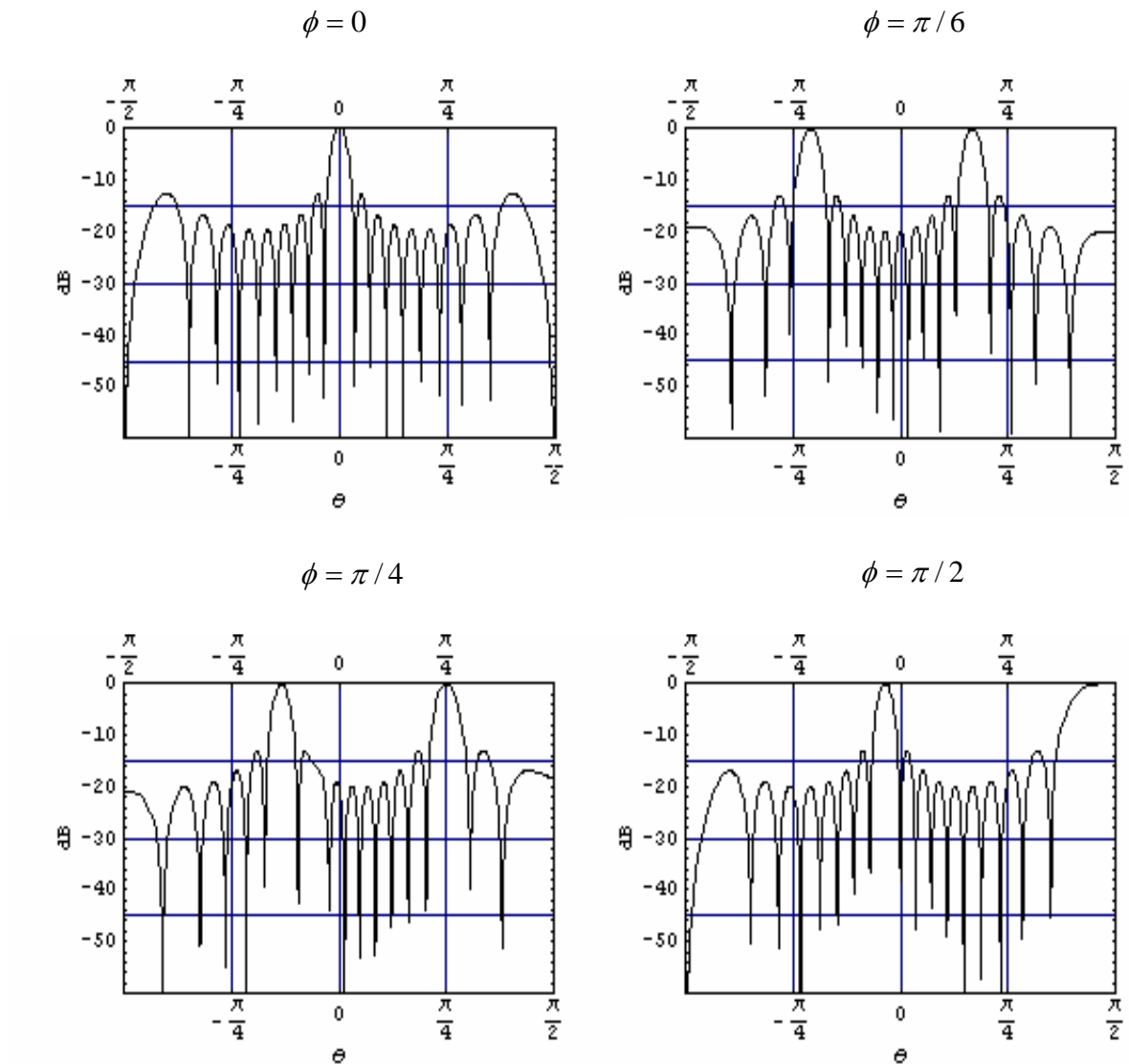
$$\lambda/d = 2N/(N-1) \quad (5.1.15)$$

Στο Σχήμα 5.4 βλέπουμε ότι ο κύριος λοβός τώρα είναι ένας. Αν η μέγιστη γωνία μέσα στην οποία κινείται ο λοβός παίρνει τιμές $\pm\phi$, τότε μπορούμε να γενικεύσουμε

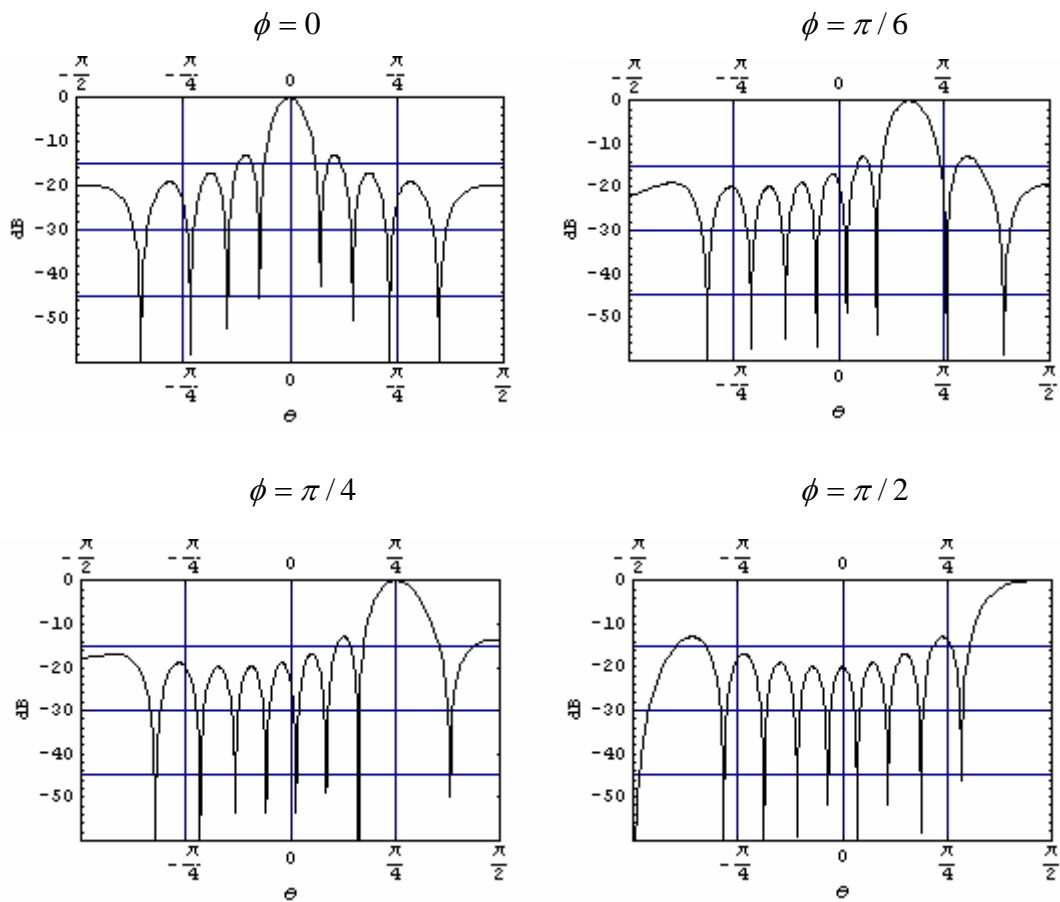
τη σχέση 5.1.16 τοποθετώντας το τελευταίο μηδέν (ελάχιστο) πίεσης στις γωνίες $\pm \pi/2$.

Αυτό σημαίνει ότι:

$$\lambda/d = [N/(N-1)](1 + |\sin \varphi|) \quad (5.1.16)$$



Σχήμα 5-3: Πολική απόκριση γραμμικής διάταξης 10 πηγών οι οποίες ισαπέχουν κατά απόσταση d . Η τιμή του kd ισούται με $(2\pi(N-1)/N)$ έτσι ώστε να εμφανίζεται ένας λοβός για $\varphi = 0$. Καθώς ο κύριος λοβός κατευθύνεται προς τα $\pi/2$ ένας άλλος λοβός εμφανίζεται από τα $-\pi/2$



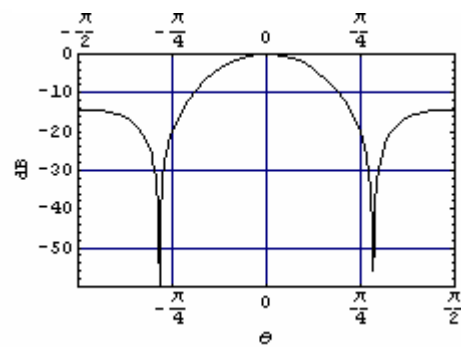
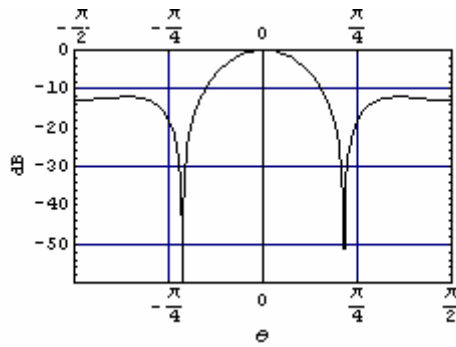
Σχήμα 5-4: Η ίδια διάταξη με τη προηγούμενη όμως εδώ το kd ισούται με $(\pi(N-1)/N)$ έτσι ώστε να υπάρχει μόνο ένας πρωτεύων λοβός στο $\pi/2$. Για όλες τις τιμές του ϕ ο λοβός είναι ένας.

Συγκρίνοντας τώρα τα γραφήματα της παραπάνω ενότητας με αυτά του Κεφαλαίου 4 (βλέπε υποενότητα 4.2.1), μπορούμε να εντοπίσουμε μείζονες διαφορές ανάμεσα στις δύο περιπτώσεις. Στο Σχήμα 5-5 συγκρίνεται μία γραμμική διάταξη διακριτών πηγών με μία απλή γραμμική πηγή. Οι δύο πηγές έχουν το ίδιο ενεργό μήκος ενώ τα στοιχεία τους εκπέμπουν ισοφασικά.

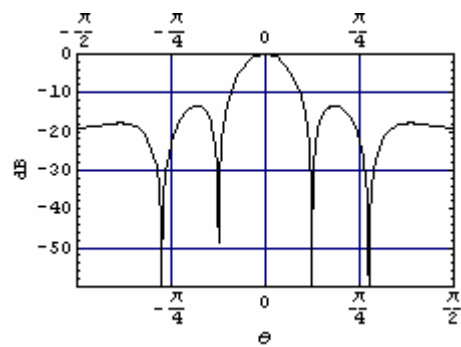
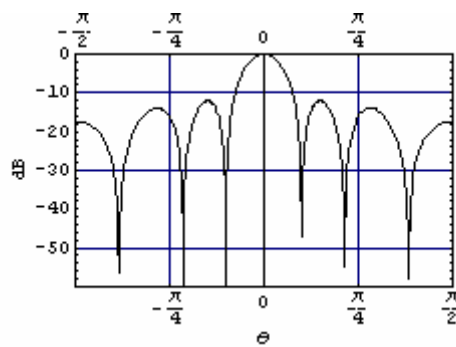
Γραμμική διάταξη 5 διακριτών πηγών.

Απλή γραμμική πηγή μήκους L .

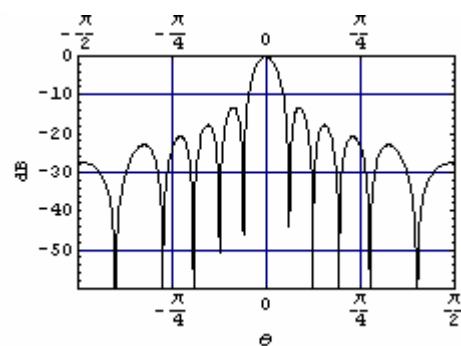
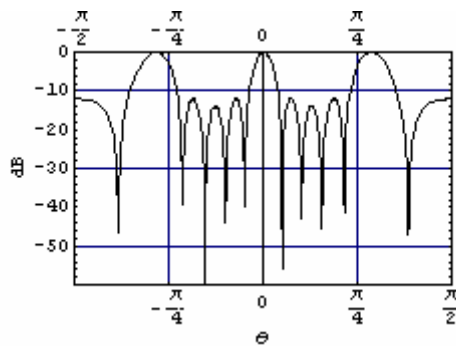
250 Hz



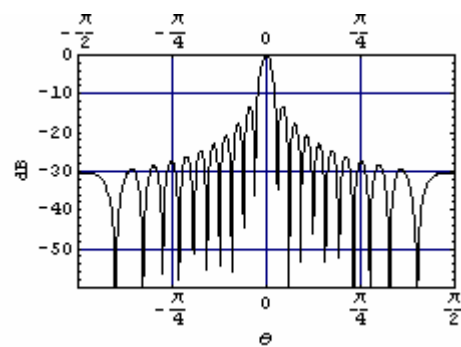
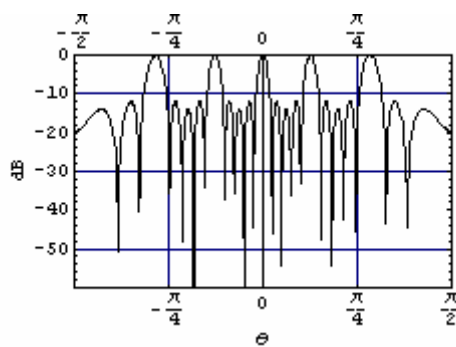
500 Hz



1 kHz



2 kHz



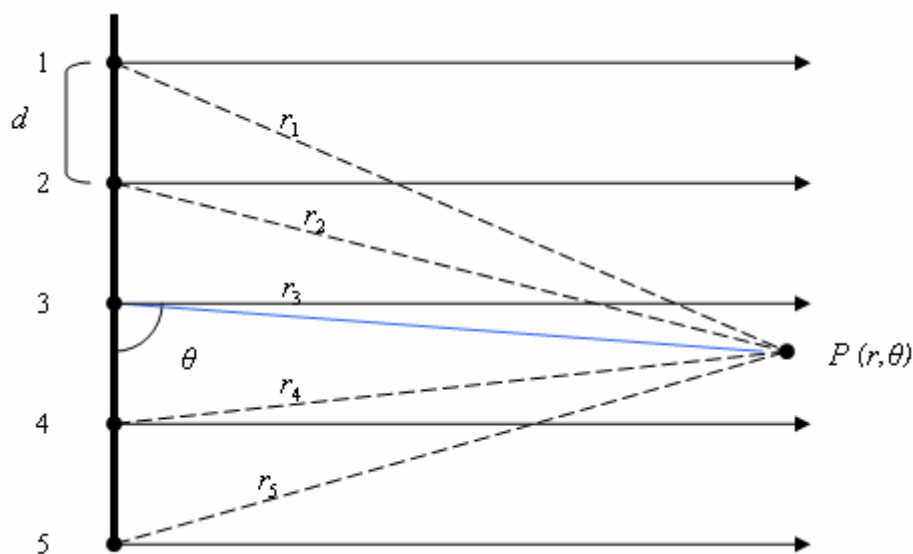
Σχήμα 5-5: Σύγκριση γραμμικής διάταξης 5 διακριτών πηγών και απλής γραμμικής πηγής ενεργού μήκους $L = 1.76 \text{ m}$, για διάφορες συχνότητες.

Όπως βλέπουμε στο παραπάνω σχήμα, στις χαμηλές συχνότητες τα πολικά διαγράμματα μοιάζουν αρκετά με τη διαφορά ότι, μία απλή γραμμική πηγή παρουσιάζει μικρότερο πλήθος πλευρικών λοβών αλλά είναι μικρότερη η ενέργεια αυτών, σε σχέση με τον κύριο λοβό. Για υψηλότερες συχνότητες ο δείκτης κατευθυντικότητας σε μία απλή συνεχή γραμμική πηγή είναι αισθητά μεγαλύτερος σε αντίθεση με μία γραμμική διάταξη διακριτών πηγών. Οι πλευρικοί λοβοί σε μία γραμμική διάταξη διακριτών πηγών, λόγω της μεγάλης ενέργειας που έχουν, παίζουν σημαντικό ρόλο στην ολική εκπεμπόμενη ακουστική πίεση. Αν και για τις δύο περιπτώσεις έχει ληφθεί υπόψη η παραδοχή ότι το σημείο παρατήρησης βρίσκεται πολύ μακριά από τη πηγή, μία γραμμική διάταξη διακριτών πηγών προσεγγίζει καλύτερα την ηχητική συμπεριφορά των σειριακών διατάξεων (Line arrays), επειδή λαμβάνονται υπόψη σημαντικοί παράγοντες, όπως η απόσταση μεταξύ των πηγών και τα επί μέρους χαρακτηριστικά τους¹⁷. Είναι σημαντικό επίσης να αναφερθεί ότι και εδώ τα πολικά διαγράμματα αναφέρονται σε ελεύθερο πεδίο.

¹⁷ Στη πράξη τα Line Arrays δεν μπορούν να αποτελούνται από απλές πηγές.

5.2 Μοντέλο ηχητικού πεδίου (έγκυρο για κάθε απόσταση).

Σε αυτή την υποενότητα υπολογίζεται η ηχητική πίεση στο κοντινό πεδίο, το οποίο όπως αναφέραμε παραπάνω είναι αρκετά πολύπλοκο επειδή οι αποστάσεις της κάθε πηγής από τον παρατηρητή δεν μπορούν να θεωρηθούν παράλληλες, ώστε να χρησιμοποιήσουμε μία συνάρτηση που να ισχύει σε όλες τις αποστάσεις (όλα τα r_v). Στο Σχήμα 5-6 βλέπουμε μία γραμμική διάταξη 5 διακριτών πηγών οι οποίες απέχουν από το σημείο παρατήρησης P , κατά r_v , αντίστοιχα. Για λόγους συμμετρίας θεωρούμε γνωστή την r_3 (δηλαδή όλες οι υπόλοιπες υπολογίζονται σε σχέση με αυτήν), η οποία είναι η απόσταση μεταξύ του παρατηρητή και του μέσου της διάταξης.



Σχήμα 5-6: Γεωμετρική απεικόνιση γραμμικής διάταξης 5 διακριτών πηγών οι οποίες απέχουν κατά απόσταση d μεταξύ τους.

Από το παραπάνω σχήμα συμπεραίνουμε ότι η συνάρτηση που δίνει την απόσταση της κάθε πηγής από το σημείο παρατήρησης διαφέρει ως προς τις άλλες πηγές και εξαρτάται από τη γωνία θ .

Η πίεση από την πηγή v θα ισούται με:

$$p_\nu(r_\nu, \theta) = \frac{A}{r_\nu} e^{j(\omega t - k r_\nu)} \quad (5.2.1)$$

όπου $\nu = 1, 2, 3, 4, 5$.

Εφόσον η συνάρτηση $r_3(\theta)$ μας είναι γνωστή, από το γνωστό θεώρημα των συνημίτονων θα έχουμε:

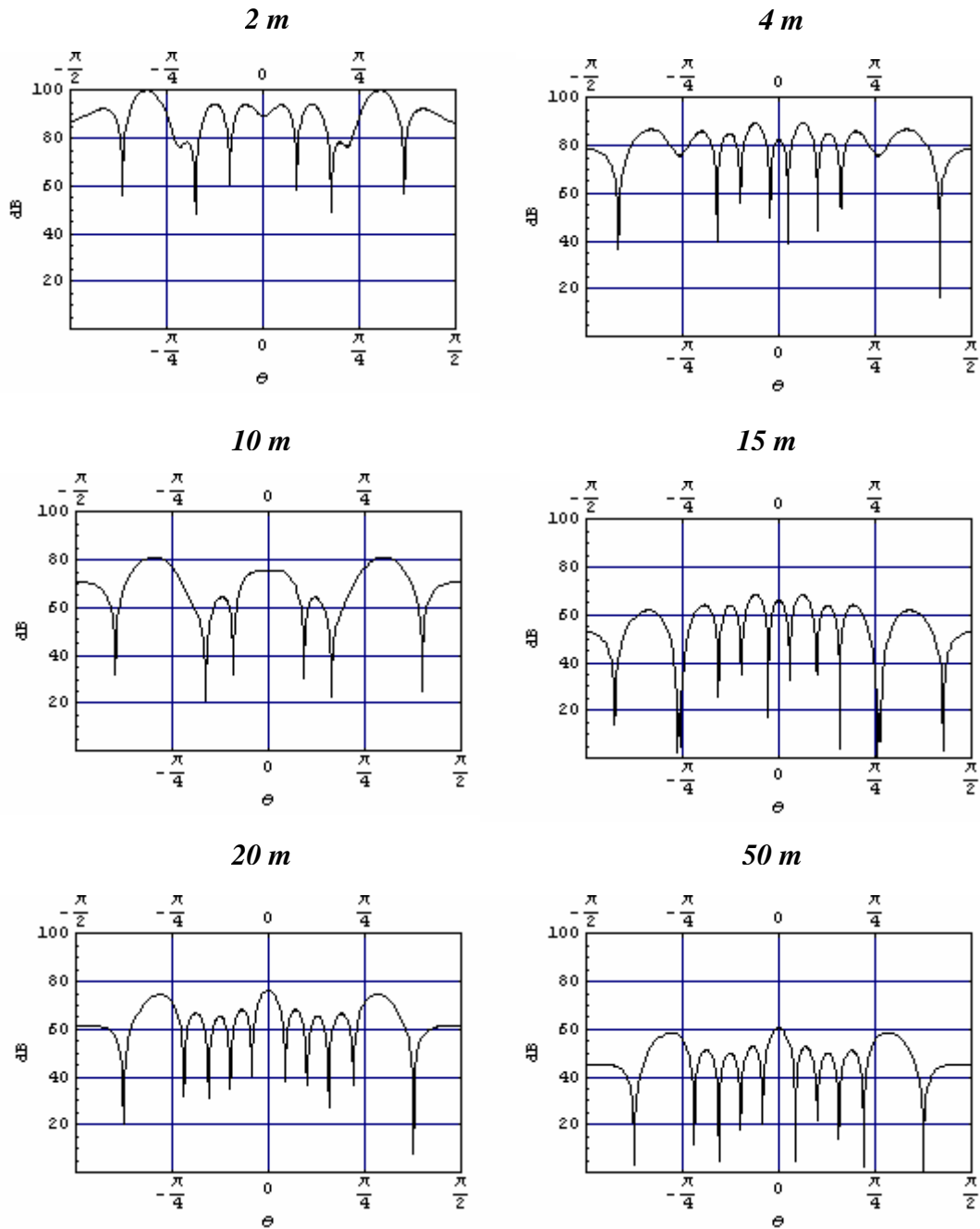
$$\begin{aligned} r_1(\theta) &= \sqrt{(2d)^2 + r_3^2 - 2(2d r_3) \cos\left(\frac{\pi}{2} + \theta\right)} \\ r_2(\theta) &= \sqrt{(d)^2 + r_3^2 - 2(d r_3) \cos\left(\frac{\pi}{2} + \theta\right)} \\ r_4(\theta) &= \sqrt{(d)^2 + r_3^2 - 2(d r_3) \cos\left(\frac{\pi}{2} - \theta\right)} \\ r_5(\theta) &= \sqrt{(2d)^2 + r_3^2 - 2(2d r_3) \cos\left(\frac{\pi}{2} - \theta\right)} \end{aligned} \quad (5.2.2)$$

Η συνολική ηχητική πίεση της διάταξης θα ισούται με το άθροισμα των πιέσεων από κάθε πηγή, δηλαδή θα έχουμε:

$$p_{ολικό} = p_1(r_1, \theta) + p_2(r_2, \theta) + p_3(r_3, \theta) + p_4(r_4, \theta) + p_5(r_5, \theta) \quad (5.2.3)$$

Στο Σχήμα 5-7 βλέπουμε την πολική απόκριση της παραπάνω διάταξης. Και οι πέντε πηγές εκπέμπουν ισότροπα και ισοφασικά, δηλαδή $A = 1$ και $\phi = 0$. Η κάθε πηγή απέχει από την επόμενη κατά $d = 0.45 m$. Πολύ κοντά στη πηγή βλέπουμε ότι η κατευθυντικότητα είναι μικρή, κάτι που δεν συμβαίνει σε μεγαλύτερες αποστάσεις. Στη πραγματικότητα βέβαια, όπως έχουμε αναφέρει, τέτοιου είδους πηγές δεν χρησιμοποιούνται για μικρές αποστάσεις (π.χ. $2 m$).

Επίσης, μπορούμε να διακρίνουμε την μείωση της ηχητικής στάθμης πίεσης για κάθε διπλασιασμό της απόστασης η οποία είναι 6 dB για το μακρινό πεδίο¹⁸.

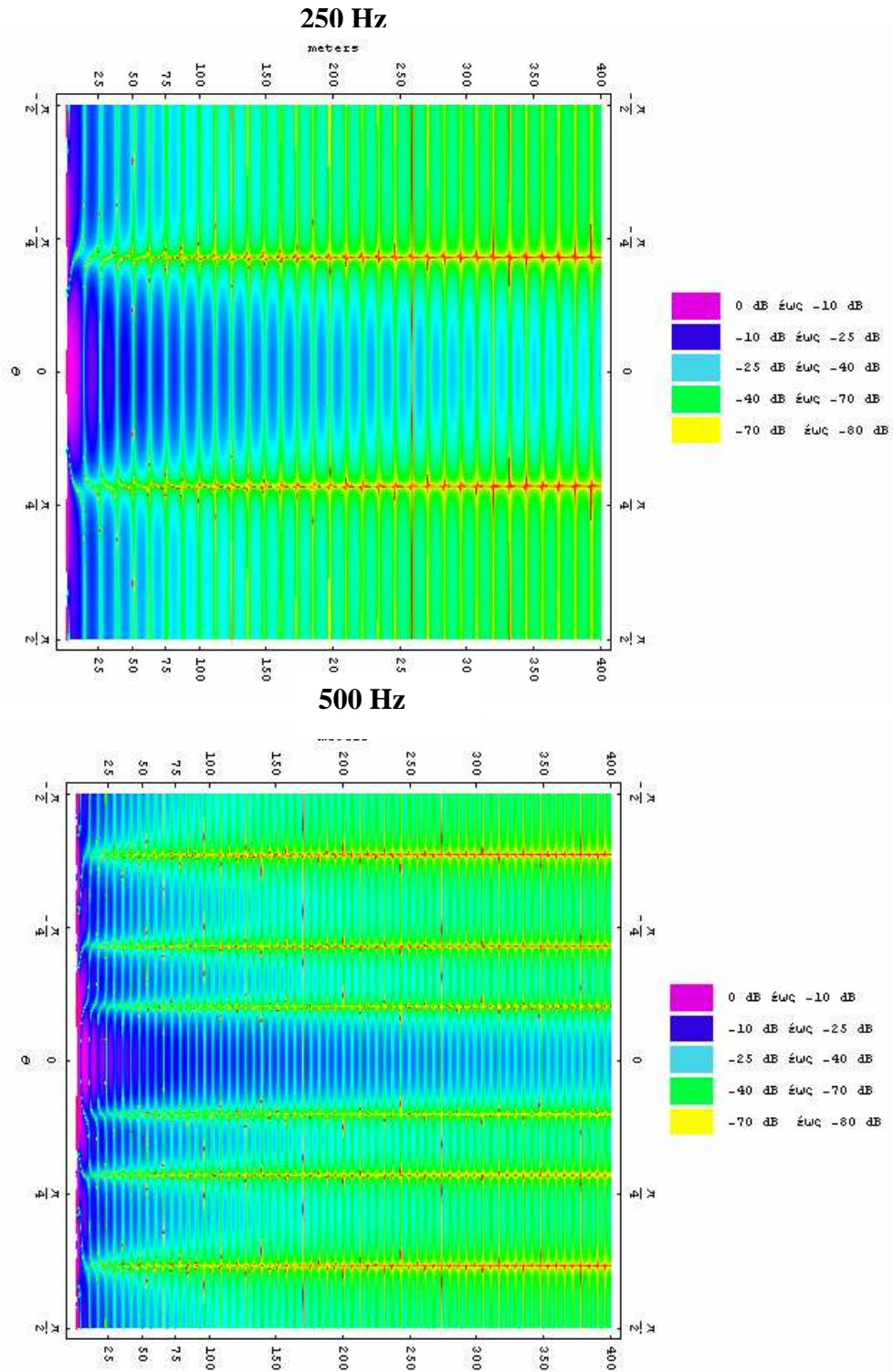


Σχήμα 5-7 Πολική απόκριση γραμμικής διάταξης 5 διακριτών πηγών για διαφορετικές αποστάσεις, όπου $kd=8$. Όλες οι πηγές εκπέμπουν ισότροπα και ισοφασικά.

Στο Σχήμα 5-8 φαίνονται τα πολικά διαγράμματα μίας γραμμικής πηγής 5 πηγών συναρτήσει της γωνίας θ και της απόστασης r . Στα διαγράμματα αυτά μπορούμε να

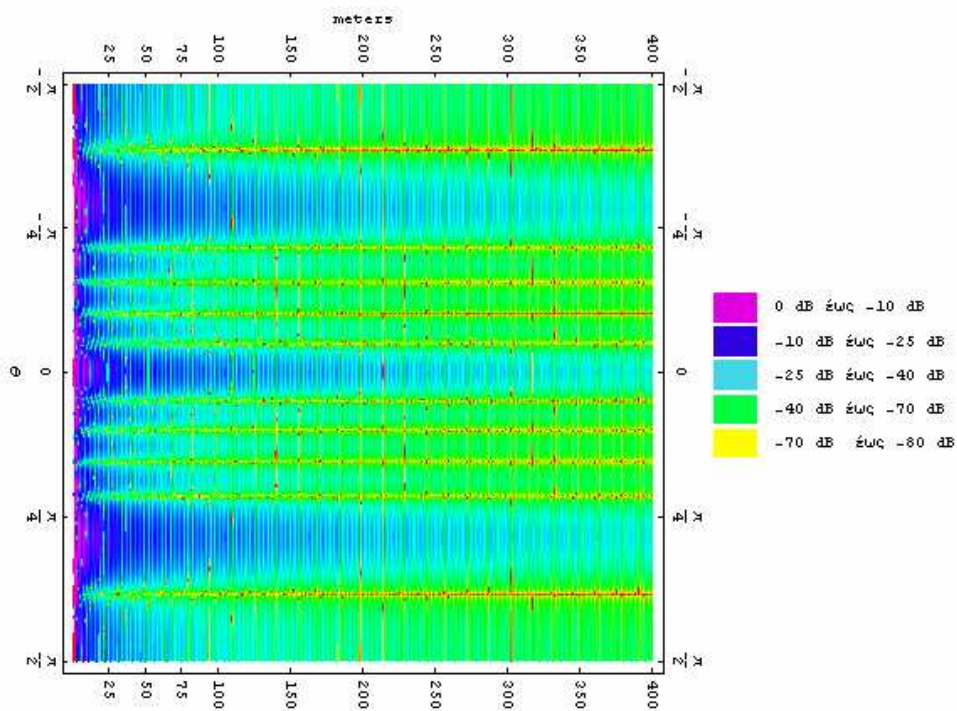
¹⁸ Για τον υπολογισμό της ηχητικής στάθμης σαν πίεση αναφοράς χρησιμοποιήθηκε το όριο ακουστότητας, $p_{ref} = 20 \times 10^{-6} \text{ Pa}$.

διακρίνουμε καλύτερα τον τρόπο που μεταβάλλεται η ηχητική πίεση μακριά από τη πηγή. Οι διαβαθμίσεις των χρωμάτων από τις μεγάλες προς τις μικρές πιέσεις ακολουθούν τη σειρά: μοβ, μπλε, γαλάζιο, πράσινο, κίτρινο με αντίστοιχα dB. Η αύξηση της κατευθυντικότητας σε σχέση με τη συχνότητα είναι φανερή από τα σχήματα. Όλες οι πηγές έχουν ίδιο πλάτος και φάση.

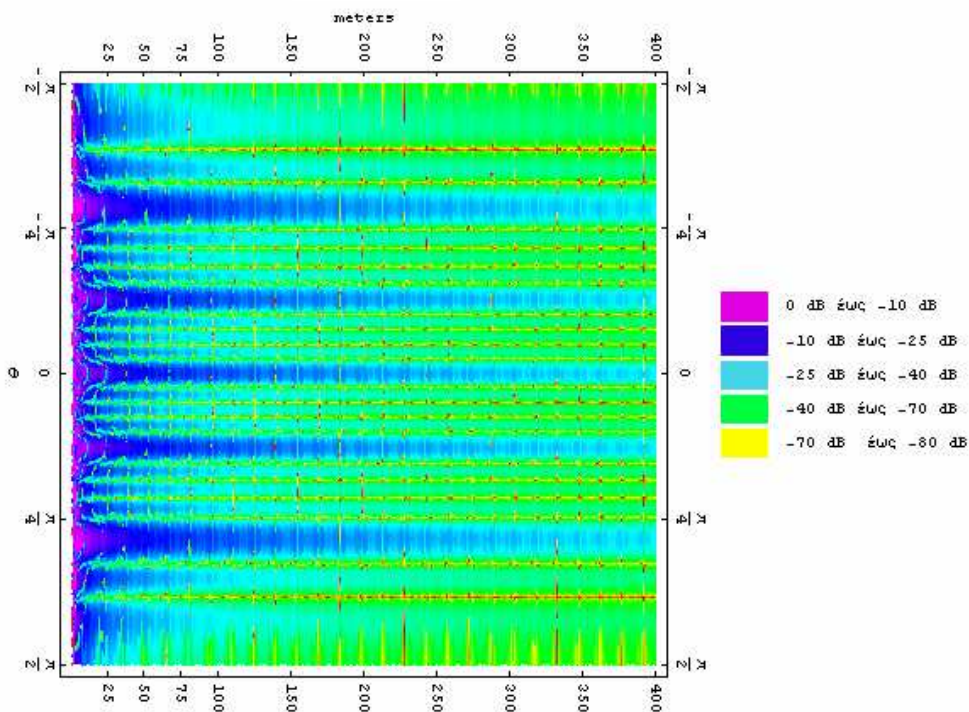


Σχήμα 5-8 Πολική απόκριση γραμμικής διάταξης 5 ισοφασικών πηγών συναρτήσει της απόστασης και της γωνίας στα 250 Hz και στα 500 Hz

1 kHz

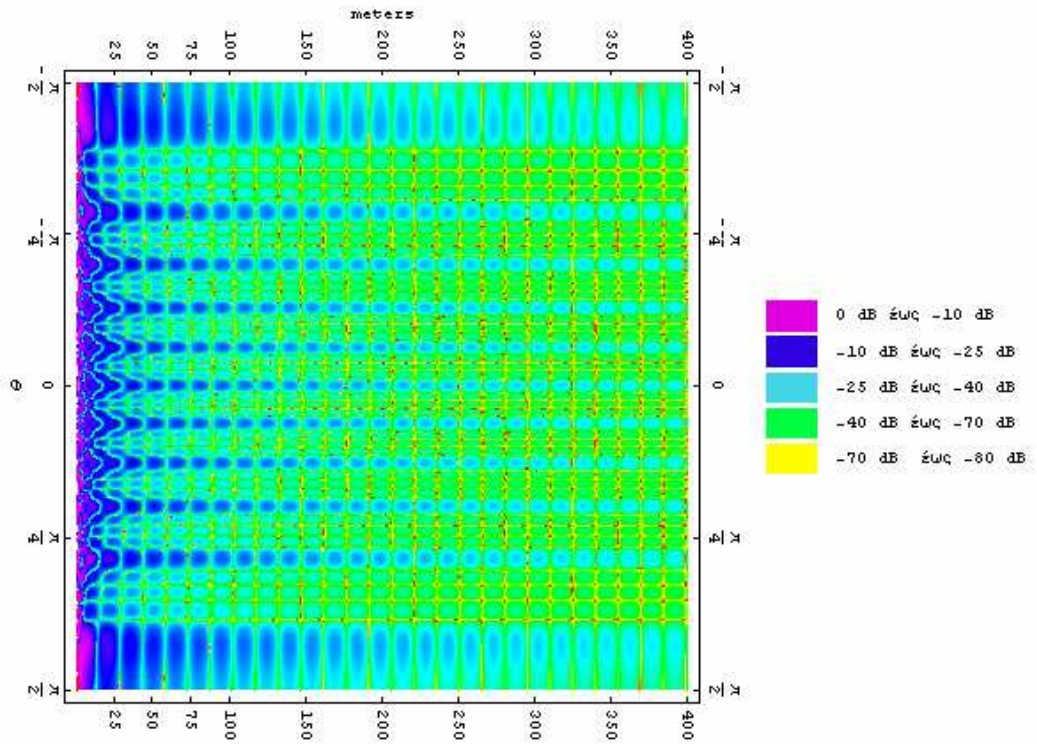


2 kHz

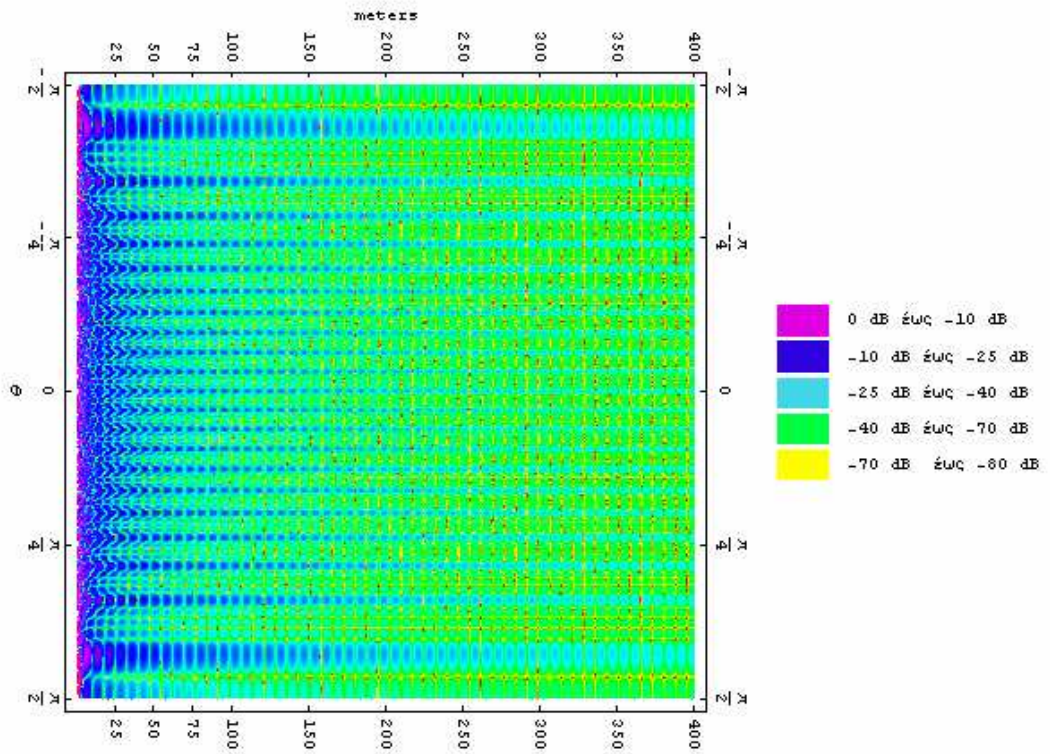


Σχήμα 5.9 Πολική απόκριση γραμμικής διάταξης 5 ισοφασικών πηγών συναρτήσει της απόστασης και της γωνίας στα 1 kHz και στα 2 kHz

4 kHz



8 kHz



Σχήμα 5.10 Πολική απόκριση γραμμικής διάταξης 5 ισοφασικών πηγών συναρτήσει της απόστασης και της γωνίας στα 4 kHz και στα 8 kHz

5.3 Γραμμική διάταξη κατευθυντικών πηγών: Θεώρημα γινομένου

Σύμφωνα με το θεώρημα αυτό, μπορούμε να τροποποιήσουμε, να απλοποιήσουμε και γενικεύσουμε την ακουστική πίεση μίας γραμμικής διάταξης. Όπως αναφέρθηκε στις σελίδες του παραπάνω κεφαλαίου, κάθε στοιχείο της διάταξης¹⁹ θεωρήθηκε σαν μία απλή πηγή έτσι ώστε τα μέτωπα κύματος κάθε στοιχείου να είναι σφαιρικά συμμετρικά. Όλα τα στοιχεία της πηγής είναι κατατοπισμένα προς την ίδια κατεύθυνση ενώ η πίεση που παράγεται από το καθένα πρέπει να εμπεριέχει το παράγοντα $H_e(\phi, \theta)$, ο οποίος εκφράζει την κατευθυντικότητα του κάθε στοιχείου. Αναφορικά πάντα με το μακρινό πεδίο, οι ευθείες που θα ενώνουν κάθε στοιχείο με το σημείο παρατήρησης θα είναι παράλληλες μεταξύ τους και ο παράγοντας αυτός θα είναι ίδιος σε όλα τα σημεία άθροισης της ακουστικής πίεσης κατά μήκος της πηγής. Αυτό μας επιτρέπει να γράψουμε για το πλάτος της πίεσης το εξής,

$$P(r, \phi, \theta) = P_{ax}(r) H_e(\phi, \theta) H(\phi, \theta) \quad (5.3.1)$$

όπου $H(\phi, \theta)$ ο παράγοντας κατευθυντικότητας ολόκληρης της διάταξης απλών πηγών και $H_e(\phi, \theta)$ ο παράγοντας κατευθυντικότητας του κάθε στοιχείου της διάταξης. Αυτό ονομάζεται θεώρημα γινομένου: δηλ, ο παράγοντας κατευθυντικότητας μίας διάταξης αποτελούμενης από απλές ομοιοκατευθυντικές πηγές είναι το γινόμενο του παράγοντα κατευθυντικότητας ολόκληρης της διάταξης, με ομοιόμορφη γεωμετρία, και του παράγοντα κατευθυντικότητας του κάθε στοιχείου της διάταξης ξεχωριστά

Σύμφωνα με τα παραπάνω, η ακουστική πίεση που οφείλεται σε κάθε στοιχείο θα δίνεται τώρα από τη σχέση:

$$P(r_v, \theta) = \frac{A}{r_v} H_e(\phi, \theta) e^{j(\omega t - k r_v)} \quad (5.3.2)$$

¹⁹ Στη πράξη, κάθε ηχείο (ηχητική καμπίνα) μίας σειριακής διάταξης πηγών.

ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ

Η εργασία αυτή προσέγγισε θεωρητικά τον τρόπο ακτινοβολίας των σειριακών διατάξεων ηχητικών πηγών. Η προσέγγιση αυτή έγινε μέσω δύο μαθηματικών μοντέλων: α) της γραμμικής πηγής και β) της γραμμικής διάταξης διακριτών πηγών. Και τα δύο παραπάνω αναλύουν ικανοποιητικά την ακουστική ενέργεια που εκπέμπεται από τέτοιου είδους πηγές, με τη δεύτερη να παρουσιάζει λιγότερα σφάλματα καθώς εμπεριέχει περισσότερους παραμέτρους που συναντάμε στη πράξη. Μπορούμε λοιπόν να συμπεράνουμε ότι:

Το βασικό χαρακτηριστικό μιας σειριακής διάταξης ηχητικών πηγών είναι η υψηλή κατευθυντικότητα η οποία επιτυγχάνεται μέσω του φαινομένου της συμβολής των κυμάτων (εποικοδομητική /καταστρεπτική συμβολή).

Το πολικό διάγραμμα μιας τέτοιας διάταξης θα εξαρτάται, όπως αποδείχθηκε, από το συνολικό μήκος της πηγής (πλήθος πηγών), τη συχνότητα που εκπέμπεται και τη γεωμετρία της διάταξης.

Κατά την εκπομπή της ηχητικής ενέργειας από μια τέτοια πηγή, δημιουργούνται δύο διαφορετικά πεδία όπου η ενέργεια εξασθενεί με διαφορετικό ρυθμό. Τα πεδία αυτά είναι το κοντινό πεδίο με εξασθένιση 3dB για κάθε διπλασιασμό απόστασης και το μακρινό πεδίο με εξασθένιση 6 dB, αντίστοιχα. Το σημείο τομής τους ονομάζεται κρίσιμη απόσταση.

Ο τρόπος εκπομπής των σειριακών διατάξεων ηχητικών πηγών κάνει τις πηγές αυτές πλήρως εφαρμόσιμες σε μεγάλους χώρους και αρένες όπου η υψηλή ισχύς και η κατευθυντικότητα αποτελούν τα βασικότερα κριτήρια.

Ο τρόπος διάταξης των πηγών μεταβάλλει το ακουστικό πεδίο που δημιουργείται κοντά αλλά και μακριά από τη πηγή. Η πιο απλή και ουδέτερη περίπτωση είναι όταν οι πηγές βρίσκονται σε ευθεία γραμμή. Η τροποποίηση, όσον αφορά το σχήμα της πηγής, που συναντάμε συνήθως είναι να δίνεται κάποια κλίση στο κάτω τμήμα της πηγής. Η τροποποίηση αυτή αποδίδει καλύτερα κοντά στη πηγή όπου οι κοντινοί ακροατές μπορεί να βρίσκονται σε γωνία εκτός λήψης.

Η ηχητική πίεση που ακτινοβολείται, μπορεί να μεταβάλλεται, με μηχανικά και ψηφιακά μέσα. Με τα μηχανικά μέσα εννοούμε την αλλαγή του μήκους και της γεωμετρίας της πηγής ενώ με τα ψηφιακά μέσα, ότι μπορεί να γίνει μέσω ψηφιακών επεξεργασιών σήματος, μεταβολή του πλάτους της πίεσης κατά μήκος της σειριακής

πηγής, εισαγωγή διαφορετικών χρόνων καθυστέρησης στα σήματα, αλλά και εισαγωγή φίλτρων αποκοπής συχνοτήτων, κ.ά.

Για λόγους ευκολίας και συμμετρίας, η γωνία που θεωρούμε ότι βρίσκεται η μέγιστη στάθμη ηχητικής πίεσης είναι στο κέντρο της πηγής, δηλαδή στις 0 μοίρες. Δείξαμε όμως ότι, αν η μέγιστη ηχητική στάθμη θεωρηθεί ότι βρίσκεται σε άλλες θέσεις πάνω στη πηγή, τότε θα μεταβληθούν, το πολικό διάγραμμα της πηγής και η τιμή της κρίσιμης απόστασης. Όσο απομακρυνόμαστε από το μέσο της πηγής, η στάθμη της ηχητικής πίεσης θα μειώνεται ενώ η κρίσιμη απόσταση θα αυξάνεται.

Μια γραμμική διάταξη διακριτών πηγών, για να μπορεί να εκπέμπει στο φάσμα των χαμηλών συχνοτήτων σαν μία γραμμική πηγή πεπερασμένου μήκους, πρέπει το μήκος της να είναι μεγάλο, σε αντίθεση με τις υψηλές συχνότητες όπου το μήκος της πρέπει να είναι μικρό. Στη πράξη, αυτό σημαίνει ότι μία γραμμική πηγή μπορεί να εκπέμπει με συχνοτικό εύρος μικρότερο της οκτάβας.

ΠΡΟΤΑΣΕΙΣ ΓΙΑ ΠΕΡΑΙΤΕΡΩ ΕΡΕΥΝΑ

Σε αυτή την εργασία εξετάστηκε και αναλύθηκε θεωρητικά η συμπεριφορά των γραμμικών ηχητικών πηγών και των γραμμικών διατάξεων διακριτών πηγών ως μοντέλα του τρόπου ακτινοβολίας των σειριακών διατάξεων ηχητικών πηγών (Line arrays). Ως περαιτέρω έρευνα θα μπορούσε να προταθεί η πρακτική ανάλυση και μελέτη των πηγών αυτών στους κατάλληλους χώρους και με τον κατάλληλο εξοπλισμό. Η σύγκριση των πραγματικών μετρήσεων με τα πολικά διαγράμματα αυτής της εργασίας, θα βοηθήσει στο εντοπισμό σφαλμάτων όσον αφορά τον τρόπο χρήσης μίας τέτοιας διάταξης και στη σωστή τοποθέτηση και εφαρμογή της στους κατάλληλους χώρους. Επίσης με μία περαιτέρω ανάλυση, μελετώντας και άλλους παράγοντες της ακουστικής όπως ανακλάσεις, αντήχηση, απορρόφηση κ.α., θα μπορούσε να υλοποιηθεί μία ψηφιακή εφαρμογή που θα υπολογίζει το πολικό διάγραμμα μιας σειριακής διάταξης ηχητικών πηγών σύμφωνα με τα στοιχεία που θα δίνει ο χρήστης.

ΑΝΑΦΟΡΕΣ

- [1] Beranek Leo L. (1954), *Acoustics*, McGraw-Hill Book Company.
- [2] Capel Vivian, (1992), *Public Address Systems*, Linacre House, Jordan Hill, Oxford, Butterworth-Heinemann.
- [3] Coulson Pete, (1999), Project report, [WWW]http://www.duran-audio.fr/produits/target/Line_arrays_psne.htm, Duran Audio.
- [4] Griffin James R. (2003), “Paper :Design Guidelines for Practical Near Field Line Arrays”, [WWW] <http://www.diy-audio.narod.ru/litr/nflawp.pdf>.
- [5] Van Beuningen, G.W.J, Start, E.W. (2000), “Optimizing Directivity Properties of DSP Controlled Loudspeaker Arrays, Proceedings of the Institute of Acoustics”, Vol. 22 Part 6, pp. 17-37.
- [6] Meyer sound. (2002). “Technical Report: Line Arrays: Theory, Fact and Myth”, [WWW]http://www.meyersound.com/pdf/support/papers/meyer_line_array.pdf (ημερομ. επίσκεψης 10 Oct 2007).
- [7] Van der Werf, J. Peutz and Associates. (1994), “Design and Implementation of a Sound Column with Exceptional Properties”, AES preprint 3835.
- [8] Lenard Education, “Web article: Horns and Large Systems and Line Arrays”, [WWW] http://www.lenardaudio.com/education/07_horns.html (ημερομ. επίσκεψης 5 Oct 2007). Lenard Audio.
- [9] Σκαρλάτος Δ., “Εφαρμοσμένη Ακουστική”, Κεφ. 8, Εκδ. Φιλομάθεια, Πάτρα, 2003.
- [10] Heil, C. “Sound Fields Radiated by Multiple Sound Source Arrays”, 92nd Convention of the Audio Engineering Society, 1992 March, Vienna, preprint 3269.

ΓΕΝΙΚΗ ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

[1] Mark S. Ureda. (2001), “‘J’ and ‘Spiral’ Line Arrays”, AES 111th Convention, NY, September 21-24.

[2] Mark S. Ureda. (2001), “Line Arrays: Theory and applications”, AES 110th Convention, May 12-15.

[3] Mark S. Ureda. (2002), “Pressure response of Line Sources”, AES 113th Convention, LA, October 5-8.

[4] David W. Scheirman. (2002), “Practical Considerations for Field Deployment of Modular Line Array Systems”, AES 21st Conference, June 1-3.

[5] Daniel A. Russell, Joseph P. Titlow and, Ya-Juan Bemmen. (1999), “Acoustic monopoles, dipoles, and quadrupoles: An experiment revisited”, Am. J. Phys. 67 (8), p. 660.

[6] Eargle, J., Scheirman, D., Ureda, M. (2000), “White Paper: Achieving Optimum Line Array Performance Through Predictive Analysis, Unique Acoustic Elements and a New Loudspeaker System”, JBL Professional.

[WWW] <http://www.jblpro.com/vertec1/VerTec%20WP%202.3.pdf>.

[7] Michie C. (2001), “Line Arrays”,

[WWW], http://mixonline.com/mag/audio_line_arrays.html.

[8] JBL Company. (2000), “White Paper: Vertical Technology Acoustic Principles”,

[WWW] http://www.jblpro.com/vertec1/vertec_manual/VerTec%20Chap%201.pdf.

[9] Murray J. (2005), “Tech Talk: Understanding line array systems”,

[WWW] <http://www.livesoundint.com/archives/2002/novdec/la.php>.

[10] Leo L. Beranek. *Acoustics*, McGraw-Hill Book Company, (1954).

[11] Olson, H. F., “*Elements of Acoustical Engineering*”, 1st ed., p.25, D. Van Nostrand Company, Inc., New York, (1940).

[12] Kinsler and Frey, “*Fundamentals of Acoustics*”, third edition, John Wiley and Sons, (1980).

[13] Staffeldt H. , Thompson A. (2004), “Line Array Performance at Mid and High Frequencies”, AES 117th Convention, October 28-31.