

Εθνικό Μετσοβίο Πολύτεχνειο Σχολή Ηλεκτρολογών Μηχανικών και Μηχανικών Υπολογιστών Τομέας Συστηματών Μεταδόσης Πληροφορίας και Τεχνολογίας Υλικών

Πειραματική Μελέτη Διαμορφωμένων Σημάτων Διέγερσης στην Υπερηχογραφία

ΔΙΠΛΩΜΑΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ

Θεόδωρος Γ. Νικολάου

Επιβλέποντες: Κωνσταντίνα Νικήτα *Αν. Καθηγήτρια ΕΜΠ*

> Δρ. Αθανάσιος Μισαρίδης Ερευνητής IASA

> > Αθήνα, Μάρτιος 2005



Εθνικό Μετσοβίο Πολύτεχνειο Σχολή Ηλεκτρολογών Μηχανικών και Μηχανικών Υπολογιστών Τομέας Συστηματών Μεταδόσης Πληροφορίας και Τεχνολογίας Υλικών

Πειραματική Μελέτη Διαμορφωμένων Σημάτων Διέγερσης στην Υπερηχογραφία

ΔΙΠΛΩΜΑΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ

Θεόδωρος Γ. Νικολάου

Επιβλέποντες: Κωνσταντίνα Νικήτα Αν. Καθηγήτρια ΕΜΠ

> Δρ. Αθανάσιος Μισαρίδης Ερευνητής ΙΑSA

Εγκρίθηκε από την τριμελή εξεταστική επιτροπή την 8^η Μαρτίου 2005

Κ. Νικήτα
Ν. Ουζούνογλου
Δ. Κουτσούρης
Αν. Καθηγήτρια Ε.Μ.Π.
Καθηγητής Ε.Μ.Π.

Αθήνα, Μάρτιος 2005

..... Θεόδωρος Γ. Νικολάου Διπλωματούχος Ηλεκτρολόγος Μηχανικός και Μηχανικός Υπολογιστών Ε.Μ.Π.

Copyright © Θεόδωρος Γ. Νικολάου Με επιφύλαξη παντός δικαιώματος. All rights reserved.

Απαγορεύεται η αντιγραφή, αποθήκευση και διανομή της παρούσας εργασίας, εξ ολοκλήρου ή τμήματος αυτής, για εμπορικό σκοπό. Επιτρέπεται η ανατύπωση, αποθήκευση και διανομή για σκοπό μη κερδοσκοπικό, εκπαιδευτικής ή ερευνητικής φύσης, υπό την προϋπόθεση να αναφέρεται η πηγή προέλευσης και να διατηρείται το παρόν μήνυμα. Ερωτήματα που αφορούν τη χρήση της εργασίας για κερδοσκοπικό σκοπό πρέπει να απευθύνονται προς τον συγγραφέα.

Οι απόψεις και τα συμπεράσματα που περιέχονται σε αυτό το έγγραφο εκφράζουν τον συγγραφέα και δεν πρέπει να ερμηνευθεί ότι αντιπροσωπεύουν τις επίσημες θέσεις του Εθνικού Μετσόβιου Πολυτεχνείου

Αφιερώνεται στους γονείς μου, για όλα αυτά τα χρόνια που ακούραστα στάθηκαν δίπλα μου

Περίληψη

Το αντικείμενο της διπλωματικής εργασίας είναι η μελέτη της χρήσης κωδικοποιημένων σημάτων στην απεικόνιση με υπέρηχους και η αξιολόγηση των πλεονεκτημάτων τους σε σχέση με τη χρησιμοποίηση απλών παλμών διέγερσης. Συγκεκριμένα χρησιμοποιήθηκε ένα μη γραμμικό FM σήμα και ένας απλός ημιτονικός παλμός διάρκειας περίπου δυο περιόδων.

Για τη σύγκριση των δυο σημάτων πραγματοποιήθηκε μια σειρά από μετρησεις δηλαδή λήψη εικόνων σε ένα ακουστικό δοκίμιο (phantom). Οι μετρήσεις διεξήχθησαν με τον υπερηχογράφο GE VOLUSON 730 της εταιρίας General Electric στο Ινστιτούτο Επιταχυντικών Συστημάτων & Εφαρμογών του τμήματος Φυσικής. Ο συγκεκριμένος υπερηχογράφος ήταν τροποποιημένος για πειραματικούς σκοπούς και διέθετε πρόσβαση στις εσωτερικές του λειτουργίες.

Η εργασία περιλαμβάνει εξοικείωση με την εσωτερική δομή του υπερηχογράφου (υλικό και λογισμικό), προγράμματα επικοινωνίας με το σύστημα και λήψη εικόνων από το ακουστικό δοκίμιο. Η σχεδίαση των σημάτων διέγερσης, η ανάπτυξη των προγραμμάτων επικοινωνίας με το σύστημα καθώς και τα προγράμματα ανακατασκευής των λαμβανόμενων εικόνων και επεξεργασίας των δεδομένων έγινε σε MATLAB. Οι εικόνες που λαμβάνονταν με τον υπερηχογράφο αποθηκεύονταν σαν αρχεία HDF. Τα αρχεία αυτά περιείχαν ένα πλήθος παραμέτρων και δεδομένων της λαμβανόμενης εικόνας. Με βάση τα δεδομένα στά πραγματοποιήθηκε η επεξεργασία των μετρήσεων και η ανακατασκευή των εικόνων σε MATLAB. Προκειμένου να ανιχνευθούν οι παράμετροι των HDF αρχείων που σχετίζονταν με την επεξεργασία χρησιμοποιήθηκε το πρόγραμμα HDF VIEW.

Το μη γραμμικό FM σήμα υπερτερεί σημαντικά σε σχέση με τον απλό ημιτονικό παλμό ως προς την εκπεμπόμενη ενέργεια και επιτρέπει την ανάδειξη στόχων που βρίσκονται σε μεγαλύτερο βάθος. Το κυριότερο μειονέκτημα του μη γραμμικού FM σήματος είναι η υποβάθμιση της αξονικής διακριτικής ικανότητας της εικόνας που οφείλεται στην μεγάλη χρονική του διάρκεια. Για την αντιμετώπιση αυτού του προβλήματος χρησιμοποιήθηκε η μέθοδος του προσαρμοσμένου φίλτρου. Η βασική ιδέα του προσαρμοσμένου φίλτρου στηρίζεται στο γεγονός ότι υπάρχει φίλτρο που μπορεί κάποια κατάλληλη χρονική στιγμή να μεγιστοποιήσει το λόγο της ισχύος του σήματος προς αυτή του θορύβου που το συνοδεύει. Στη διπλωματική εργασία υπάρχουν διαγράμματα που περιγράφουν τα στάδια επεξεργασίας των λαμβανομένων εικόνων καθώς επίσης και ανακατασκευασμένες εικόνες σε MATLAB, στις οποίες φαίνεται η διαφορά των δύο σημάτων.

Λέξεις κλειδιά

Ιατρικά απεικονιστικά συστήματα, υπέρηχοι, πιεζοηλεκτρικό φαινόμενο, υπερηχογράφος, ηχοβολέας, GE VOLUSON 730, κωδικοποιημένα σήματα, μη γραμμικό FM σήμα, συμπίεση σημάτων, προσαρμοσμένο φίλτρο, λήψη εικόνων, επεξεργασία σήματος, αξονική διακριτική ικανότητα, MATLAB, SNR, HDF VIEW.

Abstract

The scope of this thesis is the evaluation of the use of coded signals as excitation waveforms for ultrasound imaging and their advantages over the conventional signals. For this purpose we used a long non-linear FM signal and a much sorter simple sinusoid pulse.

A series of measurements (i.e. ultrasound images in an acoustic phantom) was conducted for the comparison of the two afore mentioned signals. The measurements were carried out in the Ultrasound Laboratory of IASA (Institute of Accelerating Systems and Applications) using the GE VOLUSON 730, the latest ultrasound imaging system of General Electric Medical Systems. The particular ultrasound imaging system was specially modified for experimental purposes and had access in its inner functions.

The thesis involves familiarization with the system's internal structure (usage and software) and it also contains uploading programs for the communication with the system. The excitation signals, the uploading programs and the image reconstruction algorithms were designed and developed in MATLAB. The obtained images were saved in the system's hard disc as hdf files. These files contained a plethora of parameters and data of the obtained image. In order to locate the parameters that concerned our process we used HDF VIEW. Based on these data we applied the signal processing techniques in the received waveforms and then we carried out the reconstruction of the images in MATLAB.

It is shown that the non-linear FM signal outclasses the simple sinusoid pulse in terms of the transmitted energy allowing the disclosure of deeper located targets. The main disadvantage of the non-linear FM signal is the degradation in the image axial resolution. In order to overcome this problem we used the matched filter. The concept of the matched filter lies on the fact that there is a filter capable to maximize the signal to noise ratio in an appropriate time instant. This paper has diagrams and figures that describe the processing stages of the received data. It also contains reconstructed images that exhibit the advantages of the non-linear FM signal over the conventional short sinusoid pulse.

Key-words

Ultrasound imaging systems, ultrasounds, ultrasound transducer, piezoelectric, GE VOLUSON 730, coded signals, non-linear FM signal, signal compression, matched filter, ultrasound images, signal processing, axial resolution, MATLAB, SNR, HDF VIEW.

ΠΙΝΑΚΑΣ ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΩΝ

1	ΘΕΩΡΙ	Α ΚΑΙ ΕΦΑΡΜΟΓΕΣ ΥΠΕΡΗΧΩΝ	.12
	1.1 ΕΙΣ <i>Α</i>	АГОГН	12
	$12 \Phi Y \Sigma$	ΊΚΕΣ ΑΡΧΕΣ ΥΠΕΡΗΧΟΝ	13
	13 XAP	ΑΚΤΗΡΙΣΤΙΚΕΣ ΠΑΡΑΜΕΤΡΟΙ ΤΗΣ ΛΙΑΛΟΣΗΣ ΥΠΕΡΗΧΟΝ	15
	1.4 ПАР	ΑΓΩΓΗ ΚΑΙ ΑΝΙΧΝΕΥΣΗ ΥΠΕΡΗΧΩΝ.	.17
	141	ΠΙΕΖΟΗΛΕΚΤΡΙΚΟ ΦΑΙΝΟΜΕΝΟ	17
	1.4.2	ΜΕΤΑΤΡΟΠΕΑΣ ΑΠΛΟΥ ΣΤΟΙΧΕΙΟΥ.	.18
	1.4.3	ΛΙΕΓΕΡΣΗ ΤΟΥ ΜΕΤΑΤΡΟΠΕΑ ΑΠΛΟΥ ΣΤΟΙΧΕΙΟΥ	.24
	1.4.4	ΜΟΡΦΗ ΤΟΥ ΠΕΛΙΟΥ ΥΠΕΡΗΧΩΝ ΓΙΑ ΤΟ ΜΕΤΑΤΡΟΠΕΑ ΑΠΛΟΥ ΣΤΟΙΧΕΙΟ)Y
	1 1 5	27 ΜΕΤΑΤΡΩΠΕΙΣ ΠΩΑΑΑΠΑΩΝ ΣΤΩΙΧΕΙΩΝ	20
	1.4.5	ΜΕΙΑΙΡΟΠΕΙΖ ΠΟΛΛΑΠΛΩΝ ΖΙΟΙΛΕΙΩΝ ΓΡΑΜΜΙΚΟΙ ΚΑΙ ΚΥΡΤΟΙ ΜΕΤΑΤΡΟΠΕΙΣ ΠΟΛΛΑΠΛΟΝ ΣΤΟΙΧΕΙΟΝ	. 30
	1.4.0	ΤΓΑΜΜΙΚΟΙ ΚΑΙ ΚΤΓΤΟΙ ΜΕΤΑΤΓΟΠΕΙΖ ΠΟΛΛΑΠΛΩΝ ΖΤΟΙΧΕΙΩΝ	26
	1.4.7	ΑΠΕΙΚΟΝΙΖΗ ΜΕ ΤΗ ΜΕΘΟΔΟ ΚΑΘΙΖΤΕΓΗΖΗΖ ΨΑΖΗΖ (ΓΠΑΣΕD ΑΚΚΑΤ). ΒΑΣΙΚΑ ΣΤΑΛΙΑ ΕΠΕΞΕΡΓΑΣΙΑΣ	30
	1.4.0	ΤΗΤΕΣ – ΠΑΡΑΜΕΤΡΟΙ ΤΟΝ ΛΑΜΒΑΝΟΜΕΝΟΝ ΕΙΚΌΝΟΝ ΜΕ	. 57
		$V\Sigma = 11A1 AWE11 OT 152W AAWIDANOWENS2W EIKONS2W WE$	43
	151	ΔΝΔΛΥΣΗ	.43
	1.5.1	SPECKI F	. 45
	1.5.2 1.6 ME6	ΟΛΛΟΙ ΔΠΕΙΚΟΝΙΣΗΣ ΜΕ ΥΠΕΡΗΧΟΥΣ	.40
	1.0 MLC	ΜΕΘΩΛΟΣ ΑΠΕΙΚΟΝΙΣΗΣ Α-ΜΩDE	.47
	1.6.2	ΜΕΘΟΔΟΣ ΑΠΕΙΚΟΝΙΣΗΣ Α-ΜΟDΕ	· 7/ 50
	1.6.2	ΜΕΘΟΔΟΣ ΑΠΕΙΚΟΝΙΣΗΣ Μ-ΜΟDΕ	53
	1.0.5	ΥΠΕΡΗΧΟΓΡΑΦΙΚΗ ΑΠΕΙΚΟΝΙΣΗ DOPPI FR	55
	17 ΦYΣ	ΊΚΕΣ ΔΡΧΕΣ ΛΙΔΛΟΣΗΣ ΤΟΥ ΗΧΟΥ	59
	171	ΓΙΣΑΓΟΓΗ	50
	172	ΕΤΖΛΊ ΜΗ ΤΙ ΕΓΙΣΟΣΗ ΚΑΤΑΣΤΑΣΗΣ	60
	173	ΕΞΙΖΩΣΗ ΚΗΤΗΣΤΗΣΗΣ ΕΓΙΣΟΣΗ ΣΥΝΕΧΕΙΔΣ	61
	174	ΕΞΙΖΩΣΗ ΖΤΙ(ΕΧΕΙΛΖ ΕΞΙΣΟΣΗ ΑΥΝΑΜΗΣ	62
	175	ΓΡΑΜΜΙΚΕΣ ΚΥΜΑΤΙΚΕΣ ΕΞΙΣΟΣΕΙΣ	63
	176	Η ΛΥΣΗ ΤΗΣ ΚΥΜΑΤΙΚΗΣ ΕΞΙΣΟΣΗΣ	.05
	177	Η ΛΥΣΗ ΕΠΙΠΕΛΟΥ ΚΥΜΑΤΟΣ	66
	178	ΜΙΓΑΛΙΚΕΣ ΑΥΣΕΙΣ ΤΗΣ ΚΥΜΑΤΙΚΗΣ ΕΞΙΣΩΣΗΣ	.00
	1.7.9	Η ΔΙΑΔΟΣΗ ΩΣ ΠΕΡΙΓΡΑΦΗ ΕΝΟΣ ΓΡΑΜΜΙΚΟΥ ΧΩΡΟ-ΧΡΟΝΙΚΟΥ ΦΙΛΤΡΟ	OY
	1710	00 ΤΑ ΣΦΑΙΡΙΚΑ ΚΥΜΑΤΑ ΣΗΜΕΙΑΚΗΣ ΠΗΓΗΣ	70
	1.7.10	ΤΑ ΔΨΑΙΓΙΚΑ ΚΤΜΑΤΑ ΔΠΜΕΙΑΚΠΔ ΠΠΠ ΠΔ	.70
	1.7.11	ΑΚΤΙΝΟΒΟΛΠΖΗ ΚΑΙ ΠΕΙ ΙΘΛΑΖΗ	. / 1
	1.7.12	ΟΛΟΚΛΠΙΙ ΣΖΜΑ ΚΑΤΕΕΙΟΠ. ΥΟΡΙΚΗ ΚΡΟΥΣΤΙΚΗ ΑΠΟΚΡΙΣΗ	.75 71
	1.7.15	ΑΜΊΙΚΗ ΚΙ ΟΙΖΠΚΗ ΑΠΟΚΙ ΙΖΗ	.74
	1.0 AAA	ΔΠΛΕΠΙΔΙ ΑΖΗ ΤΠΕΓΠΑΣΣΙΝ ΜΕ ΤΟΤΖ ΙΖΤΟΤΖ	.75
	1.0.1	ΑΝΑΚΛΑΖΠ ΣΚΕΛΔΣΗ	.75
	1.0.2	ΕΞΑΣΩΕΝΗΣΗ_ΑΠΩΡΡΩΦΗΣΗ	. 1 J 81
	10 DEA	ΕΞΑΖΟΕΝΠΖΠ- ΑΠΟΓΙ ΟΦΠΖΠ ΙΑ ΥΠΕΡΗΥΩΝ	01
		ΠΕΛΙΑ ΣΥΝΕΥΩΝ ΚΥΜΑΤΩΝ	01
	1.9.1	ΠΕΔΙΆ ΖΤΝΕΛ32Ν ΚΤΝΙΆΤ32Ν ΠΡΟΣΕΓΓΙΣΗ ΕRESNEI	.91
	1.9.2	ΠΡΟΣΕΓΓΙΣΗ ΕΡΑΙΝΗΟΕΕΡ	.92 01
	1.9.5	Η ΟΖΕΓΓΙΣΗ ΓΚΑΟΝΠΟΓΕΚ	. 24
	1.9.4	Π ΖΑΕΖΗ ΓΟΟΚΙΕΚ ΠΕΛΙΟ ΕΠΙΠΕΛΟΥ ΚΥΚΛΙΚΟΥ ΜΕΤΑΤΡΟΠΕΛ	.95
	1.9.5	ΜΑΚΡΙΝΟ ΠΕΛΙΟ ΓΡΑΜΜΙΚΟΝ ΜΕΤΑΤΡΟΠΕΟΝ	. 70 80
	1.9.0	ΠΡΟΦΙΑ ΑΕΣΜΗΣ ΓΡΑΜΜΙΚΗΣ ΕΝΕΡΓΟΥ ΕΠΙΦΑΝΕΙΑΣ (REAM PATTERN)	. 30 OF
	A I INF	APERTURE)	100
	108	ΠΡΟΦΙΛΑ ΛΕΜΗΣ ΓΡΑΜΜΙΚΟΥ ΜΕΤΑΤΡΟΠΕΔ (REAM PATTERN OF A LINE	74R
	1.9.0 1.9.0	TRANSDUCER)	лл 102
	100	ΓΚΑΝΘΟΟΟΕΙΥ ΕΣΤΙΔΣΗ ΚΔΙ ΚΔΩΛΗΓΗΣΗ ΔΕΣΜΗΣ	104 104
	1.7.7	ΜΟΡΦΟΠΟΙΗΣΗ ΑΕΣΜΗΣ ΜΕ ΕΦ4ΡΜΟΓΗ ΥΡΟΝΙΚΟΝ ΚΔΩΥΣΤΕΡΗΣΕΟΝ	107
	ΚΑΙ ΥΠ	$EP\Theta E\Sigma H T\Omega N \Sigma HMAT\Omega N (DELAY - AND - SUM BEAMFORMING)$	106

	1.9.11	ΠΕΛΙΑ ΠΑΛΜΙΚΩΝ ΚΥΜΑΤΩΝ ΑΠΟ ΜΕΤΑΤΡΟΠΕΙΣ ΜΕ ΣΥΣΤΟΙΧΙΕΣ	107
	<i>IIIEZOH</i>	ΛΕΚΤΡΙΚΩΝ ΣΤΟΙΧΕΙΩΝ	107
2	ΚΩΔΙΚ(ΟΠΟΙΗΜΕΝΑ ΣΗΜΑΤΑ ΚΑΙ ΟΙ ΕΦΑΡΜΟΓΕΣ ΤΟΥΣ ΣΤΗΝ ΑΠΕΙΚΟ	ΝΙΣΗ
M	Е УПЕРНХО)ΥΣ	109
	2.1 ΔΙΑΝ	ΙΟΡΦΩΜΕΝΑ ΣΗΜΑΤΑ.	
	2.1.1	ΒΑΣΙΚΗ ΘΕΩΡΙΑ ΕΠΕΞΕΡΓΑΣΙΑΣ ΣΗΜΑΤΩΝ	109
	2.1.2	ΜΙΓΑΔΙΚΗ ΑΝΑΠΑΡΑΣΤΑΣΗ ΤΩΝ ΣΗΜΑΤΩΝ ΣΤΕΝΟΥ ΕΥΡΟΥΣ ΖΩΝΗΣ.	111
	2.1.3	ΟΛΟΚΛΗΡΩΜΑΤΑ ΣΥΣΧΕΤΙΣΗΣ.	112
	2.1.4	ΠΑΡΑΜΕΤΡΟΙ ΤΩΝ ΚΥΜΑΤΟΜΟΡΦΩΝ ΚΑΙ Η ΑΡΧΗ ΤΗΣ ΑΒΕΒΑΙΟΤΗΤΑ	Σ114
	2.1.5	ΓΙΝΟΜΕΝΟ ΧΡΟΝΟΥ - ΕΥΡΟΥΣ ΖΩΝΗΣ (ΤΙΜΕ – BANDWIDTH PRODUC	CT) 116
	2.2 ΣYM	ΠΙΕΣΗ ΠΑΛΜΩΝ ΚΑΙ Η ΣΥΝΑΡΤΗΣΗ ΑΒΈΒΑΙΟΤΗΤΑΣ	
	2.2.1	ΕΙΣΑΓΩΓΗ	118
	2.2.2	ΧΡΗΣΗ ΠΑΡΑΣΤΑΤΙΚΩΝ ΜΙΓΑΔΩΝ ΣΤΗ ΘΕΩΡΙΑ ΤΩΝ ΦΙΛΤΡΩΝ	118
	2.2.3	ΤΟ ΠΡΟΣΑΡΜΟΣΜΕΝΟ ΦΙΛΤΡΟ (MATCHED FILTER)	119
	2.2.4	ΓΕΝΙΚΕΥΜΕΝΟ ΠΡΟΣΑΡΜΟΣΜΕΝΟ ΦΙΛΤΡΟ (GENERALIZED MATCHE	D
	FILTER).	123	
	2.2.5	ΔΕΚΤΗΣ ΠΡΟΣΑΡΜΟΣΜΕΝΟΥ ΦΙΛΤΡΟΥ ΣΤΗΝ ΑΠΕΙΚΟΝΙΣΗ ΜΕ	
	ҮПЕРНХ	ΟΥΣ	124
	2.2.6	ΑΠΟΚΡΙΣΗ ΠΡΟΣΑΡΜΟΣΜΕΝΟΥ ΦΙΛΤΡΟΥ	126
	2.2.7	Η ΣΥΝΑΡΤΗΣΗ ΑΒΕΒΑΙΟΤΗΤΑΣ ΚΑΙ ΟΙ ΙΔΙΟΤΗΤΕΣ ΤΗΣ	127
	2.2.8	ΤΑΞΙΝΟΜΗΣΗ ΤΩΝ ΚΥΜΑΤΟΜΟΡΦΩΝ ΣΥΜΠΙΕΣΗΣ ΠΑΛΜΟΥ ΜΕ ΚΡΙΤ	ΓΗΡΙΟ
	THN $K\Omega_{2}$	ΔΙΚΟΠΟΙΗΣΗ ΤΟΥΣ	129
	2.2.9	ΑΝΑΛΥΣΗ ΚΑΙ ΔΙΑΚΡΙΤΙΚΗ ΙΚΑΝΟΤΗΤΑ ΕΝΟΣ ΔΕΚΤΗ ΠΡΟΣΑΡΜΟΣΜΕ	ENOY
	ΦΙΛΤΡΟ	Υ	131
	2.2.10	ΦΙΛΤΡΟ ΕΛΛΙΠΟΥΣ ΠΡΟΣΑΡΜΟΓΗΣ (MISMATCHED FILTER)	133
	2.2.11	ΒΕΛΤΙΣΤΟΠΟΙΗΜΕΝΟ ΦΙΛΤΡΑΡΙΣΜΑ ΣΕ ΠΕΡΙΒΑΛΛΟΝ SPECKLE	135
	2.2.12	ΚΑΤΑΛΛΗΛΕΣ ΚΥΜΑΤΟΜΟΡΦΕΣ ΣΥΜΠΙΕΣΗΣ ΚΑΙ ΦΙΛΤΡΑ ΓΙΑ ΑΠΕΙΚΟ	ΟΝΙΣΗ
	ΜΕ ΥΠΕΙ	РНХОΥΣ	137
	2.2.13	ΑΝΊΧΝΕΥΣΗ ΑΠΟΜΟΝΩΜΈΝΩΝ ΣΚΕΔΑΣΤΏΝ ΣΕ ΠΕΡΙΒΆΛΛΟΝ ΛΕΥΚΟ	Y
	$\Theta OP'YBC$	ЭҮ	137
	2.2.14	ΑΝΊΧΝΕΥΣΗ ΣΕ ΠΕΡΙΒΆΛΛΟΝ SPECKLE ΚΑΙ ΘΟΡΎΒΟΥ	139
	2.3 TO FI	ΡΑΜΜΙΚΟ ΓΜ ΣΗΜΑ ΚΑΙ ΑΛΛΕΣ ΚΥΜΑΤΟΜΟΡΦΕΣ	140
	2.3.1	ΕΙΣΑΓΩΓΗ	140
	2.3.2	$TO TPAMMIKO FM \Sigma HMA$.	141
	2.3.3	Φ <i>A</i> Σ <i>MA TOY I PAMMIKOY FM</i> Σ <i>HMATO</i> Σ	141
	2.3.4	ΟΙ ΙΔΙΟΤΗΤΈΣ ΣΥΜΜΕΤΡΙΑΣ ΚΑΙ ΟΙ ΕΦΑΡΜΟΙ ΈΣ ΤΟΥΣ	144
	2.3.5	Η ΑΠΟΚΡΙΣΗ ΠΡΟΣΑΡΜΟΣΜΕΝΟΥ ΦΙΛΤΡΟΥ	146
	2.3.6	ΦΙΛΤΡΟ ΕΛΛΙΠΟΥΣ ΠΡΟΣΑΡΜΟΙ ΗΣ	149
	2.3.7	(MISMATCHED FILTERING)	149
	2.3.8	ΚΕΡΔΟΣ ΣΤΟ ΣΗΜΑΤΟΘΟΡΥΒΙΚΟ ΛΟΓΟ (GSNR)	149
	2.3.9	ΜΗ Ι ΡΑΜΜΙΚΗ ΔΙΑΜΟΡΦΩΣΗ ΕΜ	150
3	ΟΡΓΑΝΩ	ΩΣΗ ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΗΣ ΔΙΑΔΙΚΑΣΙΑΣ	
			1.5.5
	3.1 HEIP		155
	3.1.1	YIIEPHXOI PAΦOΣ GE VOLUSON /30	133
	3.1.2	ΑΚΟΥΣΤΙΚΟ ΔΟΚΙΜΙΟ (ΑCOUSTIC PHANTOM)	139
	3.2 HEIP	ΑΜΑΤΙΚΗ ΔΙΑΔΙΚΑΣΙΑ	160
	3.2.1	$E=O(KEI\Omega 2H ME TI2 AEITOYPTIE2 TOY 2Y2THMATO2 \dots AUVULTED AMATUKON METPUSEON$	100
	3.2.2	ΛΗΨΗ ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΩΝ ΜΕΤΡΗΣΕΩΝ	103
4	АПЕІКО	ΟΝΙΣΗ ΜΕ ΧΡΗΣΗ ΜΗ ΓΡΑΜΜΙΚΩΝ FM ΣΗΜΑΤΩΝ	166
	4.1 STON	χών την έδυνασα	166
	4.1 ZIUX	ΧΟΖ ΤΗΖ ΕΓΙ ΑΖΙΑΖ ΣΕΡΓΑΣΙΑ ΤΟΝ ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΟΝ ΑΕΔΟΜΕΝΟΝ	100
		ερι ι τρεία τορι πριη απηγεία πρωσιάρισσα	109 170
	$\frac{1}{\sqrt{2}}$	ΚΥΜΑΤΩΜΩΡΦΕΣ ΛΙΕΓΕΡΣΗΣ	170 170
	7.2.2 1 2 3	RASIKA STAAIA ΕΠΕΞΕΡΓΑΣΙΑΣ ΤΟΝ ΛΔΜRΔΝΟΜΕΝΟΝ ΣΗΜΑΤΟΝ	170 174
	424	ΕΠΙΛΡΑΣΗ ΠΡΟΣΑΡΜΟΣΜΕΝΟΥ ΦΙΛΤΡΟΥ	106 I
	1.2.7		
5 ГІ	ΣΥΓΚΡΙ ΡΑΜΜΙΚΟΥ	ΤΙΚΑ ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ ΑΠΛΟΥ ΗΜΙΤΟΝΙΚΟΥ ΠΑΛΜΟΥ ΚΑΙ ΜΗ FM ΣΗΜΑΤΟΣ	

	5.1 ΕΙΣΑΓΩΓΗ	[199
	5.2 METPHΣEI	ΙΣ ΩΣ ΠΡΟΣ ΤΟ ΚΕΡΔΟΣ ΕΝΙΣΧΥΣΗΣ ΤΟΥ ΔΕΚΤΗ	200
	5.2.1 ANA	ΚΛΑΣΤΙΚΟΙ ΣΤΟΧΟΙ	200
	5.2.2 ANH	ΧΟΪΚΟΙ ΣΤΟΧΟΙ	219
	5.2.3 GRA	Y SCALE TARGETS	226
	5.3 ΜΕΤΡΗΣΕΙ	ΙΣ ΩΣ ΠΡΟΣ ΤΗΝ ΑΚΟΥΣΤΙΚΗ ΙΣΧΥ ΕΞΟΔΟΥ	231
	5.3.1 ANA	ΚΛΑΣΤΙΚΟΙ ΣΤΟΧΟΙ	231
	5.3.2 ΣYM	ΠΕΡΑΣΜΑ	243
	5.3.3 ANH	ΧΟΪΚΟΙ ΣΤΟΧΟΙ	244
	5.3.4 GRA	Y SCALE TARGETS	252
6	ПАРАРТНМА	4	258
	6.1 ΛΟΓΙΣΜΙΚ	Ο ΕΠΙΚΟΙΝΩΝΙΑΣ ΜΕ ΤΟ ΣΥΣΤΗΜΑ	258
	6.1.1 write	mem	258
	6.1.2 pack	patmem	261
	6.1.3 unpa	ckpatmem	263
	6.1.4 pack	filtmem	264
	6.1.5 unpa	ckfiltmem	265
	6.1.6 read	mem	266
	6.2 ΛΟΓΙΣΜΙΚ	Ο ΓΙΑ ΤΗ ΣΧΕΔΙΑΣΗ ΤΩΝ ΚΥΜΑΤΟΜΟΡΦΩΝ ΕΚΠΟΜΠΗΣ	267
	6.2.1 smpl	_pls_fnl	267
	6.2.2 nlchi	rp_pulse	269
	6.2.3 nlchi	rp_design	270
	6.2.4 apo2	'bin	273
	6.2.5 band	pass	275
	6.2.6 band	width	276
	6.2.7 cook	fun	278
	6.2.8 frres	ponse	279
	6.2.9 inter	n_weight	281
	6.2.10 norm	1CONV	282
	6.2.11 norm	ıfilter	283
	6.2.12 norm	nifft	284
	6.2.13 signv	,1	285
	6.2.14 signv	,2	286
	6.2.15 xduc	er_ir	288
	6.3 ΛΟΓΙΣΜΙΚ	Ο ΓΙΑ ΤΗΝ ΑΝΑΚΑΤΑΣΚΕΥΗ ΤΩΝ ΛΑΜΒΑΝΟΜΕΝΩΝ ΕΙΚΟΝΩΝ.	289
	6.3.1 hdf5e	extract	289
	6.3.2 make	e_polar	292
	6.3.3 make	?_tables	294
	6.3.4 vt_di	splay	295
	6.3.5 vt_hc	lfread	297
	6.3.6 proc	eStagesnlfm	298
	6.4 KYMATIK	Η ΕΞΙΣΩΣΗ ΓΊΑ ΜΗ ΟΜΟΙ ΈΝΕΣ ΜΕΣΌ	300
	6.5 ENTASH K	ΑΙ ΜΕΤΡΗΣΕΙΣ ΕΝΤΑΣΗΣ	302
	6.6 BIOAOFIK	Α ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ ΚΑΙ ΑΣΦΑΛΕΙΑ ΥΠΕΡΗΧΩΝ	305
	6.6.1 Cavi	tation	306
	6.6.2 MH	$\Theta EPMIKOI MHXANI \Sigma MOI \dots $	307
	0.7 XPH Σ IME Σ		309
	6./.1 APO		309
	6./.2 ΔΙΑΝ	AUPΨ522H EYPUY2 IIAAM52N (Pulse Width modulation)	309
	6./.3 Κηλί	00. POISSON	309
	0./.4 Αρχή	TOU Huygens	310
	0./.3 PSK	(Prase Sniji Keying)	310
	0./.0 FSK	(Frequency Shift Keynig)	311
		ΑΨΕΣ ΑΚΟΥΣΤΙΚΟΥ ΡΗΑΝΤΟΜ	
	0.9 ΠΡΟΔΙΑΓΡ	ΑΨΕΔ ΠΛΟΒΟΛΕΑ ΑΒ2-/	

1 ΘΕΩΡΙΑ ΚΑΙ ΕΦΑΡΜΟΓΕΣ ΥΠΕΡΗΧΩΝ

1.1 ΕΙΣΑΓΩΓΗ.

Η χρήση των υπέρηχων σε ιατρικές εφαρμογές χρονολογείται από τη δεκαετία του 50 και επικεντρώνεται κυρίως στον τομέα της διάγνωσης ενώ σταδιακά επεκτάθηκε και σε θεραπευτικές εφαρμογές. Η τεχνολογία καθώς και τα πρώτα συστήματα απεικόνισης με υπέρηχους προήλθαν από τη στρατιωτική τεχνολογία των SONAR (SOund Navigation And Ranging) και αρχικά περιορίζονταν στην κατασκευή και απεικόνιση μιας μόνο γραμμής της υπό εξέταση δομής (A-Mode).

Στην πορεία όμως, με την πρόοδο στους τομείς της ηλεκτρονικής και της πληροφορικής, εξελίχθηκαν στα σημερινά συστήματα με δυνατότητες απεικόνισης ροής αίματος, δισδιάστατων και τρισδιάστατων ανατομικών δομών σε πραγματικό χρόνο, τομογραφίας υπερήχων, ταχείας απεικόνισης και άλλων εφαρμογών κυρίως στους τομείς της καρδιολογίας και της μαιευτικής.

Παράλληλα με τις διαγνωστικές αναπτύχθηκαν και θεραπευτικές εφαρμογές όπως για παράδειγμα στη φυσιοθεραπεία, για την τοπική αύξηση της θερμοκρασίας σε υποδόριους ιστούς με εστιασμένα πεδία υπερήχων υψηλής έντασης αλλά και στη χειρουργική όπου με κατάλληλη εστίαση μια δέσμη υπερήχων προκαλεί συγκέντρωση μεγάλης ισχύος σε μια μικρή περιοχή σε ορισμένο βάθος στο σώμα και μπορεί να λειτουργήσει σαν νυστέρι επιφέροντας συγκριτικά ελάχιστη βλάβη σε παρακείμενους ιστούς (λιθοτριψία στους νεφρούς).

Οι βιολογικές επιδράσεις των υπερήχων προέρχονται κυρίως από το φαινόμενο της σπηλαιοποίησης και τα θερμικά φαινόμενα. Το φαινόμενο της σπηλαιοποίησης εμφανίζεται σε μικρές συχνότητες και σε υγρά μικρού ιξώδους λογω της διαφοράς πίεσης που προκαλούν οι υπέρηχοι. Επίσης η απορρόφηση ηχητικής ενέργειας από έναν ιστό οδηγεί σε αύξηση της θερμοκρασίας του η οποία εξαρτάται και από το ρυθμό απαγωγής θερμότητας μέσω του αίματος και των γειτονικών ιστών. Τα αποτελέσματα αυτής της αύξησης της θερμοκρασίας ποικίλουν (π.χ. μεταβολή της ταχύτητας των νευρικών σημάτων, μεταβολή της μεταφοράς των μεταβολιτών διάμεσου της κυτταρικής μεμβράνης, λύση της συνέχειας των ιστών). Για το λόγο αυτό έχουν θεσπιστεί διεθνή όρια ασφαλούς έκθεσης και πρωτόκολλα λειτουργίας τα οποία εφαρμόζονται στα σύγχρονα συστήματα.

Στην εποχή μας τα διαγνωστικά συστήματα υπερήχων καταλαμβάνουν πάνω από το 25% των κλινικών απεικονιστικών μεθόδων και η εξάπλωση τους οφείλεται μεταξύ άλλων:

- στο χαμηλό κόστος αγοράς, εγκατάστασης και συντήρησης σε σχέση με αλλά απεικονιστικά συστήματα καθώς δεν απαιτούν ειδική προετοιμασία του χώρου λειτουργίας τους (π.χ. θωράκιση έναντι των ακτινών Χ) ενώ χρησιμοποιούν λίγα και σχετικά φθηνά αναλώσιμα (π.χ. coupling gel, μαγνητικά και οπτικά μέσα αποθήκευσης)
- στη δυνατότητα εύκολης μετακίνησης τους
- στο γεγονός ότι τα κύτταρα που ακτινοβολούνται με υπέρηχους είτε επιζούν χωρίς βλάβη ή διαφοροποίηση είτε πεθαίνουν καθιστώντας τελικά τη χρήση τους στην κλινική πράξη γενικά ακίνδυνη
- και τέλος στη διαδικασία της σάρωσης η οποία είναι γρήγορη και άνετη για τον ασθενή προκαλώντας του έτσι ελάχιστη σωματική και ψυχολογική επιβάρυνση ενώ οι παρεχόμενες πληροφορίες είναι υψηλής διαγνωστικής άξιας.

1.2 ΦΥΣΙΚΕΣ ΑΡΧΕΣ ΥΠΕΡΗΧΩΝ.

Οι ήχοι είναι διαμήκη ελαστικά κύματα που δημιουργούνται από την περιοδική μεταβολή της πυκνότητας του υλικού μέσου εντός του οποίου μεταδίδονται. Ανάλογα με τη συχνότητα τους f (αριθμός κύκλων ανά μονάδα χρόνου) διακρίνονται σε:

- υπόηχους (f<20Hz)
- ακουστούς ήχους (20Hz< f<20kHz)
- και τέλος υπέρηχους (f>20kHz).

Οι διαγνωστικοί υπέρηχοι έχουν συχνότητες στην περιοχή 1-50MHz ενώ η μικροσκοπία υπερήχων χρησιμοποιεί συχνότητες μέχρι τα 200MHz για την εξέταση δομών μέσα στα κύτταρα. Στην πράξη τα περισσότερα σύστημα χρησιμοποιούν συχνότητες υπερήχων μεταξύ 2 και 20MHz.

Οι υπέρηχοι δηλαδή είναι μια μηχανική διαταραχή της ύλης η οποία προκαλεί την ταλάντωση των σωματιδίων του μέσου γύρω από τη θέση ισορροπίας με συχνότητα πάνω από το ακουστικό όριο των 20kHz. Αν το μέσο διάδοσης είναι ελαστικό τα ταλαντευόμενα σωματίδια παράγουν εναλλασσόμενες περιοχές πύκνωσης και αραίωσης και με τον τρόπο αυτό η κυμάτωση που λαμβάνει χώρα σε ένα σημείο μπορεί να διαδοθεί διάμεσου του υλικού. Το κύμα διαδίδεται μέσα στον ιστό σαν μια διαταραχή των σωματιδίων του μέσου το οποίο συντηρεί τη διάδοση του κύματος. Η διάδοση ενός επιπέδου κύματος εικονίζεται στο σχήμα που ακολουθεί. Αρχικά τα σωματίδια του μέσου βρίσκονται σε ηρεμία και τοποθετημένα ομοιόμορφα καθώς δεν υφίσταται κυματική διαταραχή. Εξαιτίας του υπερηχητικού κύματος τα σωματίδια θα ταλαντωθούν γύρω από τη μέση θέση τους. Η ταλάντωση είναι κατά μήκος της διεύθυνσης διάδοσης του κύματος καθιστώντας το ένα διάμηκες κύμα. Ουσιαστικά δεν υφίσταται συνολική μετατόπιση (net displacement) των σωματιδίων και μεταφορά μάζας καθώς το υπερηχητικό κύμα επιδρά σαν απλή διαταραχή στο μέσο.



Σχήμα 1.1: Μετατόπιση των σωματιδίων για ένα διαδιδόμενο κύμα υπερήχων για μια σταθερά χρόνου. Τα βέλη δείχνουν την κατεύθυνση και το μέγεθος της ταχύτητας των σωματιδίων.

Συγκεκριμένα η απόσταση που διανύεται από τα σωματίδια κατά τη διάδοση του ήχου ονομάζεται σωματιδιακή μετατόπιση και συνήθως είναι της τάξης των μερικών δεκάτων του νανομέτρου (1nm=10⁻⁹m). Συνεπώς η ταχύτητα που ταλαντώνονται ονομάζεται σωματιδιακή. Θα πρέπει να τονιστεί ότι η ταχύτητα αυτή διαφέρει από την φασική ταχύτητα που ορίζεται σαν ο ρυθμός διάδοσης της ενέργειας σε ένα μέσο και η οποία στην πραγματικότητα παίρνει αρκετά μεγαλύτερες τιμές σε σχέση με τη σωματιδιακή. Τελικά παρά το γεγονός ότι τα σωματίδια κινιούνται κατά μερικά δέκατα του νανομέτρου η διαταραχή που προκαλούν μεταδίδεται σε αλλά σωματίδια του μέσου σε πολύ μεγαλύτερη απόσταση.

Πρέπει λοιπόν να τονιστεί ότι οι υπέρηχοι προέρχονται από τις μεταβολές της πίεσης που συμβαίνουν όταν ένα ελαστικό μέσο διαστέλλεται ή συμπιέζεται και τελικά αυτή η διαταραχή της πίεσης είναι που μεταδίδεται χωρίς να πραγματοποιείται μετακίνηση των σωματιδίων.

Εάν η διαταραχή που παράγεται από την πηγή είναι μικρή, η διάδοση του ήχου είναι μια συνάρτηση του χρόνου t και της απόστασης z και περιγράφεται από την ακόλουθη εξίσωση:

$$\frac{\partial^2 W}{\partial z^2} = \frac{\rho_0 \partial^2 W}{B \partial t^2}$$
(1.1)

όπου W είναι η σωματιδια
κή μετατόπιση στον άξονα z ενώ ϱ_0 και B είναι αντίστοιχ
α η πυκνότητα και ο συντελεστής σκλη
ρότητας του μέσου.

Η λύση που επιδέχεται αυτή η κυματική εξίσωση είναι της μορφής $f(z \pm ct)$. Η ημιτονοειδής λύση είναι:

$$W = W_0 e^{j(\omega t \pm kz)} \tag{1.2}$$

όπου ω είναι η γωνιακή συχνότητα η οποία ορίζεται ως $\omega = 2\pi f$, $k = \omega/c$ ο κυματαριθμός και $c = (B/\rho_0)^{1/2}$.

Από την τελευταία εξίσωση πρέπει να συγκρατήσουμε ότι στην ουσία υπάρχούν δυο κύματα τα οποία διαδίδονται προς τις διευθύνσεις +z και -z. Αναλυτικά η διάδοση του κύματος υπερήχων και οι εξισώσεις που τη διέπουν θα εξεταστούν σε επόμενη ενότητα.

1.3 ΧΑΡΑΚΤΗΡΙΣΤΙΚΕΣ ΠΑΡΑΜΕΤΡΟΙ ΤΗΣ ΔΙΑΔΟΣΗΣ ΥΠΕΡΗΧΩΝ.

Όταν ένα ημιτονοειδές ηχητικό κύμα διαδίδεται σε ένα μέσο δημιουργούνται περιοχές πύκνωσης και αραίωσης. Η σωματιδιακή μετατόπιση είναι μεγαλύτερη στις περιοχές αραίωσης και μικρότερη στις περιοχές πύκνωσης. Στην περίπτωση αυτή η μετατόπιση W των σωματιδίων σε σχέση με την απόσταση z για χρόνο t είναι ημιτονοειδής όπως παρουσιάζεται και στο σχήμα (1.2).

Το μήκος κύματος λ είναι η απόσταση μεταξύ δυο διαδοχικών χαμηλών ή υψηλών μετωπών πίεσης του ηχητικού κύματος στο διάστημα της οποίας επιτυγχάνεται ένας κύκλος ενώ η περίοδος **T** είναι ο χρόνος στον οποίο επιτυγχάνεται ο κύκλος αυτός. Το μήκος κύματος συνδέεται με τη συχνότητα και την ταχύτητα διάδοσης μέσω της σχέσης $f \cdot \lambda = c$ ή $T \cdot c = \lambda$.



Σχήμα 1.2: Ημιτονικό κύμα υπερήχων διαδιδόμενο στη διεύθυνση z σε συγκεκριμένο χρόνο.

Η ένταση του ηχητικού κύματος ορίζεται ως η ενέργεια ανά μονάδα χρόνου που δίδεται μέσα από μια μοναδιαία επιφάνεια κάθετη στη διεύθυνση του κύματος και έχει μονάδες ισχύος ανά μονάδα επιφάνειας (συνήθως W/cm² ή mW/cm² για ιατρικές εφαρμογές).

Οι ακουστικές παφάμετφοι του μέσου είναι η πυκνότητα του **φ** και η αδιαβατική συμπιεστότητα κ. Οι τοπικές αλλαγές σε αυτές τις δυο παφαμέτφους επιτφέπουν τη διάδοση του ήχου. Ειδικότεφα η ελαστικότητα του μέσου (συμπιεστότητα κ) συνεπάγεται ότι οποιαδήποτε απόκλιση-εκτφοπή από τη θέση ισοφφοπίας του φευστού θα έχει την τάση να διοφθωθεί. Η αδφάνεια η οποία εκφφάζεται από την πυκνότητα φ συνεπάγεται ότι η διόφθωση-επαναφοφά θα είναι υπεφβολική πφοκαλώντας την ανάγκη για άλλη διόφθωση αυτή τη φοφά πφος την αντίθετη κατεύθυνση επιτφέποντας έτσι τη δυνατότητα φαινομένων διάδοσης κυμάτων ακουστικής πίεσης.

Η ταχύτητα διάδοσης της διαταραχής είναι ιδιότητα του υλικού μέσου και δίνεται από τη σχέση:

$$c = \sqrt{\frac{1}{\rho_0 \cdot \kappa}} = \sqrt{\frac{B}{\rho_0}}$$
(1.3)

όπου **Q**₀ είναι η μέση πυκνότητα και **B** ο συντελεστής σκληρότητας του μέσου θεωρώντας πως δεν υπάρχει καθαρή μεταφορά ενέργειας από το κύμα στο μέσο. Η παραπάνω έκφραση προϋποθέτει επίσης ότι η διαταραχή της πίεσης που προκαλείται από το κύμα είναι μικρή συγκρινόμενη με την πίεση σε ισορροπία (equilibrium pressure) με αποτέλεσμα η διάδοση να είναι γραμμική. Η υπόθεση αυτή θεωρείται ότι ισχύει σε όλη την έκταση της εργασίας καθώς υφίσταται και στην πραγματικότητα για τις περισσότερες εφαρμογές ιατρικών υπερήχων όπου έχουμε διείσδυση σε μέσα που παρουσιάζουν σημαντική εξασθένηση όπως οι ανθρώπινοι ιστοί. Μια περίπτωση που η παραπάνω θεώρηση δεν είναι βάσιμη είναι η εξέταση των εμβρύων.

Μέσο διάδοσης	Πυκνότητα	Ταχύτητα του
	(kg/m^3)	ήχου (m/sec)
Αέρας	1.20	333
Απεσταγμένο νεοό	$1.00 \cdot 10^3$	1480
Αίμα	$1.06 \cdot 10^3$	1566
Λίπος	$0.92 \cdot 10^3$	1466
Μυς	$1.07 \cdot 10^3$	1542 - 1626
Οστό	$1.38 - 1.81 \cdot 10^3$	2070 - 5350
Πνεύμονας	$0.40 \cdot 10^3$	650
Νεφgoi	$1.04 \cdot 10^3$	1567
Σπλήνας	$1.06 \cdot 10^3$	1566
Ήπαο	$1.06 \cdot 10^3$	1566
Εγκέφαλος	$1.03 \cdot 10^{3}$	1505 - 1612

Πίνακας 1.1: προσεγγιστικές τιμές της πυκνότητας και της ταχύτητας του ήχου για διάφορα είδη ανθρώπινου ιστού και συναφών υλικών.

Η ακουστική εμπέδηση Ζ. Οι φυσικές οντότητες που περιγράφουν την αλληλεπίδραση κύματος – μέσου με όρους ακουστικής είναι η ταχύτητα του σωματιδίου και η στιγμιαία πίεση. Η ταχύτητα του σωματιδίου u(r,t) είναι η μερική παραγωγός ως προς το χρόνο της μετατόπισης του σωματιδίου σε οποιοδήποτε σημείο του χώρου r. Χρησιμοποιώντας το ηλεκτρικό ανάλογο όπου η πίεση αντιστοιχεί σε τάση και η ταχύτητα του σωματιδίου σε ρεύμα η ακουστική εμπέδηση ορίζεται ως ο λόγος της ακουστικής πίεσης σε κάποιο σημείο του μέσου διάδοσης προς την ταχύτητα του σωματιδίου στο σημείο ως μονάδα μέτρησης της χρησιμοποιείται αυτό το Ravl ενώ $(1Rayl = 10^{-5} gr / [cm^2 \cdot sec])$. Η ακουστική εμπέδηση ή διαπερατότητα Z είναι επίσης ιδιότητα του υλικού μέσου, εξαρτάται μόνο από τις μηχανικές του ιδιότητες και τον τύπο του διαδιδόμενου κύματος και όχι από τη συχνότητα του, όπως άλλωστε φαίνεται και από τη σχέση (1.3) που ισχύει για επίπεδο κύμα (δηλαδή ένα κύμα με σταθερή πίεση σε όλα τα σημεία που βρίσκονται σε ένα επίπεδο κάθετο προς την κατεύθυνση διάδοσης):

$$Z = \rho_0 \cdot c \tag{1.4}$$

1.4 ΠΑΡΑΓΩΓΗ ΚΑΙ ΑΝΙΧΝΕΥΣΗ ΥΠΕΡΗΧΩΝ.

1.4.1 ΠΙΕΖΟΗΛΕΚΤΡΙΚΟ ΦΑΙΝΟΜΕΝΟ

Η παφαγωγή και η ανίχνευση υπεφήχων βασίζεται στο πιεζοηλεκτφικό φαινόμενο δηλαδή στην ιδιότητα κάποιων κουστάλλων να μετατφέπουν τη μηχανική ενέφγεια σε ηλεκτφική και αντιστφόφως. Γενικά, μετατφοπείς ονομάζονται οι συσκευές αυτές που μετασχηματίζουν μια μοφφή ενέφγειας σε κάποια άλλη. Οι μετατφοπείς υπεφήχων λοιπόν, οι οποίοι αποτελούν ένα από τα πιο σημαντικά και δαπανηφά συστατικά του συστήματος, είναι βασικά πιεζοηλεκτφικοί κρύσταλλοι ή συστοιχίες κρυστάλλων οι οποίοι λογω της ανισοτφόπικης δομής τους υφίστανται μηχανική παφαμόφωση κατά την εφαφμογή ηλεκτφικής τάσης στα άκρα τους.

Η λειτουργία τους κατά την εκπομπή υπερήχων, έγκειται στο να μετατρέπουν ηλεκτρικά σήματα σε κύματα πίεσης τα οποία στη συνέχεια διαδίδονται εντός του υλικού μέσου. Ο μετατροπέας ή ηχοβολέας όπως ονομάζεται διαφορετικά, είναι μια αμφίδρομη (reciprocal device) συσκευή και ο ίδιος κρύσταλλος μπορεί να χρησιμοποιηθεί σαν δέκτης μετατρέποντας την μηχανική ενέργεια που προέρχεται από τις αντηχήσεις του μέσου σε διαφορά δυναμικού στα άκρα του. Ένας καλά σχεδιασμένος μετατροπέας θα κάνει κάτι τέτοιο με υψηλή ακρίβεια και απόδοση μετατροπής, μικρή παραγωγή θορύβου ή άλλες παρενέργειες. Επίσης είναι σημαντικό, για το σχεδιασμό του μετατροπέα, να παρέχεται από τη διάταξη έλεγχος πάνω στη διακριτική ικανότητα και τη χωρική μεταβολή αυτής (spatial variation).

Η συχνότητας συντονισμού του μετατροπέα καθορίζεται από το πάχος του πλακιδίου του πιεζοηλεκτρικού κρυστάλλου (slab). Τα συστήματα υπερήχων λειτουργούν σε ένα εύρος συχνοτήτων από 1 έως 30MHz αναλόγως την εφαρμογή. Στην μαιευτική, τη γαστρεντερολογία καθώς επίσης και σε απεικονίσεις του ήπατος και της καρδιάς χρησιμοποιούνται χαμηλές συχνότητες της τάξης των 1 έως 5MHz. Συχνότητες ενδιάμεσου εύρους χρησιμοποιούνται στην μαστογραφία (breast scanning), στην αγγειολογία (vascular procedure) και στην παιδιατρική. Οι υψηλότερες συχνότητες δίνουν καλύτερη ανάλυση αλλά το βάθος διείσδυσης είναι μικρό λόγω της συχνοτικής εξάρτησης της εξασθένησης στους ιστούς όπως θα παρουσιαστεί εκτενέστερα παρακάτω. Οι υψηλές συχνότητες χρησιμοποιούνται στην οφθαλμολογία και στην ενδοαγγειακή απεικόνιση.

1.4.2 ΜΕΤΑΤΡΟΠΕΑΣ ΑΠΛΟΥ ΣΤΟΙΧΕΙΟΥ.

Στο ακόλουθο σχήμα 1.3 εικονίζεται σε τομή ένας τυπικός μετατροπέας μονού (απλού) στοιχείου και τα διάφορα τμήματα που τον απαρτίζουν. Τέτοια στοιχεία ανήκουν στην πρώτη γενιά μετατροπέων και δεν συναντώνται συχνά στα σύγχρονα συστήματα. Παρόλα αυτά αποτελούν πολύ καλό παράδειγμα ανάλυσης και κατανόησης της αρχής λειτουργίας των απεικονιστικών συστημάτων με υπέρηχους. Τα βασικά μέρη του μετατροπέα είναι τα εξής:



Σχήμα 1. 3: Τυπικός μετατροπέας υπερήχων μονού στοιχείου.

Πιεζοηλεκτοικό στοιχείο:

Ο πιεζοηλεκτρικός κρύσταλλος, ο οποίος αποτελεί την «καρδιά» του μετατροπέα, κόβεται και σχηματίζεται από υλικά όπως το PZT (μόλυβδος – ζιρκόνιο –τιτάνιο) το οποίο ανήκει πιεζοηλεκτρικά κεραμικά. Το PZT είναι το

ευρύτερα χρησιμοποιούμενο πιεζοηλεκτρικό υλικό σήμερα λόγω της υψηλής απόδοσης ηλεκτρομηχανικής μετατροπής, των μικρών εγγενών απωλειών και των καλών ηλεκτρικών χαρακτηριστικών του που οφείλονται στη μεγάλη διηλεκτρική σταθερά του. Επιπλέον το PZT έχει μεγάλη μηχανική αντοχή, μπορεί να λάβει διάφορα σχήματα και μεγέθη, να λειτουργήσει σε θερμοκρασίες υψηλότερες των 100°C και είναι σταθερό για μεγάλα χρονικά διαστήματα. Οι ιδιότητες του βέβαια μπορούν να ρυθμιστούν με την τροποποίηση της αναλογίας ζιρκονίου – τιτανίου και την προσθήκη μικρής ποσότητας άλλων ουσιών όπως λανθάνιο.

Τα μειονεκτήματα του PZT είναι η μεγάλη ακουστική εμπέδηση (30MRayls) σε σύγκριση με εκείνη των ιστών (1.5MRayls) καθώς επίσης και η ύπαρξη δευτερογενών λοβών και ειδικότερα grating lobes σε συστοιχίες κυψελών. Οι πλευρικοί λοβοί (side lobes) οφείλονται σε μη αξονικές ταλαντώσεις των κρυστάλλων και σε φαινόμενα συμβολής και αντήχησης ενώ οι grating lobes είναι αποτέλεσμα της χωροθέτησης των κρυστάλλων και σχηματίζουν γωνία φ με την κύρια διεύθυνση. Η γωνία αυτή εξαρτάται από το μήκος κύματος λ και την απόσταση των στοιχειωδών κυψελών x με βάση τη σχέση:

$$\sin \varphi = k \cdot \lambda / x \tag{1.5}$$

Η χρήση στρωμάτων ακουστικής σύζευξης και η επιλογή κυψελών καταλλήλων διαστάσεων ή ο τεμαχισμός τους μπορούν να μειώσουν την επίδραση των παραπάνω φαινομένων.

Άλλα υλικά που χρησιμοποιούνται είναι το BPT (βάριο – μόλυβδος τιτάνιο), το BPZ (βάριο – μόλυβδος - ζιρκόνιο), το PMN (μόλυβδος – μαγνήσιο - νιόβιο) και πλαστικά όπως το PVDF (πολυβινυλικό διφθορίδιο).

Βέβαια η πρόσφατη έλευση των συνθετικών πιεζοηλεκτρικών υλικών (piezocomposites) έχει βελτιώσει σημαντικά την απόδοση των μετατροπέων. Τα συνθετικά πιεζοηλεκτρικά υλικά προέκυψαν από ανάμιξη, με κατάλληλες διαδικασίες, πολυμερών με PZT. Τα συνθετικά πιεζοηλεκτρικά έχουν μικρότερη ακουστική εμπέδηση και ρυθμιζόμενη ηλεκτρομηχανική σταθερά σύζευξης επιτρέποντας εύρος ζώνης μεγαλύτερο του 100% χωρίς μείωση της ευαισθησίας. Το μεγάλο εύρος ζώνης είναι εξαιρετικά χρήσιμη παράμετρος στην απεικόνιση με υπερήχους καθώς βελτιώνει την ανάλυση ενώ μπορεί να αναβαθμίσει και την ποιότητα της εικόνας μέσω κάποιων τεχνικών όπως η κωδικοποιημένη διέγερση και η χρήση δεύτερης αρμονικής.

Ο πιεζοηλεκτοικός κούσταλλος τοποθετείται ανάμεσα σε δυο λεπτά επίπεδα ηλεκτοόδια αργύοου. Μετά από αυτό το στοιχείο πολώνεται μόνιμα σε όλο το πάχος του και έχει την ιδιότητα όποτε εφαρμόζεται μια τιμή τάσης ανάμεσα στα ηλεκτοόδια να παρουσιάζει μια αντίστοιχη αλλαγή στο πάχος του και αντίστροφα, μια πίεση που εφαρμόζεται στις δυο επιφάνειες του να παράγει μια διαφορά δυναμικού ανάμεσα στα ηλεκτοόδια. Συγκεκριμένα η εφαρμογή μιας διαφοράς δυναμικού στα ηλεκτρόδια προκαλεί τη δημιουργία ενός ηλεκτρικού πεδίου εντάσεως Ε και τη μεταβολή του πάχους του κρυστάλλου σύμφωνα με την παρακάτω σχέση:

$$dz/z = C_c \cdot E \tag{1.6}$$

όπου C_c η αντίστροφη πιεζοηλεκτρική σταθερά. Η εφαρμογή μηχανικής πίεσης (στην προκειμένη περίπτωση υπερηχητικής πίεσης) *p* στον κρύσταλλο δημιουργεί ένα ηλεκτρικό πεδίο έντασης *E* η οποία δίνεται από την ακόλουθη σχέση:

$$E = C_d \cdot p \tag{1.7}$$

όπου C_d η ευθεία πιεζοηλεκτοική σταθερά. Η ταχύτητα του ήχου στο PZT είναι περίπου 4000m/s, η οποία και δίνει μια βασική ηχώ ($\lambda/2$) σε συχνότητα f και πάχος T σύμφωνα με τη σχέση:

$$T(mm) \approx 2/f(MHz) \tag{1.8}$$

Για παράδειγμα στα 5MHz , T≈0.4mm.

Η χαρακτηριστική ακουστική εμπέδηση για το PZT είναι περίπου ίση με 14 φορές αυτή του νερού ή του μαλακού ιστού, π.χ. ο αντίστοιχός συντελεστής ανάκλασης που υπολογίζεται μέσω της σχέσης:

$$R_i = R_a^2 = \left(\frac{Z_2 \cos \theta_i - Z_1 \cos \theta_t}{Z_2 \cos \theta_i + Z_1 \cos \theta_t}\right)^2$$
(1.9)

ισούται με R_{PZT} =-1dB σε σχέση με την ιδανική τιμή ($R_{perfect}$). Από την άλλη μεριά για το PVDF η Z είναι μόνο γύρω στις 1.5 φορές αυτή του νερού και έτσι R_{PVDF} =-14dB. Συνεπώς το στοιχείο από PVDF επιτυγχάνει καλύτερη σύζευξη της ενέργειας του στον ιστό σε σχέση με το αντίστοιχό από PZT. Αντίστοιχα το PVDF έχει χαμηλότερο μηχανικό συντελεστή Q (resonance factor). Για το λόγο αυτό καθίσταται υλικό με μεγάλη τιμή εύρους ζώνης και με ελκυστικότερη συχνότητα ανταπόκρισης από το PZT ενώ μειονεκτεί λόγω μικρότερης απόδοσης στην μετατροπή και συνεπώς παρουσιάζει χαμηλότερη ευαισθησία.

Η εστίαση μπορεί να επιτευχθεί με ένα πλήθος μεθόδων όπως:

- i. ένα κεραμικό στοιχείο κοίλου σχήματος όπως εκείνο του σχήματος 1.3
- ii. μια σφαίρα σε συνδυασμό με έναν αποκλίνοντα φακό και
- iii. μέσω της αλληλοεπικάλυψης των δεσμών (overlapping beams) από δυο διαφορετικά στοιχεία όπως συμβαίνει στα συστήματα Doppler συνεχούς κύματος.

Στοώμα ποοσαομογής (matching layer).

Προκειμένου να αντιμετωπίσουμε την έλλειψη προσαρμογής (acoustic impedance mismatch) μεταξύ της ακουστικής εμπέδησης του ιστού και της αντίστοιχης του ηχοβολέα (probe) και να αυξήσουμε την απόδοση μεταφοράς της ενέργειας τοποθετούμε στην πλευρά του στοιχείου προς τον ασθενή ένα στρώμα προσαρμογής. Με τον τρόπο αυτό μειώνουμε την απώλεια ηχητικής ενέργειας. Η παρακάτω θεωρία εφαρμόζεται αυστηρά μόνο σε συνεχή κύματα για την ιδανική εμπέδηση και το πάχος του στρώματος T των οποίων, ισχύει:

$$Z_{matching} = \left(Z_{element} \times Z_{tissue}\right)$$
(1.10)

$$T_{matching} = \lambda / 4 \tag{1.11}$$

Επίσης είναι δυνατό να τοποθετήσουμε περισσότερα από ένα στρώματα προσαρμογής προκείμενου επιτύχουμε καλύτερη σύζευξη της ακουστικής εμπέδησης του κρυστάλλου Z_c και του ιστού Z_t και να μειώσουμε περαιτέρω την απώλεια ηχητικής ενέργειας στη διαχωριστική τους επιφάνεια. Ένας γενικός κανόνας που ισχύει στην περίπτωση αυτή καθορίζει ότι το πάχος τους θα είναι περιττό πολλαπλάσιο του $\lambda/4$, για την κεντρική συχνότητα και η ακουστική εμπέδηση:

$$Z_1 = \sqrt[3]{Z_c \cdot Z_t^2}$$
(1.11β)

στην περίπτωση ενός στρώματος ή

$$Z_{1} = \sqrt[7]{Z_{c}^{4} \cdot Z_{t}^{3}} \quad \text{xav} \quad Z_{2} = \sqrt[7]{Z_{c} \cdot Z_{t}^{6}}$$
(1.12)

στην περίπτωση δυο στρωμάτων.

Ένα κάλο παράδειγμα είναι η σκόνη αλουμινίου σε Araldite, το οποίο έχει T≈0.14mm για στοιχείο που εκπέμπει σε συχνότητα πάνω από τα 5MHz. Για στοιχεία από PVDF δεν απαιτείται στρώμα προσαρμογής.

<u>Μέσο υποστήριξης (Backing material).</u>

Στην πάνω πλευρά του πιεζοηλεκτρικού στοιχείου όπως φαίνεται στο σχήμα (1.3) επικολλάται ένα υλικό γνωστό ως Backing material ή Backing layer (μέσο ή στρώμα υποστήριξης) με σκοπό την απόσβεση των ταλαντώσεων του στοιχείου για τη βελτίωση του εύρους συχνοτήτων και την μείωση της οπίσθιας διάδοσης του κύματος και των ανακλάσεων του από εσωτερικές δομές. Η συνθήκη ιδανικής απόσβεσης είναι: $Z_{\text{backing}} = Z_{\text{crystal}}$.

Ωστόσο αυτά τα υψηλής εμπέδησης υλικά απορροφούν ένα μεγάλο μέρος της ενέργειας μειώνοντας την ευαισθησία. Έτσι ο κύριος συμβιβασμός (trade off) στη σχεδίαση μετατροπέων είναι μεταξύ υψηλής ευαισθησίας και μεγάλου εύρους ζώνης. Θα πρέπει λοιπόν το μέσο υποστήριξης να είναι το ελάχιστο δυνατό για τη βέλτιστη απόδοση η οποία εκφράζεται μέσω του μηχανικού συντελεστή Q. Για pulse – echo απεικόνιση είναι αναγκαίοι «στενοί» παλμοί πράγμα που αντιστοιχεί σε Q≈2-4. Τόσο ο ηλεκτρικός όσο και ο μηχανικός συντελεστής Q συνεισφέρουν στον ολικό συντελεστή Q. Κατάλληλη μηχανική υποστήριξή και ικανοποιητική απόσβεση, ώστε να μειωθεί ο συντελεστής Q παρέχεται εν μέρει από το στρώμα προσαρμογής λ/4. Η χρησιμοποίηση αέρα σαν backing layer παρέχει εξαιρετική ανάκλαση και υψηλή έξοδο αλλά δεν αποσβένει αποτελεσματικά τις ταλαντώσεις του κρυστάλλου οδηγώντας σε παλμούς μεγάλης διάρκειας και επομένως μικρού εύρους συχνοτήτων. Για το λόγο αυτό η επιλογή του στρώματος υποστήριξης γίνεται ανάλογα με την εφαρμογή. Στις περισσότερες περιπτώσεις οι μετατροπείς σχεδιάζονται να έχουν ένα σχετικό εύρος της τάξης του 50 έως 75% το οποίο αποτελεί έναν καλό συμβιβασμό μεταξύ της ακουστικής εξόδου και των ανεπιθύμητων μηχανικών ταλαντώσεων στο σώμα του κρυστάλλου (mechanical ringing).

Τυπικά η σκόνη βολφραμίου (tungsten powder) σε εποξική ρητίνη (epoxy resin) παρουσιάζει $Z_{backing} \approx (1/2) \cdot Z_{element}$. Η ενέργεια που εισάγεται στο μέσο υποστήριξης θα πρέπει να απορροφάται και όχι να ανακλάται προς τα πίσω, μέσα στο στοιχείο. Για να πραγματοποιηθεί αυτό έχουν χρησιμοποιηθεί υλικά όπως plasticised epoxy με κατάλληλα μορφοποιημένα στρώματα επαφής (shaped backs) και προσθήκη ειδικών σκεδαστών. Αξίζει να σημειωθεί ότι το PVDF έχει φυσιολογικά χαμηλό μηχανικό συντελεστή Q και γενικά δεν χρειάζεται ειδικό μέσο υποστήριξης για να βελτιώσει το εύρος ζώνης του στοιχείου.

Τέλος υπάρχει και η μέθοδος της δυναμικής απόσβεσης η οποία επιτυγχάνεται με την εφαρμογή μιας διαφοράς δυναμικού εκτός φάσεως, σε σχέση με την διαφορά δυναμικού της διέγερσης, αμέσως μετά το τέλος της τελευταίας και συνεπώς την πρόκληση δονήσεων αντίθετης κατεύθυνσης.

<u>Περίβλημα</u>

Το περίβλημα του στοιχείου θα πρέπει να επιτυγχάνει την ηλεκτρική θωράκιση και την ακουστική αποσύζευξη του, διαφορετικά το δυναμικό εύρος του στοιχείου μειώνεται είτε λόγω της ακουστικής ηχούς είτε εξαιτίας ηλεκτρονικής παρεμβολής. Αυτό σημαίνει ότι είναι αναγκαία μια πλαστική θήκη με ένα στρώμα θωράκισης ή ένα μεταλλικό περίβλημα με κατάλληλη ακουστική μόνωση.

Ηλεκτοική ούθμιση

Η σύζευξη της ηλεκτρικής εμπέδησης του κρυστάλλου και της εξόδου της γεννήτριας σημάτων διέγερσης γίνεται με τη βοήθεια κυκλωμάτων πυκνωτών και πηνίων. Δεδομένου ότι η χωρητικότητα των καλωδίων σύνδεσης συνυπολογίζεται δεν συνίσταται η αλλαγή του τύπου ή του μήκους τους.

Επιπλέον η ηλεκτοική ούθμιση χοησιμοποιείται για να φιλτοάσει και να αποκόψει τις δονήσεις χαμηλής συχνότητας του στοιχείου που οφείλονται στον ακτινικό ουθμό λειτουργίας και να διαχειριστεί τον ηλεκτρικό συντελεστή Q

για τον καλύτερο συμβιβασμό ανάμεσα στην ευαισθησία και την ανάλυση. Η χωρητικότητα του μετατροπέα C_i, προκύπτει από τη σχέση που ισχύει για πυκνωτή παραλλήλων πλακών και είναι:

$$C_t = \varepsilon A_t / T \tag{1.13}$$

όπου ε η διηλεκτ
ρική σταθερά του στοιχείου και A_t η επιφάνεια του στοιχείου.
 Σε εφαρμογές στενών παλμών, για την αυτεπαγωγή ενός μονού στοιχείου
(όπως του σχήματος 1.3) ισχύει :

$$L \approx 1/(2\pi f)^2 \cdot C_t \tag{1.14}$$

η αυτεπαγωγή χρησιμοποιείται μερικές φορές για να μειώσει την τιμή του ηλεκτρικού συντελεστή Q αλλά με τίμημα την απώλεια ευαισθησίας. Η σχέση (1.13) μπορεί να εκφραστεί ως συνάρτηση των όρων c, f και του πάχους $T = \lambda/2$. Στη συνέχεια χρησιμοποιώντας το C_t μπορεί να προκύψει μια σχέση για την επαγωγική αντίσταση (reactance) $\chi_t = \omega \cdot L$:

$$\chi_t = c/\varepsilon \cdot (2\pi f r_t)^2 \tag{1.15}$$

όπου r_t η ακτίνα ενός επίπεδου δίσκου από τη σχέση $A_t = \pi \cdot r_t^2$ για το εμβαδόν της επιφάνεια του κουστάλλου. Για στοιχείο με χαρακτηριστικά PZT-5A, f της τάξης των MHz και r_t της τάξης των mm, η αντίδραση δίνεται από τη σχέση:

$$\chi_t = 6.4 \cdot 10^3 / (fr_t)^2$$
 (1.16)

Για παράδειγμα εάν f=5MHz και r_t =10mm τότε χ_t =3Ω, η οποία είναι μια κακή τιμή για τα ηλεκτρονικά εκπομπής και λήψης εάν χρησιμοποιούνται οι συνήθεις τιμές χαρακτηριστικής αντίστασης γραμμής των 50 ή 75 Ω. γενικά πάνω από την τιμή των 3-4MHz η προσαρμογή που προσφέρει ο μετατροπέας βελτιώνει την ηλεκτρική σύζευξη με τίμημα την απώλεια σε εύρος ζώνης.

Coupling gel

Δεδομένου ότι η ακουστική εμπέδηση των ιστών διαφέρει πολύ από εκείνη του αέρα η ύπαρξη αέρα ανάμεσα στον μετατροπέα και τους ιστούς θα προκαλέσει μεγάλη απώλεια ενέργειας του ηχητικού κύματος. Μαθηματικά αυτό μπορεί να φανεί από το συντελεστή ανάκλασης για την απλή περίπτωση κάθετης πρόσπτωσης επιπέδου κύματος στη διαχωριστική επιφάνεια αέρα – ιστού. Ο συντελεστής ανάκλασης σ' αυτή την περίπτωση δίνεται από τη σχέση:

$$R_A = \frac{1 - Z_1 / Z_2}{1 + Z_1 / Z_2}$$
(1.17)

Λαμβάνοντας υπόψη ότι η ακουστική εμπέδηση του αέρα είναι $Z_1=0.0004\cdot10^6$ kg/(m²·sec) και του λίπους (κύριο συστατικό του υποδόριου ιστού) $Z_2=1.38\cdot10^6$ kg/(m²·sec)προκύπτει μια τιμή $R_A=0.9994$ ή 99,94% περίπου. Γίνεται λοιπόν σαφές ότι ένα πολύ μικρό μέρος του κύματος θα διεισδύσει στον ιστό ενώ το υπόλοιπο θα ανακλαστεί. Για την αποφυγή αυτού του φαινομένου τοποθετείται ένα ειδικό υλικό ανάμεσα τους δηλαδή πάνω στο δέρμα του ασθενούς το οποίο ονομάζεται coupling gel.

1.4.3 ΔΙΕΓΕΡΣΗ ΤΟΥ ΜΕΤΑΤΡΟΠΕΑ ΑΠΛΟΥ ΣΤΟΙΧΕΙΟΥ.

Η διέγερση του μετατροπέα πραγματοποιείται από έναν παλμό τάσης ο οποίος επιτυγχάνεται είτε εκφορτίζοντας έναν πυκνωτή διαμέσου του κρυστάλλου είτε χρησιμοποιώντας έναν τετραγωνικό παλμό μικρής διάρκειας της τάξης των nsec. Το πλάτος ενός τέτοιου παλμού κυμαίνεται από μερικές εκατοντάδες Volt, για τους παλαιότερους τύπους μετατροπέων έως μερικά δέκατα του Volt για τους νεότερους μετατροπείς οι οποίοι έχουν χαμηλότερες τιμές ακουστικής εμπέδησης και υψηλότερες πιεζοηλεκτρικές σταθερές.

Ο διεγερμένος κρύσταλλος με τη σειρά του ωθείται σε ταλάντωση με αποτέλεσμα να παράγεται ένα φθίνον ημιτονοειδές μηχανικό κύμα το οποίο ονομάζεται παλμικό κύμα.

Η διάφκεια του παλμικού αυτού κύματος εξαφτάται από τη συχνότητα του κουστάλλου και από την απόσβεση που έχει επιτευχθεί. Η διάφκεια αυτή μετφιέται συνήθως σε αφιθμό κύκλων μέχφι το αφχικό πλάτος του κύματος να μειωθεί στο 10%. Αυτό μποφεί να επιτευχθεί συνήθως μετά από δυο με τφεις κύκλους κύματος. Για παφάδειγμα για f=3MHz και τφεις κύκλους κύματός, η διάφκεια του παλμικού κύματος θα είναι 1μs. Επιπλέον το χωφικό μήκος παλμού (Spatial Pulse Length) ισούται με το γινόμενο του μήκους κύματος επί τον αφιθμό κύκλων. Δηλαδή:

SPL =αριθμός κύκλων (n) × μήκος κύματος (λ) (1.18)

Καθώς ο παλμός δεν είναι καθαρά ημιτονικός η μορφή του μπορεί να αναπαρασταθεί από το αντίστοιχο φάσμα κατανομής συχνοτήτων από το οποίο μπορεί να προκύψει το εύρος ζώνης του κύματος. Τα φάσμα συχνοτήτων του παλμού είναι τόσο πιο ευρύ όσο πιο μικρή είναι η χρονική διάρκεια του. Ο βασικός στόχος λοιπόν είναι να επιτευχθεί όσο το δυνατό μικρότερής διάρκειας παλμός. Στο σχήμα (1.4) που ακολουθεί φαίνεται ένας ημιτονικός παλμός και η αναπαράσταση του στο πεδίο της συχνότητας.



Σχήμα 1.4: Ένας παλμός υπερήχων με χρονική διάρκεια Δt και το αντίστοιχό φάσμα συχνοτήτων του που περιλαμβάνει την κεντρική συχνότητα f_0 και το εύρος συχνοτήτων Δf

Θα πρέπει επίσης να επισημανθεί ότι, όσο στενότερος είναι ο παλμός τόσο πιο ευρύ θα είναι το αντίστοιχο φάσμα συχνοτήτων του, γεγονός που αποτελεί περιοριστικό παράγοντα της χρησιμοποίησης ιδιαίτερα στενών παλμών. Αποτελεί λοιπόν ιδιαίτερη παράμετρο του μετατροπέα ο λεγόμενος μηχανικός συντελεστής Q που αναφέρθηκε στην προηγούμενη ενότητα και ορίζεται ως:

Συντελεστής Q = συχνότητα λειτουργίας / εύρος ζώνης (1.19)

Ένα άλλο χαρακτηριστικό μέγεθος του μετατροπέα είναι η συχνότητα επανάληψης παλμού (Pulse Repetition Frequency). Το μέγεθος αυτό εκφράζει τον αριθμό των παλμών ανά δευτερόλεπτο, μετριέται σε Ηz και αποτελεί το αντίστροφο μέγεθος της περιόδου επανάληψης παλμού (Pulse Repetition Period). Το ακόλουθο σχήμα δίνει μια ξεκάθαρη εικόνα των παραμέτρων PRF και PRP.



Σχήμα 1.5: Σχηματική απεικόνιση μιας τυπικής δέσμης υπερήχων αποτελούμενη από παλμούς 0.8 - 15 MHz που διαρκούν 1 μsec και επαναλαμβάνονται κάθε 1msec. Η ταχύτητα διάδοσης της δέσμης είναι 1540m/sec και είναι ανεξάρτητη από την τιμή της συχνότητας

Ενδιαφέρον στοιχείο για την απεικόνιση αποτελεί η σχέση που συνδέει την PRF με το βάθος διείσδυσης d της δέσμής στον εξεταζόμενο ιστό. Κάθε φορά που ένας διαδιδόμενος στο σώμα ηχητικός παλμός συναντάει δομές διαφορετικής ακουστικής εμπέδησης ανακλάται μερικώς. Ο χρόνος που απαιτείται από τη δέσμη για να προσκρούσει σε στόχο ευρισκόμενο σε βάθος d μέσα στον ιστό και να επιστρέψει στο μετατροπέα μετά από ανάκλαση δίνεται από τον απλό τύπο:

$$t = 2d/u$$
 (1.20)

όπου u=1540 m/s η ταχύτητα διάδοσης του ήχου στους ανθρώπινους ιστούς.

Η συχνότητα εκπομπής των ηχητικών παλμών εξαρτάται από το μέγιστο υπό εξέταση βάθος d_{max}, δεδομένου ότι ένας παλμός δεν πρέπει να μεταδοθεί πριν από τη συλλογή των αντηχήσεων του προηγούμενου παλμού από την περιοχή ενδιαφέροντος. Υπάρχει επομένως ένα ανώτατο όριο PRF_{max}:

$$PRF_{\max} = \frac{c}{2d_{\max}}$$
(1.21)

Εάν λοιπόν ο στόχος βρίσκεται σε βάθος 1cm, τότε απαιτείται χρόνος t=12.987 μs. Για να ανιχνευθεί λοιπόν αυτό το βάθος θα πρέπει η περίοδος επανάληψης του παλμού να είναι μεγαλύτερη των 12.987 μs ενώ για να ανιχνευθεί στόχος σε βάθος 10 cm απαιτούνται περίπου 130 μs. Συνεπώς για να ανιχνεύσουμε ένα τέτοιο βάθος θα πρέπει η τιμή της PRF να είναι μιαρότερη ή ίση με: $1/PRP = 1/130 \mu s = 7.672 \ kHz$.

Γενικά λοιπόν μπορούμε να συμπεράνουμε ότι αυξανομένου του επιθυμητού βάθους διείσδυσης d η PRF μειώνεται.

1.4.4 ΜΟΡΦΗ ΤΟΥ ΠΕΔΙΟΥ ΥΠΕΡΗΧΩΝ ΓΙΑ ΤΟ ΜΕΤΑΤΡΟΠΕΑ ΑΠΛΟΥ ΣΤΟΙΧΕΙΟΥ

Η μοφφή μιας δέσμης υπεφήχων (beam pattern) αποτελείται από δυο πεφιοχές:

- το εγγύς πεδίο ή πεδίο Fresnel και
- το μακρινό πεδίο ή πεδίο Fraunhofer.



Σχήμα 1.6: Τυπική παράσταση δέσμης υπερήχων. Διακρίνονται τόσο το κοντινό όσο και το μακρινό πεδίο.

Στη ζώνη Fresnel τα φαινόμενα περίθλασης λόγω των περιορισμένων διαστάσεων του κρυστάλλου δημιουργούν φαινόμενα χωρικής συμβολής με αποτέλεσμα η ένταση να μεταβάλλεται ακανόνιστα. Με βάση το παραπάνω σχήμα το εγγύς πεδίο εκτείνεται σε απόσταση που εξαρτάται από το μήκος κύματος λ και τη διάμετρο D του κρυστάλλου σύμφωνα με τη σχέση:

$$z = D^2 / 4\lambda \tag{1.22}$$

ενώ συναρτήσει της ακτίνας 1 η προηγούμενη σχέση γίνεται:

$$z = r^2 / \lambda \tag{1.23}$$

Όπως αναφέραμε, στο πεδίο αυτό η ένταση είναι ιδιαίτερα ακανόνιστη και εξαρτώμενη από το μήκος του παλμού. Συγκεκριμένα, μικρής διάρκειας παλμοί έχουν περισσότερο κανονική ένταση κοντινού πεδίου.

Στη ζώνη Fraunhofer ο πιεζοηλεκτρικός κρύσταλλος μπορεί να θεωρηθεί σημειακή πηγή η ένταση της οποίας είναι χωρικά ομοιόμορφη. Το πεδίο Fraunhofer αποκλίνει συναρτήσει της απόστασης με μια γωνία Θ_s:

$$\Theta_s = \arcsin(1.22\lambda/D) \tag{1.24}$$

Από τις σχέσεις (1.23) και (1.24) γίνεται σαφές ότι αύξηση της συχνότητας συνεπάγεται αύξηση του μήκους z οπότε επέκταση του πεδίου Fresnel και μείωση της γωνίας απόκλισης της ζώνης Fraunhofer δηλαδή βελτίωση των χαρακτηριστικών της δέσμης.

Μια περισσότερο ακριβής έκφραση του πεδίου πίεσης για κυκλικό μετατροπέα με ακτίνα r μπορεί να υπολογιστεί χρησιμοποιώντας την αρχή του Huygens. Κάθε σημείο της επιφάνειας του μετατροπέα θεωρείται ότι εκπέμπει ένα αρμονικό σφαιρικό κύμα και το δημιουργούμενο πεδίο προκύπτει εάν προστεθούν οι συνεισφορές όλων των επιμέρους κυμάτων. Μαθηματικά αυτό εκφράζεται από το παρακάτω ολοκλήρωμα:

$$p(\vec{r},t) = \frac{j\rho_0 c U_0 k}{2\pi} \int_{S} \frac{e^{j(\omega t - \vec{r} \cdot \vec{k})}}{|\vec{r}|} dS$$
 (1.25)

όπου $k = \omega/c$ είναι ο κυματαφιθμός, U_0 το πλάτος της ταχύτητας του σωματιδίου στην επιφάνεια του μετατφοπέα, το S συμβολίζει την **ακτινοβολούσα ή ενεφγό επιφάνεια (aperture)** του μετατφοπέα και το r είναι το διάνυσμα από ένα σημείο της επιφάνειας σε ένα σημείο του πεδίου. Ο μετατφοπέας θεωφείται ότι είναι πφοσαφμοσμένος σε ένα άπειφο άκαμπτο πλαίσιο (rigid baffle) και η επιφάνεια του κινείται σαν ένα έμβολο (πιστόνι) δηλαδή όλα τα τμήματα της επιφάνειας κινούνται με την ίδια ταχύτητα.

Το παραπάνω ολοκλήρωμα είναι αρκετά δύσκολο να λυθεί στην περίπτωση του κοντινού πεδίου για όλα τα σημεία του χώρου. Συνεπώς σε αυτή την παρουσίαση δίνεται μόνο η λύση κατά μήκος του άξονα διάδοσης. Η σχέση που δίνει τη διακύμανση της πίεσης στην περίπτωση αυτή είναι:

$$p(z) = 2\rho_0 c U_0 \left| \sin\left\{\frac{1}{2}kz \left[\sqrt{1 + \left(\frac{r}{z}\right)^2} - 1\right] \right\} \right|$$
(1.26)

Η κατανομή του πλάτους της πίεσης μπορεί να προσδιοριστεί μέσω αριθμητικής μεθόδου για όλο το πεδίο όπως φαίνεται στο σχήμα 1.7. Τα διαστήματα ανάμεσα στις ισοϋψείς καμπύλες είναι 6dB και το ολικό μέγιστο (0dB) βρίσκεται για z=r²/λ=125mm το οποίο είναι το σημείο μετάβασης στην

περιοχή Fresnel. Από το σχήμα γίνεται εμφανής η περίπλοκη δομή του κοντινού πεδίου και παρατηρούνται πολλαπλοί πλευρικοί λοβοί. Η μορφή του πεδίου των διαφόρων μετατροπέων καθώς επίσης και οι περιοχές Fresnel και Fraunhofer θα εξεταστούν αναλυτικότερα και με συστηματικό τρόπο σε επόμενη ενότητα.



Σχήμα 1.7: Προσομοίωση του πεδίου πίεσης για διέγερση συνεχούς κύματος από επίπεδο κυκλικό μετατροπέα με ακτίνα r=8mm και κεντρική συχνότητα $f_0=3MHz$, ο οποίος λειτουργεί σαν έμβολο (δηλαδή όλα τα σημεία της επιφάνειας του έχουν την ίδια ταχύτητα)

Ανακεφαλαιώνοντας λοιπόν μπορούμε να συμπεράνουμε ότι η μορφή της δέσμης που παράγεται από έναν μετατροπέα καθορίζεται από το σχήμα και την κατασκευή του. Οι επίπεδοι κρύσταλλοι δημιουργούν μια ευθύγραμμη ακουστική δέσμη για απόσταση λίγο μεγαλύτερη οπό το μισό του μήκους κύματος η οποία στη συνέχεια αρχίζει να αποκλίνει. Προκειμένου να σχηματίσουμε ισχυρότερα εστιασμένα πεδία χρησιμοποιούμε κοίλους κουστάλλους και κατάλληλα υλικά υποστήριξης. Θα πρέπει να σημειωθεί ότι η καμπυλότητα του κουστάλλου είναι αντίθετη του οπτικού ισοδυνάμου καθώς, σε αντίθεση με το φως, οι υπέρηχοι ταξιδεύουν γρηγορότερα εντός των στερεών. Τέτοιοι επίπεδοι ή καμπυλωτοί μετατροπείς μονού στοιχείου συστήματα. χρησιμοποιούνταν παλαιοτέρα Προκειμένου σε να πραγματοποιήσουν απεικόνιση δισδιάστατης περιοχής ενδιαφέροντος σε πραγματικό χρόνο περιστρέφονταν με μηχανικό τρόπο σχηματίζοντας την εικόνα όπως οι φάροι ("lighthouse" fashion). Στην εποχή μας οι μηχανικά

περιστρεφόμενοι μετατροπείς έχουν αντικατασταθεί από εκείνους πολλαπλών στοιχείων οι οποίοι αποτελούν το αντικείμενο της επόμενης ενότητας και η σάρωση της εικόνας γίνεται ηλεκτρονικά.

1.4.5 ΜΕΤΑΤΡΟΠΕΙΣ ΠΟΛΛΑΠΛΩΝ ΣΤΟΙΧΕΙΩΝ.

Οι μετατροπείς μονού στοιχείου, όπως περιγράφτηκαν παραπάνω, δεν χρησιμοποιούνται συχνά σε μοντέρνο εξοπλισμό σάρωσης, παρότι όλα τα υπόλοιπα βασικά χαρακτηριστικά του σχεδιασμού τους ισχύουν και για συστήματα πολλαπλών στοιχείων. Για να επιτευχθεί η χρήση συνεχών κυμάτων, όπως στο σύστημα Doppler, μπορεί να χρειαστούν στην απλούστερη περίπτωση περισσότερα από ένα στοιχεία όπου απαιτείται να υπάρχουν ξεχωριστά στοιχεία για την εκπομπή και τη λήψη. Στην απεικόνιση παλμού αντήχησης (pulse-echo imaging) μπορούν να χρησιμοποιηθούν πολλαπλά στοιχεία για την ηλεκτρονική διαμόρφωση της δέσμης, την εστίαση της, την ταχεία ηλεκτρονική μετατροπή της (beam translation) και τον έλεγχο της κατεύθυνσης της (beam steering).

Μέσα σε αυτό το πλαίσιο υπάρχει μια μεγάλη ποικιλία τύπων για τα στοιχεία και φυσικά αντίστοιχες μορφές πεδίων που αυτά παράγουν. Ο ευρύτερα χρησιμοποιούμενος μετατροπέας πολλαπλών στοιχείων είναι ο γραμμικός. Οι γραμμικοί μετατροπείς αποτελούνται τυπικά από 64 με 256 στοιχεία τα οποία σχηματίζονται με τεμαχισμό του κεραμικού υλικού σε ξεχωριστά κομμάτια κάθε ένα από τα οποία διαθέτει τη δικιά του ηλεκτρική επαφή. Η γεωμετρία του γραμμικού μετατροπέα φαίνεται στο ακόλουθο σχήμα.



Σχήμα 1.8: Γεωμετρία γραμμικής συστοιχίας και ορισμοί των χωρικών διευθύνσεων απεικόνισης

Η απόσταση μεταξύ των γεωμετρικών κέντρων των στοιχείων ονομάζεται βήμα (pitch) και το διάκενο ανάμεσα τους ονομάζεται kerf. Το ύψος (height) των στοιχείων αναφέρεται στην κατακόρυφη διεύθυνση ή ανύψωση (elevation), το πλάτος (width) στην αζιμουθιακή ή πλευρική ενώ η καθετή διεύθυνση στην επιφάνεια του μετατροπέα είναι η αξονική ή ακτινική. Στον επόμενο πίνακα παρουσιάζονται τυπικές τιμές των παραμέτρων ενός γραμμικού μετατροπέα πολλαπλών στοιχείων και στην φωτογραφία που ακολουθεί φαίνονται διάφορα είδη μετατροπέων που χρησιμοποιούνται στην πράξη.

Παράμετρος	Τιμή
Πλήθος στοιχείων	192
Κεντρική συχνότητα	3 MHz
Σχετικό εύ $\varrho o \varsigma$ (relative bandwidth)	70%
Bήμa (pitch)	0.5 mm (=λ)
⊿ıáκεvo (kerf)	0.1 mm
Πλάτος (width)	0.4 mm (= pitch - kerf)
Ύψος (height)	2 – 4 mm
Πάχος (thickness)	0.7 mm

Πίνακας 1.2: Τυπικές τιμές παραμέτρων γραμμικού μετατροπέα



Σχήμα 1.9 : Διάφορα είδη μετατροπέων

Οι μετατροπείς με συστοιχίες πιεζοηλεκτρικών κρυστάλλων έχουν διευρύνει τις δυνατότητες εστίασης και μορφοποίησης της δέσμης σε σχέση με τους μετατροπείς μονού στοιχείου. Οι μετατροπείς πολλαπλών στοιχείων δεν έχουν κινητά μέρη. Η εκπομπή ενός εστιασμένου πεδίου υπερήχων σε συγκεκριμένη κατεύθυνση επιτυγχάνεται ηλεκτρονικά επιλέγοντας ένα σύνολο ενεργών στοιχείων και προσαρμόζοντας κατάλληλα την καθυστέρηση χρόνου (ή φάσης) και το πλάτος του εφαρμοζόμενου σήματος τάσης σε κάθε ξεχωριστό στοιχείο. Στην ορολογία των υπερήχων το σύνολο των διεγερμένων στοιχείων (συστοιχία) αναφέρεται σαν το «παράθυρο» (aperture) ή ενεργός επιφάνεια του απεικονιστικού συστήματος. Το σχήμα της δέσμης δημιουργείται με την εφαρμογή συναρτήσεων βάρους (weighting), καθυστερήσεων (apodization) και φάσεων (phasing) στα διάφορα στοιχεία της ενεργού επιφάνειας. Στα σύγχρονα συστήματα εφαρμόζεται ο ίδιος παλμός διέγερσης σε όλα τα στοιχεία ωστόσο κάθε κανάλι έχει ξεχωριστό έλεγχο της χρονικής καθυστέρησης και του πλάτους (apodization).

Ο μετατροπέας στη συνέχεια μεταβαίνει σε κατάσταση λήψης και οι αντηχήσεις συλλέγονται από όλα τα στοιχεία. Παρόμοια με την κατάσταση εκπομπής τα λαμβανόμενα σήματα τάσης αρχικά καθυστερούνται το ένα σε σχέση με το άλλο προκείμενου να ενισχυθούν οι αντηχήσεις που προέρχονται από την ίδια κατεύθυνση και στη συνέχεια προστίθενται σε φάση (μορφοποιητής δέσμης με καθυστέρηση και άθροιση). Αν οι καθυστερήσεις αλλάζουν για κάθε σημείο οι αντηχήσεις μπορούν να παραμείνουν εστιασμένες για όλα τα σημεία κατά μήκος της κάθε δέσμης (dynamic focusing).

Γενικά η μορφοποίηση δέσμης είναι η διαχείριση των σημάτων από τα στοιχεία ενός μετατροπέα προκειμένου να αναβαθμιστεί η εστίαση και το προφίλ κατευθυντικότητας (directivity pattern) των ακουστικών πεδίων. Οι μορφοποιητές δέσμης (Beamformers) χρησιμοποιούνται επίσης στα radar, τα sonar καθώς και σε άλλες εφαρμογές οπού χρησιμοποιείται ένα πλήθος από αισθητήρες. Εξελιγμένοι προσαρμοστικοί μορφοποιητές καθώς και μορφοποιητές στο πεδίο της συχνότητας έχουν υλοποιηθεί ιδιαίτερα για συστήματα radar. Στην απεικόνιση με υπερήχους ο πιο συχνά χρησιμοποιούμενος μορφοποιητής δέσμης είναι αυτός που πραγματοποιεί καθυστέρηση και άθροιση (sum and delay beamformer) των σημάτων στο πεδίο του χρόνου. Με άλλα λόγια καθυστερεί κατάλληλα τις λαμβανόμενες αντηχήσεις ώστε να αθροιστούν συμφασικά (coherently) με τελικό στόχο να ενισχύσει σήματα από συγκεκριμένες κατευθύνσεις.

Παρόλο που η μορφοποίηση δέσμης με τη μέθοδο της καθυστέρησης και της άθροισης είναι ο απλούστερος αλγόριθμος επεξεργασίας των δεδομένων από μετατροπείς πολλαπλών στοιχείων, παραμένει μια αποτελεσματική προσέγγιση για την εστίαση και κατεύθυνση της δέσμης. Όπως θα εξεταστεί σε επόμενη ενότητα η εστίαση με αυτή τη μέθοδο αντιστοιχεί σε εφαρμογή χωρικά προσαρμοσμένου φίλτρου και κατά αυτήν την έννοια είναι βέλτιστη.

Οι πρώτοι μορφοποιητές που χρησιμοποιούσαν αναλογικά κυκλώματα καθυστέρησης έχουν αντικατασταθεί από ψηφιακούς στους σύγχρονους υπερηχογράφους. Οι ψηφιακοί μορφοποιητές δέσμης επιτρέπουν πιο ακριβή προσδιορισμό των χρονικών καθυστερήσεων ελαχιστοποιώντας τα σφάλματα κβαντοποίησης. Ο μορφοποιητής δέσμης καθορίζει σε μεγάλο βαθμό την μη αξονική ανάλυση του συστήματος και για το λόγο αυτό αποτελεί την καρδιά του υπερηχογράφου. Οι καθυστερήσεις παράγονται ψηφιακά ενώ για τις καθυστερήσεις που είναι κλάσματα της συχνότητας δειγματοληψίας πραγματοποιείται παρεμβολή. Η απλούστερη μέθοδος παρεμβολής είναι εκείνη του πλησιέστερου γείτονα (nearest neighbor interpolation) αλλά δεν είναι ικανοποιητική στις περισσότερες περιπτώσεις και για αυτό συνήθως εφαρμόζεται γραμμική παρεμβολή.

Στους σύγχρονους υπερηχογράφους όπου χρειάζονται πιο εξελιγμένα σχήματα απεικόνισης όλο και περισσότερες συναρτήσεις ενσωματώνονται στα ολοκληρωμένα κυκλώματα του μορφοποιητή δέσμης. Για παράδειγμα οι Beamformers τελευταίας τεχνολογίας μπορούν να κατασκευάσουν παράλληλα αρκετές γραμμές, να κάνουν αναδρομική εστίαση εκπομπής (retrospective transmit focusing), να εφαρμόσουν τεχνικές προσαρμοσμένου φίλτρου καθώς και άλλες προηγμένες μεθόδους φιλτραρίσματος. Αρκετές από αυτές τις τεχνικές έχουν χρησιμοποιηθεί στα sonar αλλά είναι σχετικά πρόσφατες στους ιατρικούς Beamformers. Το πεδίο λοιπόν είναι σε ραγδαία εξέλιξη. Στο σχήμα (1.10) παρουσιάζεται μια φωτογραφία ενός ψηφιακού μορφοποιητή δέσμης.



Σχήμα 1.10: φωτογραφία Beamformer ψηφιακής τεχνολογίας.

1.4.6 ΓΡΑΜΜΙΚΟΙ ΚΑΙ ΚΥΡΤΟΙ ΜΕΤΑΤΡΟΠΕΙΣ ΠΟΛΛΑΠΛΩΝ ΣΤΟΙΧΕΙΩΝ.

Στην απεικόνιση με γραμμικούς μετατροπείς πολλαπλών στοιχείων μια εστιασμένη δέσμη μπορεί να μεταδοθεί σε μια περιοχή ενδιαφέροντος επιλέγοντας μόνο τα στοιχεία που βρίσκονται πάνω από αυτήν όπως φαίνεται στο σχήμα (1.11) προκείμενου να εστιάσουμε σε συγκεκριμένο βάθος οι εφαρμοζόμενες καθυστερήσεις στα ενεργά στοιχεία (sub-aperture) πρέπει να έχουν ένα κοίλο προφίλ το οποίο προσδιορίζεται με βάση τη γεωμετρική οπτική. Αυτό υποδηλώνει ότι τα στοιχεία λειτουργούν σαν ομοιοκατευθυντικές σημειακές πηγές. Το βάθος της εστίασης κατά την εκπομπή μπορεί να μεταβάλλεται αλλάζοντας την καμπυλότητα του προφίλ καθυστερήσεων. Το ίδιο ή ελαφρώς μεγαλύτερο υπό-παράθυρο (sub-aperture) μπορεί να χρησιμοποιηθεί και για τη λήψη ενώ παρόμοια προφίλ καθυστερήσεων μπορούν να εφαρμοστούν στα λαμβανόμενα σήματα ώστε να πραγματοποιηθεί εστίαση στην ίδια κατεύθυνση. Αν τα δεδομένα από τη λήψη αποθηκευτούν στη μνήμη τότε μπορούν να σχηματιστούν αρκετές ζώνες εστίασης (κατά τη λήψη) ή να πραγματοποιηθεί δυναμική εστίαση για κάθε σημείο.



Σχήμα 1.11 Μετατροπείς γραμμικής και κυρτής συστοιχίας

Εφαρμόζοντας την ίδια ενεργή ομάδα στοιχείων (switching group) και την ίδια προγραμματισμένη καθυστέρηση μπορούν να παραχθούν τύποι της ίδιας λαμβανόμενης ευαισθησίας. Μάλιστα, στο χρονικό διάστημα που απαιτείται για να επιστρέψει πλήρως μια ακολουθία από ηχητικούς παλμούς (η οποία είναι αποτέλεσμα ενός μόνο ηχητικού παλμού) είναι πιθανό να ρυθμίζονται, σε όλη αυτή τη διάρκεια, οι καθυστερήσεις εστίασης έτσι ώστε το σύστημα να έχει προφίλ κατευθυντικότητας και στη λήψη του σήματος που χαρακτηρίζεται από μέγιστη ευαισθησία. Έτσι, η λήψη αυτή μπορεί να είναι εστιασμένη σε κάθε θέση της αντήχησης καθώς αυτή φτάνει από κάθε ξεχωριστό σημείο, το οποίο μπορεί να βρίσκεται σε οποιοδήποτε βάθος. Αυτή η προσέγγιση είναι γνωστή ως δυναμική εστίαση (dynamic focusing).

Ωστόσο πρέπει να σημειωθεί ότι μόνο μια ζώνη εστίασης μπορεί να δημιουργηθεί κατά την εκπομπή. Σε πιο συγχρόνους υπερηχογράφους μπορούν να κατασκευαστούν περισσότερες ζώνες εστίασης κατά την εκπομπή με κόστος όμως την μείωση του ρυθμού ανανέωσης της εικόνας (frame rate). Αυτό επιτυγχάνεται εκπέμποντας με την ίδια ομάδα στοιχείων (sub-aperture) προς την ίδια κατεύθυνση περισσότερες από μια φορές για διαφορετικά βάθη.

Η μετακίνηση της δέσμης σε άλλη κατεύθυνση γίνεται διεγείροντας μια διαφορετική ομάδα γειτονικών στοιχείων. Η διαδικασία αυτή επαναλαμβάνεται σειριακά μέχρι να σαρωθεί όλη η περιοχή ενδιαφέροντος. Για το λόγο αυτό οι γραμμικοί μετατροπείς παρέχουν εικόνα ορθογώνιου πλαισίου. Προκείμένου λοιπόν να σαρωθεί μια επαρκώς μεγάλη περιοχή η γραμμική συστοιχία πρέπει να είναι μεγάλη. Ένας εναλλακτικός τρόπος να απεικονιστεί μια μεγαλύτερη είναι η χρησιμοποίηση μιας κυρτής συστοιχίας στην οποία τα στοιχεία είναι τοποθετημένα όπως φαίνεται στο σχήμα (1.11). Η μέθοδος εστίασης και σάρωσης είναι ουσιαστικά οι ίδιες με την περίπτωση των ευθύγραμμων συστοιχιών. Με αυτήν την εναλλακτική τοποθέτηση των στοιχείων λαμβάνεται μια σάρωση κυκλικού τομέα η οποία μετατρέπεται κατάλληλα πριν την απεικόνιση (scan converted).



Σχήμα 1.12: Σχηματική απεικόνιση των αρχών λειτουργίας της διαμόρφωσης, εστίασης, χωρικής σάρωσης και κατεύθυνσης μιας δέσμης υπερήχων χρησιμοποιώντας συστοιχίες πιεζοηλεκτρικών στοιχείων.

Οι γενικές αρχές διαμόρφωσης, εστίασης, σάρωσης και κατεύθυνσης της δέσμης υπερήχων απεικονίζονται ποιοτικά στο σχήμα (1.12). Διεγείροντας ταυτόχρονα μια ομάδα από πιεζοηλεκτρικά στοιχεία, το κάθε ένα από αυτά (αν δεχτούμε ότι συμπεριφέρεται σαν μια πηγή Huygens) μπορεί να συνθέσει ένα επίπεδο κυματικό μέτωπο το οποίο σχηματίζεται από τη χωρική έκταση που καταλαμβάνει αυτή η ομάδα στοιχείων (1.12α). Η ηχητική δέσμη μπορεί τότε να μεταφερθεί από τη θέση 1 στη θέση 2 διεγείροντας ένα διαφορετικό αλλά αλληλοεπικαλυπτόμενο σύνολο στοιχείων. Για την εστίαση ή την κατεύθυνση της δέσμης όπως φαίνονται στα σχήματα (1.12β) και (1.12γ) αντίστοιχα θα πρέπει κάθε στοιχείο να διεγείρεται με διαφορετική καθυστέρηση.

1.4.7 ΑΠΕΙΚΟΝΙΣΗ ΜΕ ΤΗ ΜΕΘΟΔΟ ΚΑΘΥΣΤΕΡΗΣΗΣ ΦΑΣΗΣ (PHASED ARRAY).

Η απεικόνιση από μετατροπείς ευθύγραμμων ή κυρτών συστοιχιών επιτρέπει την εστίαση των εκπεμπόμενων και λαμβανόμενων δεσμών αλλά επιτρέπει την καθοδήγηση της δέσμης μόνο σε διευθύνσεις κάθετες στην επιφάνεια του μετατροπέα. Η κατεύθυνση της δέσμης σε άλλες γωνίες είναι δυνατή εφαρμόζοντας κεκλιμένα προφίλ καθυστερήσεων (tilted delay profiles). Η μέθοδος αυτή ονομάζεται απεικόνιση με καθυστέρηση φάσης και φαίνεται ποιοτικά στο σχήμα 1.13. Τόσο η ονομασία της όσο και η τεχνολογία έχει υιοθετηθεί από το χώρο των radar.

Η απεικόνιση με τη μέθοδο phase array ουσιαστικά υλοποιεί με ηλεκτρονικό τρόπο τη διαδικασία σάρωσης ενός μηχανικά περιστρεφόμενου μετατροπέα ενός στοιχείου. Όπως και στην απεικόνιση από μετατροπείς γραμμικών συστοιχιών μόνο μια εστίαση είναι εφικτή για κάθε εκπομπή ενώ μπορούν να σχηματιστούν αρκετές εστιακές ζώνες κατ τη λήψη. Η εξιδανικευμένη μορφή δέσμης που φαίνεται στο σχήμα 1.13 αντιστοιχεί σε τρεις διαφορετικές εστίες λήψης.



Σχήμα 1.13: Απεικόνιση με τη μέθοδο phased array.

Με τη μέθοδο απεικόνισης phase array είναι δυνατό να σαρωθεί μια πολύ μεγάλη περιοχή, σε σχέση με το μέγεθος της ενεργού επιφάνειας, κατά την αζιμουθιακή διεύθυνση. Οι μετατροπείς αυτού του τύπου χρησιμοποιούνται
κατά κόρον στην καρδιολογία όπου για τη διάγνωση υπάρχει μόνο ένα μικρό «ακουστικό παράθυρο» μεταξύ των πλευρών και των πνευμόνων

Οι μετατροπείς που χρησιμοποιούν συστοιχίες με καθυστέρηση φάσης (phased arrays) αποτελούν μια πολύ ισχυρή μέθοδο σχηματισμού εικόνων με υπερήχους καθώς παρέχουν:

- αλλαγή της κατεύθυνσης της δέσμης χωρίς μηχανική μετακίνηση
- δυναμική εστίαση
- δυνατότητα επιλογής της κατεύθυνσης της δέσμης με αυθαίζετή σειζά
- πλεονεκτήματα λόγω της δυνατότητας αυθαίζετης επιλογής του ουθμού απεικόνισης (arbitrary frame rate)
- εύκολο ψηφιακό έλεγχο
- δυνατότητα παράλληλης επεξεργασίας, η οποία μπορεί να χρησιμοποιηθεί για να ελαττώσει το φαινόμενο speckle μέσω της αύξησης της ανάλυσης ή του ρυθμού απεικόνισης

Τα μειονεκτήματα αυτού του τύπου των συστοιχιών τα οποία είναι αρκετά πιθανό να επιλυθούν στο μέλλον είναι:

- τα προβλήματα δειγματοληψίας (grating lobes, σφάλματα κατά την ψηφιοποίηση)
- το κόστος και η πολυπλοκότητα αυτών των συστημάτων.

Οι μετατροπείς καθυστέρησης φάσης έχουν την ίδια γεωμετρία με τους γραμμικούς μετατροπείς αλλά καταλαμβάνουν πολύ λιγότερο χώρο (smaller footprint). Για τυπικές συχνότητες μεταξύ 2 και 10 MHz οι μετατροπείς με τεχνολογία καθυστέρησης φάσης (phased array transducers) έχουν μήκος από 1 έως 3 cm περίπου ενώ οι αντίστοιχοι γραμμικοί περίπου 10 cm. Επίσης διαθέτουν μικρότερο αριθμό στοιχείων σε σχέση με τους γραμμικούς (τυπικά 64 με 128) και το βήμα ισούται με λ/2. Η σπουδαιότητα αυτής της επιλογής θα γίνει σαφής σε επόμενη ενότητα όπου εξετάζονται τα ακουστικά πεδία και η μορφοποίηση της δέσμης.

1.4.8 ΒΑΣΙΚΑ ΣΤΑΔΙΑ ΕΠΕΞΕΡΓΑΣΙΑΣ

Εκπομπή.

Όπως ήδη αναφέρθηκε οι υπέρηχοι παράγονται όταν ένα ηλεκτρικό σήμα εφαρμόζεται σε έναν μετατροπέα υπερήχων. Μέχρι πρόσφατα οι υπερηχογράφοι χρησιμοποιούσαν απλά αναλογικά κυκλώματα για να δημιουργήσουν πολύ στενούς παλμούς διέγερσης των μετατροπέων. Την τελευταία δεκαετία όμως οι κατασκευαστές έχουν προχωρήσει στην υλοποίηση πομπών με δυνατότητες παραγωγής μονοπολικών και διπολικών κυματομορφών (unipolar and bipolar waveforms) καθιστώντας δυνατή την μέθοδο της αντιστροφής παλμών. Όσο πιο σύνθετα διαμορφωμένα σχήματα διέγερσης παρουσιάζονται στο πεδίο της έρευνας τόσο πιο πολύ αυξάνεται και η τάση για επέκταση των δυνατοτήτων του συστήματος σε ψηφιακούς πομπούς ικανούς να παράγουν αυθαίρετες κυματομορφές. Οι πομποί αυτοί βέβαια θα συνδέονται με μετατροπείς ψηφιακών σημάτων σε αναλογικά (digital to analog converters) και γραμμικούς ενισχυτές.

<u>Λήψη.</u>

Όταν ο πιεζοηλεκτρικός κρύσταλλος του μετατροπέα διεγείρεται από ένα ηλεκτρικό σήμα στη συχνότητα συντονισμού του, αρχίζει να δονείται και να δημιουργεί μεταβολές της πίεσης δηλαδή τα κύματα ήχου που αρχίζουν να διαδίδονται στον ιστό. Οι μικρές διακυμάνσεις της πυκνότητας του μέσου και της ταχύτητας του ήχου προκαλούν ανάκλαση και σκέδαση των κυμάτων. Τα συστήματα υπερήχων λειτουργού με τη μέθοδο παλμού - αντήχησης (pulse – echo mode) δηλαδή μια εικόνα σχηματίζεται από τις αντηχήσεις (οπισθοσκεδαζόμενο σήμα) που λαμβάνονται από τον ίδιο ηχοβολέα.

Το μεγαλύτερο μέρος της ενέργειας των κυμάτων καταναλίσκεται σαν θερμότητα ή σκεδάζεται σε διαφορετικές κατευθύνσεις και τελικά ένα μικρό μόνο κλάσμα της εκπεμπόμενης ενέργεια επιστρέφει μεταφέροντας πληροφορία για τις δομές κατά μήκός της διαδρομής διάδοσης. Οι αντηχήσεις μετατρέπονται σε ηλεκτρικά σήματα, από τον ηχοβολέα (μετατροπέα), το πλάτος των οποίων δείχνει την ανακλαστικότητα και τη δύναμη σκέδασης των ιστών. Η καμπύλη της τάσης είναι συνάρτηση του χρόνου και μπορεί να μετατραπεί σε συνάρτηση του βάθους θεωρώντας σταθερή την ταχύτητα του ήχου κατά μήκος της διεύθυνσης διάδοσης. Η τραχύτητα του ήχου μεταβάλλεται ελάχιστα στους ιστούς και κυμαίνεται από 1446 m/s στο λίπος έως 1556 m/s στο ήπαρ, τους νεφρούς και το σπλήνα. Για τους διαφόρους υπολογισμούς στους υπερηχογράφους χρησιμοποιείται μια μέση τιμή των 1540 m/s.

Χοονική αντιστάθμιση κέρδους (Time - Gain Compensation).

Το λαμβανόμενο σήμα αρχικά ενισχύεται. Προκειμένου να αναπληρωθούν οι σοβαρές ενεργειακές απώλειες λόγω της εξασθένηση των κυμάτων υπερήχων κατά τη διάδοση τους μέσα στους ιστούς, χρησιμοποιείται ένας έλεγχος του κέρδους ενίσχυσης με βάση το χρόνο. Η εξασθένηση στους ιστούς είναι της τάξης του 1 dB/[MHz·cm] κάτι το οποίο υποδηλώνει εκθετική μείωση του πλάτους του σήματος τόσο ως προς τη συχνότητα όσο και ως προς το βάθος διείσδυσης.

Καθώς η ηχητική ενέργεια μεταδίδεται από και προς το μετατροπέα η εξασθένηση της προκαλεί τη μείωση του σήματος συναρτήσει της απόστασης με αποτέλεσμα ομογενείς δομές να παρουσιάζουν διαφορετική εικόνα ανάλογα με το βάθος στο οποίο βρίσκονται. Μπορεί δηλαδή κάποιος στόχος σε βάθος 1cm με πολύ μικρή ανακλαστικότητα να εμφανίζει αντήχηση πολύ μεγαλύτερου πλάτους σε σχέση με κάποιον ισχυρότερο που βρίσκεται σε βάθος 10 cm. Γίνεται λοιπόν αντιληπτό ότι το φαινόμενο αυτό υποβαθμίζει την αξιοπιστία των λαμβανομένων εικόνων και μπορεί να οδηγήσει σε λαθεμένες διαγνώσεις. Το πρόβλημα αυτό αντιμετωπίζεται με τη μέθοδο TGC που συνίσταται στην αύξηση της απολαβής του ενισχυτή σε χρονική συμφωνία με την αύξηση των ασθενέστερων αντηχήσεων από βαθύτερες δομές στο σώμα. Η ενίσχυση στο δέκτη δηλαδή προσαρμόζεται ανάλογα με το βάθος, οπότε ενισχύονται περισσότερο τα σήματα που προέρχονται από μεγαλύτερα βάθη.

Συγκεκριμένα ο έλεγχος του κέρδους παρέχεται από ένα εξασθενητή που ελέγχεται μέσω τάσης. Κάποια χρονοεξαρτημένη συνάρτηση λειτουργίας η οποία είναι συγχρονισμένη με το κύριο ρολόι και ενεργοποιείται μέσω ενός κυκλώματος καθυστέρησης, χρησιμοποιείται σαν ελεγκτής τάσης έτσι ώστε η ενίσχυση του συστήματος να αναπληρώνει κατά προσέγγιση την εξασθένηση του ήχου μέσα στον ιστό.



Σχήμα 1.14: Απεικόνιση μιας τυπικής χρονικά εξαρτώμενης ενίσχυσης για ένα σύστημα απεικόνισης pulse - echo

Η απλούστερη συνάρτηση που χρησιμοποιείται είναι μια λογαριθμική συνάρτηση κεκλιμένου πεδίου για την τάση (logarithmic voltage ramp) ρυθμισμένη συνήθως να αντισταθμίζει μια μέση τιμή της εξασθένησης. Η επίδραση που έχει η εφαρμογή αυτής της συνάρτησης στην χρονικά εξαρτώμενη ενίσχυση του συστήματος απεικονίζεται στο σχήμα 1.14. Το χρονικό διάστημα της καθυστέρησης είναι συχνά ρυθμιζόμενο, έτσι ώστε, η αναπλήρωση της εξασθένησης να μην εφαρμόζεται μέχρι τα ηχητικά σήματα να αρχίσουν να επιστρέφουν από τον ιστό που τα εξασθενεί. Αυτό για παράδειγμα μπορεί να χρησιμοποιηθεί για τη σάρωση μέσω μια γεμάτης ουροδόχου κύστης ή μέσω μιας δεξαμενής νερού. Σαν γενικό συμπέρασμα αυτής της διόρθωσης της εξασθένησης, το δυναμικό εύρος του σήματος στην έξοδο του TGC έχει συχνά μειωθεί σε περίπου 40 – 50 dB.

Ένα μειονέκτημα της μεθόδου αυτής είναι ότι οι μεταγενέστεροι ήχοι σε μία δομή, η οποία εξασθενεί τον ήχο περισσότερο από το μέσο όρο για τον περιβάλλοντα ιστό, τείνουν να μην ενισχύονται αρκετά. Αυτό προκαλεί την

εμφάνιση μιας σκιάς πίσω από τέτοιες δομές. Αντιστρόφως η απλή λειτουργία TGC θα υπέρ-αντισταθμίζει το σήμα για δομές που εξασθενούν τον ήχο λιγότερο από την τιμή του μέσου όρου με αποτέλεσμα να εμφανίζεται μια υπερτίμηση σε απεικονίσεις που βρίσκονται πίσω από τέτοιες δομές (συνήθως δομές γεμάτες από υγρά, όπως κύστες).

Αξίζει να σημειωθεί ότι τα σύγχρονα κυκλώματα TGC δεν διαθέτουν μια τιμή κλίσης αλλά πολλαπλές έτσι ώστε να επιτυγχάνεται βέλτιστη προσαρμογή. Η μορφή τέτοιων καμπυλών TGC είναι κλιμακωτή και πραγματοποιείται με τη βοήθεια ποτενσιόμετρων ενώ η προσαρμογή της θυμίζει λίγο τη ρύθμιση των ισοσταθμιστών (equalizer) στα κοινά στερεοφωνικά. Οι σύγχρονοι υπερηχογράφοι παρέχουν εκτεταμένο έλεγχο εξισορρόπησης της καμπύλης του TGC με το βάθος



Σχήμα 1.15: *α*) Παράσταση της εξασθένησης με το βάθος, β) Παράσταση του κέρδους του δέκτη με το βάθος, γ) Παράσταση του κέρδους σε λογαριθμική κλίμακα.



Σχήμα 1.16: Προσαρμογή του κέρδους του δέκτη συναρτήσει του βάθους d από το οποίο προέρχεται η αντήχηση.

Λογαριθμική συμπίεση.

Το δυναμικό εύρος των λαμβανομένων αντηχήσεων είναι πολύ μεγάλο. Οι αντηχήσεις που προέρχονται από το αίμα μπορεί να είναι 20 – 40 dB (10 έως 100 φορές) χαμηλότερες από εκείνες του περιβάλλοντος ιστού. Μια τυπική απεικόνιση για υπερήχους έχει ένα δυναμικό εύρος της τάξης των 60dB. Έτσι τα σήματα συμπιέζονται σε λογαριθμική κλίμακα πριν να απεικονιστούν. Ακόμα όμως και μετά από τη λογαριθμική συμπίεση, σχετικά ασθενείς αντηχήσεις μπορούν να υπερκαλυφθούν από αντηχήσεις πολύ μεγάλου πλάτους όπως εκείνες του διαφράγματος ή των διαχωριστικών επιφανειών των ιστών οι οποίες είναι κάθετες στη διαδιδόμενη δέσμη. Στην περίπτωση αυτή ο γιατρός μπορεί να αυξήσει το κέρδος του εκπεμπόμενου σήματος, οδηγώντας τα σήματα των αντηχήσεων που προέρχονται από τόσο ισχυρούς σκεδαστές στην περιοχή κορεσμού αποκαλύπτοντας ταυτόχρονα εξαιρετικά χρήσιμες πληροφορίες από πιο ασθενείς αντηχήσεις.

Αποδιαμόοφωση (Demodulation).

Σε αυτό το τμήμα της διάταξης, μετά την ενίσχυση, ανιχνεύεται η περιβάλλουσα των σημάτων συνήθως μέσω μίας απλής, ολόκληρου ή μισού κύματος, λήψης που ακολουθείται από ομαλοποίηση με σταθερά χρόνου περίπου ίση με 1.5λ. Το σήμα που συλλέγεται σε αυτό το τμήμα της διάταξης είναι γνωστό ως A-scan και αναπαριστά το πλάτος των ηχητικών σημάτων.

Ο αποδιαμορφωτής χρησιμοποιείται ώστε να ανορθώνει το λαμβανόμενο σήμα, το οποίο είναι πλούσιο σε υψίσυχνα τμήματα σημάτων που δεν ανταποκρίνονται απαραίτητα σε πραγματικές δομές του ιστού αλλά οφείλονται περισσότερο σε σχετικά κοντινές αντηχήσεις. Στη συνεχεία αποκόπτει το RF τμήμα του σήματος και κρατά μόνο την περιβάλλουσα.



Σχήμα 1.17: Επεξεργασία RF σήματος.

Οι αντηχήσεις είναι ένα RF σήμα ζωνο-περιορισμένο (band-limited) από το εύρος ζώνης του μετατροπέα. Έχει μηδενική μέση τιμή καθώς προέρχεται από διαφορές των μέσων τιμών ακουστικών ιδιοτήτων των ιστών (generated by differences in mean acoustic properties of the tissues). Στην ιδανική περίπτωση η περιβάλλουσα ενός τέτοιου σήματος υπολογίζεται από το πλάτος του μιγαδικού μετασχηματισμού Hilbert του σήματος.

Τα πρώτα συστήματα χρησιμοποιούσαν έναν απλό ανορθωτή ο οποίος έκανε απαλοιφή του προσήμου του λαμβανόμενου RF σήματος. Σε πιο σύγχρονα συστήματα με ψηφιακό front-end (πρώτο στάδιο ραδιοενισχυτή) χρησιμοποιείται είτε ο ακριβής ανιχνευτής περιβάλλουσας Hilbert ή μια αριθμητική προσέγγιση με βάση την χρονική καθυστέρηση και τη μέθοδο ελαχίστων τετραγώνων.

1.5 ΙΔΙΟΤΗΤΕΣ – ΠΑΡΑΜΕΤΡΟΙ ΤΩΝ ΛΑΜΒΑΝΟΜΕΝΩΝ ΕΙΚΌΝΩΝ ΜΕ ΥΠΕΡΗΧΟΥΣ.

1.5.1 ΑΝΑΛΥΣΗ.

Η χωρική ανάλυση είναι η ικανότητα ενός απεικονιστικού συστήματος να διακρίνει διαφορετικούς σκεδαστές οι οποίοι όμως βρίσκονται πολύ κοντά τοποθετημένοι. Σε καρτεσιανές συντεταγμένες η ανάλυση του συστήματος έχει τρεις συνιστώσες:

- αξονική διακριτική ικανότητα
- πλευρική διακριτική ικανότητα και
- κατακόρυφη διακριτική ικανότητα (ανύψωση).

(Για γεωμετρία Βλ σχήμα 1.8)

Η ανάλυση εκτιμάται από τη συνάφτηση του τφισδιάστατου ακουστικού παλμού ο οποίος διαδίδεται σε ένα μέσο με έναν μόνο σημειακό σκεδαστη τοποθετημένο στο σημείο εστίασης. Η συνάφτηση αυτή είναι γνωστή σαν «συνάφτηση διασποφάς ή εξάπλωσης σημείου» ή PSF (Point Spread Function). Στην οφολογία της θεωφίας γφαμμικών κυκλωμάτων η PSF αποτελεί την κφουστική απόκφιση του απεικονιστικού συστήματος και το χαφακτηφίζει πλήφως. Η ιδανική συνάφτηση διασποφάς σημείου είναι μια τφισδιάστατη συνάφτηση δ η οποία θα αναπαφιστούσε ένα και μόνο πραγματικό σημείο. Ωστόσο οποιοδήποτε απεικονιστικό σύστημα εξαπλώνει το σημείο και η έκταση της εξάπλωσης καθοφίζει την ανάλυση του.

Αξονική διακοιτική ικανότητα (axial resolution).

Η ανάλυση αυτή αντιπροσωπεύει την ελάχιστη απόσταση σε βάθος που μπορεί να χωρίζει δυο διαφορετικούς στόχους έτσι ώστε αυτοί να γίνουν αντιληπτοί σαν δυο ξεχωριστά αντικείμενα και όχι σαν ένα (σχήμα 1.18B). Καθορίζεται από τη διάρκεια του ακουστικού σήματος που εφαρμόζεται σε κάθε στοιχείο του μετατροπέα η οποία με τη σειρά της καθορίζεται από την κεντρική συχνότητα και το εύρος ζώνης του μετατροπέα. Σχετίζεται με το χωρικό μήκος παλμού (SPL) σύμφωνα με τη σχέση:

Αξονική διακριτική ικανότητα = χωρικό μήκος παλμου / 2(1.27a)SPL = αριθμός κύκλων (n) × μήκος κύματος (λ)(1.27b)

Από την τελευταία σχέση μπορεί να φανεί ότι δυο αντικείμενα θα εκληφθούν σαν ξεχωριστοί στόχοι μόνο αν η απόσταση που τα χωρίζει είναι μεγαλύτερη ή ίση του ενός δευτέρου του χωρικού μήκους παλμού. Μετατροπείς με μεγάλο εύρος ζώνης οι οποίοι λειτουργούν σε υψηλές συχνότητες παράγουν στενούς – μικρής διάρκειας ακουστικούς παλμούς με ικανοποιητική αξονική ανάλυση. Για να πετύχουμε καλύτερες αξονικές αναλύσεις θα πρέπει το χωρικό μήκος παλμού να είναι όσο το δυνατό μικρότερο γεγονός που οδηγεί στις εξής δυο επιλογές:

- τη μείωση του μήκους κύματος λ ή
- ii) τη μείωση του αριθμού των κύκλων από (1.27b)

Μπορεί επίσης να αυξηθεί η συχνότητα, πράξη που θα βελτίωνε την αξονική ανάλυση λογω συνεπακόλουθης μείωσης του μήκους κύματος λ. μια τέτοια αύξηση όμως δεν συνίσταται καθώς οι υψηλές συχνότητες οδηγούν σε μείωση του βάθους διείσδυσης και ως εκ τούτου δημιουργείται η ανάγκη συμβιβασμού (trade off) μεταξύ αυτών των δυο απαιτήσεων. Αυτός είναι άλλωστε και ο λόγος που το εύρος των χρησιμοποιούμενων συχνοτήτων για διαγνωστικούς σκοπούς κυμαίνεται από 2 έως 10 MHz.



Σχήμα 1.18: Α) Πλευρική διακριτική ικανότητα. Οι δυο στόχοι βρίσκονται σε επίπεδο κάθετο από αυτό της διάδοσης της δέσμης. **Β)** Αξονική διακριτική ικανότητα. Οι δυο στόχοι βρίσκονται σε επίπεδο παράλληλο με αυτό που διαδίδεται η δέσμη.

Πλευρική διακριτική ικανότητα (lateral resolution).

Η δεύτερη συνιστώσα της χωρικής ανάλυσης είναι η λεγόμενη πλευρική ή αζιμουθιακή ανάλυση η οποία ορίζεται ως η ελάχιστη απόσταση που πρέπει να χωρίζει δυο στόχους στον κάθετο επίπεδο από αυτό που διαδίδεται η δέσμη ώστε αυτοί να γίνουν αντιληπτοί ξεχωριστά (σχήμα 1.18Α). Με άλλα λόγια αντιπροσωπεύει την ελάχιστη απόσταση που χωρίζει δυο αντικείμενα τη στιγμή που το ένα είναι εντός δέσμης και το άλλο εκτός αυτής. Από την περιγραφή αυτή μπορούμε ήδη να διαπιστώσουμε ότι η ανάλυση αυτή υπολείπεται σε ακρίβεια της αξονικής και εξαρτάται από τη διάμετρο της δέσμης. Μάλιστα

όσο η δέσμη αποκλίνει σε συνάρτηση με το βάθος τόσο ο διαχωρισμός των στόχων εξαρτάται από τη διαφορά στις τιμές της ακουστικής εμπέδησης.

Γενικά σε μια εστιασμένη δέσμη το πεδίο κατά την πλευρική – αζιμουθιακή διεύθυνση αποτελείται από έναν κύριο λοβό και από μικρότερους, μειούμενους πλευρικούς λοβούς εκατέρωθεν του κυρίου. Τα χαρακτηριστικά του πεδίου θα εξεταστούν αναλυτικότερα σε επόμενη ενότητα. Το εύρος του κύριου λοβού καθορίζει την πλευρική διακριτική ικανότητα. Με άλλα λόγια δηλαδή μια δέσμη με στενό κύριο λοβό αντιστοιχεί σε καλύτερη πλευρική διακριτική ικανότητα.

Ο στόχος του μορφοποιητή δέσμης (beamformer) είναι η επίτευξη καλής πλευρικής διακριτικής ικανότητας για μεγάλη ακτίνα περί του σημείου εστίασης. Ποιοτικά η πλευρική διακριτική ικανότητα είναι αντιστρόφως ανάλογη της ενεργού επιφάνειας του μετατροπέα (aperture size). Με άλλα λόγια δηλαδή μια μεγάλη ενεργός επιφάνεια παρέχει πιο καλά εστιασμένα πεδία. Για την ακρίβεια είναι ανάλογη, σε μια προσέγγιση πρώτης τάξης, του αριθμού f που θα οριστεί παρακάτω ως ο λόγος μεταξύ αξονικής εστιακής απόστασης και μεγέθους ενεργού επιφάνειας. Για το λόγο αυτό τα ακουστικά πεδία μπορούν να εστιάσουν ισχυρότερα σε μικρές αποστάσεις από το μετατροπέα. Ωστόσο το βάθος εστίασης είναι σχεδόν ανάλογο του τετραγώνου του αριθμού f με αποτέλεσμα η εστίαση να έχει μεγαλύτερη αξονική έκταση μακριά από το μετατροπέα. Προκείμενου να επιτύχουμε μια εικόνα με τα ομοιογενή χαρακτηριστικά εστίασης μπορούμε επιθυμητά ναι να χρησιμοποιήσουμε έναν μορφοποιητή δέσμης ο οποίος θα διατηρεί σταθερό τον αριθμό f μεταβάλλοντας διαρχώς τις καθυστερήσεις και επανεστιάζοντας τη δέσμη για κάθε βάθος..

Επίσης η πλευρική διακριτική ικανότητα είναι αντιστρόφως ανάλογη προς τη συχνότητα εκπομπής. Συνεπώς η μετάβαση σε υψηλότερες συχνότητες βελτιώνει την πλευρική χωρική ανάλυση αλλά μειώνει το βάθος διείσδυσης λόγω εξασθένησης. Οι δευτερεύοντες λοβοί του πεδίου στην αζιμουθιακή διεύθυνση υποβαθμίζουν την ποιότητα της εικόνας επικαλύπτοντας ασθενείς σκεδαστές οι οποίοι βρίσκονται κοντά σε κάποιον ισχυρά ανακλαστικό στόχο. Οι λοβοί αυτοί μπορούν να μειωθούν εφαρμόζοντας κατάλληλα προφίλ καθυστερήσεων και συντελεστές βάρους για μεταβολή ενίσχυσης (apodization) στα στοιχεία της ενεργού επιφάνειας τα οποία μπορούν επίσης να μεταβάλλονται συναρτήσει του βάθους με τη λεγόμενη μέθοδο dynamic apodization.

Διακριτική ικανότητα ως προς τη διεύθυνση ανύψωσης (elevation).

Η χωρική ανάλυση ως προς την κατακόρυφη διεύθυνση δεν είναι άμεσα εμφανής σε μια εικόνα υπερήχων καθώς πρόκειται για την διακριτική ικανότητα στο επίπεδο το οποίο είναι κάθετο στο επίπεδο της εικόνας. Είναι παρόμοια με την πλευρική διακριτική ικανότητα και σχετίζεται με ενεργό επιφάνεια του μετατροπέα σε αυτή τη διάσταση (active acoustic aperture). Οι γραμμικοί μετατροπείς πολλαπλών στοιχείων συχνά ονομάζονται μονοδιάστατες συστοιχίες καθώς τα πιεζοηλεκτρικά στοιχεία είναι τοποθετημένα σε μια γραμμή κατά μήκος της αζιμουθιακής διεύθυνσης σχήμα (1.8). Επειδή υπάρχει μόνο ένα στοιχείο ως προς την κατακόρυφη διεύθυνση τα χαρακτηριστικά της δέσμης εκτός του επιπέδου της εικόνας δεν μπορούν να ρυθμιστούν από τον μορφοποιητή δέσμης και οι αντηχήσεις που προέρχονται από σημεία που βρίσκονται εκτός του επιπέδου της εικόνας υποβαθμίζουν την ποιότητα της εικόνας. Συνήθως οι μονοδιάστατες συστοιχίες κατασκευάζονται με πιεζοηλεκτρικά στοιχεία κοίλου σχήματος, ως προς τη διεύθυνση ανύψωσης, ώστε να επιτυγχάνεται μια μόνο εστίαση.

Ποικείμενου να αντιμετωπιστεί το ποόβλήμα αυτό έχουν ποοταθεί διάφορα σχήματα μετατοοπέων. Στις λεγόμενες συστοιχίες 1.25D κάθε στοιχείο της σειράς χωρίζεται σε τομείς κατά την διεύθυνση ανύψωσης δηλαδή υπό-στοιχεία τα οποία ελέγχονται από ξεχωριστές συνδέσεις και διακόπτες. Οι συστοιχίες 1.5D και 1.75D έχουν έναν μικού αριθμό στοιχείων στην διεύθυνση ανύψωσης επιτρέποντας έτσι την εστίαση για μια μικοή ακτίνα της περιοχής που είναι κάθετη στο επίπεδο της εικόνας με τη χρήση βέβαια και ενός ανάλογου μορφοποιητή δέσμης. Επιπλέον με αυτού του είδους τις συστοιχίες είναι εφικτή η δυναμική εστίαση και η εφαρμογή συντελεστών βάρους για την διεύθυνση ανύψωσης αλλά λόγω του μεγάλου μεγέθους του στοιχείου η καθοδήγηση της δέσμης είναι περιορισμένη.

Με τις διατάξεις αυτές επιχειρείται η ελάφρυνση του μεγάλου κόστους που συνεπάγεται η κατασκευή πραγματικών δισδιάστατων μετατροπέων. Η κατασκευαστική πρόκληση καθώς και η πολυπλοκότητα των ηλεκτρονικών είναι προφανής αν αναλογιστεί κανείς ότι για έναν δισδιάστατο μετατροπέα 128x128 στοιχείων χρειάζονται πάνω από 16000 στοιχεία και ηλεκτρικές συνδέσεις. Μια πιθανή αντιμετώπιση του παραπάνω ζητήματος είναι η δημιουργία αραιότερων ενεργών επιφανειών και στη βιβλιογραφία αναφέρονται διάφορες σχεδιαστικές τεχνικές (random or vernier arrays). Μία εναλλακτική προσέγγιση είναι η χρησιμοποίηση διαφορετικών στοιχείων της ενεργού επιφάνειας για την εκπομπή και τη λήψη.

1.5.2 SPECKLE.

Μελετώντας μια εικόνα υπερήχων, όπως η 1.1 που ακολουθεί, μπορεί κανείς να διαπιστώσει μια κοκκώδη υφή. Οι εικόνες υπερήχων έχουν εκ φύσεως αυτή την κηλιδωτή εμφάνιση η οποία είναι γνωστή ως speckle. Οι ομοιογενείς ιστοί δεν απεικονίζονται σε ένα σταθερό επίπεδο του γκρι όπως θα αναμενόταν. Αυτό οφείλεται στο γεγονός ότι κάποιες από τις προς απεικόνιση δομές όπως οι ίνες, ο συνδετικός ιστός και τα κύτταρα είναι πολύ μικρότερες από το μήκος κύματος των υπερήχων και επομένως δεν μπορούν να αναλυθούν και να διαχωριστούν. Το οπισθοσκεδαζόμενο σήμα των υπερήχων δεν απεικονίζει μικρές δομές αλλά αντιστοιχεί στην εποικοδομητική και αναιρετική συμβολή των κυμάτων που σκεδάζονται από δομές οι οποίες βρίσκονται πέρα από τα όρια της χωρικής ανάλυσης του συστήματος.



Εικόνα 1.1:Τυπικό υπερηχογράφημα το οποίο απεικονίζει το ήπαρ και τον δεξιό νεφρό.

Το speckle χαρακτηρίζεται με στατιστικούς όρους καθώς προέρχεται από έναν διασπαρμένο πληθυσμό σκεδαστών που βρίσκονται κάτω από τη διακριτική ικανότητα του συστήματος. Έχει μηδενική μέση τιμή ενώ η κατανομή του πλάτους είναι γκαουσιανού τύπου εάν η διάταξη των σκεδαστών είναι τυχαία στο χώρο. Ο θόρυβος λόγω του speckle δεν είναι τυχαίος όπως ο θερμικός θόρυβος με την έννοια ότι το ίδιο σήμα θα προκύψει από δυο διαφορετικές μετρήσεις. Συνεπώς το φαινόμενο του speckle δεν μπορεί να περιοριστεί με την εφαρμογή μέσης τιμής. Η ένταση του σήματος καθορίζεται από τη σύσταση του ιστού και μπορεί να αποτελέσει ένδειξη παθολογίας. Το μέγεθος του speckle σχετίζεται ευθέως με την χωρική ανάλυση του συστήματος. Χρησιμοποιώντας τεχνικές αυτοσυσχέτισης στα δεδομένα μιας περιοχής speckle της ιατρικής εικόνας μπορούμε να πάρουμε μία ακριβή μέτρηση της αξονικής και πλευρικής διακριτικής ικανότητας του συστήματος.

1.6 ΜΕΘΟΔΟΙ ΑΠΕΙΚΟΝΙΣΗΣ ΜΕ ΥΠΕΡΗΧΟΥΣ.

1.6.1 ΜΕΘΟΔΟΣ ΑΠΕΙΚΟΝΙΣΗΣ Α-ΜΟDΕ.

Η μέθοδος απεικόνισης πλάτους A-mode (amplitude scanning and visualization) είναι η απλούστερη μορφή ανίχνευσης στόχων με υπερήχους. Η αρχή λειτουργίας της βασίζεται στην εκπομπή παλμικών κυμάτων και την

καταγραφή του πλάτους των επιστρεφόμενων κυμάτων τα οποία ονομάζονται αντηχήσεις (echoes). Αυτή η βασική αρχή, εκπομπής παλμού και λήψης της αντήχησης του (pulse – echo mode) είναι παρόμοια με αυτή που χρησιμοποιούν τα συστήματα radar και ίδια με αυτή που εφαρμόζεται στα sonar.

Ένας μετατροπέας εκπέμπει ένα παλμικό ηγητικό κύμα και μεταβαίνει αμέσως στην κατάσταση λήψης. Η δέσμη των υπερήγων κατευθύνεται μέσα στο σώμα του ασθενούς με αποτέλεσμα οι δομές με διαφορετικές τιμές ακουστικής εμπέδησης να παράγουν αντηγήσεις οι οποίες επιστρέφουν και ανιχνεύονται από τον ίδιο μετατροπέα. Στη συνέχεια μέσω των πιεζοηλεκτρικών στοιχείων μετατρέπονται σε ηλεκτρικά σήματα τα οποία ενισχύονται κατάλληλα και απεικονίζονται στην οθόνη ενός παλμογράφου. Το βασικό στοιχείο είναι ότι τα πλάτη των σημάτων εξαρτώνται από την ανακλαστικότητα των στόχων αλλά και από το βάθος στο οποίο βρίσκονται. Μια σχηματική αναπαράσταση των σημάτων από αντηχήσεις καθώς και τα αντίστοιχα σήματα πλάτους που καταγράφονται φαίνονται στο ακόλουθο σχήμα (1.19). Στο σχήμα παρατηρείται ότι το πλάτος Α₀ οφείλεται στη μετάβαση από την ακουστική εμπέδηση του κουστάλλου σε αυτήν του ιστού. Για το λόγο αυτό το A₀ εμφανίζεται σε βάθος d=0. Τα σήματα ανάλογα με το πλάτος τους αντιστοιχίζονται σε διαφορετικά επίπεδα φωτεινότητας όπως φαίνεται και στο τμήμα d του ίδιου σχήματος. Επίσης στο σχήμα (1.20) απεικονίζεται ένα τυπικό μπλοκ διάγραμμα ενός A-mode συστήματος.





Η απεικόνιση του σήματος A-mode πραγματοποιείται με τη μορφή ενός X - Y παλμογράφου. Το σήμα του χρόνου διαβιβάζεται στον άξονα X ενώ το πλάτος του σήματος στον Y. Ο οριζόντιος άξονας είναι βαθμονομημένος σε μονάδες αποστάσεως. Παρόλο που το σύστημα κάνει μετρήσεις χρόνου χρησιμοποιεί την εξίσωση $d = \frac{1}{2} \cdot t \cdot c$ για να μετατρέψει τις χρονικές καθυστερήσεις σε βάθη μέσα στον ασθενή.



Σχήμα 1.20: Μπλοκ διάγραμμα της λειτουργίας ενός ανιχνευτή A - mode.

Αν και η μέθοδος A-mode δείχνει ιδιαίτερα πρωτογενής εξακολουθεί να έχει κλινικές εφαρμογές. Μια από αυτές είναι στον τομέα της οφθαλμολογίας και χρησιμοποιείται στην ανίχνευση ξένων σωμάτων στο μάτι όπως ογκίδια ή θρόμβοι αίματος. Χρησιμοποιείται επίσης για τη διάγνωση της αποκόλλησης του αμφιβληστροειδούς και στη μέτρηση παραμέτρων ανάκλασης των τμημάτων του οφθαλμού. Οι μετατροπείς που χρησιμοποιούνται συνήθως έχουν διάμετρο 5 – 8 mm και συχνότητα 7 – 10 MHz. Επιπλέον με τη χρήση μετατροπέων υψηλών συχνοτήτων 20 – 30 MHz μπορεί να μετρηθεί το πάχος του κερατοειδούς. Επίσης η μέθοδος A-mode μπορεί να εφαρμοστεί στην εξέταση της ρινικής κοιλότητας για να διαπιστωθεί αν περιέχει υγρό ή κάποια μορφή κύστης.

1.6.2 ΜΕΘΟΔΟΣ ΑΠΕΙΚΟΝΙΣΗΣ Β-ΜΟDΕ.

Η τεχνική A-mode καθώς επίσης και η M-mode που θα αναλυθεί παρακάτω παρέχουν μονοδιάστατες απεικονίσεις οι οποίες έχουν σημαντικές αλλά περιορισμένες διαγνωστικές εφαρμογές. Η ανάγκη να επιτευχθούν δισδιάστατες απεικονίσεις με τη χρήση των υπερήχων οδήγησε στη δημιουργία της μεθόδου B-mode. Η B-mode (Brightness mode) είναι μια τεχνική στην οποία το βάθος μιας αντήχησης αντιπροσωπεύεται από ένα σημείο ανάλογης φωτεινότητας ή απόχρωσης του γκρι στην αντίστοιχη γεωμετρική του θέση με τελικό αποτέλεσμα την απεικόνιση μας τομής του σώματος.

Ας θεωρήσουμε την απλή περίπτωση ανίχνευσης ενός οργάνου χρησιμοποιώντας έναν μετατροπέα μονού στοιχείου όπως φαίνεται στο σχήμα (1.21). Το πρώτο παλμικό κύμα στέλνεται προς τη διεύθυνση του πάνω μέρους του οργάνου. Διαδοχικοί παλμοί παράγονται με ταυτόχρονη μετακίνηση του μετατροπέα κατά ένα κλάσμα της απόστασης προς τα κάτω όπως φαίνεται στο σχήμα (1.21). μπορούμε να διαπιστώσουμε ότι μια τέτοια βηματική κίνηση στον κάθετο άξονα επιτρέπει την ανίχνευση ενός επιπέδου και στην ουσία προσθέτει τη συνιστώσα που έλειπε μέχρι στιγμής για να αναπαράγουμε εικόνες. Ο ένας άξονας λοιπόν αναπαριστά το βάθος ενώ ο άλλος την απόσταση κάθετα στη διεύθυνση διάδοσης της δέσμης.



Σχήμα 1.21: α) Linear and sector scanning, β) Απεικόνιση B - mode με linear scanning.

Έτσι λοιπόν, με δισδιάστατο ανιχνευτικό ορίζοντα, μπορούμε πλέον να αναπαραστήσουμε το όργανο στην οθόνη με φωτεινές περιοχές που ανταποκρίνονται στις ανακλαστικές του δομές. Αυτού του είδους η ανίχνευση

ονομάζεται απεικόνιση γραμμικής σάρωσης B-mode (linear B-scan image) και ο μετατροπέας κινείται πάνω σε ευθεία γραμμή.

Υπάρχει και άλλος τρόπος δημιουργίας απεικονίσεων B-mode, ο οποίος βασίζεται στην ταλάντωση του μετατροπέα σε ένα επίπεδο γύρω από το σημείο επαφής του με τον ιστό. Στην τεχνική αυτή το όργανο ή το τμήμα του σώματος που ανιχνεύεται, σαρώνεται από δέσμες που σχηματίζουν ένα επίπεδο τύπου ανεμιστήρα (fan–like plane) όπως φαίνεται και στο σχήμα (1.21α). Η μέθοδος αυτή ονομάζεται τμηματική απεικόνιση B-mode (sector B - scan).

Από τα παραπάνω συμπεραίνεται ότι η μέθοδος που περιγράφηκε και φαίνεται στο σχήμα 1.21 αφορά αναπαράσταση ακίνητων δομών και όχι δομών που αλλάζουν τη θέση τους με το χρόνο. Αυτό οφείλεται στο γεγονός ότι δεν παρεμβάλλεται η χρονική παράμετρος, η οποία θα μπορούσε να αναδείξει πιθανή κίνηση. Αν μάλιστα επιχειρηθεί απεικόνιση κινουμένων δομών με τη μέθοδο αυτή θα προκύψουν θαμπές εικόνες με μικρή ακρίβεια.

Οι πρώτες εικόνες που παρήχθησαν με τη μέθοδο αυτή ήταν οι λεγόμενες δισταθείς εικόνες (bistable images) οι οποίες χρησιμοποιούσαν μόνο λευκές και μαύρες κουκίδες. Συγκεκριμένα παρίσταναν τις δομές που ανιχνεύονταν να έχουν διαφορετική ανακλαστικότητα σαν λευκές (φωτεινές) κουκίδες ενώ οι υπόλοιπες παρέμεναν μαύρες. Τέτοιου είδους εικόνες είναι σχετικά πρωτόγονες και δύσχρηστες.

Το επόμενο βήμα ήταν η χρησιμοποίηση διαβαθμίσεων του γκρι (gray levels) γεγονός που με τη βοήθεια νεότερων τεχνολογικών βοηθημάτων οδηγούν σε ποιοτικότερες εικόνες μεγάλης διαγνωστικής αξίας. Παραμένει βέβαια το ζήτημα της απεικόνισης αυστηρά ακίνητων δομών που αποτελεί σημαντικό μειονέκτημα καθώς ακόμα και η αναπνοή του ασθενούς μπορεί να εισάγει λάθη και θαμπώματα στην απεικόνιση.

Οι απαιτήσεις αυτές σε συνδυασμό με την τεχνολογική πρόοδο οδήγησαν στην B-mode πραγματικού χρόνου η οποία μας επιτρέπει να αναπαριστούμε κινούμενες δομές. Η βασική ιδέα δεν ήταν άλλη από την επανάληψη της διαδικασίας ανίχνευσης με ένα ρυθμό 25 – 30 κύκλων ανά δευτερόλεπτο. Έτσι τα κινούμενα όργανα όπως η καρδία και οι γειτονικές δομές μπορούν να παρασταθούν σαν δυναμικά εναλλασσόμενες εικόνες. Ένας κύκλος ανίχνευσης παράγει ένα πλαίσιο (frame) της δυναμικής εικόνας. Η παρουσίαση διαδοχικών πλαισίων(frames) παράγει τη λεγόμενη εικόνα πραγματικού χρόνου. Στην καρδιολογία απαιτείται ένας ρυθμός 25 – 30 frames /sec ενώ για κοιλιακές ανιχνεύσεις αρκεί ένας ρυθμός 10 frames /sec. Όπως εύκολα γίνεται αντιληπτό η τεχνική που χρησιμοποιούμε δεν είναι άλλη από αυτή που εφαρμόζεται και στον κινηματογράφο με την γρήγορη και διαδοχική εναλλαγή εικόνων η οποία και δημιουργεί την αίσθηση της κίνησης.

Η πρώτη ανάπτυξη τέτοιων συστημάτων περιλάμβανε sector scanning υπό την έννοια της ταλάντωσης ενός μικρού κρυστάλλου σε μια συχνότητα 25Hz. Τα βασικά στοιχεία της ανίχνευσης αυτού του είδους που καθορίζουν τον ρυθμό των εικόνων (Frame Rate) είναι η συχνότητα επανάληψης παλμού (P.R.F) και η γωνία του τομέα ανίχνευσης (sector angle). Στη συνέχεια παραθέτουμε το μπλοκ διάγραμμα μιας τυπικής διάταξης υπερήχων με τεχνολογία B-mode. Τα τμήματα της διάταξης έχουν ήδη αναφερθεί στην ενότητα για τα βασικά σταδία επεξεργασίας εκτός από τον μετατροπέα αναλογικού σήματος σε ψηφιακό η αρχή λειτουργίας του οποίου εικονίζεται ποιοτικά στα διαγράμματα του σχήματος (1.23) που ακολουθεί. Η μορφή του σήματος είναι ίδια με εκείνη του σχήματος (1.17) το οποίο περιέγραφε το σήμα τύπου A-mode.



Σχήμα 1.22: Μπλοκ διάγραμμα ενός B – mode scanner (δισδιάστατου σαρωτή τεχνολογίας B – mode)



Σχήμα 1.23: Ψηφιοποίηση του αποδιαμορφωμένου σήματος *A* – mode.

Η διαδικασία της ψηφιοποίησης είναι πολύ έχει πολύ μεγάλη σημασία καθώς επιτρέπει την πλήρη επεξεργασία των σημάτων που καταγράφονται από υπολογιστικά συστήματα γεγονός που μπορεί να οδηγήσει σε περαιτέρω βελτίωση της ποιότητας της εικόνας. Όπως φαίνεται στο 1.23γ λόγω της ψηφιοποίησης υπάρχει το μειονέκτημα της απώλειας λεπτομερειών και επομένως πληροφορίας στην αρχική κυματομορφή. Το πρόβλημα αυτό αντιμετωπίζεται με την αύξηση του ρυθμού δειγματοληψίας και την εισαγωγή μεγάλου αριθμού bits ο οποίος προσφέρει ικανοποιητικό αριθμό επιπέδων ψηφιοποίησης με αποτέλεσμα τη βελτίωση των λεπτομερειών της τελικής κυματομορφής σε πολύ μεγάλο βαθμό.

1.6.3 ΜΕΘΟΔΟΣ ΑΠΕΙΚΟΝΙΣΗΣ Μ-ΜΟDΕ.

Η βασική ανάγκη που οδήγησε στην ανάπτυξη αυτής της τεχνικής ήταν η απεικόνιση των κινουμένων δομών του σώματος. Στο παρακάτω σχήμα (1.24) φαίνεται ποιοτικά η αρχή λειτουργίας της μεθόδου απεικόνισης. Το (1.24α) αναπαριστά τις αντηχήσεις σε A-mode όπου A₁ και A₂ είναι οι αντηχήσεις που οφείλονται σε κινούμενες δομές. Στο τμήμα (1.24β) έχουμε την διαμόρφωση κατά φωτεινότητα. Στο τμήμα (1.24γ) έχουμε την απεικόνιση M-mode η οποία προέρχεται όπως βλέπουμε από συνδυασμό της διαμόρφωσης κατά φωτεινότητα με ταυτόχρονη διαδοχική μετατόπιση του ίχνους του παλμογράφου κατά την κατακόρυφη διεύθυνση. Αυτό επιτυγχάνεται με την εφαρμογή μιας κλιμακωτής τάσης στον κατακόρυφο άξονα Υ του παλμογράφου όπου κάθε προς τα κάτω βήμα αρχίζει με τον παλμό διέγερσης. Επιπρόσθετα χρησιμοποιείται ένας παλμογράφος με μνήμη ή ένα ψηφιακό σύστημα μνήμης ώστε όλες οι γραμμές να παραμένουν στην οθόνη μέχρι να σαρωθεί ολόκληρη η οθόνη.

Η απόσταση μέσα στον ασθενή αντιπροσωπεύεται από την κάθετη ακτίνα και το πλάτος της αντήχησης από ένα σημείο κατάλληλης φωτεινότητας. Η κάθετη ακτίνα μετακινείται κατά μήκος της οριζόντιας διάστασης με σταθερή ταχύτητα, με αποτέλεσμα οι ακίνητες δομές να προκαλούν αντανακλάσεις στο ίδιο σημείο ενώ οι κινούμενες να παράγουν ένα γράφημα της κίνησης τους. Το πλάτος και η ταχύτητα της κίνησης μπορούν εύκολα να μετρηθούν ενώ οι βασικές γραμμές σάρωσης είναι μειωμένης ή μηδενικής φωτεινότητας ώστε να βελτιώνεται η ποιότητα της εικόνας.



Σχήμα 1.24: *a*) Απεικόνιση A – mode, β) Απεικόνιση με διαμόρφωση κατά φωτεινότητα, γ) Απεικόνιση M – mode.

Η τεχνική αυτή χρησιμοποιείται στην καρδιολογία για τη μελέτη της κίνησης των καρδιακών τοιχωμάτων και των βαλβίδων, στην εξέταση της κοιλιακής χώρας για την εκτίμηση της κατάστασης μεγάλων αγγείων όπως η κοιλιακή αορτή και οι νεφρικές αρτηρίες, στη γυναικολογία κ.ά. Η αποθήκευση των πληροφοριών που αφορούν τη θέση και το πλάτος των αντηχήσεων γίνεται σε έναν scan converter, ο οποίος στις μέρες μας είναι ψηφιακής μορφής προσφέροντας αξιοπιστία, δυνατότητα εύκολης επεξεργασίας των δεδομένων και σχετικά χαμηλό κόστος.

Πρέπει να τονιστεί ότι η απεικόνιση M-mode δεν αποτελεί κάποιο είδος εικόνας. Ο σχηματισμός εικόνας προϋποθέτει την ύπαρξη δυο διαστάσεων στην αναπαράσταση. Στην προκειμένη περίπτωση όμως δεν έχουμε να κάνουμε με δισδιάστατη απεικόνιση αλλά με την αναπαράσταση ενός μονοδιάστατου σήματος σε συνάρτηση με το χρόνο σχήμα (1.24γ). Άλλωστε η μια συντεταγμένη είναι το βάθος d και η άλλη ο χρόνος

1.6.4 ΥΠΕΡΗΧΟΓΡΑΦΙΚΗ ΑΠΕΙΚΟΝΙΣΗ DOPPLER.

Τα συστήματα Doppler των υπερήχων εκμεταλλεύονται το ομώνυμο φαινόμενο, δηλαδή τη μεταβολή της παρατηρούμενης συχνότητας ενός κύματος λόγω σχετικής κίνησης πομπού ως προς το δέκτη. Όταν μια δέσμη υπερήχων συχνότητας f_0 προσπέσει σε ένα κινούμενο στόχο ταχύτητας u η οποία σχηματίζει γωνία θ με τον άξονα της δέσμης, τότε η συχνότητα του λαμβανομένου σήματος θα διαφέρει από την f_0 κατά $\Delta f = f - f_0$ όπου:

$$\left|\Delta f\right| = \frac{2u}{c} f_0 \cos \vartheta \tag{1.28}$$

Η ποσότητα Δf ονομάζεται συχνότητα μετατόπισης Doppler είναι θετική όταν ο στόχος κινείται προς το μετατροπέα και αρνητική στην αντίθετη περίπτωση ενώ είναι μηδενική όταν η διεύθυνση κίνησης του στόχου είναι κάθετη στον άξονα της δέσμης. Για τις βιολογικές εφαρμογές η μετατόπιση Doppler εμπίπτει στην περιοχή των ακουστικών συχνοτήτων.

Τα συστήματα Doppler χρησιμοποιούνται για μέτρηση της ταχύτητας και του όγκου της ροής του αίματος στην καρδιά και στα αγγεία. Οι κυριότεροι ανακλαστές των υπερήχων στο αίμα είναι τα ερυθρά αιμοσφαίρια, η κατανομή της ταχύτητας των οποίων μπορεί να προσδιορισθεί με την εκτίμηση της συχνότητας μετατόπισης Doppler. Τα είδη της απεικόνιση Doppler παρουσιάζονται συνοπτικά παρακάτω.



Σχήμα 1.25: Βασική αρχή της μεθόδου απεικόνισης Doppler.

Doppler συνεχούς κύματος (CW).

Το ισοδύναμο μήκος του ηχητικού παλμού είναι μεγάλο και το εύρος ζώνης συχνοτήτων πολύ μικρό, απαιτείται δε η χρήση δυο πιεζοηλεκτρικών στοιχείων για τη διαδικασία μετάδοσης της δέσμης και συλλογής των δεδομένων. Με τη χρήση αυτής της μεθόδου είναι δυνατή η ανίχνευση πολύ μικρών μετατοπίσεων συχνότητας και επομένως η μέτρηση πολύ μικρών ταχυτήτων. Ωστόσο η τεχνική αυτή δεν παρέχει διαμήκη διακριτική ικανότητα δεδομένου ότι ανιχνεύονται τα σήματα από όλα τα βάθη του όγκου του δείγματος. Όσο πιο μικρή είναι η γωνία μεταξύ των δυο κρυστάλλων τόσο πιο μακριά από τον μετατροπέα βρίσκεται ο εξεταζόμενος όγκος και τόσο πιο μεγάλο είναι το μήκος του. Επιπλέον αν στην περιοχή βρίσκονται αρκετά αιμοφόρα αγγεία, το ένα κοντά στο άλλο, τότε είναι δύσκολο να προσδιορισθεί πιο ακριβώς αγγείο εξετάζεται.

Η εξαγωγή της συχνότητας Doppler γίνεται με τη μίξη του εκπεμπόμενου και του λαμβανόμενου σήματος δίνοντας έτσι τη λεγόμενη beat frequency. Στη συνέχεια γίνεται ανόθθωση του παφαγόμενου σήματος και εφαφμογή ενός υψιπεφατού φίλτφου για την αποκοπή των σημάτων που δημιουργούνται από την χαμηλής ταχύτητας κίνηση των τοιχωμάτων των αγγείων. Στην πραγματικότητα μποφούμε να αντιστοιχίσουμε τη διαδικασία αυτή με την AM διαμόφωση όπου χρησιμοποιείται στις τηλεπικοινωνίες. Θα πρέπει να σημειωθεί ότι οι ακίνητες δομές αποτελούν στατικούς σκεδαστές των οποίων η συχνότητα είναι ίση με αυτή της εκπομπής με συνέπεια να μην έχουμε μετατόπιση κατά Doppler και άφα να μην ανιχνεύονται.



Σχήμα 1.26: Παράσταση της μείξης των σημάτων λήψης και εκπομπής κατά αντίστοιχό τρόπο με την AM διαμόρφωση.

Παλμικό Doppler.

Στην περίπτωση αυτή ένας ηχητικός παλμός μικρής διάρκειας εκπέμπεται από τον μετατροπέα και για τη συλλογή των δεδομένων χρησιμοποιούνται χρονικές πύλες το εύρος των οποίων καθορίζει το μέγεθος του εξεταζομένου όγκου και η χρονική τους καθυστέρηση το βάθος στο οποίο βρίσκεται. Με τον τρόπο αυτό είναι δυνατή η εκτίμηση της κατανομής της ταχύτητας του αίματος.

Η συχνότητα εκπομπής των παλμών PRF καθορίζει την υψηλότερη συχνότητα Doppler που μπορεί να μετρηθεί. Σύμφωνα με το θεώρημα του Nyquist, η ακριβής μέτρηση μιας συχνότητας f απαιτεί τη χρήση ρυθμού δειγματοληψίας μεγαλύτερου ή ίσου του 2f διαφορετικά η ενέργεια της συχνότητας αυτής θα αποδοθεί εσφαλμένα σε άλλη συχνότητα (aliasing). Δεδομένου ότι ο ρυθμός δειγματοληψίας ισούται με PRF, η μέγιστη μετατόπιση συχνότητας Δf_{max} και κατ' επέκταση η μέγιστη ταχύτητα u_{max} που μπορούν να μετρηθούν είναι:

$$\Delta f_{\rm max} = PRF/2 \tag{1.29}$$

$$u_{\max} = \frac{c}{4f_0 \cos \theta} PRF$$
 (1.30)

όμως $PRF = c/(2L_{max})$, όπου L_{max} το υπό εξέταση βάθος. Άρα:

$$u_{\max} = \frac{c^2}{8f_0 L_{\max} \cos \theta}$$
(1.31)

Υπάρχει επομένως ένας αναπόφευκτος σχεδιαστικός συμβιβασμός (trade off) μεταξύ της μέγιστης ταχύτητας που μπορεί να προσδιορισθεί και του επιθυμητού βάθους του υπό μελέτη όγκου.

Επιπλέον η μείωση του μεγέθους του όγκου δειγματοληψίας με σκοπό την αύξηση της χωρικής διακριτικής ικανότητας, επιφέρει μείωση της ακρίβειας μέτρησης της ταχύτητας λόγου του φαινομένου της partial occupancy. Καθώς αυξάνεται η χρονική διάρκεια του εκπεμπόμενου παλμού, αυξάνεται και η πιθανότητα κάποιο αιμοσφαίριο να εγκαταλείψει τον εξεταζόμενο όγκο ή να εισέλθει σε αυτόν, με αποτέλεσμα τη διεύρυνση του εύρους ζώνης των συχνοτήτων Doppler.

Η εκτίμηση της παροχής όγκου Q απαιτεί την εκτίμηση της διαμέτρου d του αγγείου, που μπορεί να γίνει με μια σάρωση B-mode.

$$Q(cm^2/\sec) = u_{mean}(cm/\sec) \cdot \frac{\pi d^4}{4}(cm^2)$$
 (1.32)

Ο συνδυασμός της μεθόδου pulsed Doppler και της απεικόνισης πραγματικού χρόνου (Duplex Doppler Imaging) επιτρέπει τον ακριβή προσδιορισμό της θέσης του εξεταζομένου όγκου, λόγω της παρατήρησης της ανατομικής εικόνας της σάρωσης B-mode και παρέχει πολλές διαγνωστικές πληροφορίες.

Έγχοωμη απεικόνιση Doppler.

Στηρίζεται στην αρχή του multigate CW Doppler, τοποθετώντας πύλες κατά μήκος της δέσμης σε ολόκληρο το πεδίο σάρωσης και κωδικοποιώντας με χρώματα τις μετρούμενες ταχύτητες. Έτσι επιτυγχάνεται η έγχρωμη απεικόνιση της αιματικής ροής σε πραγματικό χρόνο με τη σύγχρονη απεικόνιση της ανατομίας των περιβαλλόντων ιστών (εικόνα B-mode).

Αν και η εκτίμηση της ταχύτητας φοής δεν είναι ακφιβής λόγω της αδυναμίας σωστού προσδιοφισμού της γωνίας θ στην εξίσωση Doppler και του φαινομένου aliasing, η μέθοδος CDI χρησιμοποιείται συχνά για την εξέταση της κυκλοφορίας των άκρων, της εγκεφαλικής λειτουργίας και της καρδιάς.

Απεικόνιση ροής αίματος.

Ένα από τα μεγάλα πλεονεκτήματα των συστημάτων απεικόνισης με υπέρηχους είναι η δυνατότητα ανίχνευσης και η παρακολούθηση της ροής του αίματος σε πραγματικό χρόνο καθιστώντας τα πολύτιμα διαγνωστικά εργαλεία για την εκτίμηση της καρδιαγγειακής λειτουργίας.

Προκείμενου να εκτιμηθεί η ροή του αίματος μεταδίδονται παλμοί υπερήχων 4 έως 8 φορές προς την ίδια κατεύθυνση. Οι λαμβανόμενες γραμμές χωρίζονται σε ζώνες ανάλογα με το βάθος και η ταχύτητα του αίματος εκτιμάται για κάθε ζώνη. Εάν υπάρχει κίνηση από την μια εκπομπή ως την άλλη τα λαμβανόμενα RF δεδομένα μετατοπίζονται ανάλογα με την ταχύτητα. Η εκτίμηση ροής πραγματοποιείται είτε χρησιμοποιώντας μετασχηματισμό Fourier είτε εκτιμώντας την μετατόπιση φάσης διαδοχικών γραμμών. Αυτό γίνεται για ένα πλήθος γωνιών ή διευθύνσεων σάρωσης με στόχο να σχηματιστεί μια δισδιάστατη κατανομή ταχυτήτων. Ο εκτιμώμενος χάρτης της ροής κωδικοποιείται ως προ στο χρώμα για καλύτερη απεικόνιση και υπερτίθεται στην ανατομική εικόνα που έχει σχηματιστεί με τη σάρωση Bmode.



Σχήμα 1.27: Απεικόνιση της ροής αίματος στην καρωτίδα

Στο παφαπάνω σχήμα (1.27) φαίνεται ένα παφάδειγμα (Color Flow Maping) απεικόνισης φοής αίματος στην καφωτίδα, την κύφια αφτηφία αιμάτωσης του εγκεφάλου. Η χφωματική αντιστοίχιση – κωδικοποίηση είναι μάλλον αυθαίφετη αλλά μια συνήθης σύμβαση είναι η χφήση κόκκινου για φοή πφος τον μετατφοπέα και μπλε για αίμα που απομακφύνεται από τον μετατφοπέα ή κόκκινο για φοή αίματος στις αφτηφίες και μπλε για φοή αίματος στις αφτηφίες και μπλε για φοή αίματος στις αφτηφίες και μπλε για φοή αίματος στις φλέβες. Η ένταση – λαμπφότητα του χφώματος δείχνει το μέγεθος της ταχύτητας. Ο χφήστης μποφεί να επιλέξει μια πεφιοχή στη διατομή του αγγείου στην οποία μποφεί να γίνει ένα υπεφηχογφάφημα για την εξέλιξη της φοής. Αυτή η μέθοδος απεικόνισης ονομάζεται triplex.

Μια εναλλακτική μέθοδος απεικόνισης της φοής του αίματος είναι το Power Doppler στο οποίο αναπαφιστάται το ενεφγειακό φάσμα. Οι εικόνες αυτές δείχνουν μόνο την πεφιοχή στην όποια υπάφχει τοπική φοή και καθώς δεν πφαγματοποιείται εκτίμηση συχνότητας δεν εμφανίζεται το πφόβλημα του aliasing. Παφόλο που χάνεται η πληφοφοφία για την ταχύτητα και την κατεύθυνση υπάφχει μια μείωση της γωνιακής εξάφτησης σε σχέση με τις άλλες απεικονίσεις Doppler. Επιπλέον οι εικόνες αυτές είναι λιγότεφο ευαίσθητες στο θόφυβο και έτσι μποφούν να απεικονιστούν μικφά αγγεία. Η μέθοδος αυτή έχει χφησιμοποιηθεί για μελέτες διάχυσης και μποφεί να δείξει την αγγείωση οργάνων όπως το συκώτι και οι νεφφοί.

1.7 ΦΥΣΙΚΕΣ ΑΡΧΕΣ ΔΙΑΔΟΣΗΣ ΤΟΥ ΗΧΟΥ.

1.7.1 ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Στις παραγράφους που ακολουθούν περιγράφεται η αναγκαία θεωρητική βάση για τη μελέτη των υπέρηχων, οι φυσικές αρχές και οι εξισώσεις που διέπουν τη φύση και τη διάδοση τους καθώς επίσης οι συμβάσεις και οι προσεγγίσεις που γίνονται για την αξιοποίηση τους στην πράξη.

Στην παρακάτω ανάλυση υποτίθεται ότι οι διαταραχές πιέσεις που εισάγονται από τους υπέρηχους είναι μικρές συγκρινόμενες με την πίεση του υλικό μέσου σε ισορροπία. Αυτό είναι βάσιμο στις περισσότερες περιπτώσεις διαγνωστικών υπέρηχων εξαιτίας:

- των ανώτατων ορίων ασφάλειας της επιτρεπόμενης έντασης εκπομπής και πίεσης στους υπέρηχους τα οποία έχουν οριστεί από τον οργανισμό τροφίμων και φάρμακων (Food and Drug Administration) και
- της σημαντικής εξασθένησης των υπέρηχων στους ιστούς.

Θεωρείται επίσης ότι η διακύμανση –μεταβολή της πίεσης που προκαλείται από την παρουσία του κύματος είναι μικρή ποσότητα πρώτης τάξης. Με αυτές τις υποθέσεις η συνολική στιγμιαία πίεση p_T και η συνολική στιγμιαία πυκνότητα ρ_T στο σημείο r μπορούν να γράφουν ως:

$$p_T(\vec{r},t) = p_0 + p(\vec{r},t)$$
 xat $\rho_T(\vec{r},t) = \rho_0(\vec{r}) + \rho(\vec{r},t)$ (1.33)

όπου p_0 είναι η μέση τιμή της πίεσης του υλικού μέσου και $\rho_0(\vec{r})$ είναι η πυκνότητα του σε ηρεμία. Όπως αναφέρθηκε παραπάνω, μεταβολές στην πυκνότητα του μέσο είναι μικρές σε σχέση με τη κατάστασης ισορροπίας. Η τελευταία πρόταση περιγράφεται μαθηματικά ως εξής:

$$(\rho_{\rm T} - \rho_0) / \rho_0 \prec 1 \tag{1.34}$$

Με αλλά λόγια, κατά την απουσία υπέρηχων στην κατάσταση ισορροπίας του μέσου, η ταχύτητα των σωματιδίων είναι μηδέν ενώ η πίεση και η πυκνότητα είναι ίσες με τις τιμές ισορροπίας.

Υπάρχουν τρεις εξισώσεις που περιγράφουν τη δυναμική του μέσου όταν αυτό διεγείρεται από υπέρηχους:

- η εξίσωση κατάστασης,
- η εξίσωση της συνέχειας και
- η εξίσωση της δύναμης.

Η πρώτη από αυτές είναι θερμοδυναμική εξίσωση ενώ οι άλλες δυο είναι υδροδυναμικές εξισώσεις. Στην ακόλουθη ανάλυση το ρευστό θεωρείται ισοτροπικό και τέλεια ελαστικό ενώ δεν υπάρχουν απώλειες προερχόμενες από τη θερμική αγωγιμότητα ή το ιξώδες.

1.7.2 ΕΞΙΣΩΣΗ ΚΑΤΑΣΤΑΣΗΣ

Για τις συχνότητες και τα πλάτη που χρησιμοποιούνται στους υπέρηχους, οι διεργασίες ακουστικής είναι σχεδόν αδιαβατικές, υπάρχει δηλαδή αμελητέα ανταλλαγή θερμικής ενέργειας μεταξύ των σωματιδίων του ρευστού. Η εντροπία της διαδικασίας δηλαδή είναι σταθερή και η πυκνότητα και πίεση ικανοποιούν την αδιαβατική εξίσωση. Αυτό σημαίνει ότι η θερμική αγωγιμότητα του ρευστού και το διάνυσμα κλίσης της διαταραχής πρέπει να είναι αρκετά μικρά έτσι ώστε να μην πραγματοποιείται σημαντική θερμική ροή κατά τη διάρκεια της διαταραχής.

Η αδιαβατική εξίσωση της κατάστασης περιγράφει τη σχέση μεταξύ της πίεσης και της διακύμανσης της πυκνότητες σε ένα ρευστό. Στην γενική περίπτωση ισχύει:

$$p_T = p(\rho_T) \tag{1.35}$$

Αν το μέσο είναι ομογενές με σταθερή πυκνότητα ϱ_0 αυτή η εξίσωση μπορεί να επεκταθεί σε σειρά Fourier:

$$p_T = p_0 + \left(\frac{\partial p_T}{\partial \rho_T}\right)_{\rho_0} \cdot \left(\rho_T - \rho_0\right) + \left(\frac{\partial^2 p_T}{\partial \rho_T^2}\right)_{\rho_0} \cdot \left(\rho_T - \rho_0\right)^2 + \dots$$
(1.36)

όπου οι μερικές παράγωγοι είναι σταθερές που καθορίζονται για την αδιαβατική συστολή (συμπίεση) και διαστολή (επέκταση) του ρευστού γύρω από την κατάσταση ισορροπίας του. Χρησιμοποιώντας την εξίσωση (1.33) και διατηρώντας μέχρι δεύτερης τάξης όρους λόγω της προσέγγισης (1.34), η παραπάνω εξίσωση ανάγεται σε

$$p = \left(\frac{\partial p_T}{\partial \rho_T}\right)_{\rho_0} \cdot \rho$$
 (1.37)

Ο όρος $\rho_0 \cdot \left(\frac{\partial p_T}{\partial \rho_T}\right)_{\rho_0}$ είναι ο συντελεστής σκληρότητας του μέσου B (adiabatic

bulk modulus) και η αδιαβατική εξίσωση κατάστασης γίνεται:

$$p = \frac{B}{\rho_0} \rho = c^2 \rho \tag{1.38}$$

όπου στο δεύτερο μέλος έχει χρησιμοποιηθεί η εξίσωση (1.3):

$$c = \sqrt{\frac{1}{\rho_0 \cdot \kappa}} = \sqrt{\frac{B}{\rho_0}}$$

Όταν το μέσο είναι μη ομογενές με πυκνότητα $\rho_0(r)$ η αδιαβατική εξίσωση κατάστασης είναι πιο περίπλοκη. Μετατρέποντας τη γενική αδιαβατική εξίσωση σε μια περιγραφή Euler της κίνησης καταλήγει στην ακόλουθη εξίσωση:

$$\frac{1}{c^2} \cdot \frac{\partial p}{\partial t} = \frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{u} \cdot \nabla \rho_0$$
(1.39)

Για ευκολότερη σύγκριση με το ομογενές μέσω ας θεωρήσουμε μία εναλλακτική μορφή της (1.38):

$$\frac{1}{c^2} \cdot \frac{\partial p}{\partial t} = \frac{\partial \rho}{\partial t}$$
(1.40)

1.7.3 ΕΞΙΣΩΣΗ ΣΥΝΕΧΕΙΑΣ

Έστω ένας στοιχειώδης οθθογώνιος όγκος $\delta V = \delta x \delta y \delta z$. Η μάζα *m* εντός του δV είναι το ολοκλήθωμα όγκου της πυκνότητας. Χθησιμοποιώντας το θεώθημα του Gauss η συνολική εισθοή μάζας σε χθόνο δt (συνολική μάζα που εισέρχεται στον όγκο μείον την συνολική μάζα που εξέρχεται από αυτόν διάμεσου του συνόθου S της επιφάνειας του στη μονάδα του χθόνου) είναι $-\nabla (\rho_T \vec{u}) \cdot \delta V \delta t$. Η αύξηση μάζας μέσα στον όγκο δV είναι $\frac{\partial \rho_T}{\partial t} \delta V \delta t$. Η εξίσωση της συνέχειας εκφβάζει τη διατήθηση της μάζας η οποία καθορίζει ότι η συνολική εισβοή μάζας στον όγκο θα πρέπει να ισούται με το βυθμό μεταβολής της μάζας:

$$\frac{\partial \rho_{\rm T}}{\partial t} = -\nabla \left(\rho_{\rm T} \vec{u} \right) \tag{1.41}$$

Πρέπει να σημειωθεί ότι αυτή η εξίσωση είναι μη γραμμική καθώς περιέχει όρους που περιλαμβάνουν γινόμενα ακουστικών μεταβλητών. Χρησιμοποιώντας την (1.33) και διατηρώντας, λόγω της προσέγγισης (1.34) μόνο όρους πρώτης τάξης μπορεί κανείς να πάρει:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\nabla \left(\rho_0 \vec{u} \right)$$
 (1.42)

Σε ομογενές μέσο η ρ_0 δεν έχει χωρική εξάρτηση οπότε η (1.42) γίνεται:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\rho_0 \nabla \vec{u}$$
 (1.43)

1.7.4 ΕΞΙΣΩΣΗ ΔΥΝΑΜΗΣ

Η εξίσωση Euler συσχετίζει την δύναμη που ασκείται σε έναν κινούμενο όγκο ρευστού δV , εξαιτίας της κλίσης της πίεσης, με τον επακόλουθο ρυθμό μεταβολής της ταχύτητας. Η εξίσωση αυτή μπορεί να θωρηθεί ως η εφαρμογή του δευτέρου νόμου του Νεύτωνα στα ρευστά και συσχετίζει την πίεση με την επιτάχυνση του ρέστου υλικού μέσου. Η συνολική εφαρμοζόμενη δύναμη στον όγκο δV είναι κάθετη στην επιφάνεια του και ίση με $-\nabla p_T \delta V$. Αυτό είναι ακριβές μόνο για ιδανικά ρευστά, χωρίς ιξώδες. Η επιτάχυνση του ρευστού είναι $(\partial \vec{u}/\partial t) + (\vec{u} \cdot \nabla)\vec{\mu}$ και η εξίσωση Euler είναι:

$$-\nabla p_T = \rho_T \cdot \left[\left(\vec{u} \cdot \nabla \right) + \frac{\partial}{\partial t} \right] \vec{u}$$
(1.44)

Η εξίσωση αυτή εκφράζει τη διατήρηση της ορμής (conservation of momentum) για ροή στα ρευστά. Μπορεί να απλουστευθεί παραλείποντας τον όρο $(\vec{u} \cdot \nabla)\vec{u}$ με βάση την υπόθεση:

$$\left| \left(\vec{u} \cdot \nabla \right) \vec{u} \right| \prec \prec \left| \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} \right|$$
(1.45)

Στην περίπτωση αυτή η (1.44) γίνεται:

$$-\nabla p_T = \rho_T \cdot \frac{\partial u}{\partial t}$$
 (1.46)

Χρησιμοποιώντας τις εξισώσεις (1.33) και (1.34) καθώς επίσης και το γεγονός ότι $\nabla p_T = \nabla p$ καταλήγουμε στην παρακάτω σχέση:

$$-\nabla p = \rho_0 \cdot \frac{\partial \tilde{u}}{\partial t}$$
(1.47)

1.7.5 ΓΡΑΜΜΙΚΕΣ ΚΥΜΑΤΙΚΕΣ ΕΞΙΣΩΣΕΙΣ

Στην προηγούμενη ενότητα φυσικοί νόμοι των ρευστών χρησιμοποιήθηκαν για να περιγράψουν την επίδραση των υπερήχων αποδίδοντας τρεις μη γραμμικές εξισώσεις. Με βάση τις παραδοχές:

- της αδιαβατικής διεργασίας,
- των μικρών διαταραχών και
- της ομοιογενείας του υλικού μέσου

οι εξισώσεις αυτές έχουν γίνει γραμμικές και παρατίθενται εδώ για ευκολία:

Αδιαβατική εξίσωση κατάστασης	$\frac{1}{c^2} \cdot \frac{\partial p}{\partial t} = \frac{\partial \rho}{\partial t}$	(1.40)
Διατήρηση της μάζας	$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\rho_0 \nabla \vec{u}$	(1.43)
Διατήρηση της ορμής	$-\nabla p = \rho_0 \cdot \frac{\partial \vec{u}}{\partial t}$	(1.47)

Συνδυάζοντας τις δυο πρώτες και παραγωγίζοντας ως προς το χρόνο καταλήγουμε στην:

$$\frac{1}{c^2} \cdot \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = \frac{\partial}{\partial t} \left(-\rho_0 \nabla \vec{u} \right) = -\rho_0 \cdot \frac{\partial \vec{u}}{\partial t}$$
(1.48)

Αντικαθιστώντας αυτό το αποτέλεσμα στην εξίσωση (1.47) παίρνουμε την γραμμική κυματική εξίσωση σε ομογενές μέσο:

$$\nabla^2 p - \frac{1}{c^2} \cdot \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = 0$$
 (1.49)

Μπορεί εύκολα να δειχθεί ότι η ίδια εξίσωση μπορεί να εξαχθεί και για τις άλλες δυο ακουστικές παραμέτρους ρ και \vec{u} . Εάν πρέπει να υπολογιστούν η πίεση και η σωματιδιακή ταχύτητα τότε θα πρέπει να επιλυθούν δυο εξισώσεις. Η κυματική εξίσωση για την p ή την \vec{u} μπορεί να χρησιμοποιηθεί σε συνδυασμό με την εξίσωση (1.47) προκειμένου να καθοριστεί η σχέση μεταξύ της χωρικής μεταβολής της πίεσης και της χρονικής μεταβολής της ταχύτητας του σωματιδίου με άλλα λόγια της επιτάχυνσης του. Για να απλουστευθούν οι υπολογισμοί εισάγεται μια νέα βαθμωτή συνάρτηση, το δυναμικό ταχύτητας $\phi(\vec{r},t)$ (velocity potential). Δεν είναι μια φυσική μεταβλητή και δεν έχει άμεση φυσική σημασία αλλά μπορεί να οδηγήσει σε μια εναλλακτική μορφοποίηση της κυματικής εξίσωσης.

Προκείμενου να αποδείζουμε μια σαφή σχέση μεταξύ των φ και u υποθέτουμε ότι το ακουστικό πεδίο έχει μηδενική περιστροφή, με άλλα λόγια δηλαδή:

$$\nabla \times \vec{u} = 0 \tag{1.50}$$

Αυτό συνάγεται από τη σχέση (1.47) χρησιμοποιώντας το γεγονός ότι η περιστροφή της πλίσης μιας συνάρτησης ισούται με το μηδέν ($\nabla \times \nabla p = 0$). Η φυσική σημασία αυτής της υπόθεσης είναι ότι η απουστική διέγερση ενός ιδανιπού (*inviscid*) ρευστού δεν περιλαμβάνει περιστροφική ροή ή στροβιλισμούς. Η συνθήκη αυτή ιπανοποιείται για απουστικά πεδία υπό φυσιολογικές συνθήκες. Τότε η σωματιδιακή ταχύτητα \vec{u} μπορεί να εκφραστεί ως η πλίση της βαθμωτής συνάρτησης ϕ :

$$\vec{u} = grad(\phi) = \nabla \phi(\vec{r}, t)$$
(1.51)

Χρησιμοποιώντας την (1.47) η πίεση είναι:

$$p = -\rho_0 \frac{\partial \phi(\vec{r}, t)}{\partial t}$$
(1.52)

Αντικαθιστώντας τη σχέση (1.52) στην (1.49) και ολοκληρώνοντας ως προς το χρόνο αποδεικνύεται ότι και η φ ικανοποιεί την κυματική εξίσωση η οποία στην περίπτωση αυτή παίρνει την εξής μορφή:

$$\nabla^2 \phi(\vec{r},t) - \frac{1}{c^2} \cdot \frac{\partial^2 \phi(\vec{r},t)}{\partial t^2} = 0$$
(1.53)

Με βάση μια λύση της συνάντησης δυναμικού της ταχύτητας οι *u* και *p* μπορούν αντίστοιχα να υπολογιστούν από τις σχέσεις (1.51) και (1.52).

1.7.6 H AYSH THS KYMATIKHS E $\Xi I \Sigma \Omega \Sigma H \Sigma$

Η σχέση (1.48) ή η ισοδύναμη (1.53) είναι η κεντρική εξίσωση των διαγνωστικών υπερήχων η οποία περιγράφει την διάδοση του ήχου σε ένα ομογενές μέσο χωρίς πηγές. Εξετάζοντας τα δεδομένα του πίνακα 1.1 μπορούμε να δούμε ότι στους μαλακούς ιστούς υπάρχουν μικρές μόνο μεταβολές της πυκνότητας και της ταχύτητας διάδοσης του ήχου. Αυτό καθιστά την γραμμική προσέγγιση της εξίσωσης (1.49) μια επαρκή περιγραφή της για τους ιατρικούς υπέρηχους. Υπάρχουν βέβαια πολλές περιπτώσεις απεικόνισης κατά τις οποίες παραβιάζονται οι παραδοχές που θεμελιώνουν τη γραμμικότητα αλλά η επιτυχία των διαγνωστικών υπέρηχων αποτελεί απόδειξη της εν γένει καταλληλότητας τους. Επιπλέον η κατανόηση της γραμμικής περίπτωσης μπορεί να προσφέρει βαθιά γνώση των κυρίων χαρακτηριστικών των πραγματικών ακουστικών πεδίων. Ακολούθως η ανάλυση θα επεκταθεί σε πιο σύνθετες περιπτώσεις όπως ο συνυπολογισμός της εξαρτώμενης από τη συχνότητα εξασθένησης ή του φαινόμενου της μη γραμμικής απεικόνισης στη δεύτερη αρμονική.

Ας θεωρήσουμε για λόγους απλότητας την κυματική εξίσωση για διάδοση σε μια διάσταση έστω τη z :

$$\frac{\partial^2 \phi(z,t)}{\partial z^2} = \frac{1}{c^2} \cdot \frac{\partial^2 \phi(z,t)}{\partial t^2}$$
(1.54)

Η γενική λύση αυτής της εξίσωσης μπορεί να εκφραστεί σαν το άθροισμα δυο κυμάτων (μέθοδος d'Lambert) εκ των οποίων το ένα θα οδεύει προς θετικά του z ενώ το άλλο θα οδεύει προς τα αρνητικά z:

$$\phi(z,t) = f_1(ct-z) + f_2(ct+z)$$
(1.55)

όπου f_1 και f_2 αυθαίζετες συναξτήσεις. Για έναν παξατηξητή που κινείται κατά μήκος της θετικής κατεύθυνσης z με ταχύτητα c η κυματομοξιά που πεξιγξάφεται αξχικά από την $f_1(z)$ κατά τη χρονική στιγμή t = 0 είναι στάσιμη δηλαδή παξαμένει αμετάβλητη ως προς το σχήμα της καθώς αυξάνεται ο χρόνο t. Συνεπώς η $f_1(ct-z)$ πεξιγξάφει όντως ένα οδεύον κύμα κατά την θετική κατεύθυνση z ενώ η $f_2(ct+z)$ αντιπροσωπεύει ένα κύμα που οδεύει προς τις αξνητικές τιμές του z. Η λύση για τις απλούστεξες συναξτήσεις των μιγαδικών εκθετικών είναι:

$$\phi(z,t) = A_1 \cdot \exp(j \cdot (ct-z)) + A_2 \cdot \exp(j \cdot (ct+z))$$
(1.56)

Οι σταθερές A_1 και A_2 προσδιορίζονται από τις συνοριακές συνθήκες στην επιφάνεια του μετατροπέα.

Η λύση για οδεύοντα κύματα σε μιας μόνο συχνότητας (μονοχρωματικά κύματα) μπορεί να γράφει σε εναλλακτική μορφή ως εξής:

$$\phi(z,t) = A_1 \cdot \exp\left(j \cdot \frac{c}{\omega}(\omega t - kz)\right) + A_2 \cdot \exp\left(j \cdot \frac{c}{\omega}(\omega t + kz)\right)$$
(1.57)

Όπου $k = \omega/c$ είναι ο κυματαριθμός κατά τη διεύθυνση z σε μονάδες rad/sec. Συνήθως σε προβλήματα ακουστικής το κύμα που οδεύει προς τις αρνητικές τιμές του z μπορεί να αγνοηθεί

Ο κλασσικός τρόπος επίλυσης της κυματικής εξίσωσης στις τρεις διαστάσεις είναι η μέθοδος του Bernoulli όπου μπορούμε να υποθέσουμε ότι η συνολική λύση, η οποία είναι συνάρτηση τεσσάρων μεταβλητών, (τρεις διαστάσεις του

χώρου και χρόνος) μπορεί να γράφει σαν γινόμενο τεσσάρων συναρτήσεων μιας μεταβλητής. Δηλαδή:

$$\phi(x, y, z, t) = A \cdot f_1(x) f_2(y) f_3(z) f_4(t)$$
(1.58)

1.7.7 Η ΛΥΣΗ ΕΠΙΠΕΔΟΥ ΚΥΜΑΤΟΣ.

Αντικαθιστώντας την σχέση (1.57) στην (1.58) προκύπτει μια λύση της πλήρους τρισδιάστατης γραμμικής κυματικής εξίσωσης:

$$\phi(x, y, z, t) = A \cdot \exp\left[j \cdot \left(\omega t - k_x x - k_y y - k_z z\right)\right]$$
(1.59)

Η οποία με τη χρήση διανυσμάτων γράφεται ως εξής:

$$\phi(\vec{r},t) = A \cdot \exp\left(j \cdot \left(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r}\right)\right)$$
(1.60)

όπου r = (x, y, z) ένα σημείο του χώρου σε σύστημα ορθογώνιων συντεταγμένων και $\vec{k} = (k_x, k_y, k_z)$. Η λύση που δίνεται από την παραπάνω εξίσωση είναι ένα επίπεδο μονοχρωματικό κύμα. Ο όρος επίπεδο προκύπτει επειδή σε οποιαδήποτε χρονική στιγμή t_0 η τιμή της $\phi(\vec{r}, t_0)$ είναι η ίδια σε όλα τα σημεία ενός επιπέδου που περιγράφεται από τη σχέση: $\vec{kr} = k_x x + k_y y + k_z z = const$. Αυτά τα επίπεδα σταθερής φάσης (ισοφασικές επιφάνειες) είναι κάθετα στο διάνυσμα \vec{k} και κινούνται με ταχύτητα c. Αντικαθιστώντας την (1.60) στην κυματική εξίσωση (1.53) λαμβάνουμε την παρακάτω εξίσωση η οποία περιορίζει το πλάτος του κυματαρίθμου:

$$k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2$$
 (1.61)

Ο κυματαριθμός \vec{k} αντιστοιχεί στην κατεύθυνση διάδοσης του επιπέδου κύματος. Μετά από μια χρονική περίοδο T το επίπεδο κύμα εμφανίζεται ίδιο στο χώρο. Η απόσταση η οποία διανύεται κατά τη διάρκεια της περιόδου Tαποτελεί το μήκος κύματος λ , δηλαδή $\lambda = ct$. Χρησιμοποιώντας την (1.61) παίρνουμε:

$$\left|\vec{k}\right| = \frac{2\pi}{\lambda} \tag{1.62}$$

Η ομοιότητα προς την εξίσωση $\omega = 2\pi/T$ υποδηλώνει ότι ο κυματαριθμός *k* αποτελεί την χωρική συχνότητα όπως σχεδόν η μεταβλητή ω αποτελεί την χρονική (temporal) συχνότητα. Οι δυο μεταβλητές δεν είναι ανεξάρτητες μεταξύ τους. Συνδέονται με την ταχύτητα διάδοσης σύμφωνα με την σχέση (1.61) και στην πραγματικότητα αυτός είναι και ο μόνος περιορισμός που θέτει η κυματική εξίσωση. Αν θεωρήσουμε για απλότητα την περίπτωση διάδοσης σε μια διάσταση έστω του άξονα z, η ακουστική πίεση του αρμονικού επιπέδου κύματος περιγράφεται από τη σχέση:

$$p(t,z) = p_0 \exp(j(\omega t - kz))$$
(1.63)

διαδιδόμενη κατά τη θετική z διεύθυνση. Όπου ω είναι η γωνιακή συχνότητα του κύματος, k ο κυματαφιθμός που οφίζεται ως $k = \omega/c = 2\pi/\lambda$ και p_0 είναι το πλάτος της ακουστικής πίεσης. Επομένως όπως φαίνεται και από την εξίσωση η κυματική κίνηση είναι ανεξάφτητη σε σχέση με την εγκάφσια θέση.

Πρέπει να σημειωθεί βέβαια ότι το επίπεδο κύμα αποτελεί μια ιδανική θεώρηση καθώς στα πραγματικά πεδία υπερήχων που παράγονται από έναν ηχοβολέα σχεδόν πάντα παρουσιάζονται εγκάρσιες διακυμάνσεις στο κύμα της πίεσης. Όμως σε κάποια απόσταση από τον μετατροπέα και κατά μήκος μιας σύντομης εγκάρσιας διαδρομής, πράγματι δημιουργείται ένα σχεδόν επίπεδο κύμα που μπορεί να χρησιμοποιηθεί για λόγους μετρήσεων. Η κύρια εφαρμογή αυτού του επιπέδου κύματος είναι για λόγους ορισμού καθώς οι μαθηματικοί χειρισμοί που απαιτεί είναι σχετικά απλοί.

1.7.8 ΜΙΓΑΔΙΚΕΣ ΛΥΣΕΙΣ ΤΗΣ ΚΥΜΑΤΙΚΗΣ ΕΞΙΣΩΣΗΣ.

Η εξίσωση (1.53) είναι γραμμική, με αλλά λόγια είναι δυνατή η εφαρμογή της *αρχής της υπέρθεσης* προκειμένου να κατασκευάσουμε πιο γενικές λύσεις. Η υπέρθεση εκφράζει ότι αν δυο συναρτήσεις είναι λύσεις της κυματικής εξίσωσης τότε και κάθε γραμμικός συνδυασμός τους είναι επίσης λύση. Αυτό επιτρέπει σε διάφορα κύματα να διαδίδονται ταυτόχρονα χωρίς αλληλεπίδραση.

Αφού το μονοχρωματικό κύμα της εξίσωσης (1.60) αποτελεί λύση τότε μπορούν να αναπτυχθούν πιο περίπλοκες λύσεις με την άθροιση (ή την ολοκλήρωση) επιπέδων κυμάτων. Για παράδειγμα, μια ευρυζωνική λύση για ένα οδεύον κύμα κατά την διεύθυνση \vec{k} μπορεί να βρεθεί ολοκληρώνοντας τα μονοχρωματικά κύματα για όλες τις χρονικές συχνότητες:

$$p(\vec{r}, \vec{t}) = \frac{1}{2\pi} \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} P(\omega) \exp\left(j\left(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r}\right)\right) d\omega$$
 (1.64)

όπου $P(\omega)$ είναι ο συντελεστής βάρους κάθε επιπέδου κύματος συχνότητας ω . Μελετώντας αυτή την εξίσωση μπορεί κανείς να παρατηρήσει μια ομοιότητα με τον αντίστροφο μετασχηματισμό Fourier, όπου ο πυρήνας του μετασχηματισμού στην περίπτωση αυτή είναι το επίπεδο κύμα. Εφαρμόζοντας βασικές ιδιότητες των μετασχηματισμών Fourier (αλλαγή κλίμακας και ολίσθηση χρόνου), μπορεί να φανεί ότι στην πραγματικότητα η εξίσωση αυτή είναι ακριβώς ο οριακός (marginal inverse Fourier transform with respect to time) αντίστροφος μετασχηματισμός Fourier με παράμετρο \vec{k} . Παρομοίως, μια λύση που περιγράφει ένα μονοχρωματικό κύμα το οποίο διαδίδεται προς όλες τις κατευθύνσεις είναι:

$$p(\vec{r}, \vec{t}) = \left(\frac{1}{2\pi}\right)^3 \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} P(\vec{k}) \exp\left(j\left(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r}\right)\right) d\vec{k}$$
(1.65)

Αυτός είναι ένας αντίστροφος μετασχηματισμός Fourier στις τρεις διαστάσεις και σε όλο το εύρος των χωρικών συχνοτήτων. Η συνάρτηση $P(\vec{k})$ είναι γνωστή ως φάσμα κατευθυντικότητας (*Directivity Spectrum*). Ο συνδυασμός των δυο τελευταίων εξισώσεων αποδίδει τη γενική λύση της κυματικής εξίσωσης:

$$p(\vec{r},\vec{t}) = \left(\frac{1}{2\pi}\right)^4 \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} \int \int_{-\infty}^{+\infty} \int P(\vec{k},\omega) \exp\left(j\left(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r}\right)\right) d\omega d\vec{k}$$
(1.66)

Η εξίσωση αυτή μπορεί να φαίνεται υπερβολική αλλά δεν είναι πιο πολύπλοκη από τον συνήθη μετασχηματισμό Fourier στη μια διάσταση. Εκφράζει δε ότι οποιοδήποτε ακουστικό πεδίο μπορεί να αναλυθεί σε επίπεδα κύματα διαμέσου του αντίστροφου μετασχηματισμού Fourier στις τέσσερις διαστάσεις (χώρος –χρόνος). Το αξιοσημείωτο αποτέλεσμα είναι ότι οποιαδήποτε συνάρτηση $p(\vec{r},t)$ με ένα καθορισμένο και συγκλίνον ολοκλήρωμα μπορεί να ικανοποιήσει την γραμμική κυματική εξίσωση. Με αλλά λόγια δηλαδή οποιοδήποτε κύμα μπορεί να διαδοθεί στον ελεύθερο χώρο (χώρος απαλλαγμένος από πήγες) διατηρώντας τη μορφή του. Αυτός είναι και ο λόγος που τα οδεύοντα κύματα είναι ιδανικοί φορείς πληροφορίας (ιδανικά φέροντα) και αυτό είναι αποτέλεσμα της γραμμικότητας και της αρχής της υπέρθεσης.

Ωστόσο σε ένα υλικό μέσο δεν θα υπάρχουν και δεν θα διαδίδονται οι συνεισφορές όλων των επιπέδων κυμάτων αλλά μόνο εκείνα των οποίων οι χωρικές και χρονικές συχνότητες συνδέονται με την ταχύτητα διάδοσης που υποστηρίζει το μέσο. Επιπρόσθετα θα πρέπει να υπάρχει μια πηγή που τα παράγει το οποίο σημαίνει ότι η $p(\vec{r},t)$ πρέπει να ικανοποιεί τις οριακές συνθήκες στην επιφάνεια του μετατροπέα.

1.7.9 Η ΔΙΑΔΟΣΗ ΩΣ ΠΕΡΙΓΡΑΦΗ ΕΝΟΣ ΓΡΑΜΜΙΚΟΥ ΧΩΡΟ-ΧΡΟΝΙΚΟΥ ΦΙΛΤΡΟΥ

Για μια ακτινική δύναμη η κυματική εξίσωση που διέπει την διάδοση είναι η εξής:

$$\nabla^2 \phi(\vec{r},t) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \phi(\vec{r},t)}{\partial t^2} - \psi(\vec{r},t)$$
(1.67)

Όπου $\psi(\vec{r},t)$ είναι η συνάφτηση διέγεφσης σε μια ακουστική πηγή. Ο οφιακός μετασχηματισμός Fourier (marginal Fourier transform with respect to time) της (1.67) είναι η εξίσωση Helmholtz:

$$\nabla^2 \phi_f(\vec{r}, f) + \frac{4\pi^2 f^2}{c^2} \phi_f(\vec{r}, f) = \psi_f(\vec{r}, f)$$
(1.68)

Η διάδοση των ηχητικών κυμάτων μπορεί να θεωρηθεί ως ένα γραμμικό (shift invariant) φίλτρο ανεξάρτητου ολίσθησης τόσο στο χρόνο όσο και στο χώρο. Η βασική ιδέα της ανάλυσης συστημάτων καθορίζει ότι η γνώση της κρουστικής απόκριση του φίλτρου $h(\vec{r},t)$ ή της συνάρτησης μεταφοράς του $H(\vec{k},f)$ (η οποία είναι ουσιαστικά ο μετασχηματισμός Fourier της κρουστικής απόκρισης στις 4 διαστάσεις) θα μας επιτρέψει να χαρακτηρίσουμε πλήρως το ακουστικό πεδίο οπουδήποτε στο χρόνο και το χώρο για οποιαδήποτε πηγή ακτινοβολίας.



Σχήμα 1.28: Η διάδοση μπορεί να θεωρηθεί σαν ένα γραμμικό φίλτρο η κρουστική απόκριση του οποίου εξαρτάται τόσο από το χρόνο όσο και από το χώρο.

Εάν η διέγερση είναι μια συνάρτηση δ τεσσάρων διαστάσεων, δηλαδή στο χώρο και στο χρόνο, ο οριακός μετασχηματισμός Fourier ως προς το χρόνο (marginal Fourier transform with respect to time) είναι μια συνάρτηση δ στις τρεις διαστάσεις. Εξ ορισμού, η έξοδος του φίλτρου (marginal impulse response) στην περίπτωση αυτή είναι η οριακή κρουστική απόκριση $h_f(\vec{r}, f)$.

$$\nabla^2 h_f(\vec{r}, f) + \frac{4\pi^2 f^2}{c^2} h_f(\vec{r}, f) = \delta(\vec{r})$$
(1.69)

Εφαρμόζοντας τον τρισδιάστατο μετασχηματισμό Fourier στο χώρο οδηγούμαστε στην παρακάτω εξίσωση:

$$\left(-4\pi^{2}k_{x}^{2}-4\pi^{2}k_{y}^{2}-4\pi^{2}k_{z}^{2}\right)\cdot H(\vec{k},f)+\frac{4\pi^{2}f^{2}}{c^{2}}\cdot H(\vec{k},f)=1$$
(1.70)

Χρησιμοποιώντας τη σχέση $k^2 = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2$ λογω σφαιρικής συμμετρίας παίρνουμε:

$$H(\vec{k}, f) = \frac{1}{4\pi^2 \left[\left(\frac{f}{c} \right)^2 - k^2 \right]}$$
(1.71)

Ο οριακός μετασχηματισμός (marginal transform) μπορεί να βρεθεί από τον αντίστροφο μετασχηματισμό Hankel χρησιμοποιώντας σφαιρική συμμετρία και ισούται με:

$$h_f(\vec{r}, f) = -\frac{\exp\left(-j2\pi \frac{f}{c}r\right)}{4\pi r}$$
(1.72)

Όπου r είναι η ακτινική απόσταση όπως ορίζεται σε ένα σύστημα πολικών συντεταγμένων. Ο αντίστροφος μετασχηματισμός Fourier ως προς το χρόνο αποδίδει την προυστική απόπριση του φίλτρου διάδοσης:

$$h(\vec{r},t) = -\frac{\delta(t-r/c)}{4\pi r}$$
 (1.73)

η οποία συχνά αναφέρεται και ως συνάρτηση Green ελευθέρου χώρου.

1.7.10 ΤΑ ΣΦΑΙΡΙΚΑ ΚΥΜΑΤΑ ΣΗΜΕΙΑΚΗΣ ΠΗΓΗΣ.

Ένας άλλος τύπος κύματος ο οποίος παίζει σημαντικό ρόλο στην ακουστική των υπερήχων, είναι το σφαιρικό κύμα το οποίο σε ένα πολικό σύστημα συντεταγμένων ορίζεται από τη σχέση:

$$p = p_0 \exp(j(\omega t - kr))$$
(1.74)

όπου r είναι η ακτινική απόσταση.

Η ακουστική πίεση p(r,t) είναι σταθερή κατά μήκος μιας σταθερής ακτινικής θέσης δηλαδή σε όλα τα σημεία μιας σφαιρικής επιφάνειας για κάθε χρονική στιγμή. Στην περίπτωση αυτή το πλάτος της πίεσης δίνεται από τη σχέση:

$$p_0(r) = \frac{k_p}{r}$$
 (1.75)

όπου k_p είναι μια σταθερά που εκφράζει ότι η ενέργεια του εξερχόμενου κύματος πρέπει να είναι σταθερή. Όπως θα φανεί στη συνέχεια αυτός ο τύπος κύματος είναι σημαντικός για την περιγραφή των πεδίων υπερήχων και των φαινομένων σκέδασης τους.

Η εξίσωση (1.74) παραπάνω βασίζεται στην απλούστερη περίπτωση συνάρτησης διέγερσης η οποία συνίσταται σε μια σημειακή πηγή τοποθετημένη στην αρχή του συστήματος συντεταγμένων και η οποία ταλαντώνεται με συχνότητα ω:

$$\phi(r,t) = -4\pi A \delta(r) \cdot \exp(j\omega t)$$
(1.76)

Χρησιμοποιώντας τις εξισώσεις (1.73) και (1.72) η προκύπτουσα λύση είναι το μονοχρωματικό σφαιρικό κύμα:

$$\phi(r,t) = \frac{A}{r} \cdot \exp(j(\omega t - kr)) = \frac{A}{r} \cdot \exp\left(j\omega\left(t - \frac{r}{c}\right)\right)$$
(1.77)

Τα σφαιρικά κύματα έχουν κεντρικό ρόλο στην μοντελοποίηση των πεδίων των υπερήχων. Το πεδίο που εκπέμπεται από κάθε ένα στοιχείο της συστοιχίας του ηχοβολέα η οποία αποτελείται από πολλά (128 και πλέον) μικρά στοιχεία μπορεί να θεωρηθεί σαν ένα σφαιρικό κύμα για μια περιοχή κοντά στον ηχοβολέα. Χρησιμοποιώντας αυτή την προσέγγιση μπορεί κανείς να σχηματίσει μια καθαρή εικόνα για τον τρόπο που πραγματοποιείται η εστίαση και η μορφοποίηση της δέσμης. Η χωρική κρουστική απόκριση, μια μέθοδος υπολογισμού παλμικών ακουστικών πεδίων στο πεδίο του χρόνου βασίζεται στην προσέγγιση σφαιρικού κύματος.

Ένα αυθαίζετο ακουστικό πεδίο μποζεί να αναλυθεί σε σφαιζικά κύματα αντί για επίπεδα με μια εξίσωση παζόμοια της (1.66). Κατόπιν κάθε ένα από τα επιμέζους (συνιστώντα) σφαιζικά κύματα μποζεί να διαδίδεται ανεξάζτητα και χρησιμοποιώντας αυτή τη μέθοδο μποζεί κάποιος να προβλέψει το συνολικό ακουστικό πεδίο σε οποιοδήποτε σημείο. Στην πεζίπτωση αυτή ωστόσο, κατά την διάδοση πζέπει να ληφθεί υπόψη και η ακτινική εξάζτηση και αυτό καθιστά την μέθοδο υπολογισμού πιο δύσκολη σε σχέση με την πεζίπτωση ανάλυσης σε επίπεδα κύματα.

1.7.11 ΑΚΤΙΝΟΒΟΛΗΣΗ ΚΑΙ ΠΕΡΙΘΛΑΣΗ

Οι λύσεις της ομογενούς κυματικής εξίσωσης τόσο για το σφαιρικό όσο και για το επίπεδο κύμα μπορούν να χρησιμοποιηθούν σαν γεωμετρικό μοντέλο για την απεικόνιση (visualization) της ακουστικής διάδοσης. Αυτό οδηγεί στην ακτινική θεωρία (ray theory) η οποία αποτελεί μια εύχρηστη προσέγγιση στις υψηλές συχνότητες, με βάση την οποία τα ακουστικά πεδία μπορούν να σχεδιαστούν σαν ευθύγραμμες δέσμες κάθετες στα ισοφασικά κυματικά μέτωπα. Τα σφαιρικά κύματα περιγράφουν τη μορφή της ακτινοβολίας μικρών πηγών σε μικρή απόσταση από αυτές. Μακριά από τις πηγές το πεδίο μοιάζει με επίπεδο κύμα καθώς η καμπυλότητα του κυματικού μετώπου μειώνεται. Παφόλο που ακτινική προσέγγιση (ray theory) αποτελεί ένα ισχυρό και διαισθητικό εργαλείο, αποτυγχάνει να αποκαλύψει τις ιδιότητες περίθλασης των ακουστικών πεδίων που παράγονται από πηγές πεπερασμένου μεγέθους. Η περίθλαση εξηγεί γιατί μπορούμε να ακούμε ήχους πίσω από εμπόδια ή γύρω από γωνίες και όχι μόνο από απευθείας διάδοση του ήχου με οπτική επαφή. Ερμηνεύει επίσης γιατί όταν ένα κυκλικό εμπόδιο τοποθετηθεί μπροστά σε ένα ακουστικό παράθυρο το ακουστικό πεδίο εστιάζεται ξανά στη «σκιά» του εμποδίου (η λεγόμενη κηλίδα του Poisson). Από την άποψη της ακτινικής διάδοσης, η θεωρία της περίθλασης εξηγεί την απόκλιση των κυματικών μετωπών και την κάμψη των ακτινών. Από μαθητικής άποψης η θεωρία της περίθλασης αποτελεί τη λύση στο πρόβλημα της κυματικής εξίσωσης με οριακές συνθήκες.

Ένα τέτοιο πρόβλημα μπορεί να διατυπωθεί για έναν επίπεδο μετατροπέα (planar) επιφάνειας αυθαιρέτου σχήματος S η οποία ταλαντώνεται σαν έμβολο και είναι τοποθετημένη σε ένα άπειρο άκαμπτο πλαίσιο Ω (infinite rigid baffle) όπως φαίνεται παρακάτω σχήμα:



Σχήμα 1.29: Σχέδιο το οποίο απεικονίζει την γεωμετρία του προβλήματος συνοριακών τιμών.

$$\nabla^{2} \phi(\vec{r},t) = \frac{1}{c^{2}} \frac{\partial^{2} \phi(\vec{r},t)}{\partial t^{2}}$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial z} = u_{n}(\vec{r_{0}},t) , \quad \vec{r_{0}} \in S$$

$$u_{n}(\vec{r_{0}},t) = 0 , \quad \vec{r_{0}} \notin S^{\wedge} \vec{r_{0}} \in \Omega$$

$$\phi(\vec{r},t) = \frac{\partial \phi(\vec{r},t)}{\partial t} = 0 , \quad \vec{r_{0}} \notin S^{\wedge} \vec{r_{0}} \in \Omega$$
(1.78)

Η απόσταση ενός σημείου που βρίσκεται πάνω στην S συμβολίζεται με r_0 . Η γεωμετρία του προβλήματος φαίνεται στο σχήμα (1.29). Οι οριακές συνθήκες καθορίζουν ότι η ταχύτητα είναι κάθετη στην επιφάνεια του
μετατροπέα εντός του παραθύρου και μηδενική εκτός του παραθύρου δηλαδή στο πλαίσιο.

1.7.12 ΟΛΟΚΛΗΡΩΜΑ RAYLEIGH.

Η λύση στο παραπάνω πρόβλημα έχει περιγραφεί από το ολοκλήρωμα Helmholtz-Kirchhoff. Χρησιμοποιώντας την προσέγγιση Kirchhoff η λύση απλοποιείται στο ολοκλήρωμα Rayleigh το οποίο αποτελεί τη βάση της βαθμωτής θεωρίας περίθλασης (scalar theory of diffraction).

$$\phi(\vec{r},t) = \int_{S} \frac{u_{n}(\vec{r_{0}},t - \frac{|\vec{r} - \vec{r_{0}}|}{2\pi |\vec{r} - \vec{r_{0}}|} dS$$
(1.79)

Οι δυο προϋποθέσεις που απαιτούνται για την ορθότητα του ολοκληρώματος Rayleigh είναι η γραμμικότητα και η διάδοση σε ομογενές μέσο. Εάν το πλαίσιο (*baffle*) είναι «ακουστικά μαλακό» (*acoustically soft*) τότε η πίεση πάνω σε αυτό θα πρέπει να είναι μηδέν. Στην περίπτωση αυτή το πρόβλημα συνοριακών τιμών επαναδιατυπώνεται αντικαθιστώντας την 3^{η} εξίσωση στην (1.78) $[u_n(\vec{r_0}, t) = 0]$ με την ακόλουθη:

$$p(\vec{r_0},t) = -\rho \frac{\partial \phi(\vec{r},t)}{\partial t} = 0 \quad , \vec{r_0} \notin S^{\wedge} \vec{r_0} \in \Omega$$
 (1.80)

Η λύση τότε είναι το ολοκλήρωμα Rayleigh-Sommerfeld:

$$\phi(\vec{r},t) = \int_{S} \frac{u_{n}(\vec{r_{0}},t - \frac{|\vec{r} - \vec{r_{0}}|}{2\pi |\vec{r} - \vec{r_{0}}|} \cdot \cos v dS$$
(1.81)

Το ολοκλήρωμα Rayleigh-Sommerfeld είναι μια τροποποιημένη μορφή του ολοκληρώματος Rayleigh η οποία περιλαμβάνει και γωνιακή εξάρτηση (angular sensitivity) για τις συνεισφορές των σφαιρικών κυμάτων που συναποτελούν το ολοκλήρωμα. Η γωνιακή εξάρτηση εκφράζεται από τον όρο cos v ο οποίος ονομάζεται (obliquity factor) παράγοντας καμπυλότητας. Οι συνθήκες σκληρού και μαλακού πλαισίου αντιπροσωπεύουν τις ακραίες περιπτώσεις. Για έναν ηχοβολέα βυθισμένο σε νερό η οριακή συνθήκη βρίσκεται κάπου ενδιάμεσα.

Για την επίλυση του ολοκληρώματος Rayleigh έχουν προταθεί διάφορες μέθοδοι. Οι προσεγγίσεις Fresnel και Fraunhofer απλοποιούν το ολοκλήρωμα Rayleigh με βάση γεωμετρικές παραδοχές. Αυτές οι δυο προσεγγίσεις είναι πολύ χρήσιμες για την εκτίμηση του κοντινού και του μακρινού πεδίου αντίστοιχα. Η πιο κατάλληλη μέθοδος για την προσομοίωση σε υπολογιστή της διάδοσης κυμάτων υπερήχων είναι ο αριθμητικός υπολογισμός του ολοκληρώματος Rayleigh.

1.7.13 ΧΩΡΙΚΗ ΚΡΟΥΣΤΙΚΗ ΑΠΟΚΡΙΣΗ.

Από τη θεωρία επεξεργασίας σήματος είναι γνωστό ότι οποιοδήποτε σήμα μπορεί να εκφραστεί σαν συνέλιξη με μια κρουστική απόκριση:

$$u(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} u(\tau)\delta(t-\tau)d\tau$$
 (1.82)

Τότε το ολοκλήρωμα Rayleigh γίνεται:

$$\phi(\vec{r},t) = \int_{S} \int_{T} \frac{u_{n}(\vec{r_{0}},\tau)\delta(t-\tau-\frac{\left|\vec{r}-\vec{r_{0}}\right|}{c})}{2\pi\left|\vec{r}-\vec{r_{0}}\right|} d\tau dS$$
(1.83)

Εάν η ταλάντωση στην επιφάνεια του μετατροπέα είναι ομοιόμορφη τότε η επιφανειακή ταχύτητα (*surface velocity*) είναι ανεξάρτητη του r₀ και η (1.83) γίνεται:

$$\phi(\vec{r},t) = u_n(t) \otimes \int_{S} \frac{\delta(t - \frac{|\vec{r} - \vec{r_0}|}{c})}{2\pi |\vec{r} - \vec{r_0}|} dS$$
(1.84)

όπου το σύμβολο '⊗' υποδεικνύει συνέλιξη στο πεδίο του χρόνου. Αυτό επιτρέπει διαχωρισμό μεταξύ του παλμού διέγερσης και της γεωμετρίας του μετατροπέα. Το ολοκλήρωμα στην (1.84):

$$h(\vec{r},t) = \int_{S} \frac{\delta(t - \frac{|\vec{r} - \vec{r_0}|}{c})}{2\pi |\vec{r} - \vec{r_0}|} dS$$
 (1.85)

ονομάζεται χωρική κρουστική απόκριση και χαρακτηρίζει την ένταση του πεδίου για ένα δεδομένο παράθυρο. Η φυσική ερμηνεία της χωρικής κρουστικής απόκρισης γίνεται εμφανής εξετάζοντας απλά την (1.73): το ακουστικό πεδίο μπορεί να βρεθεί αθροίζοντας τις συναρτήσεις Green όλων των απειροελάχιστων στοιχείων επιφανείας που συγκροτούν το παράθυρο. Από την (1.52) η πίεση είναι:

$$p(\vec{r},t) = -\rho_0 \frac{\partial u_n(t)}{\partial t} \otimes h(\vec{r},t)$$
(1.86)



Σχήμα 1.30: Χωρική κρουστική απόκριση μιας ορθογώνιας ενεργού επιφάνειας διαστάσεων 4×5 mm για διάφορες θέσεις της εγκάρσιας διεύθυνσης.

1.8 ΑΛΛΗΛΕΠΙΔΡΑΣΗ ΥΠΕΡΗΧΩΝ ΜΕ ΤΟΥΣ ΙΣΤΟΥΣ

1.8.1 ΑΝΑΚΛΑΣΗ.

Ανάκλαση συμβαίνει όταν ένα οδεύον κύμα συναντήσει μια διαχωριστική επιφάνεια κατά την οποία μεταβάλλεται η ακουστική εμπέδηση του υλικού μέσου. Ένα μέρος του κύματος ανακλάται υπό γωνία θ_r , η οποία ισούται με τη γωνία πρόσπτωσης θ_i , ενώ ένα άλλο μέρος του διαδίδεται υπό γωνία θ_i διαμέσου του δεύτερου υλικού όπως φαίνεται άλλωστε και στο σχήμα (1.31) που ακολουθεί. Αν τα δυο υλικά έχουν σταθερές αλλά διαφορετικές ταχύτητες διάδοσης του ήχου c_1 και c_2 , λαμβάνει χώρα διάθλαση. Η γωνία θ_i (που σχηματίζει το προσπίπτον κύμα με τη διαχωριστική επιφάνεια) και η γωνία θ_i (του διαθλώμενου κύματος) συνδέονται με το νόμο του Snell:

$$\frac{c_1}{c_2} = \frac{\sin \theta_t}{\sin \theta_i}$$
(1.87)



Σχήμα 1.31: Ανάκλαση και διάθλαση ενός επιπέδου κύματος στην διαχωριστική επιφάνεια δυο μέσων με διαφορετικές τιμές ακουστικής εμπέδησης.

Με βάση τη θεωρία των γραμμών μεταφοράς ο συντελεστής ανάκλασης πλάτους για ένα κάθετα προσπίπτον κύμα στη διαχωριστική επιφάνεια ορίζεται ως το ποσοστό του πλάτους της προσπίπτουσας δέσμης που ανακλάται, ενώ ο συντελεστής ανάκλασης ενέργειας ορίζεται ως το τετράγωνο του συντελεστή ανάκλασης πλάτους. Οι επόμενες εξισώσεις αναπαριστούν τα παραπάνω μεγέθη συναρτήσει της ακουστικής εμπέδησης κάθε υλικού μέσου. Για κάθετη πρόσπτωση ο συντελεστής ανάκλασης (πλάτους) της πίεσης θα είναι:

$$R_{a} = \frac{Z_{2} - Z_{1}}{Z_{2} + Z_{1}} = \frac{1 - \frac{Z_{1}}{Z_{2}}}{1 + \frac{Z_{1}}{Z_{2}}}$$
(1.88)

όπου Z₁ είναι η χαρακτηριστική ακουστική εμπέδηση του πρώτου υλικού μέσου και Z₂ του δεύτερου. Στην περίπτωση της μη κάθετης πρόσπτωσης όπως εικονίζεται και στο σχήμα (1.31) παραπάνω ο συντελεστής ανάκλασης είναι:

$$R_a = \frac{Z_2 \cos \theta_i - Z_1 \cos \theta_i}{Z_2 \cos \theta_i + Z_1 \cos \theta_i}$$
(1.89)

Το προσπίπτον δημιουργεί ένα άλλο κύμα (διαθλώμενο) που συνεχίζει να διαδίδεται μέσα στο δεύτερο υλικό και το πλάτος του συντελεστή διάδοσης της πίεσης στην περίπτωση αυτή θα είναι:

$$T_a = \frac{2Z_2 \cos \theta_i}{Z_2 \cos \theta_i + Z_1 \cos \theta_i}$$
(1.90)

Αντίστοιχα οι εντάσεις των συντελεστών διάδοσης και ανάκλασης για επίπεδα κύματα υπολογίζονται με βάση τις προηγούμενες σχέσεις και δίνονται από τις ακόλουθες εξισώσεις:

$$R_i = R_a^2 = \left(\frac{Z_2 \cos \theta_i - Z_1 \cos \theta_t}{Z_2 \cos \theta_i + Z_1 \cos \theta_t}\right)^2$$
(1.91)

$$T_{i} = T_{a}^{2} \frac{Z_{1}}{Z_{2}} = \frac{4Z_{1}Z_{2}\cos^{2}\theta_{i}}{(Z_{2}\cos\theta_{i} + Z_{1}\cos\theta_{i})^{2}}$$
(1.92)

Επομένως, υπάρχει ισχυρή γωνιακή εξάρτηση στην ανάκλαση και επειδή οι ιατρικοί υπέρηχοι λειτουργούν με εκπομπή παλμών και λήψη των αντηχήσεων τους (pulse-echo mode) θα μπορούν να ανιχνεύουν μόνο διαχωριστικές επιφάνειες (interfaces) οι οποίες είναι κάθετες στις ακτίνες των ηχητικών κυμάτων (acoustic beams). Εξετάζοντας μια τυπική εικόνα υπερήχων όπως η παρακάτω μπορεί κανείς να δει ότι τέτοιες ανακλάσεις είναι μάλλον σπάνιες και εμφανίζονται στην οθόνη σαν σημεία ή περιοχές έντονης λαμπρότητας.



Εικόνα 1.3:Τυπικό υπερηχογράφημα το οποίο απεικονίζει το ήπαρ και τον δεξιό νεφρό.

Στην πραγματικότητα οι υπερηχογράφοι είναι βελτιστοποιημένοι όσον αφορά την απεικόνιση αντηχήσεων που προέρχονται από σκέδαση. Οι αντηχήσεις από ανάκλαση είναι ανεπιθύμητες επειδή είναι σπάνιες και πολύ πιο ισχυρές από τις αντηχήσεις λογω σκέδασης με αποτέλεσμα να προκαλούν κορεσμό στον ενισχυτή εισόδου του υπερηχογράφου και κατά συνέπεια την απώλεια σημαντικής πληροφορίας από άλλα σήματα μικρότερου πλάτους. Με άλλα λόγια η πλειονότητα των προς απεικόνιση δομών ενδιαφέροντος δεν είναι απαραίτητα κάθετες στη διάδοση των ακουστικών ακτινών και ως εκ τούτου δίνουν αντηχήσεις που έχουν σημαντικά μικρότερο πλάτος από άλλες που προέρχονται από διαχωριστικές επιφάνειες όπως το διάφραγμα.

Το φαινόμενο της ανάκλασης μας περιορίζει τις δυνατότητες απεικόνισης με υπέρηχους για έναν ακόμα λόγο. Όπως ήδη αναφέρθηκε όταν μια δέσμη υπέρηχων συναντήσει τη λεπτή διαχωριστική επιφάνεια δυο υλικών μέσων με διαφορετική ακουστική εμπέδηση, Z_1 και Z_2 αντίστοιχα, τότε εν μέρει ανακλάται και εν μέρει διαθλάται με αποτέλεσμα να μεταφέρεται μόνο ένα ποσοστό της ενέργειας του προσπίπτοντος κύματος. Από τη σχέση (1.88), για τον συντελεστή ανάκλασης, κάθετα προσπίπτοντος κύματος παρατηρούμε ότι όσο μεγαλύτερη είναι η διάφορα της διαπερατότητας τόσο μεγαλύτερο είναι το ποσοστό της ανακλώμενης δέσμης και τόσο μικρότερο το ποσοστό της δέσμης που διέρχεται στο δεύτερο μέσο.

Μέσο διάδοσης	Εμπἐδηση [10 ⁶ kg/(m·sec)]
Αέρας	4.5 ·10 ⁻⁴
Απεσταγμένο Νεοό	1.48
Αίμα	1.61
Λίπος	1.33
Μυς	1.65 - 1.74
Οστό	3.75 - 7.38
Πνεύμονας	0.26
Νεφοοί	1.62
Σπλήνας	1.66
Ήπαο	1.66
Εγκέφαλος	1.55 - 1.66

Πίναμας 1.2: Τυπικές τιμές ακουστικής εμπέδησης για ανθρώπινους ιστούς και συναφή υλικά

Οι προηγούμενες εξισώσεις περιγράφουν ορισμένους από τους περιορισμούς που υφίστανται στην απεικόνιση των ιατρικών υπερήχων Με βάση τα δεδομένα του προηγούμενου πίνακα ο συντελεστής ανάκλασης για τη διαχωριστική επιφάνεια λίπους - πνευμόνων είναι 67% και για τη διαχωριστική επιφάνεια οστού - μυός 62%. Στην πρώτη περίπτωση καθίσταται εξαιρετικά δύσκολο αν όχι αδύνατο να απεικονιστεί η οξυγόνωση του αίματος στους πνεύμονες ενώ στη δεύτερη παρουσιάζεται δυσκολία στη σάρωση της καρδιάς με υπέρηχους καθώς εγκλείεται μεταξύ των οστών της πλευράς. Από τα ενδεικτικά αυτά παραδείγματα γίνεται σαφές ότι οι αναλογίες (ratios) αυτές έχουν περιορίσει τους ιατρικούς υπέρηχους στην απεικόνιση μαλακών ιστών όπου ο συντελεστής ανάκλασης βρίσκεται από -10% έως 10% (το αρνητικό πρόσημο σημαίνει αλλαγή φάσης).

1.8.2 $\Sigma KE \Delta A \Sigma H$.

Όταν ένα κύμα διαδίδεται σε ένα μέσο η ενέργεια του μειώνεται σα συνάρτηση της απόστασης. Η ενέργεια μπορεί να μεταβάλλεται λόγω ανάκλασης, σκέδασης ή απορρόφησης της από το μέσο και μετατροπής της σε θερμότητα. Η πίεση ενός επιπέδου κύματος που διαδίδεται κατά τη διεύθυνση z μπορεί να εκφραστεί ως:

$$P_z = P_{z0} e^{-\beta z} \tag{1.93}$$

όπου P_{z_0} είναι η πίεση στη θέση z = 0 και β ο συντελεστής εξασθένησης της πίεσης μετορύμενος σε neper/cm.

Η σκέδαση ενός επιπέδου κύματος από έναν μοναδικό σκεδαστη συχνά περιγράφεται από τον όρο «ενεργός διατομή σκέδασης» (scattering cross section) ο οποίος ορίζεται σαν τη συνολική ισχύ που σκεδάζεται από το αντικείμενο ανά μονάδα προσπίπτουσας έντασης.

Εάν θεωρήσουμε ένα προσπίπτον επίπεδο κύμα με (προσπίπτουσα) πίεση P_i στη θέση $\vec{r_0}$ όπως φαίνεται και στο σχήμα 1.32 θα ισχύει:

$$P_i(\overline{r_0}) = P_0 e^{-j\overline{k}\cdot r_0}$$
(1.94)



Σχήμα 1.32: Σκέδαση ενός επιπέδου κύματος από ένα αντικείμενο στη θέση r_0

Όπου $\overline{k} = k \cdot i$ είναι το διάνυσμα του κυματαρίθμου. Η τιμή της πίεσης που σκεδάζεται στη θέση \overline{r} δίνεται από τη σχέση:

$$P_{s}(\overline{r}) = f(\overline{o}, \overline{i}) \frac{e^{jkR}}{R} P_{i}(\overline{r_{0}})$$
(1.95)

Όπου i και o είναι οι διευθύνσεις της πρόσπτωσης και της παρατήρησης θεωρώντας ότι το σημείο παρατήρησης είναι στο μακρινό πεδίο του σκεδαστή και $R = \left| \overline{r} - \overline{r_0} \right|$. Στη σχέση (1.95) ο όρος $f(\overline{o}, \overline{i})$ ονομάζεται συνάρτηση του πλάτους σκέδασης και περιγράφει της ιδιότητες σκέδασης του αντικειμένου. Η σκεδαζόμενη ένταση είναι λοιπόν:

$$I_{s} = \left(\frac{\left|f(\bar{o},\bar{i})\right|^{2}}{R^{2}}\right)I_{i}$$
(1.96)

Η διαφορική διατομή $\sigma_d(\bar{i},\bar{o})$ η οποία ορίζεται ως η ισχύς που σκεδάζεται στη διεύθυνση \bar{o} ανά στερεά γωνία και ανά προσπίπτουσα ένταση δίνεται από τη σχέση:

$$\sigma_{d}(\bar{i},\bar{o}) = \left|f(\bar{o},\bar{i})\right|^{2}$$
(1.97)

Επομένως η ενεργός διατομή σκέδασης ορίζεται από την παρακάτω σχέση:

$$\sigma_s = \int_{4\pi} \sigma_d d\Omega = \int_{4\pi} \left| f(\bar{o}, \bar{i}) \right|^2 d\Omega$$
 (1.98)

όπου dΩ το διαφορικό της στερεάς γωνίας. Η ενεργός διατομή σκέδασης είναι μια μέθοδος μέτρησης της σκέδασης, εξαρτάται από τα χαρακτηριστικά του υλικού μέσου και αποτελεί μια ένδειξη του πόσο ισχυρά σκεδάζει το συγκεκριμένο υλικό. Ανάλογα μπορούμε να ορίσουμε τη διατομή απορρόφησης σ_i του αντικειμένου, σαν τη συνολική ισχύ ανά προσπίπτουσα ένταση που απορροφάται από το αντικείμενο. Η απώλεια ενέργειας εξαιτίας της παρουσίας του αντικειμένου θα είναι:

$$2\beta = \sigma_i + \sigma_s \tag{1.99}$$

όπου 2β είναι ο συντελεστής εξασθένησης της έντασης. Αν υπάρχουν περισσότερα του ενός αντικείμενα θα έχουμε αντίστοιχα:

$$2\beta = n(\sigma_i + \sigma_s) \tag{1.100}$$

όπου *n* η συγκέντρωση των σωματιδίων. Η τελευταία σχέση ισχύει για μικρές τιμές του *n* εξαιτίας των διαφορετικών φαινομένων πολλαπλής σκέδασης που εμφανίζονται όταν αυξάνει η τιμή του *n*.

Στην πραγματικότητα δεν έχει νόημα να αναφερόμαστε σε ανακλαστική ισχύ της κάθε δομής του μέσου διάδοσης καθώς το οπισθοσκεδαζόμενο σήμα εξαρτάται άμεσα από την ενισχυτική και αναιρετική συμβολή των κυμάτων που προέρχονται από ένα πλήθος μικρών δομών του ιστού. Μάλιστα αυτό που καθορίζει την ένταση του επιστρεφόμενου σήματος είναι οι διακυμάνσεις μέσα στον ιστό και η σύσταση του. Για το λόγο αυτό το μέγεθος του επιστρεφόμενου σήματος περιγράφεται με όρους ισχύος του σκεδαζόμενου σήματος.

Καθώς οι μικρές δομές επανεκπέμπουν σήματα προς όλες τις διευθύνσεις και οι διάφορες δομές σκέδασης μπορεί να διαταχθούν σε κάποια κατεύθυνση, η επιστρεφόμενη ισχύς είναι γενικά ανεξάρτητη από τη σχετική θέση ανάμεσα στον πομπό και τον λήπτη του υπερήχου. Ένα τέτοιο μέσο διάδοσης ονομάζεται ανισοτροπικό παραδείγματα του οποίου είναι ο νεφρικός και ο μυϊκός ιστός. Συγκρίνοντας τους διαφόρους τύπους ιστών τόσο το αίμα όσο και ο ιστός του ήπατος (με εξαίρεση τα μεγάλα αγγεία αιμάτωσης του) είναι αρκετά ισοτροπικά μέσα σκέδασης.

Για τη εκπομπή και τη λήψη του σήματος στους ιατρικούς υπερήχους χρησιμοποιείται μόνο ένας μετατροπέας και μόνο το οπισθοσκεδαζόμενο σήμα λαμβάνεται υπόψη. Η ισχύς του σήματος που δημιουργείται από έναν μόνο σκεδαστή χαρακτηρίζεται όπως αναφέρθηκε και παραπάνω από την ενεργό διατομή σκέδασης. Εάν ο σκεδαστής είναι τόσο μικρός ώστε το προσπίπτον κύμα να έχει ομοιόμορφη ένταση I_i τότε η σκεδαζόμενη ισχύς δίνεται από τη σχέση:

$$P_s = I_i \cdot \sigma_s \tag{1.101}$$

όπου σ_s η ενεργός διατομή σκέδασης.

Υποθέτοντας ότι η σκεδαζόμενη ενέργεια εκπέμπεται ομοιόμορφα προς όλες τις κατευθύνσεις η ένταση θα είναι:

$$I_{s} = \frac{P_{s}}{4\pi R^{2}} = \frac{\sigma_{s}}{4\pi R^{2}} I_{i}$$
 (1.102)

όπου είναι η απόσταση από την περιοχή σκέδασης. Αυτή είναι η περίπτωση για ένα σκεδαστή που παρουσιάζει διαφοροποίηση στη συμπιεστότητα του με αποτέλεσμα τη δημιουργία ενός σφαιρικού κύματος. Για την απλή περίπτωση επίπεδου κυκλικού μετατροπέα ακτίνας r η συλλεγόμενη ισχύς θα είναι:

$$P_r = I_s \cdot \pi \cdot r^2 = \sigma_s \cdot \frac{r^2}{4R^2} \cdot I_i$$
 (1.103)

Στην τελευταία σχέση δε λαμβάνονται υπόψη φαινόμενα εξασθένησης και εστίασης τα οποία θεωρούνται αμελητέα. Συνεπώς η συλλεγόμενη ισχύς εξαρτάται από την ενεργό διατομή σκέδασης και την εκπεμπόμενη ισχύ. Εξαρτάται επίσης από την απόσταση σε σχέση με τον μετατροπέα και σε μεγάλο βαθμό από το ποια είναι η ενεργός επιφάνεια (aperture) του μετατροπέα. Γενικά ένας μεγάλος μετατροπέας αποδίδει και μεγαλύτερο σήμα καταγραφής.

Στο σημείο αυτό πρέπει να τονιστεί ότι η σχέση (1.98) για την ενεργό διατομή σκέδασης έχει σχετικά απλοϊκή και μάλλον προσεγγιστική μορφή ώστε να μπορεί να περιγράψει πλήρως τα πραγματικά παρατηρούμενα φαινόμενα και δεδομένα της σκέδασης υπέρηχων. Για το λόγο αυτό κρίνεται σκόπιμο να αναφερθούμε σε μια εναλλακτική προσέγγιση η οποία βασίζεται σε όρους επεξεργασίας σήματος και οδηγεί σε πιο σύνθετες αλλά περισσότερο επιτυχείς λύσεις.

Το σήμα που προέρχεται από έναν σημειακό σκεδαστη μπορεί να βρεθεί από την συνέλιξη στο πεδίο του χρόνου της χωρικής κρουστικής απόκρισης των παραθύρων εκπομπής και λήψης. Αυτό είναι διαισθητικό καθώς η συνάρτηση σκέδασης ενός σημειακού σκεδαστη είναι μια τρισδιάστατη χωρική συνάρτηση δ. Έτσι η χωρική κρουστική απόκριση παλμού αντήχησης h_{pe} μπορεί να οριστεί ως:

$h_{pe}(\vec{r},t) = h_T(\vec{r},t) \otimes h_R(\vec{r},t)$ (1.104)

Η σκέδαση από πολλαπλούς σκεδαστές είναι ένα πολυσύνθετο φαινόμενο αλλά συγχρόνως και αυτό που καθιστά δυνατή την απεικόνιση με υπέρηχους. Το είδος της σκέδασης εξαρτάται από το λόγο του μήκους κύματος προς το μέγεθος του σωματιδίου. Για σωματίδια συγκρίσιμα του μήκους κύματος η σκέδαση ονομάζεται Mie. Όπως είναι γνωστό το μέγεθος των δομών στους ανθρώπινους ιστούς είναι πολύ μικρότερο από το μήκος κύματος των ιατρικών υπέρηχων με αποτέλεσμα να προκαλείται σκέδαση Rayleigh. Οι σκεδαστές Rayleigh σε αντίθεση με τους Mie δεν έχουν γωνιακή εξάρτηση και η συνάρτηση σκέδασης τους είναι ομοιοκατευθυντική. Η σκέδαση από μικρά σωματίδια θεωρείται συχνά αδύναμη και για αυτό μπορεί να αμεληθεί το φαινόμενο της πολλαπλής σκέδασης. Η πολλαπλή σκέδαση αναφέρεται σε ακουστική ακτινοβολία η οποία σκεδάζεται από ένα σωματίδιο, αλληλεπιδρά με κάποιο άλλο γειτονικό και ένα μέρος της σκεδάζεται ξανά από αυτό. Στην περίπτωση αυτή εφαρμόζεται η προσέγγιση Born πρώτης τάξης και οι αποκρίσεις του καθενός σκεδαστη προστίθενται χωρίς δευτερεύουσες αλληλεπιδράσεις.

Η εξαγωγή μιας κατάλληλης κυματικής εξίσωσης για ένα ανομοιογενές μέσο το οποίο παρουσιάζει μικρές αλλαγές στην πυκνότητα και την ταχύτητα διάδοσης του ήχου, έχει μελετηθεί στη βιβλιογραφία και το αποτέλεσμα είναι το εξής:

$$\nabla^2 p - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = -\frac{2\Delta c}{c_0^3} \cdot \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} + \frac{1}{\rho_0} \nabla(\Delta \rho) \cdot \nabla p$$
 (1.105)

Όπου $\Delta \rho(\vec{r})$ και $\Delta c(\vec{r})$ είναι μικρές χωρικές διακυμάνσεις της πυκνότητας και της ταχύτητας του ήχου γύρω από τη μέση τιμή τους $\overline{\rho_0}$ και c_0 αντίστοιχα. Η απόδειξη της (1.105) δίνεται στο παράρτημα. Οι όροι στο δεξιό σκέλος της εξίσωσης αυτής ερμηνεύουν τη σκέδαση και μηδενίζονται για διάδοση σε ομογενές μέσο.

Στην βιβλιογραφία έχει παρουσιαστεί ένα μοντέλο για το οπισθοσκεδαζόμενο πεδίο, το οποίο βασίζεται στις υποθέσεις που έχουν συζητηθεί για τη μέθοδο της χωρικής κρουστικής απόκρισης και την εξίσωση (1.105). Η λύση για το οπισθοσκεδαζόμενο πεδίο της πίεσης p_r το οποίο προέρχεται από μια μικρή ανομοιογένεια στη θέση $\vec{r_s}$ έχει την εξής μορφή σε συμβολισμό συνέλιξης:

$$p_r(\vec{r},t) = u_{pe}(t) \otimes f_m(\vec{r_s})^* h_{pe}(\vec{r},t)$$
 (1.106)

όπου:

$$u_{pe}(t) = \frac{\rho_0}{2c_0^2} E_m(t) \otimes \frac{\partial^3 u(t)}{\partial t^3}$$
(1.107)

και

$$f_m(\vec{r_s}) = \frac{\Delta \rho(\vec{r_s})}{\rho_0} - \frac{2\Delta c(\vec{r_s})}{c_0}$$
(1.108)

Ο όφος u_{pe} πεφιλαμβάνει το σήμα διέγεφσης του ηχοβολέα και την ηλεκτφομηχανική του απόκφιση E_m κατά τη διάφκεια της εκπομπής και της λήψης. Ο δεύτεφος όφος f_m είναι η συνάφτηση σκέδασης που οφείλεται σε αλλαγές της πυκνότητας και της συμπιεστότητας στην ανομοιογένεια. Για την εξαγωγή της 2.60 ο αναγνώστης παφαπέμπεται στη βιβλιογραφία [Jensen].

Το επιθυμητό προς απεικόνιση μέγεθος είναι η συνάρτηση f_m ωστόσο αυτό που καταγράφει ένα σύστημα υπερήχων είναι η p_r η οποία είναι μια πιο ομαλή εκδοχή της f_m και μπορεί να καλύψει (mask) πολλές λεπτομέρειες του εξεταζόμενου υλικού μέσου. Η εξομάλυνση γίνεται τόσο στο πεδίο του χρόνου λογω των περιορισμών του ηχοβολέα και του σήματος διέγερσης όσο και χωρικά λογω της συνέλιξης με την χωρική κρουστική απόκριση του παραθύρου (aperture). Ο στόχος της επεξεργασίας ανά γραμμή (array processing) και της διαμόρφωσης δέσμης (beam forming) είναι να συνδυάσει ένα σύνολο οπισθοσκεδαζόμενων σημάτων p_r που προέρχονται από ένα πλήθος στοιχείων προκείμενου τελικά να ανακτήσει την ανάλυση (resolution). Η ανάλυση του συστήματος αξιολογείται από την απόκριση ενός σημειακού σκεδαστη σε παλμό (pulse-echo response) η οποία ονομάζεται συνάρτηση διασποράς σημείου (Point Spread Function) και ορίζεται ως:

$$PSF(\vec{r},t) = u_{pe}(t) \otimes h_{pe}(\vec{r},t)$$
 (1.109)

1.8.3 ΕΞΑΣΘΕΝΗΣΗ- ΑΠΟΡΡΟΦΗΣΗ.

Στην ανάλυση που παρουσιάστηκε ως τώρα είχαμε υποθέσει ότι το υλικό μέσο είναι χωρίς απώλειες. Τα ηχητικά κύματα εξασθενούν βέβαια καθώς διαδίδονται αλλά μόνο κατά τον τρόπο που περιγράφει η (ιδανική) λύση της κυματικής εξίσωσης για το σφαιρικό κύμα. Ωστόσο τα κύματα υπερήχων εξασθενούν και φθίνουν ταχύτερα από 1/r κατά την διάδοση τους στους ιστούς. Η εξασθένηση είναι η απώλεια ενέργειας ενός κύματος υπερήχων καθώς διαδίδεται μέσα στους ιστούς και περιλαμβάνει τόσο την απορρόφηση όσο και τη σκέδαση. Επιπλέον τα χαρακτηριστικά διάδοσης των υπερήχων εξαρτώνται από τη συχνότητα με αποτέλεσμα να προκαλείται το φαινόμενο της διασποράς (dispersion).

Η απορρόφηση ορίζεται ως η μετατροπή της ακουστικής ενέργειας σε θερμότητα λογω των ταλαντώσεων και αντιστοιχεί σε πλέον του 75% των συνολικών ενεργειακών απωλειών. Οι μηχανισμοί απορρόφησης στους βιολογικούς ιστούς είναι αρκετά σύνθετοι αλλά θεωρούμε ότι εν γένει μπορούν να χωριστούν στις εξής δυο κατηγορίες:

- κλασσική απορρόφηση εξαιτίας του ιξώδους (viscosity)
- φαινόμενα χαλάρωσης (relaxation phenomena).

Και τα δυο φαινόμενα εξαρτώνται από τη συχνότητα f του κύματος. Η κλασική απορρόφηση περιγράφει τις απώλειες τριβής που σχετίζονται με ιξώδες του μέσου. Μάλιστα έχει αποδειχθεί ότι σε υλικά όπως ο αέρας και το νερό (όπου υπερισχύει η κλασσική απορρόφηση) η συνολική απορρόφηση είναι ανάλογη του f^2 .

Παρόλα αυτά στην περίπτωση των βιολογικών ιστών τα πράγματα δεν περιγράφονται με παρόμοιο τρόπο. Αντίθετα σε τέτοιες περιπτώσεις χρησιμοποιείται η έννοια του φαινομένου της χαλάρωσης. Συγκεκριμένα όταν ένα μόριο εξωθείται – διεγείρεται σε μια νέα θέση και στη συνέχεια αφήνεται ελεύθερο απαιτείται ένας συγκεκριμένος χρόνος ώστε το μόριο να επιστρέψει στην αρχική του, ουδέτερη θέση (κατάσταση χαμηλότερης δυνατής δυναμικής ενέργειας). Ο χρόνος αυτός ονομάζεται χρόνος χαλάρωσης του μορίου. Αν ο χρόνος αυτός είναι μικρότερος σε σχέση με την περίοδο του κύματος τότε η επίδραση της χαλάρωσης θα είναι μικρή. Διαφορετικά εάν οι χρόνοι αυτοί είναι συγκρίσιμοι τότε πιθανόν τα μόρια να μην προλαβαίνουν να επανέλθουν στις αρχικές τους θέσεις ωσότου ένα δεύτερο κύμα καταφθάσει και τα επαναδιεγείρει. Έτσι ενώ το κύμα ωθεί τα μόρια προς τη μία κατεύθυνση αυτά κινούνται λόγω της προηγούμενης κατάστασης τους προς την αντίθετη. Λόγω της ύπαρξης αυτού του φαινομένου απαιτείται περισσότερη ενέργεια για να αντιστραφεί η κίνηση των μορίων.

Από την άλλη μεριά όμως αν αυξηθεί αρκετά η συχνότητα τα μόρια δεν θα μπορούν να ακολουθήσουν την κίνηση του κύματος και δεν θα εμφανίζεται η επίδραση της χαλάρωσης. Η μέγιστη απορρόφηση εμφανίζεται όταν η κίνηση της χαλάρωσης των μορίων είναι τελείως εκτός συγχρονισμού συγκρινόμενη με

αυτή του κύματος. Η απορρόφηση των υπέρήχων στους βιολογικούς ιστούς περιγράφεται από τη μαθηματική σχέση:

$$\frac{\beta_{\alpha}}{f^2} = A + \sum_{i} \frac{B_i}{\left(\frac{f}{f_{ri}}\right)}$$
(1.110)

όπου Α και B, οι σταθερές που αντιπροσωπεύουν τα μεγέθη της κλασσικής απορρόφησης και της απορρόφησης λόγω χαλάρωσης αντίστοιχα. Επίσης f_{ri} είναι η συχνότητα χαλάρωσης του i-οστού μορίου. Καθώς όμως οι βιολογικοί ιστοί αποτελούνται από διαφορετικούς τύπους μορίων, τα φαινόμενα χαλάρωσης αλληλεπικαλύπτονται με αποτέλεσμα τη σχεδόν γραμμική εξάρτηση από τη συχνότητα f φαινόμενο που παρατηρείται πειραματικά σε πολλούς μαλακούς ιστούς.

Μέσο διάδοσης	Εξασθένηση [dB/(MHz·cm)]
Αέρας	12.0
Νεϱό	0.002
Αίμα	0.18
Λίπος	0.63
Μυς	1.3 – 3.3
Οστό	16.0 - 23.0
Νεφοοί	0.8 - 1.0
Σπλήνας	0.5 - 1.0
Ήπαο	0.6 – 0.9
Πλάσμα	0.01

Πίναπας 1.3: Τυπικές τιμές εξασθένησης στους ανθρώπινους ιστούς

Όπως ήδη αναφέρθηκε ένα κύμα υπερήχων που διαδίδεται μέσα σε έναν ιστό εξασθενεί λόγω των φαινομένων απορρόφησης και σκέδασης. Έχει διαπιστωθεί ότι η εξασθένηση αυτή εξαρτάται από τη συχνότητα και μάλιστα αυξάνεται καθώς αυξάνεται η συχνότητα με αποτέλεσμα να θεωρείται συνήθως ότι υπάρχει γραμμική εξάρτηση της εξασθένησης με την απόσταση που διανύθηκε και τη συχνότητα του κύματος. Για τους ιατρικούς υπέρηχους η συνήθης χρησιμοποιούμενη μονάδα εξασθένησης είναι $dB/[MHz \cdot cm]$. Για παράδειγμα στην περίπτωση ενός ιστού πάχους 10*cm* με εξασθένηση της τάξης των 0.7 $dB/[MHz \cdot cm]$ ο οποίος ηχοβολείται με σήμα συχνότητας 3MHz, ο ήχος θα εξασθενήσει κατά 2·3·10·0.7 = 42dB καθώς το σήμα διαδίδεται 2 φόρες μέσα στον ιστό. Χαρακτηριστικές τιμές εξασθένησης για διάφορους τύπους ιστών φαίνονται στον πίνακα 1.3 που ακολουθεί. Οι τιμές προέκυψαν από σήματα υπερήχων που διαδόθηκαν μέσα από συγκεκριμένα είδη ιστών. Η εξασθένηση στον ιστό οφείλεται σε ένα πλήθος φαινομένων. Η σκέδαση του πεδίου θα διασκορπίσει τμήματα της ενέργειας προς όλες τις κατευθύνσεις. Η απορρόφηση, όπως αναφέρθηκε και προηγούμενα, αποτελεί τη μετατροπή της ενέργειας του κύματος σε θερμική ενέργεια λόγω ταλαντωτικών απωλειών, απαγωγής θερμότητας, απωλειών που σχετίζονται με ανταλλαγές της ενέργειας ανάμεσα στα μόρια κλπ. Ερευνητικές μελέτες αποκάλυψαν ότι η απορρόφηση συνεισφέρει κατά 75 έως και 95% στη συνολική εξασθένηση (Parker 1983). Εξαιτίας της περίπλοκής σύστασης του ιστού δεν κατέστη δυνατό να εξαχθεί ένα απλό μοντέλο το οποίο να μπορεί να περιγράψει την εξάρτηση της εξασθένησης από τη συχνότητα με αποτέλεσμα η περισσότερη βιβλιογραφία που υπάρχει να περιορίζεται σε απλά φαινομενολογικά μοντέλα. Το πλάτος της συνάρτησης μεταφοράς της εξασθένηση για ένα επίπεδο κύμα διαδιδόμενο μέσα στον ιστό, εκφρασμένο στο πεδίο της συχνότητας θα είναι:

$$|H(f;z)| = \exp(-(\beta_0 z + \beta_1 f z))$$
 (1.111)

όπου z είναι το βάθος του ιστού f η συχνότητα, β_0 η μη εξαρτώμενη από τη συχνότητα εξασθένηση και β_1 ο εξαρτώμενος από τη συχνότητα όρος. Το β_1 εκφράζεται σε Np/[MHz · cm] και μετατρέπεται σε dB/[MHz · cm] πολλαπλασιάζοντας με 8.6859. Στην παραπάνω σχέση το κύριο αίτιο της εξασθένησης περιγράφεται από τον όρο που εξαρτάται από τη συχνότητα ενώ ο μη εξαρτώμενος από τη συχνότητα όρος συχνά δε λαμβάνεται υπόψη.

Μια εναλλακτική προσέγγιση βασιζόμενη στην επεξεργασία σήματος μπορεί να οδηγήσει στη συγκρότηση ενός αρκετά ικανοποιητικού μοντέλου εξασθένησης το όποιο δίνει τη δυνατότητα προσομοίωσης της συμπεριφοράς της σε υπολογιστή, διευκολύνοντας έτσι την μελέτη της επίδρασης της στη διάδοση των υπέρηχων μέσα στους ιστούς. Όπως ήδη αναφέρθηκε η εξασθένηση στους ιστούς αυξάνει γραμμικά με το βάθος και τη συχνότητα οπότε μπορεί να εξομοιωθεί από ένα χωρικό φίλτρο με συνάρτηση μεταφοράς:

$$A(f,r) = \exp(-2\pi\beta f \vec{r})$$
 (1.111)

όπου β ο όρος που εκφράζει την εξάρτηση από τη συχνότητα.

Η εξασθένηση μπορεί να ενσωματωθεί στο φίλτρο διάδοσης της (1.72) αποδίδοντας έτσι την τροποποιημένη εξίσωση:

$$h_f(\vec{r}, f) = -\frac{\exp\left(-j2\pi \frac{f}{c}r\right)}{4\pi r} \cdot \exp(-2\pi\beta fr)$$
 (1.112)

Η τελευταία εξίσωση μπορεί και να γράφει με τη μορφή :

$$h_f(\vec{r}, f) = -\frac{\exp\left(-j2\pi \frac{f}{\hat{c}}r\right)}{4\pi r}$$
(1.113)

όπου c η μιγαδική ταχύτητα του ήχου που ορίζεται ως:

$$\frac{1}{\hat{c}} = \frac{1}{c} - j\beta \tag{1.114}$$

Σε προηγούμενη ενότητα η λύση της κλασσικής κυματικής εξίσωσης οδήγησε σε μια γραμμική σχέση $\omega = c |\vec{k}|$. Τέτοιες σχέσεις μεταξύ χρονικής συχνότητας ω και κυματαρίθμου \vec{k} ονομάζονται σχέσεις διασποράς. Η σχέση διασποράς για διάδοση σε υλικό μέσο με εξασθένηση είναι:

$$\vec{k} \cdot \vec{k} = \left(\frac{\omega}{\hat{c}}\right)^2 = \left(\frac{\omega}{c} - j\omega\beta\right)^2$$
(1.115)

για την οποία απαιτείται το \vec{k} να είναι μιγαδικός. Η επίδραση της διασποράς οφείλεται στο γεγονός ότι οι διαφορετικές συχνότητες διαδίδονται με διαφορετικές ταχύτητες. Η διασπορά είναι η αιτία που τα παλμικά ακουστικά πεδία αποκτούν μεγαλύτερη διάρκεια καθώς μεταδίδονται στο υλικό μέσο.

Ο αντίστροφος μετασχηματισμός Fourier της (1.112) δίνει την κρουστική απόκριση της διάδοσης σε ένα μέσο με εξασθένηση:

$$h(\vec{r},t) = -\frac{\delta(t-r/c)}{4\pi r} \otimes \frac{1}{\pi} \left(\frac{\beta r}{(\beta r)^2 + t^2}\right)$$
(1.116)

Η εξίσωση αυτή δείχνει πως η εξασθένηση τροποποιεί τη διάδοση σφαιρικών κυμάτων και πως αυξάνει τη μείωση του πλάτους του διαδιδόμενου κύματος.

Ένα πιο φεαλιστικό μοντέλο είναι εκείνο που πεφιλαμβάνει και φασική εξάφτηση στη συνάφτηση μεταφοφάς του φίλτφου εξασθένησης. Οι Kak και Dines εισήγαγαν μια απόκφιση φάσης που μεταβάλλεται γφαμμικά ως πφος τη συχνότητα:

$$\Theta(f) = 2\pi f \tau_b \left| \vec{r} \right|$$
(1.117)

όπου τ_b είναι ο συντελεστής καθυστέρησης διάδοσης ανά μονάδα μήκους και ισούται με 1/c. Αυτό ωστόσο έχει σαν αποτέλεσμα μια μη αιτιοκρατική (noncausal) κρουστική απόκριση εξασθένησης. Έτσι προτάθηκε η χρήση μιας ελάχιστης κρουστικής απόκρισης φάσης για την οποία τα φάσματα πλάτους και φάσεων σχηματίζουν ένα ζευγάρι μετασχηματισμών Hilbert. Το μοντέλο μπορεί να χρησιμοποιηθεί αυτό για να περιγράψει την εξασθένηση σαν χωρικό φίλτρο με συνάρτηση μεταφοράς:

$$A(f, |\vec{r}|) = \exp(-\alpha |\vec{r}|) \cdot \exp(-\beta (f - f_0)|\vec{r}|)$$

$$\times \exp(-j2\pi f(\tau_b + \tau_m \frac{\beta}{\pi^2}) \cdot |\vec{r}|) \qquad (1.118)$$

$$\times \exp(j\frac{2f}{\pi}\beta |\vec{r}| \cdot \ln(2\pi f))$$

όπου α είναι ένας συντελεστής εξασθένησης ανεξάρτητος από τη συχνότητα, β ο συντελεστής εξασθένησης που εξαρτάται από τη συχνότητα, f_0 η κεντρική συχνότητα του ηχοβολέα και τ_m ο ελάχιστος παράγοντας καθυστέρησης φάσης. Στην βιβλιογραφία προτείνεται η τιμή 20 για το τ_m έτσι ώστε να ταιριάζει με την διασπορά που συναντάται στους ιστούς. Στην εξίσωση αυτή η συνάρτηση πλάτους της εξασθένησης έχει χωριστεί σε έναν ανεξάρτητο και έναν εξαρτώμενο όρο από τη συχνότητα. Ο όρος που εξαρτάται από τη συχνότητα είναι ο κυρίαρχος και ο άλλος συχνά παραλείπεται.

Η εξασθένηση έχει χωρική εξάρτηση και μπορεί να ενσωματωθεί στη μέθοδο της χωρικής κρουστικής απόκρισης αν θεωρήσουμε ένα υλικό μέσο με ομοιόμορφη εξασθένηση από την επιφάνεια του ηχοβολέα ως το σημείο υπολογισμού \vec{r} . Η (1.85) μπορεί να τροποποιηθεί ως εξής:

$$h_{att}(\vec{r},t) = \int_{T} \int_{S} a\left(t-\tau, \left|\vec{r}-\vec{r_{0}}\right|\right) \cdot \frac{\delta(\tau-\vec{r_{0}})}{2\pi |\vec{r}-\vec{r_{0}}|} dS d\tau$$
(1.119)

Ο αντίστροφος μετασχηματισμός Fourier της (1.118) έχει εισαχθεί στο ολοκλήρωμα το οποίο θα πρέπει να επιλυθεί για μια συγκεκριμένη γεωμετρία του μετατροπέα. Αυτό περιλαμβάνει μη στάσιμη (non-stationary) συνέλιξη αφού η κρουστική απόκριση της εξαρτώμενης από τη συχνότητα εξασθένησης αλλάζει για διαφορετικές τιμές της κρουστικής απόκρισης. Μια λύση προκύπτει υπολογίζοντας τον αντίστροφο μετασχηματισμό Fourier της (1.118) στη μέση απόσταση της χωρικής κρουστικής απόκρισης χωρίς εξασθένηση. Η προσέγγιση αυτή εισάγει ένα σφάλμα το οποίο αυξάνεται με την εγκάρσια απόσταση (lateral) όπου η διάρκεια της χωρικής κρουστικής απόκρισης είναι μεγαλύτερη.

Μια εναλλακτική προσέγγιση για την συμπερίληψη (lumping) των επιδράσεων της εξασθένησης στη διάδοση είναι η συνέλιξη της συνάρτησης μεταφοράς της εξασθένησης με τον παλμό διέγερσης. Έτσι παίρνουμε έναν εξασθενημένο παλμό ο οποίος μπορεί στη συνεχεία να χρησιμοποιηθεί με την μη εξασθενημένη χωρική κρουστική απόκριση της (1.85) προκείμενου να υπολογίσουμε το ακουστικό πεδίο. Τα αποτελέσματα που προκύπτουν με τον τρόπο αυτό είναι σχεδόν ταυτόσημα με εκείνα που αποδίδει η πολύ πιο απαιτητική υπολογιστικά μέθοδος που περιγράφηκε παραπάνω. Η εξαρτώμενη από τη συχνότητα εξασθένηση επιδρά σε μεγαλύτερο βαθμό στις υψηλότερες συχνότητες του εκπεμπόμενου παλμού. Με αλλά λόγια οι υψηλότερες συχνότητες του σήματος εξασθενούν περισσότερο από τις χαμηλότερες κατά τη διάδοση του στους ανθρώπινους ιστούς. Επομένως το φάσμα του συλλεγόμενου σήματος μεταβάλλεται όταν ο παλμός διαδίδεται μέσω του ιστού. Συγκεκριμένα θα έχει ως αποτέλεσμα τον περιορισμό του άνω τμήματος του εύρους ζώνης προκαλώντας μια αισθητή (effective) μείωση της κεντρικής συχνότητας (mean frequency). Για ένα απλό μοντέλο εξασθένησης και έναν εκπεμπόμενο παλμό (Gauss) γκαουσιανής μορφής έχει αποδειχθεί ότι η κεντρική συχνότητα του διαδιδόμενου παλμού μειώνεται γραμμικά με το βάθος:

$$f_{mean} = f_0 - \left(\beta B_r^2 f_0^2\right) z$$
 (1.120)

Ενώ ένα παράδειγμα αυτής της μετατόπισης στη συχνότητα για έναν παλμό ίδιου τύπου δίνεται από της σχέση:

$$p(t) = \exp\left(-2(B_r f_0 \pi)^2 t^2\right) \cos(2\pi f_0 t)$$
(1.121)

όπου f_0 και B_r είναι αντίστοιχα η κεντρική συχνότητα και το σχετικό (relative bandwidth) εύρος ζώνης του εκπεμπόμενου παλμού και z είναι το βάθος μέσα στον ιστό.

Στο τελευταίο παράδειγμα η κεντρική συχνότητα ήταν ίση με 3MHz και το σχετικό εύρος ήταν 0.20 (άνω) και 0.05 (κάτω). Η προς τα κάτω μετατόπιση της συχνότητας εξαρτάται και από το εύρος. Συγκεκριμένα όσο μικρότερο είναι το εύρος τόσο μικρότερη είναι και η προς τα κάτω μετατόπιση της συχνότητας.



Σχήμα 1.33: Πτώση (downshift) της κεντρικής συχνότητας του συλλεγόμενου σήματος για εξασθένηση ίση με 0.5 [dB/(MHz·cm)] σε γκαουσιανό παλμό κεντρικής συχνότητας 3 MHz

Η γραμμική μείωση της μέσης συχνότητας με το βάθος που περιγράφει η (1.120) μπορεί να εξαχθεί κάνοντας χρήση του μετασχηματισμού Fourier της σχέσης (1.121) και πολλαπλασιάζοντας το αποτέλεσμα με το συντελεστή εξασθένησης ως εξής:

$$P_{a}(f) = \frac{1}{2B_{r}f_{0}\sqrt{2\pi}} \left[\exp\left(-\frac{(f_{0}-f)^{2}}{2(B_{r}f_{0})^{2}}\right) + \exp\left(-\frac{(f_{0}+f)^{2}}{2(B_{r}f_{0})^{2}}\right) \right] \exp\left(-(\beta_{0}z + \beta_{1}fz)\right)$$
(1.122)

Λαμβάνοντας υπόψη μόνο τον όρο θετικών συχνοτήτων έχουμε:

$$P_{a}(f) = \frac{1}{2B_{r}f_{0}\sqrt{2\pi}} \left[\exp\left(-\frac{f_{0}^{2} - f^{2} - 2f_{0}\left(1 - \beta_{1}zB_{r}^{2}f_{0}\right)f}{2(B_{r}f_{0})^{2}}\right) \right] \exp(-\beta_{0}z)$$
(1.123)

Καθώς το φάσμα είναι συμμετρικό η μέγιστη τιμή, που συμπίπτει με τη μέση τιμή του, επιτυγχάνεται όταν μηδενιστεί το όρισμα του εκθετικού όρου. Επίσης και η πρώτη παράγωγος ως προς τη συχνότητα θα είναι μηδενική λόγω συμμετρίας επομένως:

$$2f_{mean} - 2f_0 (1 - \beta_1 z B_r^2 f_0) = 0 \iff f_{mean} = f_0 (1 - \beta_1 z B_r^2 f_0)$$
(1.124)

Σύμφωνα με την τελευταία σχέση η μέση συχνότητα θα μειώνεται γραμμικά με το βάθος και την εξάρτηση της από την εξασθένηση, την κεντρική συχνότητα του μετατροπέα και το εύρος. Πρέπει να σημειωθεί ότι η (1.120) ισχύει κατά προσέγγιση για μορφές παλμών διαφορετικές του γκαουσιανου.



Σχήμα 1.34: Φάσμα συχνοτήτων εκπεμπόμενου σήματος και της απόκρισης ενός σημειακού σκεδαστή τοποθετημένου σε βάθος 20cm εντός υλικού μέσου με εξασθένηση 0.7dB/[MHz·cm]

Η προς τα κάτω μετατόπιση της κεντρικής συχνότητας εξαρτάται από την εξασθένηση, τη συχνότητα το εύρος και τη φασματική μορφή αυτής. Για τις τυπικές φέρουσες συχνότητες στο εύρος των 2 έως 10MHz που χρησιμοποιούνται στους υπέρηχους μπορεί να παρατηρηθεί μια σημαντική προς τα κάτω ολίσθηση (downshift) αρκετών εκατοντάδων kHz ακόμα και για μέτρια βάθη εντός των ιστών. Στο σχήμα (1.34) φαίνονται τα αποτελέσματα της προσομοίωσης για απεικόνιση phased array χρησιμοποιώντας γραμμικό FM σαν σήμα διέγερσης. Το γράφημα παρουσιάζει το συχνότικο περιεχόμενο του εκπεμπόμενου σήματος αφού έχει συνελιχθεί με την κρουστική απόκριση του ηχοβολέα κεντρικής συχνότητας 4MHz και σχετικού εύρους (fractional bandwidth) 65%. Δείχνει επίσης το εύρος συχνοτήτων του λαμβανόμενου σήματος, μετά την έξοδο του beamformer, από έναν σημειακό σκεδαστή ο οποίος βρίσκεται σε βάθος 20cm εντός υλικού μέσου με εξασθένησης λογω συχνότητας $0.7 dB/[MHz \cdot cm]$. Η μέση συχνότητα των λαμβανόμενων αντηγήσεων είναι μετατοπισμένη προς τα κάτω κατά περίπου 400kHz, το εύρος ζώνης μειώθηκε κατά 6% αλλά το σχήμα του φάσματος δεν παραμορφώθηκε.

1.9 ΠΕΔΙΑ ΥΠΕΡΗΧΩΝ

1.9.1 ΠΕΔΙΑ ΣΥΝΕΧΩΝ ΚΥΜΑΤΩΝ.

Το ολοκλήρωμα Rayleigh παίζει κεντρικό ρόλο στον υπολογισμό ακουστικών πεδίων τα οποία παράγονται από δεδομένη γεωμετρία παραθύρου. Το ολοκλήρωμα αυτό είναι μια μαθηματική περιγραφή της αρχής του Huygens η οποία καθορίζει ότι το συνολικό ακουστικό πεδίο είναι η συνεισφορά των σφαιρικών κυμάτων για όλες τις σημειακές πηγές που συγκροτούν το παράθυρο.

Περαιτέρω απλοποιήσεις και αναλυτικές λύσεις μπορούν να βρεθούν αν υποτεθεί ότι το παράθυρο ταλαντώνεται με μια σταθερή ταχύτητα (displacement velocity) διαταραχής u_0 σε μια συχνότητα ω . Αυτό αντιστοιχεί στη μονοχρωματική ή αλλιώς στην περίπτωση συνεχούς κύματος (CW). Από την (1.77) το σφαιρικό κύμα που παράγεται από κάθε σημειακή πηγή του παραθύρου είναι $\frac{u_0}{r} \cdot \exp(j(\omega t - kR))$ όπου R είναι η απόσταση από τη σημειακή πηγή πάνω στο παράθυρο έως το σημείο του πεδίου που αντιστοιχεί στο διάνυσμα \vec{r} . Στην περίπτωση αυτή το ολοκλήρωμα Rayleigh μπορεί να απλουστευθεί στο παρακάτω το οποίο είναι γνωστό και ως ολοκλήρωμα Huygens-Rayleigh:

$$\phi(\vec{r},t) = \frac{u_0}{2\pi} \exp(j\omega t) \int_{S} \frac{\exp(-jkR)}{R} dS$$
(1.124)

Στη βιβλιογραφία μπορούν να βρεθούν αναλυτικές λύσεις για απλές γεωμετρίες παραθύρων. Ιδιαιτέρου ενδιαφέροντος είναι οι επίπεδοι κυκλικοί μετατροπείς που χρησιμοποιούνται στους υπέρηχους. Προσεγγιστικές λύσεις μπορούν επίσης να βρεθούν για μετατροπείς γραμμικών συστοιχιών (linear array transducers). Οι λύσεις αυτές προέρχονται από απλοποιήσεις λογω γεωμετρικών παραδοχών. Αυτές οι γεωμετρικές προσεγγίσεις είναι οι Fresnel -Fraunhofer. Τα εργαλεία αυτά δίνουν μια πλήρη εικόνα των κυρίων χαρακτηριστικών του εκπεμπόμενου πεδίου όπως της ανάλυση, του βάθους πεδίου, των πλευρικών λοβών (side lobes) και των grating lobes που αναφέρθηκάν σε προηγούμενη παράγραφο



Σχήμα 1.35: Γεωμετρικό σχέδιο για την εξαγωγή των προσεγγίσεων Fresnel και Fraunhofer

1.9.2 ΠΡΟΣΕΓΓΙΣΗ FRESNEL.

Έστω ότι ο άξονας z είναι κάθετος στο επίπεδο του μετατροπέα, $\vec{r_0} = (x_0, y_0)$ η απόσταση ενός σημείου του παραθύρου από την αρχή των

αξόνων και $\vec{r} = (x, y, z)$ η απόσταση ενός τυχαίου σημείου στο χώρο όπως φαίνεται και στο σχήμα (1.35). Η απόσταση R στο σχήμα (1.35) είναι:

$$R = \sqrt{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2 + z^2}$$
 (1.125)

Η εξίσωση αυτή μπορεί να γραφεί εναλλακτικά ως εξής:

$$R = z \cdot \sqrt{1 + \left(\frac{x - x_0}{z}\right)^2 + \left(\frac{y - y_0}{z}\right)^2}$$
(1.126)

Η τελευταία εξίσωση μπορεί να απλοποιηθεί περαιτέρω χρησιμοποιώντας την προσέγγιση για μικρές γωνίες η οποία μαθηματικά εκφράζεται ως εξής:

$$|x - x_0|/z \prec 1$$
 , $|y - y_0|/z \prec 1$ (1.127)

Εισάγοντας τη διωνυμική επέκταση:

$$\sqrt{1+b} = 1 + \frac{1}{2}b - \frac{1}{8}b^2 + \dots$$
 (1.128)

μπορούμε να διατηρήσουμε μόνο μέχρι τους 2^{ης} τάξης όρους αν ικανοποιείται η (1.127). Στην περίπτωση αυτή παίρνουμε:

$$R \approx z + \frac{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2}{2z}$$
(1.129)

αντικαθιστώντας την (1.129) σο ολοκλήρωμα Huygens – Rayleigh λαμβάνουμε την προσέγγιση κατά Fresnel (ή αλλιώς την παραξονική προσέγγιση - paraxial approximation):

$$\phi(\vec{r},t) = \frac{u_0}{2\pi} \cdot \frac{e^{j(\omega t - kz)}}{z} \int_{S} \exp\left[-k \frac{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2}{2z}\right] dx_0 dy_0$$
(1.130)

Η προσέγγιση Fresnel ουσιαστικά αντικαθιστά τα σφαιρικά κύματα με παραβολοειδή. Ας σημειωθεί ότι τα x_0 και y_0 είναι οι μεταβλητές ολοκλήρωσης πάνω στο παράθυρο. Η ποσότητα z στον παρονομαστή μπορεί να βγει από το ολοκλήρωμα καθώς μεταβάλλεται πολύ αργά σε σχέση με το εκθετικό $[(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2]/2z$. Αυτό βασίζεται στην παραδοχή ότι οι μεταβολές του πλάτους είναι λιγότερο κυρίαρχες στη μορφή του πεδίου (field pattern) σε σχέση με τις αλλαγές της φάσης. Στις περισσότερες περιπτώσεις

πρακτικού ενδιαφέροντος η περίθλαση μπορεί να περιγραφεί με αρκετή ακρίβεια με βάση την προσέγγιση Fresnel που δίνεται στην (1.130).

1.9.3 ΠΡΟΣΕΓΓΙΣΗ FRAUNHOFER.

Χρησιμοποιώντας τη σχέση $r_0^2 = x_0^2 + y_0^2$ η (1.129) μπορεί περαιτέρω να γραφεί ως:

$$R \approx z + \frac{r_0^2}{2z} + \frac{x^2 + y^2}{2z} - \frac{xx_0 + yy_0}{z}$$
(1.131)

Η προσέγγιση Fraunhofer ή αλλιώς προσέγγιση μακρινού πεδίου χρησιμοποιείται για τον προσδιορισμό της μορφής της περίθλασης (diffraction pattern) σε μεγάλη απόσταση από τον ηχοβολέα. Στο μακρινό πεδίο, η ακτινοβολία από κάθε σημείο του παραθύρου καταφθάνει ουσιαστικά συμφασικά και συμβάλει προσθετικά. Έτσι αν $r_0 \prec z$, ο δεύτερος όρος $r_0^2/2z$ της (1.131) μπορεί να αμεληθεί. Καθώς το σημείο του πεδίου μετακινείται προς τον μετατροπέα ο όρος αυτός αυξάνει ώσπου σε κάποια χαρακτηριστική απόσταση (cross-over range) γίνεται μη αμελητέος. Ειδικότερα ο όρος $r_0^2/2z$ μπορεί να αμεληθεί εφόσον ο εκθέτης δεν υπερβαίνει την τιμή π/4 και έτσι δεν ταλαντώνεται. Ο όρος αυτός μεγιστοποιείται για συνεισφορές που προσέγγιση μακρινού πεδίου μπορεί να εκφραστεί ως εξής:

$$k\frac{(r_{0,\max}/2)^2}{2z} \prec \pi/4 \Longrightarrow z \succ \frac{r_{0,\max}^2}{\lambda}$$
(1.132)

Θα πρέπει ωστόσο να σημειωθεί ότι η απεικόνιση με υπερήχους πραγματοποιείται στο πολύ κοντινό πεδίο. Αυτό μπορεί να φανεί αποτιμώντας την (1.132) για πραγματικούς μετατροπείς υπερήχων. Για έναν ηχοβολέα τεχνολογίας phased array, 128 στοιχείων με απόσταση λ/2 μεταξύ τους ο οποίος λειτουργεί στα 3.5MHz το μήκος του παραθύρου είναι 28mm και η μετάβαση από την περιοχή Fresnel στην Fraunhofer λαμβάνει χώρα στα 1.8m!

Οι ιατρικοί υπέρηχοι είναι ένα σύστημα απεικόνισης κοντινού πεδίου, όπου κυριαρχούν συστηματικά σφάλματα φάσης. Αυτό διακρίνει τους υπέρηχους από άλλα ιατρικά απεικονιστικά συστήματα και ταυτόχρονα αποτελεί μια επιπρόσθετη τεχνολογική πρόκληση. Παρά ταύτα η προσέγγιση Fraunhofer εξακολουθεί να είναι πολύ χρήσιμη. Θα φανεί ότι η εφαρμογή καθυστερήσεων κατά την διαδικασία μορφοποίησης της δέσμης φέρνει, με εστίαση, τη μορφή περίθλασης του μακρινού πεδίου στο κοντινό (brings the far field diffraction pattern into the near field by focusing). Δηλαδή η προσέγγιση Fraunhofer μπορεί να χρησιμοποιηθεί για τον υπολογισμό του πεδίου στο σημείο εστίασης.

1.9.4 H $\Sigma X E \Sigma H$ FOURIER.

Ο τρίτος όρος $(x^2 + y^2)/2z$ της (1.131) μπορεί να βγει εκτός του ολοκληρώματος. Συνεπώς με την προσέγγιση μακρινού πεδίου της (1.130) γίνεται:

$$\phi(\vec{r},t) = \frac{u_0}{2\pi} \cdot \frac{e^{j(\omega t - kz)}}{z} \cdot \exp\left[-\frac{jk}{2z}(x^2 + y^2)\right] \int_{S} \exp\left[\frac{j2\pi}{\lambda z}(xx_0 + yy_0)\right] dx_0 dy_0 \quad (1.133)$$

Το εκθετικό μέσα στο ολοκλήρωμα είναι ο πυρήνας του μετασχηματισμού Fourier για τις χωρικές συχνότητες:

$$f_x = \frac{2\pi}{\lambda z} x$$
 , $f_y = \frac{2\pi}{\lambda z} y$ (1.134)

Στο ολοκλήρωμα μπορεί να ενσωματωθεί και μια συνάρτηση για την επιλογή των ενεργών στοιχείων εκπομπής (*apodization function*) $a(x_0, y_0)$. Οπότε λαμβάνεται η μορφή της ακτινοβολίας μακρινού πεδίου:

$$\phi(\vec{r},t) = \frac{u_0}{2\pi} \cdot \frac{e^{j(\omega t - kz)}}{z} \cdot \exp\left[-\frac{jk}{2z}(x^2 + y^2)\right] \int_{S} a(x_0, y_0) \exp\left[(f_x x_0 + f_y y_0)\right] dx_0 dy_0 \quad \textbf{(1.135)}$$

Η εξίσωση αυτή αποτελείται από τρεις όρους:

- τον χρονικά εξαρτώμενο όρο φάσης,
- την αξονική εξασθένηση του πεδίου που εκφράζει ο 1/z και
- την πλευρική διασπορά του πεδίου (lateral field distribution).

Ο δευτεροβάθμιος όρος εκτός του ολοκληρώματος είναι μόνο ένας όρος φάσης και μπορεί για απλότητα να παραλειφθεί. Έτσι:

$$\phi_L(x,y) = \int_{S} a(x_0, y_0) \exp\left[\left(f_x x_0 + f_y y_0\right)\right] dx_0 dy_0$$
(1.136)

Η παραπάνω σχέση δηλώνει ότι η μη αξονική επέκταση του πεδίου είναι ο δισδιάστατος χωρικός μετασχηματισμός Fourier της apodization function.

Η προσέγγιση Fraunhofer δίνει μια πολύ απλή σχέση μεταξύ της ταλάντωσης στην επιφάνεια του ηχοβολέα και του παραγόμενου πεδίου υπερήχων. Αντιπροσωπεύει λοιπόν ένα πολύ ισχυρό εργαλείο το οποίο αποκαλύπτει τα πιο σημαντικά χαρακτηριστικά των ακουστικών πεδίων όπως οι ιδιότητες πλευρικής ανάλυσης, οι δευτερεύοντες λοβοί και οι grating lobes. Για μετατροπείς με ενεργό επιφάνεια (aperture) σφαιρικής συμμετρίας ο μετασχηματισμός Fourier αντικαθίσταται από τον μετασχηματισμόHankel ο οποίος μετατρέπει το πρόβλημα σε μια μονοδιάστατη συνάρτηση της ακτίνας r και η λύση περιλαμβάνει συναρτήσεις Bessel. Για γραμμικές συστοιχίες κρυστάλλων (*linear arrays*) το μακρινό πεδίο μπορεί να υπολογιστεί ως ένας απλός μονοδιάστατος μετασχηματισμός Fourier της συνάρτησης που καθορίζει την ενεργή επιφάνεια του μετατροπέα (*aperture function*).

Στη συνέχεια εξετάζουμε τη μορφή του πεδίου διαφόρων μετατροπέων, από τον απλούστερο που είναι ο επίπεδος κυκλικός μετατροπέας αλλά και πιο σύνθετων, ώστε σταδιακά να αποκτήσουμε μια γενική εικόνα του πεδίου που παράγεται από σύγχρονους μετατροπείς ιατρικών υπερήχων.

1.9.5 ΠΕΔΙΟ ΕΠΙΠΕΔΟΥ ΚΥΚΛΙΚΟΥ ΜΕΤΑΤΡΟΠΕΑ.

Ακόμα και για τον επίπεδο κυκλικό μετατροπέα που έχει την απλούστερη γεωμετρία η αναλυτική λύση του ολοκληρώματος Huygens – Rayleigh για όλα τα σημεία του χώρου δεν είναι ακριβής. Χρησιμοποιώντας την προσέγγιση Fresnel έχει υπολογιστεί το πεδίο της πίεσης για τα σημεία επί του άξονα:

$$p(z) = 2\rho_0 c U_0 \left| \sin \left\{ \frac{1}{2} k z \left[\sqrt{1 + \left(\frac{r}{z}\right)^2} - 1 \right] \right\} \right|$$
(1.137)

Η μεταβολή της πίεσης ενός μετατροπέα ακτίνας 8 mm ο οποίος εκπέμπει στα 3MHz φαίνεται στο σχήμα (1.35) που ακολουθεί



Σχήμα 1.35: Μεταβολή του πλάτους της πίεσης κατά την αξονική διεύθυνση για επίπεδο κυκλικό μετατροπέα ακτίνας 8mm ο οποίος εκπέμπει στα 3MHz.

Για κάποιο σημείο της περιοχής που βρίσκεται κοντά στην ενεργή επιφάνεια (aperture) του μετατροπέα τα σφαιρικά κύματα που προέρχονται από διαφορετικά σημεία φτάνουν σε διαφορετικές χρονικές στιγμές, λογω της διαφοράς ακολουθούν, με δρόμου που αποτέλεσμα να αλληλοεξουδετερώνονται και να δημιουργούνται μηδενισμοί του πεδίου. Η περιοχή πριν το τελευταίο μέγιστο στο διάγραμμα του προηγούμενου σχήματος είναι το λεγόμενο κοντινό πεδίο (near field (Fresnel) region) στο βιβλίο. Το πεδίο κοντά στην ενεργό περιογή του μετατροπέα (aperture) είναι περίπλοκο (complex) εξαιτίας της ταχύτατης μεταβολής της φάσης με αποτέλεσμα να υπάρχουν πολυάριθμα μέγιστα και ελάχιστα ή αλλιώς κορυφές και κοιλίες (peaks and valleys).

Ακόμη πιο μακριά από τον μετατροπέα (δηλαδή στο μακρινό πεδίο ή την περιοχή Fraunhofer) τα σφαιρικά κύματα είναι σε φάση (συμφασικά) και συμβάλλουν εποικοδομητικά. Η απόσταση z₀ ως την περιοχή μετάβασης από το κοντινό στο μακρινό πεδίο είναι συνάρτηση του μεγέθους της ενεργού περιοχής του μετατροπέα σε σχέση με το μήκος κύματος και δίνεται από τη σχέση:

$$z_0 = \frac{r^2}{\lambda} \tag{1.138}$$

Όπου r είναι η ακτίνα του μετατροπέα και $\lambda = c/f$ είναι το μήκος κύματος στο υλικό μέσο. Στο μακρινό πεδίο για κάποιες γωνίες εκτός άξονα (off axis) τα σφαιρικά κύματα δεν είναι σε φάση και αλληλοαναιρούνται. Ο πρώτος μηδενισμός στο μακρινό πεδίο λαμβάνει χώρα σε γωνία Θ_s ως προς την κατεύθυνση διάδοσης η οποία δίνεται από τη σχέση:

$$\Theta_s = \arcsin\left(0.61\frac{\lambda}{r}\right) \tag{1.139}$$

Ένα απλουστευμένο σχέδιο του πεδίου φαίνεται στο σχήμα (1.136) που ακολουθεί:



Σχήμα 1.36: Εξιδανικευμένη εκδοχή του πεδίου πίεσης συνεχούς κύματος για έναν επίπεδο κυκλικό μετατροπέα.

Όπως φαίνεται και στο σχήμα, για απόσταση z₀, το κύριο μέρος του πεδίου είναι μέσα στα όρια της νοητής προέκτασης της επιφάνειας του μετατροπέα.



Σχήμα 1.37: Απεικόνιση της αλληλεπίδρασης των σφαιρικών κυμάτων (τα οποία προέρχονται από διαφορετικά σημεία της ενεργού επιφάνειας) στο εγγύς πεδίο του μετατροπέα.

Αυτό αναπαρίσταται και στο σχήμα (1.37) χρησιμοποιώντας την αρχή του Huygens. Στο κοντινό πεδίο τα σφαιρικά κύματα τα οποία προέρχονται από διαφορετικά σημεία της ενεργού επιφάνειας σχηματίζουν ουσιαστικά ένα επίπεδο κύμα. Στο μακρινό πεδίο η ενεργός επιφάνεια αρχίζει να μοιάζει με σημειακή πηγή και το πεδίο αρχίζει να αποκλίνει (diffracting).

1.9.6 ΜΑΚΡΙΝΟ ΠΕΔΙΟ ΓΡΑΜΜΙΚΩΝ ΜΕΤΑΤΡΟΠΕΩΝ.

Ας θεωρήσουμε μια απλή γραμμική ενεργό επιφάνεια (line aperture) όπως εκείνη του σχήματος (1.38) με αρμονική σωματιδιακή ταχύτητα (harmonic particle speed): $U_0 \exp(j\omega t)$. Όπου U_0 είναι το πλάτος της ταλάντωσης και ω η κυκλική (angular) συχνότητα. Ένα ελαφρώς τροποποιημένο πεδίο, σε σχέση μακρινό πεδίο περίθλασης (far field diffraction), μπορεί να εξαχθεί σαν συνάρτηση των πολικών συντεταγμένων r και θ. Χρησιμοποιώντας τη σχέση: $r^2 = x^2 + z^2$, μια αντίστοιχη επέκταση με την (1.125) αποδίδει:

$$R = \sqrt{r^2 + r_0^2 - 2xx_0} = r \cdot \sqrt{1 + \frac{r_0^2}{r^2} - \frac{2}{r^2}xx_0}$$
(1.140)



Σχήμα 1.38: Γεωμετρία γραμμικής ενεργού επιφάνειας (line aperture).

Με βάση την προσέγγιση Fresnel παίρνουμε:

$$R \approx r + \frac{r_0^2}{2r} - \frac{1}{r} x x_0$$
 (1.141)

Η μεταβλητή x μπορεί να γραφεί σαν συνάρτηση της γωνίας θ λόγω της σχέσης $x = r \sin \theta$. Στο μακρινό πεδίο ο όρος $r_0^2/2r$ μπορεί να αμεληθεί (προσέγγιση Fraunhofer). Τότε $R \approx r - x_0 \sin \theta$ και η λύση για μια ενεργό επιφάνεια με συνάρτηση βάρους (apodization) $a(x_0)$ θα είναι:

$$\phi(r,\theta,t) = \frac{u_0}{2\pi} e^{j\omega t} \int_{-L/2}^{+L/2} a(x_0) \frac{\exp[-jk(r-x_0\sin\theta)]}{r} dx_0$$

= $\frac{u_0 L}{2\pi r} e^{j(\omega t-kr)} \underbrace{\frac{1}{L} \int_{-L/2}^{+L/2} a(x_0) \exp(jkx_0\sin\theta) dx_0}_{H(\theta)}$ (1.142)

Ο όρος $H(\theta)$ αναπαριστά την γωνιακή μεταβολή του πεδίου και σχηματίζει με την συνάρτηση $a(x_0)$ ένα ζεύγος μετασχηματισμών Fourier. Η μεταβλητή χωρικής συχνότητας είναι η $\omega_{\theta} = k \sin \theta$ και αφού $k = 2\pi/\lambda$ θα ισχύει $f_{\theta} = \sin \theta/\lambda = f \sin \theta/c$. Συνήθεις ιδιότητες του μετασχηματισμού Fourier μπορούν να χρησιμοποιηθούν για την κατανόηση της μορφής της δέσμης που παράγεται από τυπικές ενεργές επιφάνειες μετατροπέων.

1.9.7 ΠΡΟΦΙΛ ΔΕΣΜΗΣ ΓΡΑΜΜΙΚΗΣ ΕΝΕΡΓΟΥ ΕΠΙΦΑΝΕΙΑΣ. (BEAM PATTERN OF A LINE APERTURE)

Μια γραμμική πηγή μήκους L με σταθερό πλάτος χαρακτηρίζεται από την εξής συνάρτηση apodization:

$$a(x_0) = \{ \begin{array}{cc} A & , |x_0| \le L/2 \\ 0 & , \quad \alpha \lambda \lambda \circ \psi \end{array}$$
(1.143)

Ο μετασχηματισμός Fourier της $a(x_0)$ είναι:

$$a(x_0) \xleftarrow{F} 2A \frac{\sin(\frac{L}{2}\omega_{\theta})}{\omega_{\theta}}$$
 (1.144)

Έτσι το γωνιακό πεδίο θα είναι:

$$H(\theta) = \frac{1}{L} \cdot 2A \cdot \frac{\sin\left(\frac{L}{2}k\sin\theta\right)}{k\sin\theta} = A \cdot \frac{\sin\left(\frac{k}{2}L\sin\theta\right)}{\frac{k}{2}\sin\theta} = A\sin c\left(\pi\frac{L}{\lambda}\sin\theta\right) \quad (1.145)$$



Σχήμα 1.39: Γωνιακό προφίλ δέσμης υπερήχων από γραμμική ενεργό επιφάνεια ομοιόμορφου πλάτους.

Ένα διάγραμμα της εξίσωσης (1.145) δίνεται στο παραπάνω σχήμα (1.39). Το εύρος του κυρίου λοβού αντιστοιχεί στην γωνιακή ανάλυση του απεικονιστικού συστήματος. Η απόσταση από την αρχή των αξόνων έως τον πρώτο μηδενισμό αποτελεί μια συνήθη μέτρηση του εύρους του κυρίου λοβού. Η γωνία θ₀ είναι:

$$\theta_0 = \sin^{-1} \frac{\lambda}{L}$$
 (1.146)

Η εξίσωση αυτή αποκαλύπτει δυο σημαντικές ιδιότητες της ανά γραμμή απεικόνισης με υπερήχους (ultrasound array imaging):η ανάλυση βελτιώνεται για μεγάλες συστοιχίες (large arrays) και υψηλές συχνότητες λειτουργίας. Η πραγματική πλευρική ανάλυση x_i είναι η απόσταση γύρω από το κυκλικό τόξο το οποίο σχετίζεται με την θ_0 . Σε βάθος r, ισχύει ότι $\sin \theta_0 = x_i \cdot r$. Ορίζοντας σαν αριθμό f (f-number $f_{\#}$) το λόγο της αξονικής απόστασης προς το μήκος L παίρνουμε:

$$\sin \theta_0 = \frac{\lambda}{L} = \frac{x_l}{r} \Longrightarrow x_l = f_{\#}\lambda$$
 (1.147)

Η εξίσωση αυτή δείχνει ότι η πλευρική ανάλυση σε μια εικόνα δεν είναι ομοιόμορφη αλλά μεταβάλλεται καθώς μετακινούμαστε αξονικά προς την ενεργό επιφάνεια του μετατροπέα. Παρόλο που η εξίσωση αυτή δεν είναι απόλυτα ακριβής, καθώς βασίζεται στην προσέγγιση μακρινού πεδίου, παρέχει έναν καλό εμπειρικό κανόνα για την εκτίμηση της πλευρικής ανάλυσης σε ένα σύστημα απεικόνισης.

Μια άλλη παρατήρηση είναι ότι το προφίλ της δέσμης περιέχει πλευρικούς λοβούς σταδιακά μειούμενου πλάτους. Οι λοβοί αυτοί είναι ανεπιθύμητοι καθώς θα απεικονιστούν σαν είδωλα γύρω από ισχυρούς σκεδαστές ενώ θα καλύψουν άλλους παρακείμενους σκεδαστές με μικρότερη ανακλαστικότητα σε σχέση με το ύψος των πλευρικών λοβών του ισχυρού σκεδαστή. Το πλάτος του πρώτου δευτερεύοντα λοβού σε σχέση με τον κύριο δίνεται από τη σχέση:

$$\frac{H\left(\sin^{-1}\left(\frac{3\lambda}{2L}\right)\right)}{H(0)} = L\frac{\sin(3\pi/2)}{3\pi/2} / L = \frac{2}{3\pi}$$
 (1.148)

Το σχετικό ύψος δευτερευόντων λοβών δεν εξαρτάται από το μέγεθος της συστοιχίας ή τη συχνότητα εκπομπής αλλά καθορίζεται μόνο από τη συνάρτηση ενεργού επιφάνειας $a(x_0)$ (apodization function) διαμέσου της σχέσης Fourier. Έτσι οι μεγάλες ασυνέχειες της $a(x_0)$ προκαλούν υψηλό επίπεδο πλευρικών λοβών και μπορούν να μειωθούν επιλέγοντας μια πιο ομαλή (oμaλá μεταβαλλόμενη) συνάρτηση $a(x_0)$ όπως ένα παράθυρο Hanning ή Kaiser. Το μειονέκτημα της εφαρμογής τέτοιων συναρτήσεων (apodization) είναι ότι μειώνεται σημαντικά η ενεργός επιφάνεια (effectively aperture reduce), αποδίδοντας έναν ευρύτερο κύριο λοβό με αποτέλεσμα να υποβαθμίζεται η ανάλυση του

συστήματος. Επιπλέον μειώνεται αισθητά η εκπεμπόμενη ενέργεια και κατά συνέπεια αυξάνεται το επίπεδο θορύβου.

1.9.8 ΠΡΟΦΙΛΑ ΔΕΜΗΣ ΓΡΑΜΜΙΚΟΥ ΜΕΤΑΤΡΟΠΕΑ (BEAM PATTERN OF A LINEAR ARRAY TRANSDUCER).

Οι μετατροπείς γραμμικών συστοιχιών (linear array transducers) που διατίθενται στο εμπόριο αποτελούνται από ένα πλήθος N στοιχείων πλάτους d το κάθε ένα, τα οποία βρίσκονται τοποθετημένα σε μια ευθύγραμμη σειρά. Αν a_e είναι η συνάρτηση παραθύρου (aperture function) κάθε στοιχείου τότε το γωνιακό μακρινό πεδίο $H_e(\theta)$ (angular far field) κάθε στοιχείου θα είναι σύμφωνα με την (1.145):

$$H_e(\theta) = \sin c \left(\pi \frac{d}{\lambda} \sin \theta \right)$$
 (1.149)

Θα πρέπει ωστόσο να σημειωθεί ότι η συγκεκριμένη συνάρτηση sin c, λογω του μικρού μεγέθους των στοιχείων, θα είναι πολύ πιο ευρεία σε σχέση με αυτή που φαίνεται στο σχήμα (1.39). Η απόσταση p μεταξύ των κέντρων των στοιχείων η οποία ονομάζεται βήμα αντιστοιχεί σε χωρική δειγματοληψία του παραθύρου. Η συνάρτηση που καθορίζει την ενεργό επιφάνεια του μετατροπέα (transducer aperture function) μπορεί να περιγραφεί μαθηματικά ως η συνέλιξη της ενεργού επιφάνειας του στοιχείου και μια σειράς συναρτήσεων δ τοποθετημένες στα κέντρα των στοιχείων:

$$a(x_0) = a_e(x_0) * \sum_{n=-N/2}^{N/2} \delta(x_0 - np)$$
(1.150)

Οι μετασχηματισμοί Fourier της συνάρτησης δ και της σειράς συναρτήσεων δ είναι αντίστοιχα:

$$\delta(x_{0}-p) \quad \stackrel{F}{\longleftrightarrow} \quad \exp(-jp\,\omega_{\theta})$$

$$\sum_{n=-N/2}^{N/2} \delta(x_{0}-np) \quad \stackrel{F}{\longleftrightarrow} \quad \frac{\sin((N+1)p\,\omega_{\theta}/2)}{\sin(p\,\omega_{\theta}/2)} = \frac{\sin\left((N+1)\pi\,\frac{p}{\lambda}\sin\theta\right)}{\sin\left(pj\,\frac{p}{\lambda}\sin\theta\right)} \quad (1.151)$$

Το θεμελιώδες θεώρημα της συνέλιξης, από την επεξεργασία σήματος, δηλώνει ότι η συνέλιξη αντιστοιχεί σε πολλαπλασιασμό στο πεδίο της συχνότητας. Το γωνιακό προφίλ της δέσμης του γραμμικού μετατροπέα δίνεται από τη σχέση:

$$H(\theta) = H_e(\theta)H_s(\theta) = \sin c \left(\pi \frac{d}{\lambda}\sin\theta\right) \frac{\sin\left((N+1)\pi \frac{p}{\lambda}\sin\theta\right)}{\sin\left(pj\frac{p}{\lambda}\sin\theta\right)}$$
(1.152)

Ο όρος $H_e(\theta)$ μεταβάλλεται πολύ αργά σε σχέση με τον $H_s(\theta)$ και ουσιαστικά αποτελεί την περιβάλλουσα της συνάρτησης $H_s(\theta)$. Η συνάρτηση $H_s(\theta)$ είναι περιοδική με περίοδο $2\pi/p$. Με άλλα λόγια η μορφή αυτή επαναλαμβάνεται για γωνίες:

$$k\sin\theta = m\frac{2\pi}{p} \Rightarrow \theta = \sin^{-1}\left(\frac{m\lambda}{p}\right)$$
, $m = \dots -1, 0, 1\dots$ (1.153)

Για παφάδειγμα σε έναν γφαμμικό μετατφοπέα με βήμα 2λ, η $H_s(\theta)$ θα επαναλαμβάνεται για γωνίες 30° και 90°. Αυτό φαίνεται στο σχήμα (1.40) που ακολουθεί. Αυτοί οι επιπλέον λοβοί είναι γνωστοί σαν grating lobes και θα δημιουφγήσουν σοβαφά σφάλματα (artifacts) στην εικόνα καθώς πφοκαλούν είδωλα αντηχήσεων (ghost echoes) σε λάθος γωνίες, εκεί δηλαδή οπού δεν υπάφχουν πφαγματικές δομές. Ο πφώτος λοβός πεφίθλασης μποφεί να μετακινηθεί εκτός του επιπέδου της εικόνας αν τα στοιχεία απέχουν μεταξύ τους απόσταση μικφότεφη του ενός μήκους κύματος. Στην απεικόνιση με τη μέθοδο phased array η συνθήκη αυτή μποφεί να μην είναι επαφκής, καθώς η δέσμη κατευθύνεται πφος τις διάφοφες γωνίες εφαφμόζοντας γφαμμικές καθυστεφήσεις από στοιχείο σε στοιχείο.



Σχήμα 1.40: Grating lobes στο γωνιακό προφίλ της δέσμης ενός μετατροπέα 8 στοιχείων τοποθετημένων με βήμα 2λ σε ευθύγραμμή σειρά.

Θα πρέπει επίσης να σημειωθεί ότι η (1.152) είναι μια λύση συνεχούς κύματος. Οι εκπεμπόμενοι παλμοί είναι ευρείας ζώνης και περιέχουν ένα μεγάλο πλήθος συχνοτήτων κάθε μια από τις οποίες δημιουργεί grating lobes σε διαφορετικές γωνίες. Συγκεκριμένα οι υψηλότερες εκπεμπόμενες συχνότητες οι οποίες αντιστοιχούν σε μικρότερα μήκη κύματος 2λ θα δημιουργήσουν λοβούς περίθλασης κοντά στο κέντρο της δέσμης οι οποίοι μπορεί να εισχωρήσουν στο επίπεδο της εικόνας (*image plane*). Προκειμένου να υπάρξει κάποιο περιθώριο για το εύρος ζώνης του μετατροπέα και την καθοδήγηση της δέσμης, στις συστοιχίες phased array χρησιμοποιείται συνήθως βήμα μικρότερο του μισού μήκους κύματος.

1.9.9 ΕΣΤΙΑΣΗ ΚΑΙ ΚΑΘΟΔΗΓΗΣΗ ΔΕΣΜΗΣ

Η ουσία της χρησιμοποίησης στην εστίαση μετατροπέων γραμμικών συστοιχιών είναι η τροφοδότηση κάθε στοιχείου με τον δευτεροβάθμιο όρο της (1.141). Θεωρώντας σταθερή ταχύτητα του ήχου, αυτό μπορεί να γίνει με κατάλληλες καθυστερήσεις των σημάτων που εφαρμόζονται σε κάθε στοιχείο ανάλογα με την απόσταση του από το σημείο του πεδίου. Η διαδικασία αυτή ευθυγραμμίζει σε μεγάλο βαθμό την άφιξη των κυματομετώπων στο σημείο του πεδίου και έτσι επιτυγχάνεται εστίαση. Η καθοδήγηση της δέσμης καθίσταται δυνατή εφαρμόζοντας επιπλέον γραμμικές καθυστερήσεις. Οι επιδράσεις αυτών των καθυστερήσεων στην αλληλεπίδραση των κυματομετώπων φαίνονται στο σχήμα (1.41) που ακολουθεί.



Σχήμα 1.41: Ποιοτική απεικόνιση του τρόπου εστίασης (επάνω σχέδιο) και του τρόπου καθοδήγησης της δέσμης από γραμμικές συστοιχίες.

Μέσω των χρονικών καθυστερήσεων η δέσμη μπορεί να κατευθυνθεί προς συγκεκριμένη κατεύθυνση και να εστιάσει σε μια δεδομένη ακτινική απόσταση τόσο κατά την εκπομπή όσο και κατά τη λήψη. Για την εστίαση της δέσμης, οι καθυστερήσεις προσδιορίζονται χρησιμοποιώντας γραμμική ακουστική (ray acoustics). Το σχήμα (1.42) παρουσιάζει μια γεωμετρία δυο διαστάσεων για τον καθορισμό των καθυστερήσεων τ. Το μήκος της διαδρομής από την ενεργή επιφάνεια του μετατροπέα έως το σημείο δίνει το χρόνο διάδοσης και ρυθμίζεται σε σχέση με κάποιο σημείο αναφοράς $\vec{r_c} = (x_c, z_c)$.



Σχήμα 1.42: Γεωμετρικό σχέδιο δύο διαστάσεων για τον υπολογισμό των καθυστερήσεων

Н бустіми мавиотёриби пои прёпеі на ефариотеї бе ёна отогдеїо μе бинтетауµёнес $\vec{r_i} = (x_i, z_i)$ уга то бищеїо тои пебіои $\vec{r_f} = (x_f, z_f)$ ва еїнаи:

$$\tau_{i} = \frac{\left|\vec{r_{c}} - \vec{r_{f}}\right| - \left|\vec{r_{i}} - \vec{r_{f}}\right|}{c}$$
(1.154)

Από την ενεργό επιφάνεια επιλέγεται ένα σημείο, συνήθως το γεωμετρικό κέντρο του μετατροπέα, σαν αναφορά για την διαδικασία της απεικόνισης. Μόνο μια εστίαση είναι δυνατή κατά την εκπομπή και για το λόγο αυτό χρησιμοποιείται συχνά σύνθετη (composite) απεικόνιση. Στην περίπτωση αυτή χρησιμοποιούνται αρκετοί εκπεμπόμενοι παλμοί οι οποίοι εστιάζουν στην ίδια κατεύθυνση σε διαφορετικά βάθη και τα λαμβανόμενα σήματα συνδυάζονται για το σχηματισμό μιας εικόνας εστιασμένη κατά την εκπομπή σε διαφορετικά βάθη.

Η παραπάνω ανάλυση αναφέρεται σε εκπομπή από μια συστοιχία (array) αλλά είναι εξίσου έγκυρη και για την λήψη των κυμάτων, λογω της ακουστικής αμοιβαιότητας (acoustic reciprocity). Επιπλέον, η εστίαση κατά τη λήψη μπορεί να μεταβάλλεται σαν συνάρτηση του χρόνου. Με τον τρόπο αυτό λαμβάνουμε μια δυναμική κατανομή εστίασης (dynamic tracking focus). Η μέθοδος αυτή χρησιμοποιείται από όλους του σύγχρονους υπερηχογράφους. Οι αναλογικοί μορφοποιητές δέσμης (beamformers) δημιουργούν ένα πλήθος περιοχών - ζωνών εστίασης κατά τη λήψη ενώ οι σύγχρονοι υπερηχογράφοι ψηφιακής τεχνολογίας, κατά τη λήψη μεταβάλλουν διαρκώς την εστίαση για κάθε βάθος. Στην πλήρως ή απόλυτα δυναμική εστίαση το προφίλ των καθυστερήσεων επαναπροσδιορίζεται για κάθε σημείο (sample) του πεδίου κατά μήκος της γραμμής σάρωσης.

1.9.10 ΜΟΡΦΟΠΟΙΗΣΗ ΔΕΣΜΗΣ ΜΕ ΕΦΑΡΜΟΓΗ ΧΡΟΝΙΚΩΝ ΚΑΘΥΣΤΕΡΗΣΕΩΝ ΚΑΙ ΥΠΕΡΘΕΣΗ ΤΩΝ ΣΗΜΑΤΩΝ (*Delay - and - sum Beamforming*)

Οι λειτουργίες ενός μορφοποιητή δέσμης είναι:

- η παραγωγή χρονικών καθυστερήσεων και συντελεστών βάρους τόσο κατά την εκπομπή όσο και κατά τη λήψη,
- η άθροιση των καθυστερημένων αντηχήσεων και ίσως
- η εφαρμογή επιπρόσθετων διαδικασιών και μεθόδων επεξεργασίας σήματος.

Ο στόχος όλων αυτών των λειτουργιών είναι η δημιουργία όσο το δυνατό στενότερης και πιο ομοιόμορφης δέσμης με όσο το δυνατό χαμηλότερους πλευρικούς λοβούς για όσο μεγαλύτερο βάθος γίνεται. Κατά τη διάρκεια της εκπομπής αλλά και της λήψης θα εφαρμοστούν κατάλληλες καθυστερήσεις ώστε να επιτευχθεί η απαιτούμενη εστίαση και καθοδήγηση της δέσμης.

Στο σχήμα (1.43) φαίνεται ένα μπλοκ διάγραμμα ενός τυπικού μορφοποιητή δέσμης (beamformer) με λειτουργίες καθυστέρησης και άθροισης ο οποίος είναι και ο πιο συνηθισμένος τύπος μορφοποιητή που χρησιμοποιείται στους υπερηχογράφους.



Σχήμα 1.43: Μπλοκ διάγραμμα ενός τυπικού beamformer

Ο μορφοποιητής δέσμης εφαρμόζει συντελεστές βάρους και χρονικές καθυστερήσεις σε κάθε στοιχείο και αθροίζει τα αποτελέσματα. Η έξοδος του δίνεται από τη σχέση:

$$s(t) = \sum_{i=1}^{N} a_{i} r_{i} (t - \tau_{i})$$
(1.155)

όπου N ο αριθμός των στοιχείων του ηχοβολέα, *a_i* οι συντελεστές βάρους (apodization) και τ_i οι εφαρμοζόμενες καθυστερήσεις.

Στην ανάλυση που προηγήθηκε σε προηγούμενη παράγραφο φάνηκε ότι η εφαρμογή συναρτήσεων ενεργού επιφάνειας (apodization functions) μειώνει τόσο τους πλευρικούς λοβούς όσο και τους grating lobes. Για την διαδικασία του apodization χρησιμοποιούνται συνήθως συναρτήσεις της μορφής Gauss ή Hamming. Κατά τη λήψη το εύρος (width) της συνάρτησης συχνά αυξάνεται ώστε να αναπληρωθούν οι επιπτώσεις της εξασθένησης και να διατηρηθεί περίπου σταθερή η συνάρτηση διασποράς σημείου (Point Spread Function). Αυτό επιτυγχάνεται συνήθως διατηρώντας σταθερό τον αριθμό f_#. Είναι δυνατό να χρησιμοποιηθεί μεγαλύτερο τμήμα της ενεργού επιφάνειας, για μεγαλύτερα βάθη, οπότε γίνεται και μια μερική αναπλήρωση των απωλειών της εξασθένησης.

1.9.11 ΠΕΔΙΑ ΠΑΛΜΙΚΩΝ ΚΥΜΑΤΩΝ ΑΠΟ ΜΕΤΑΤΡΟΠΕΙΣ ΜΕ ΣΥΣΤΟΙΧΙΕΣ ΠΙΕΖΟΗΛΕΚΤΡΙΚΩΝ ΣΤΟΙΧΕΙΩΝ.

Το προφίλ της δέσμης των μετατροπέων με συστοιχίες πιεζοηλεκτρικών στοιχείων, οι οποίοι που χρησιμοποιούν παλμούς ευρείας ζώνης είναι αισθητά (considerably) διαφοροποιημένο σε σχέση με εκείνο του συνεχούς κύματος (CW) που απεικονίζεται στο σχήμα (1.40). Στο σημείο εστίασης το παλμικό πεδίο είναι η υπέρθεση των συναρτήσεων που δίνονται στη σχέση (1.152) κάθε μια από τις οποίες αφορά διαφορετικό μήκος κύματος. Οι συναρτήσεις αυτές έχουν μηδενισμούς σε διαφορετικές γωνίες και για το λόγο αυτό δεν υπάρχουν πλήρεις αλληλοεξουδετερώσεις (exact cancellations) στην περιοχή των πλευρικών λοβών όπως στην περίπτωση του σχήματος (1.40) με αποτέλεσμα το προφίλ της δέσμης να είναι πιο ομαλό (smoother beam profile). Καθώς απομακρυνόμαστε από το σημείο εστίασης οι συναρτήσεις sin c παραμορφώνονται και καθίσταται εξαιρετικά δύσκολο αν όχι αδύνατο να υπολογιστεί αναλυτικά πο προφίλ της δέσμης. Προκειμένου να αποκτηθεί μια εμπειρία στα παλμικά πεδία θα ήταν χρήσιμο να παρουσιάσουμε το ακόλουθο σχήμα που προέκυψε με προσομοίωση.



Σχήμα 1.44: Τυπική μορφή της PSF ενός μετατροπέα γραμμικής συστοιχίας στο σημείο εστίασης.

Το σχήμα (1.44) απεικονίζει τη συνάρτηση διασποράς σημείου (Point Spread Function) ενός παλμικού πεδίου που εστιάζει σε βάθος 6cm. Η πλευρική (lateral) διακριτική ικανότητα καθορίζεται από το εύρος του κύριου λοβού για το οποίο το πλάτος έχει μειωθεί κατά 6 ή 20dB σε σχέση με τη μέγιστή τιμή του. Θα πρέπει επίσης να σημειωθεί ότι η PSF είναι εξ ορισμού τρισδιάστατη καθώς περιλαμβάνει και την κατακόρυφη διεύθυνση (διεύθυνση κάθετη στο επίπεδο της λαμβανόμενης εικόνας) ενώ η εικόνα της B-mode είναι δισδιάστατη.

Στο σχήμα (1.45) που ακολουθεί φαίνονται οι συναρτήσεις διασποράς σημείου σε διάφορα βάθη για την περίπτωση απεικόνισης phased array. Η σειρά αποτελείται από 128 στοιχεία μεγέθους 0.2×0.5mm το καθένα με βήμα (kerf) 0.05mm. Κατά την εκπομπή η εστιακή ζώνη βρίσκεται στα 70mm ενώ κατά τη λήψη οι εστίες είναι στα 30, 70 και 110mm.Οι συναρτήσεις διασποράς σημείου (PSF) που συναντώνται είναι αρκετά περίπλοκες και μεταβάλλονται σημαντικά με το βάθος στους ιστούς. Πρέπει να προσέξουμε ιδιαίτερα τα «κύματα αιχμής» (edge maves) τα οποία κυριαρχούν στην απόκριση για σημεία κοντά στον ηχοβολέα. Το φαινόμενο ακμής (edge effect) μπορεί να περιοριστεί με την εφαρμογή συναρτήσεων βάρους (weighting) στις αποκρίσεις που προέρχονται από διαφορετικά στοιχεία. Οι παλμοί διέγερσης σε στοιχεία που βρίσκονται στα άκρα του ηχοβολέα ελαττώνονται και αυτό περιορίζει τα κύματα ακμής.
2 ΚΩΔΙΚΟΠΟΙΗΜΕΝΑ ΣΗΜΑΤΑ ΚΑΙ ΟΙ ΕΦΑΡΜΟΓΕΣ ΤΟΥΣ ΣΤΗΝ ΑΠΕΙΚΟΝΙΣΗ ΜΕ ΥΠΕΡΗΧΟΥΣ

2.1 ΔΙΑΜΟΡΦΩΜΕΝΑ ΣΗΜΑΤΑ.

Η ενότητα αυτή παρουσιάζει συνοπτικά τις βασικές έννοιες της επεξεργασίας σήματος οι οποίες είναι χρησιμοποιήθηκαν στην εκπόνηση της εργασίας και είναι αναγκαίες για την κατανόηση της. Προκειμένου να φανεί η ισοδυναμία μεταξύ των όρων: διαμορφωμένο σήμα, υψηλός παράγοντας χρόνου – εύρους ζώνης και συμπίεση παλμών θα χρησιμοποιηθεί μόνο μια παράμετρος του σήματος, το γινόμενο χρόνου – εύρους ζώνης (TB :Time-Bandwidth product).

2.1.1 ΒΑΣΙΚΗ ΘΕΩΡΙΑ ΕΠΕΞΕΡΓΑΣΙΑΣ ΣΗΜΑΤΩΝ.

Έστω ένα πραγματικό, διαμορφωμένο σήμα το οποίο περιγράφεται από την παρακάτω εξίσωση:

$$s(t) = a(t) \cdot \cos[2\pi f_0 t + \varphi(t)]$$
(2.1)

όπου:

- a(t) είναι η συνάρτηση διαμόρφωσης πλάτους και
- φ(t) είναι η συνάρτηση διαμόρφωσης φάσης

Το όρισμα του συνημιτόνου της σχέσης (2.1) είναι η συνάρτηση φάσης $\Phi(t)$ του σήματος:

$$\Phi(t) = 2\pi f_0 t + \varphi(t) \tag{2.2}$$

Εάν η $\varphi(t)$ είναι συνεχής συνάρτηση του χρόνου τότε ως η στιγμιαία συχνότητα f_i ορίζεται η χρονική παράγωγος της φάσης του σήματος και δίνεται από την ακόλουθη σχέση:

$$f_{i} = \frac{1}{2\pi} \frac{d\Phi(t)}{dt} = f_{0} + \frac{1}{2\pi} \frac{d\varphi(t)}{dt}$$
(2.3)

Από την (2.2) μπορεί να φανεί ότι η συνάρτηση διαμόρφωσης φάσης θα πρέπει να είναι μη γραμμική συνάρτηση του χρόνου καθώς οποιοσδήποτε γραμμικός όρος μπορεί να ενσωματωθεί στη φέρουσα συχνότητα f₀. Αν το πλάτος a(t) μεταβάλλεται αργά σε σχέση με τη στιγμιαία συχνότητα f_i τότε το μέγεθος |a(t)| αναπαριστά ουσιαστικά την περιβάλλουσα του σήματος.

Ο μετασχηματισμός Fourier του s(t) συμβολίζεται ως S(f). Τα s(t) και S(f) συνδέονται μέσω των ολοκληρωμάτων Fourier ως εξής:

$$S(f) = \int_{-\infty}^{+\infty} s(t) \cdot e^{-j2\pi f t} dt$$

$$s(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} S(f) \cdot e^{j2\pi f t} df$$
(2.4)

Η ενέργεια Ε του σήματος δίνεται από τη σχέση:

$$E = \int_{-\infty}^{+\infty} |s(t)|^2 dt = \int_{-\infty}^{+\infty} |S(f)|^2 df$$
 (2.5)

όπου το δεύτερο τμήμα της ισότητας προκύπτει με βάση το θεώρημα του Parseval.

Αντικαθιστώντας την (2.1) στην (2.5) παίρνουμε:

$$E = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} [a(t)]^2 dt + \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} [a(t)]^2 \cos\{2[2\pi f_0 t + \varphi(t)]\} dt$$
 (2.6)

Για σήματα μικρού εύρους ζώνης οι συχνότητες που περιέχονται στις συναρτήσεις a(t) και $\varphi(t)$ είναι μικρές συγκριτικά με τη φέρουσα συχνότητα f_0 . Στην περίπτωση αυτή το δεύτερο ολοκλήρωμα αναπαριστά την ταλάντωση ενός ημιτόνου κάτω από μια αργά μεταβαλλόμενη περιβάλλουσα και είναι βασικά μηδέν. Η ενέργεια λοιπόν μπορεί να προσεγγιστεί από την εξής σχέση:

$$E \approx \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} [a(t)]^2 dt$$
 (2.7)

Το αποτέλεσμα εκφράζει ότι αν η διαμόρφωση φάσης δεν παραμορφώνει την περιβάλλουσα του σήματος η ενέργεια του σήματος δεν μεταβάλλεται.

Η συνάρτηση αυτοσυσχέτισης ορίζεται από το ακόλουθο ολοκλήρωμα:

$$R_{ss}(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} s(t)s(t-\tau)dt = \int_{-\infty}^{+\infty} |S(f)|^2 e^{j2\pi f\tau} df$$
 (2.8)

Η αυτοσυσχέτιση δείχνει πόσο διαφορετικό είναι ένα σήμα συγκρινόμενο με την χρονικά μετατοπισμένη εκδοχή του, σαν συνάρτηση της χρονικής ολίσθησης τ. Το μέγιστο λαμβάνει χώρα για τ = 0 και είναι ίσο με την ενέργεια του σήματος:

$$R_{ss,\max}|_{\tau=0} = \int_{-\infty}^{+\infty} |s(t)|^2 dt = E$$
(2.9)

2.1.2 ΜΙΓΑΔΙΚΗ ΑΝΑΠΑΡΑΣΤΑΣΗ ΤΩΝ ΣΗΜΑΤΩΝ ΣΤΕΝΟΥ ΕΥΡΟΥΣ ΖΩΝΗΣ.

Τα σήματα που χρησιμοποιούνται στην πράξη είναι πραγματικά ωστόσο η μιγαδική αναπαράσταση προσφέρει πολλά πλεονεκτήματα ειδικά στην έκφραση ολοκληρωμάτων συσχέτισης. Η απόκριση προσαρμοσμένου φίλτρου, που αποτελεί τον πυρήνα της επεξεργασίας λήψης των συστημάτων κωδικοποιημένης διέγερσης, είναι ένα ολοκλήρωμα συσχέτισης και γι' αυτό η μιγαδική αναπαράσταση είναι πολύ χρήσιμη.

Αφού το φάσμα ενός πραγματικού σήματος είναι συμμετρικό περί τη μηδενική συχνότητα, ένας ισοδύναμος αλλά απλοποιημένος συμβολισμός είναι ένα μιγαδικό σήμα το οποίο δεν έχει καθόλου αρνητικές συχνότητες και διπλάσιο το πλάτος των θετικών συχνοτήτων. Ένα μιγαδικό σήμα ονομάζεται αναλυτικό αν το φάσμα του αποτελείται μόνο από θετικές συχνότητες. Αυτό είναι εφικτό μόνο όταν τα πραγματικά και φανταστικά του μέρη σχηματίζουν ένα ζευγάρι μετασχηματισμού Hilbert. Έστω το αναλυτικό σήμα της σχέσης (2.10), το πραγματικό μέρος του οποίου ισούται με το διαμορφωμένο σήμα της (2.1):

$$\psi(t) = \mu(t) \cdot e^{j2\pi f_0 t}$$
 (2.10)

Η μ(t) είναι μια μιγαδική συνάρτηση η οποία συχνά αναφέρεται ως μιγαδική περιβάλλουσα και συνδυάζει διαμόρφωση φάσης και συχνότητας:

$$\mu(t) = \left| \mu(t) \cdot e^{j\phi(t)} \right|$$
(2.11)

Η πραγματική κυματομορφή ορίζεται ως το πραγματικό μέρος του μιγαδικού σήματος:

$$s(t) = \operatorname{Re}\{\psi(t)\} = |\mu(t)| \cdot \cos[2\pi f_0 t + \phi(t)]$$
(2.12)

Αν $\Psi(f)$ και M(f) είναι οι μετασχηματισμοί Fourier του αναλυτικού σήματος $\psi(t)$ και της μιγαδικής περιβάλλουσας $\mu(t)$ αντίστοιχα, ο μετασχηματισμός Fourier της (2.10) δίνει:

$$M(f) = \Psi(f + f_0)$$
 (2.13)

Επομένως το φάσμα συχνοτήτων της μιγαδικής περιβάλλουσας είναι μετατοπισμένο κατά την φέρουσα συχνότητα. Όταν το πραγματικό σήμα έχει στενό εύρος ζώνης ικανοποιούνται οι ακόλουθες συνθήκες:

$$\alpha(t) \approx |\mu(t)|$$
, $\varphi(t) \approx \phi(t)$ (2.14)

και το αναλυτικό μιγαδικό σήμα προκύπτει από το πραγματικό σήμα αντικαθιστώντας απλά το συνημίτονο με εκθετικό. Θα πρέπει να σημειωθεί ότι το προκύπτον σήμα (το οποίο συχνά avapépεται και ως εκθετικό σήμα) δεν θα είναι αυστηρά αναλυτικό αν το κλασματικό εύρος ζώνης (fractional bandwidth) του πραγματικού σήματος είναι τόσο υψηλό ώστε το φάσμα του εκθετικού σήματος να επεκτείνεται και στις αρνητικές συχνότητες.

Χρησιμοποιώντας το δεύτερο σκέλος της 2.5 και το γεγονός ότι για θετικές συχνότητες $\Psi(f) = 2S(f)$ η ενέργεια μπορεί να γραφτεί ως:

$$E = \int_{-\infty}^{+\infty} |S(f)|^2 df = \int_{0}^{+\infty} \left| \frac{1}{2} \Psi(f) \right|^2 df = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} |\Psi(f)|^2 df =$$

$$= \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} |\psi(t)|^2 dt = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} |\mu(t)|^2 dt = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} |M(f)|^2 df$$
(2.15)

Το σύμβολο της ισότητας στο τελευταίο σκέλος της (2.15) είναι ακριβές σε αντίθεση με την προσέγγιση της (2.7). Αυτή είναι άλλη μια ένδειξη ότι η μετάβαση από την μιγαδική στην πραγματική αναπαράσταση είναι μόνο μία προσέγγιση. Στην υπόλοιπη ανάλυση θεωρείται ότι το εκθετικό σήμα είναι μια καλή προσέγγιση του αναλυτικού σήματος γεγονός που συνιστά μια λογική υπόθεση για τα σχετικά στενά φασματικά σήματα που μπορούν να διέλθούν από έναν ηχοβολέα.

2.1.3 ΟΛΟΚΛΗΡΩΜΑΤΑ ΣΥΣΧΕΤΙΣΗΣ.

Με έναν παρόμοιο τρόπο με τον ορισμό που δίνεται στην (2.8) προκύπτει και η μιγαδική αυτοσυσχέτιση του $\psi(t)$:

$$R_{\psi\psi}(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} \psi(t)\psi^*(t-\tau)dt = \int_{-\infty}^{+\infty} |\Psi(f)|^2 e^{j2\pi f\tau} df$$
(2.16)

Χρησιμοποιώντας τις (2.10) και (2.13) η αυτοσυσχέτιση μπορεί να εκφραστεί σαν συνάρτηση της $\mu(t)$ ως εξής:

$$R_{\psi\psi}(\tau) = e^{j2\pi f_0\tau} \int_{-\infty}^{+\infty} \mu(t) \mu^*(t-\tau) dt = e^{j2\pi f_0\tau} \int_{-\infty}^{+\infty} |\mathbf{M}(f)|^2 e^{j2\pi f\tau} df$$
(2.17)

Το αναλυτικό σήμα του s(t) είναι:

$$\psi(t) = s(t) + jH\{s(t)\}$$
(2.18)

όπου το Η είναι το σύμβολο του μετασχηματισμού Hilbert. Χρησιμοποιώντας την (2.10) καθώς και τις ιδιότητες συμμετρίας του μετασχηματισμού Hilbert η συνάρτηση αυτοσυσχέτισης του ψ(t) μπορεί να βρεθεί ως:

$$R_{\psi\psi}(\tau) = 2 \cdot [R_{ss}(\tau) + j \cdot H\{R_{ss}(\tau)\}]$$
(2.19)

Στην προηγούμενη εξίσωση μπορούμε επίσης να οδηγηθούμε παίρνοντας το πραγματικό μέρος της (2.16) και χρησιμοποιώντας τη μονόπλευρη ιδιότητα του φάσματος του $\psi(t)$.

Το μέγεθος που αναπαρίσταται σε ένα απεικονιστικό σύστημα είναι η περιβάλλουσα του σήματος. Όπως θα φανεί σε επόμενο κεφάλαιο η περιβάλλουσα της πραγματικής συνάρτησης αυτοσυσχέτισης είναι η απόκριση προσαρμοσμένου φίλτρου και στην πραγματικότητα ταυτίζεται με τον μετασχηματισμό Fourier του φάσματος πυκνότητας ενέργειας της διαμόρφωσης $|M(f)|^2$:

$$Env\{R_{ss}(\tau)\} = \frac{1}{2} \left| R_{\psi\psi}(\tau) \right| = \frac{1}{2} \left| \int_{-\infty}^{+\infty} \mu(t) \mu^*(t-\tau) dt \right| = \frac{1}{2} \left| \int_{-\infty}^{+\infty} |M(f)|^2 e^{j2\pi f\tau} df \right| \quad (2.20)$$

Στο σχήμα (2.1) που ακολουθεί φαίνεται γραφικά η εφαρμογή της (2.20) στην εκτίμηση της περιβάλλουσας ενός παλμού διάρκειας Τ μιας φέρουσας συχνότητας. Χωρίς διαμόρφωση η $\mu(t)$ είναι ένα ορθογώνιο παράθυρο πραγματικών τιμών. Το μέτρο του μετασχηματισμού Fourier της M(f) είναι μια συνάρτηση sin c και ο αντίστροφος μετασχηματισμός μιας συνάρτησης sin² c είναι μια τριγωνική συνάρτηση.

Μια ακόμη εφαρμογή της (2.20) παρουσιάζεται στα διαγράμματα του σχήματος (2.2). Συγκεκριμένα απεικονίζεται η περιβάλλουσα της συνάρτησης αυτοσυσχέτισης ενός γραμμικού FM σήματος με γινόμενο χρόνου – εύρους ζώνης ίσο με 20.



Σχήμα 2.1: Περιβάλλουσα αυτοσυσχέτισης για παλμό ενός φέροντος και διάρκειας Τ



Σχήμα 2.2: Εφαρμογή της (2.20) για την εκτίμηση της περιβάλλουσας αυτοσυσχέτισης ενός γραμμικού FM σήματος με TB=20.

2.1.4 ΠΑΡΑΜΕΤΡΟΙ ΤΩΝ ΚΥΜΑΤΟΜΟΡΦΩΝ ΚΑΙ Η ΑΡΧΗ ΤΗΣ ΑΒΕΒΑΙΟΤΗΤΑΣ.

Στην βιβλιογραφία έχουν οριστεί οι παράμετροι των κυματομορφών για την λειτουργική (*effective*) διάρκεια του σήματος και του εύρους ζώνης. Στα σήματα ενέργειας το εύρος ζώνης μπορεί να προσδιορισθεί με τον εξής τρόπο:

Η ενεργός διάρκεια (rms) δ του σήματος είναι:

$$\delta^{2} = (2\pi)^{2} \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} t^{2} |\psi(t)|^{2} dt}{\int_{-\infty}^{+\infty} |\psi(t)|^{2} dt} = \left(\frac{2\pi}{\sqrt{2E}}\right)^{2} \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} t^{2} |\psi(t)|^{2} dt = \left(\frac{2\pi}{\sqrt{2E}}\right)^{2} \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} t^{2} |\mu(t)|^{2} dt , \quad (2.21)$$

και το ενεργό εύρος ζώνης β (rms) του σήματος είναι:

$$\beta^{2} = (2\pi)^{2} \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} (f - f_{0})^{2} |\Psi(f)|^{2} df}{\int_{-\infty}^{+\infty} |\Psi(f)|^{2} df} = \left(\frac{2\pi}{\sqrt{2E}}\right)^{2} \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} f^{2} |M(f)|^{2} df$$
(2.22)

Χρησιμοποιώντας τον ακόλουθο μετασχηματισμό Fourier:

$$\mu'(t) \leftrightarrow j2\pi f \cdot M(f) \tag{2.23}$$

το ενεργό εύρος ζώνης μπο
ρεί εναλλακτικά να εκφραστεί συναρτήσει της παραγώγου της συνάρτησης διαμ
όρφωσης $\mu(t)$ ως εξής:

$$\beta^{2} = \frac{1}{2E} \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} |\mu'(t)|^{2} dt$$
 (2.24)

Το πλεονέκτημα αυτών των γενικών ορισμών, για τη διάρκεια του σήματος Τ και το εύρος ζώνης του Β, έναντι των συμβατικών είναι ότι δεν εξαρτώνται από την χρονική περιβάλλουσα και το σχήμα του φάσματος αντίστοιχα. Προσφέρουν ωστόσο μια επαρκή περιγραφή των ιδιοτήτων των κυματομορφών. Πολλαπλασιάζοντας την (2.21) με την (2.24) το γινόμενο χρόνου – εύρους ζώνης οποιασδήποτε κυματομορφής θα είναι:

$$\delta^{2}\beta^{2} = \left(\frac{2\pi}{2\mathrm{E}}\right)^{2} \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} t^{2} \left|\mu(t)\right|^{2} dt \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} \left|\mu'(t)\right|^{2} dt \qquad (2.25)$$

Εφαρμόζοντας στην συνέχεια την ανισότητα Schwartz:

$$\int_{a}^{b} |x(t)|^{2} dt \cdot \int_{a}^{b} |y(t)|^{2} dt \ge \left| \int_{a}^{b} x(t)y(t) dt \right|^{2}$$
(2.26)

yea $x(t) = t \cdot |\mu(t)|$ wae $y(t) = |\mu(t)|'$, paignoume:

$$\delta^{2}\beta^{2} \ge \left(\frac{2\pi}{2E}\right)^{2} \cdot \left|\int_{-\infty}^{+\infty} t |\mu(t)| \cdot |\mu(t)|' dt\right|$$
(2.27)

Το τελευταίο ολοκλήρωμα δίνεται από την εξής σχέση:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} t |\mu(t)| \cdot |\mu(t)|' dt = \int_{-\infty}^{+\infty} t \cdot d\left[\frac{|\mu(t)|^2}{2}\right] = -\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{[\mu(t)]^2}{2} dt = -E$$
(2.28)

Έτσι από την (2.27) προκύπτει:

$$\delta \cdot \beta \ge \pi \tag{2.29}$$

Η ανισότητα αυτή εκφράζει την αρχή της αβεβαιότητας, η οποία δηλώνει ότι το γινόμενο χρόνου – εύρους ζώνης ενός σήματος έχει ένα κάτω όριο.

2.1.5 **FINOMENO XPONOY** - **EYPOY** Σ **Z** Ω **NH** Σ (*TIME* - *BANDWIDTH PRODUCT*)

Η ανισότητα Schwartz της σχέσης (2.26) γίνεται ισότητα για y(t) = kx(t)δηλαδή όταν $\mu'(t) = kt\mu(t)$. Η λύση αυτής της διαφορικής εξίσωσης δίνει: $\mu(t) = -e^{-kt^2/2}$. Έτσι το σήμα με το μικρότερο γινόμενο TB είναι ένας παλμός ενός φέροντος με γκαουσιανή περιβάλλουσα. Είναι αναγκαίο να τονιστεί στο σημείο αυτό ότι οποιαδήποτε διαμόρφωση θα αυξήσει το γινόμενο TB. Οι κυματομορφές με TB μεγαλύτερο της μονάδας αναφέρονται ως κυματομορφές συμπίεσης παλμού (pulse compression waveforms). Επομένως η διαφορά μεταξύ μιας κυματομορφής συμπίεσης παλμού και ενός παλμού μιας φέρουσας συχνότητας είναι το γινόμενο TB. Οι έννοιες της συμπίεσης παλμού, της διαμόρφωσης και του υψηλού γινομένου TB αναφέρονται όλες στην ίδια ιδιότητα του σήματος.

Αυτό που απεικονίστηκε στα σχήματα (2.1) και (2.2) ήταν ότι η διαμόρφωση μπορεί να αυξήσει το εύρος ζώνης για την ίδια χρονική διάρκεια του σήματος. Η αύξηση του γινομένου *TB* μπορεί να εξυπηρετήσει την ανάγκη αύξησης είτε της διάρκειας του σήματος είτε του εύρους ζώνης του είτε και των δυο.

Σε ένα απεικονιστικό σύστημα μια σημαντική πρακτική απαίτηση αφορά στην αξιοποίηση του διαθέσιμού εύρους ζώνης του συστήματος. Στην απεικόνιση με χρήση υπερήχων, το εύρος ζώνης του συστήματος καθορίζεται από τον μετατροπέα. Σε ένα συμβατικό σύστημα η απαίτηση αυτή ικανοποιείται απλά με την εκπομπή ενός στενού παλμού. Αν το διαθέσιμό εύρος ζώνης είναι μεγαλύτερο τότε ο παλμός μιας φέρουσας συχνότητας μπορεί να είναι ακόμα πιο στενός χρονικά οπότε να έχει μεγαλύτερο φασματικό περιεχόμενο. Είναι προφανές ότι πρόκειται για έναν ανεπαρκή τρόπο χρήσης του διαθέσιμου εύρους ζώνης. Μια κυματομορφή συμπίεσης παλμού μπορεί να δώσει το επιθυμητό εύρος ζώνης χωρίς να μειώσει τη διάρκεια του παλμού. Ένας παλμός διάρκειας T σε μια φέρουσα συχνότητα f_0 είναι ένα σήμα ευρείας ζώνης το οποίο περιέχει όλες τις συχνότητες που βρίσκονται σε μια περιοχή εύρους $B = \frac{1}{T}$ γύρω από την f_0 . Επομένως το γινόμενο TB ενός τέτοιου αδιαμόρφωτου παλμού είναι της τάξεως της μονάδας ανάλογα με τον ορισμό του εύρους ζώνης. Στην πραγματικότητα αυτή είναι και η μικρότερη τιμή TB για όλα τα σήματα με την ίδια περιβάλλουσα και οφείλεται στην ακριβή φασική σχέση που έχουν μεταξύ τους οι διαφορετικές συνιστώσες συχνότητες. Αν τροποποιηθεί αυτή η ακριβής φασική σχέση, τότε θα προκύψει ένα σήμα ίδιου εύρους ζώνης με τον παλμό αλλά μεγαλύτερης διάρκειας. Οποιαδήποτε μη γραμμική συνάρτησης φάσης θα αυξήσει το γινόμενο TB του σήματος. Με κατάλληλη διευθέτηση των φάσεων το γινόμενο TB του καινούριου σήματος μπορεί να γίνει πολύ μεγαλύτερο της μονάδας.

Οι γραφικές παραστάσεις του σχήματος (2.2) δείχνουν ότι αν σε μια κυματομορφή συμπίεσης παλμού εφαρμοστεί ένα φίλτρο συσχέτισης τότε οι φάσεις επαναπροσαρμόζονται αποκαθιστώντας έτσι τη μικρή διάρκεια του παλμού ή πιο συγκεκριμένα επαναφέροντας το γινόμενο TB στην τάξη μεγέθους της μονάδας. Επιπρόσθετα τα φίλτρα συσχέτισης είναι βελτιστοποιημένα σε ότι αφορά την ανίχνευση παρουσία θορύβου. Για το λόγο αυτό οι κυματομορφές συμπίεσης παλμού συνδυαζόμενες με ένα φίλτρο συσχέτισης συγκεντρώνουν τα πλεονεκτήματα της ανίχνευσης σημάτων παρουσία θορύβου και ενός βέλτιστου συστήματος σε ότι αφορά την υψηλή αξονική διακριτική ικανότητα.

2.2 ΣΥΜΠΙΕΣΗ ΠΑΛΜΩΝ ΚΑΙ Η ΣΥΝΑΡΤΗΣΗ Abebaiothtas

2.2.1 ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Ένα από τα σημαντικότερα εργαλεία της επεξεργασίας σήματος είναι η συμπίεση παλμών η οποία καθιστά δυνατή την μετατροπή ενός μεγάλου χρονικά σήματος διαμορφωμένου ως προς τη συχνότητα σε έναν σημαντικά μικρότερης διάρκειας παλμό με μεγαλύτερη ένταση κορυφής (greater peak power). Η συμπίεση παλμών βασίζεται στην θεωρία προσαρμοσμένου φίλτρου και επιτρέπει πιο αποδοτική αξιοποίηση του διαθέσιμου εύρους ζώνης και της εκπεμπόμενης ενέργειας. Στις παραγράφους που ακολουθούν περιγράφεται ο μηχανισμός και οι βασικές ιδιότητες της συμπίεσης παλμού με έμφαση στις ενδεχόμενες εφαρμογές της μεθόδου στην απεικόνιση με υπέρηχους.

2.2.2 ΧΡΗΣΗ ΠΑΡΑΣΤΑΤΙΚΩΝ ΜΙΓΑΔΩΝ ΣΤΗ ΘΕΩΡΙΑ ΤΩΝ ΦΙΛΤΡΩΝ.

Ένα φίλτρο χαρακτηρίζεται από τη συνάρτηση μεταφοράς του H(f). Αφού η κρουστική συνάρτηση $\delta(t)$ έχει φάσμα συχνοτήτων μοναδιαίου πλάτους και μηδενικής φάσης για όλες τις συχνότητες, η H(f) είναι απλά η κρουστική απόκριση του φίλτρου στο πεδίο της συχνότητας. Η έξοδος του φίλτρου G(f)για ένα σήμα εισόδου με φάσμα S(f) θα είναι:

$$G(f) = S(f) \cdot H(f)$$
(2.30)

Ενώ η έξοδος του φίλτρου στο πεδίο του χρόνου θα δίνεται από την ακόλουθη σχέση:

$$g(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} S(f) \cdot H(f) e^{j2\pi f\tau} df$$
(2.31)

Χρησιμοποιώντας τη θεωρία του μετασχηματισμού Fourier, η g(t) μπορεί εύκολα να εκφραστεί σαν συνάρτηση της κρουστικής απόκρισης h(t) του φίλτρου, με βάση το θεμελιώδες θεώρημα της συνέλιξης:

$$g(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} h(t) \cdot s(\tau - t) dt = \int_{-\infty}^{+\infty} s(t) \cdot h(\tau - t) dt = F^{-1}[S(f)H(f)]$$
 (2.32)

Όταν το αναλυτικό σήμα $\psi(\tau) = s(\tau) + j \cdot \hat{s}(\tau)$ της (2.18) (όπου το $\hat{s}(\tau)$ αντιστοιχεί στο μετασχηματισμό Hilbert του $s(\tau)$) περάσει από το φίλτρο, μπορεί εύκολα να δειχθεί ότι η έξοδος είναι το άθροισμα της πραγματικής και φανταστικής απόκρισης, δηλαδή:

$$g(\tau) + j \cdot \hat{g}(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} h(t) \cdot s(\tau - t) dt + j \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} h(t) \cdot \hat{s}(\tau - t) dt = \int_{-\infty}^{+\infty} h(t) \cdot \psi(\tau - t) dt \quad (2.33)$$

Επειδή το αναλυτικό σήμα περιέχει μόνο θετικές συχνότητες δεν χρειάζεται να χρησιμοποιήσουμε φίλτρο με πραγματική κρουστική h(t) το οποίο να περνάει τόσο τις θετικές όσο και τις αρνητικές συχνότητες. Επομένως ο μιγαδικός συμβολισμός (complex notation) μπορεί να χρησιμοποιηθεί με τρόπο παρόμοιο με την προηγούμενη ενότητα. Μπορούμε δηλαδή να χρησιμοποιήσουμε ένα μιγαδικό φίλτρο με κρουστική απόκριση $\eta(t)$ και μια μονόπλευρη συνάρτηση μεταφοράς (one sided transfer function) H(f):

$$\eta(t) = h(t) + j \cdot \hat{h}(t) = \int_{0}^{\infty} 2H(f)e^{j2\pi ft}df \quad , \quad \mathbf{H}(f) = \begin{cases} 2H(f), f \ge 0\\ 0, f < 0 \end{cases}$$
(2.34)

Τότε η μιγαδική απόκριση του φίλτρου θα είναι:

$$\gamma(t) = \int_{0}^{+\infty} \psi(t) \eta(\tau - t) dt = \int_{0}^{+\infty} \Psi(f) H(f) e^{j2\pi f\tau} df$$
 (2.35)

Το πλεονέκτημα της μιγαδικής αναπαφάστασης είναι ότι η πεφιβάλλουσα της εξόδου του φίλτφου για το πφαγματικό σήμα μποφεί να γφαφτεί σε συμπαγή μοφφή ως εξής:

$$Env\{g(\tau)\} = \frac{1}{2} |\gamma(\tau)| = \frac{1}{2} \left| \int_{-\infty}^{+\infty} \psi(t) \eta(t-\tau) dt \right|$$
(2.36)

2.2.3 ΤΟ ΠΡΟΣΑΡΜΟΣΜΕΝΟ ΦΙΛΤΡΟ (MATCHED FILTER)

Η θεωρία του προσαρμοσμένου φίλτρου αναπτύχθηκε μετά τον Β' Παγκόσμιο πόλεμο σε μια προσπάθεια να βελτιστοποιηθεί η ανίχνευση στόχων στα συστήματα radar. Η κεντρική ιδέα του προσαρμοσμένου φίλτρου αφορά την επίλυση του προβλήματος εύρεσης ενός γραμμικού και ανεξάρτητου χρονικά φίλτρου το οποίο να μεγιστοποιεί το σηματοθορυβικό λόγο (SNR= Signal to Noise Ratio : μέγιστη τιμή της τάσης προς το πλάτος του θορύβου) της εξόδου του δέκτη κατά την ύπαρξη λευκού θορύβου Gauss.

Ωστόσο το προσαρμοσμένο φίλτρο είναι το ιδανικός δέκτης τόσο από την άποψη της θεωρίας λήψης αποφάσεων βασιζόμενες με στατιστικά δεδομένα (likelihood criterion) όσο και από τη σκοπιά της θεωρίας πληροφορίας (inverse probability criterion). Αποδεικνύεται ότι τα κριτήρια Neyman-Pearson και Bayes για τη βελτιστοποίηση της πιθανότητας ανίχνευσης μεγιστοποιούν το SNR στην έξοδο του δέκτη. Επομένως προκύπτει ότι το προσαρμοσμένο φίλτρο έχει σαν αποτέλεσμα έναν δέκτη ο οποίος μεγιστοποιεί το SNR και ταυτόχρονα ελαχιστοποιεί την πιθανότητα λάθους στην εκτίμηση της απόφασης (av δηλαδή κάποιο λαμβανόμενο σήμα αντιστοιχεί σε στόχο και όχι θόρυβο) και των παραμέτρων.

Το SNR ορίζεται ως ο λόγος της κορυφής (μέγιστης τιμής) της ισχύος του σήματος προς την ενεργό τιμή της ισχύος θορύβου.

$SNR = \frac{\sigma \tau i \gamma \mu i \alpha i \alpha \kappa o \rho v \phi \eta \tau \eta \varsigma i \sigma \chi \dot{v} o \varsigma \tau o v \sigma \eta \mu \alpha \tau o \varsigma εξόδου}{i \sigma \chi \dot{v} εξόδου του θορύβου}$ (2.37)

Υποτίθεται ότι το σήμα που εισάγεται στο φίλτρο έχει επιβαρυνθεί με θόρυβο σταθερού πλάτους για όλο φάσμα (λευκός θόρυβος) ο οποίος εκφράζεται από μια πραγματική κυματομορφή θορύβου n(t) με σταθερή πυκνότητα φάσματος ισχύος $N_0/2$. Αυτό αναφέρεται σε ένα αμφίπλευρο φάσμα το οποίο περιλαμβάνει τόσο αρνητικές όσο και θετικές συχνότητες. Το προσαρμοσμένο φίλτρα είναι το βέλτιστο φίλτρο το οποίο μεγιστοποιεί το λόγο της σχέσεως (2.37), δηλαδή την τιμή κορυφής του σήματος εξόδου του φίλτρου σε σχέση με την ισχύ θορύβου.

Η κρουστική απόκριση του προσαρμοσμένο φίλτρο ισούται με την κυματομορφή εισόδου με αντεστραμμένο τον άξονα του χρόνου με εξαίρεση έναν παράγοντα κέρδους k και μια μετατόπιση τ_d στο χρόνο για φυσική υλοποίηση:

$$h(t) = k \cdot s(\tau_d - t)$$
, $\eta(t) = k \cdot y^*(\tau_d - t)$ (2.38)

Η συνάρτηση μεταφοράς του προσαρμοσμένου φίλτρου είναι ο μιγαδικός συζυγής του φάσματος του σήματος και δίνεται από την ακόλουθη σχέση:

$$H(f) = ke^{-j2\pi f\tau_d} \cdot \Psi^*(f)$$
(2.39)

Έτσι το προσαρμοσμένο φίλτρο επιτυγχάνει τη μεγιστοποίηση του SNR με την αφαίρεση οποιασδήποτε μη γραμμικής διαμόρφωσης φάσης και το στάθμισμα (*weighting*) του φάσματος του λαμβανομένου σήματος σύμφωνα με τις φασματικές συνιστώσες του εκπεμπόμενου σήματος. Το προσαρμοσμένο φίλτρο ελαχιστοποιεί την επίδραση του θορύβου καταστέλλοντας το θόρυβο που βρίσκεται εκτός του εύρους συχνοτήτων του σήματος εισόδου. Με τον τρόπο αυτό δηλαδή ο θόρυβος καθίσταται ουσιαστικά έγχρωμος. Αντικαθιστώντας τη συνάρτηση μεταφοράς του φίλτρου από την (2.39) στην (2.35) παίρνουμε την έξοδο του προσαρμοσμένου φίλτρου:

$$\gamma(t) = k \int_{0}^{+\infty} |\Psi(f)|^2 \cdot e^{j2\pi f(\tau - \tau_d)} dg = R_{\Psi\Psi}(\tau - \tau_d)$$
(2.40)

όπου στο τελευταίο τμήμα της εξίσωσης χρησιμοποιήθηκε η (2.16). Έτσι αν το σήμα εισόδου του φίλτρου ήταν το ίδιο με το σήμα διέγερσης (δηλαδή αν ο θόρυβος ήταν αμελητέος) τότε η κρουστική απόκριση του φίλτρου θα ήταν μαθηματικά ισοδύναμη με την αυτοσυσχέτιση του μεταδιδόμενου σήματος μετατοπισμένη κατά $τ_d$. Το SNR λαμβάνει τη μέγιστη τιμή του για $τ = τ_d$ η όποια ισούται με:

$$SNR_{max} = \frac{2 \times (\lambda \alpha \mu \beta \alpha v \dot{\phi} \mu \varepsilon v \eta \varepsilon v \dot{\varepsilon} \rho \gamma \varepsilon \iota \alpha \sigma \dot{\eta} \mu \alpha \tau o \varsigma)}{\varphi \alpha \sigma \mu \alpha \tau \iota \kappa \dot{\eta} \pi \upsilon \kappa v \dot{\sigma} \tau \eta \tau \alpha \iota \sigma \chi \dot{\upsilon} \varsigma (W/Hz)} = \frac{2E}{N_0}$$
(2.41)

Συνεπώς η μέγιστη πιθανότητα ανίχνευσης είναι ανεξάρτητη από το εύρος ζώνης του παλμού και την διαμόρφωση και εξαρτάται μόνο από την εκπεμπόμενη ενέργεια και την πυκνότητα ισχύος του θορύβου.

Έστω ότι το λαμβανόμενο σήμα (δηλαδή η είσοδος του προσαρμοσμένο φίλτρου) έχει μια μέση ισχύ εισόδου S για διάρκεια παλμού T. Η μέση ισχύς θορύβου μέσα στο εύρος ζώνης B του σήματος είναι BN₀. Για σήματα στενού εύρους, η στιγμιαία κορυφή της ισχύος σε οποιαδήποτε χρονική στιγμή ισούται με το διπλάσιο περίπου της μέσης ισχύος. Τότε το κέρδος επεξεργασίας του προσαρμοσμένου φίλτρου ή αλλιώς το GSNR (Gain in Signal to Noise Ratio) θα ισούται με:

$$GSNR = \frac{SNR_{out}}{SNR_{in}} = \frac{SNR_{max,out}/2}{SNR_{in}} = \frac{(2E/N_0)/2}{S/(BN_0)} = \frac{ST/N_0}{S/(BN_0)} = TB$$
(2.42)

Η βελτίωση του SNR θα ισούται με το γινόμενο χρόνου εύρους ζώνης της εκπεμπόμενης κυματομορφής.

Από τη θεωρία θορύβου, η διακύμανση (τετράγωνο της τυπικής απόκλισης) της φάσης του σήματος εξόδου εξαιτίας του θορύβου ισούται με την διακύμανση του θορύβου εξόδου:

$$\sigma_{\Phi}^2 = \frac{1}{E^2} \sigma_{N}^2$$
 (2.43)

Η πυκνότητα ισχύος του θορύβου στην έξοδο του φίλτρου είναι: $(N_0/2) \cdot |\mathbf{H}(f)|^2$ και αντικαθιστώντας την $\mathbf{H}(f)$ από την (2.39) βρίσκουμε την ισχύ εξόδου του θορύβου:

$$\sigma_{\rm N}^2 = \int_{0}^{+\infty} \frac{N_0}{4} |\Psi(f)|^2 df = \frac{EN_0}{2}$$
 (2.44)

Αντικαθιστώντας την (2.44) στην (2.43) και μετατρέποντας το σφάλμα φάσης στο αντίστοιχο σφάλμα καθυστέρησης προκύπτει ότι η τυπική απόκλιση σ_τ μιας μέτρησης καθυστέρησης είναι:

$$\sigma_{\tau} = \frac{1}{\beta \cdot \sqrt{\frac{2E}{N_0}}}$$
(2.45)

Η απρίβεια βελτιώνεται με το SNR και αυτό είναι ένα επιπλέον σημαντικό πλεονέκτημα του προσαρμοσμένου φίλτρου. Η απρίβεια στην καθυστέρηση βελτιώνεται καθώς μειώνεται το εύρος του πυρίου λοβού της απόπρισης του φίλτρου και η (2.45) δηλώνει ότι το πλάτος αυτό είναι αντιστρόφως ανάλογο προς το εύρος ζώνης του σήματος. Επίσης στην βιβλιογραφία έχει προταθεί μια προσεγγιστική σχέση για το εύρος μισής ισχύος $τ_b$ της πύριας πορυφής της απόπρισης του φίλτρου:

$$\tau_b = \frac{\pi/2}{\beta} \tag{2.46}$$

Η τελευταία εξίσωση μπορεί να επαληθευθεί από τον αντίστροφο μετασχηματισμό Fourier της $|H(f)|^2$ και βρίσκοντας στη συνέχεια το εύρος μισής ισχύος του. Για έναν αδιαμόρφωτο παλμό, αυτό ισούται με το εύρος μισής ισχύος του της τριγωνικής συνάρτησης του σχήματος (2.1) και για ένα ορθογώνιο φάσμα θα είναι το εύρος μισής ισχύος της κατά προσεγγιστικής εξόδου (sin x)/x που φαίνεται στο σχήμα (2.2)

Επομένως η ανάλυση της απόκρισης του προσαρμοσμένου φίλτρου είναι της τάξης μεγέθους του αντιστρόφου του εύρους ζώνης. Η σπουδαιότητα της (2.46) έγκειται στο ότι σε ένα σύστημα συμπίεσης παλμών με διαμορφωμένα σήματα, το εύρος της ανάλυσης μπορεί να οριστεί ανεξάρτητα από τη διάρκεια του σήματος. Η διάρκεια παλμού μπορεί πρώτα να ρυθμιστεί σύμφωνα με τις απαιτήσεις ισχύος του σήματος και η ανάλυση που μπορεί να επιτευχθεί περιορίζεται μόνο από το διαθέσιμό εύρος ζώνης του συστήματος.

2.2.4 ΓΕΝΙΚΕΥΜΕΝΟ ΠΡΟΣΑΡΜΟΣΜΕΝΟ ΦΙΛΤΡΟ (GENERALIZED MATCHED FILTER).

Η εφαρμογή του προσαρμοσμένου φίλτρου μπορεί να επεκταθεί και σε άλλα είδη θορύβου εκτός του λευκού όπως τον έγχρωμο δηλαδή το θόρυβο η φασματική πυκνότητα ισχύος του οποίου είναι συνάρτηση της συχνότητας N(f). Στην περίπτωση αυτή το φίλτρο που μεγιστοποιεί το SNR και την έξοδο του, έχει την εξής συνάρτηση μεταφοράς:

$$H(f) = k \cdot e^{-j2\pi f \tau_d} \cdot \frac{\Psi^*(f)}{N(f)}$$
(2.47)

Θεωρώντας ότι η φασματική πυκνότητα ισχύος μπορεί να παραγοντοποιηθεί ως : $N(f) = N_m(f) \cdot N_m^*(f) = |N_m(f)|^2$, το γενικευμένο προσαρμοσμένο φίλτρο θα είναι ισοδύναμό με δυο εν σειρά φίλτρα με συναρτήσεις μεταφοράς $\frac{1}{N_m(f)}$ και $\frac{\Psi^*(f)}{N_m^*(F)}$ όπως φαίνεται στο σχήμα (2.3).

 $\Psi(f) \longrightarrow H(f) = \frac{\Psi^{*}(f)}{N(f)} = \frac{\Psi^{*}(f)}{N_{m}(f) \cdot N_{m}^{*}(f)} \longrightarrow \Gamma(f)$ $\Psi(f) \longrightarrow \frac{1}{N_{m}(f)} + \frac{\Psi(f)}{N_{m}(f)} + white noise}{\Psi^{*}(f) \cdot N_{m}^{*}(f)} \longrightarrow \Gamma(f)$ Matched filter

Σχήμα 2.3: Μπλοκ διάγραμμα γενικευμένου προσαρμοσμένου φίλτρου.

Όταν ο θόρυβος διέλθει από το πρώτο φίλτρο που ονομάζεται και φίλτρο λεύκανσης, η φασματική του πυκνότητα ισχύος γίνεται:

$$N(f) \cdot \left| \frac{1}{N_m(f)} \right|^2 = 1$$

Με άλλα λόγια ο θόρυβος μετά την έξοδο του πρώτου φίλτρου είναι λευκός. Ταυτόχρονα όμως το φίλτρο λεύκανσης αλλάζει το φάσμα συχνοτήτων του σήματος. Το δεύτερο φίλτρο είναι το συμβατικό, προσαρμοσμένο φίλτρο το οποίο προσαρμόζεται στο παραμορφωμένο σήμα (distorted) κατά την παρουσία λευκού θορύβου. Συνεπώς η βέλτιστη ανίχνευση σε έγχρωμο (non-white noise) επιτυγχάνεται αρχικά με λεύκανση του θορύβου και εφαρμόζοντας στη συνέχεια ένα συμβατικό προσαρμοσμένο φίλτρο στο παραμορφωμένο σήμα.

2.2.5 ΔΕΚΤΗΣ ΠΡΟΣΑΡΜΟΣΜΕΝΟΥ ΦΙΛΤΡΟΥ ΣΤΗΝ ΑΠΕΙΚΟΝΙΣΗ ΜΕ ΥΠΕΡΗΧΟΥΣ.

<u>ΕΞΑΣΘΕΝΗΣΗ</u>

Ας θεωρήσουμε ότι μια κωδικοποιημένη κυματομορφή εκπέμπεται κατά την διεύθυνση r σε ένα υλικό μέσο με σκεδαστές. Έστω ότι το υλικό μέσο σε βάθος r χαρακτηρίζεται από την κρουστική του απόκριση δηλαδή μια συνάρτηση σκέδασης (ή ανάκλασης) $\gamma(t,r)$. Για παράδειγμα η κρουστική απόκριση ενός μόνο σημειακού σκεδαστή ευρείας ζώνης, ο οποίος βρίσκεται σε βάθος r, θα είναι μια συνάρτηση d:

$$\gamma(t, r_i) = k(r_i) \cdot \delta(t - \frac{r_i}{c})$$
(2.48)

όπου το k είναι, εν γένει, συνάρτηση του βάθους και περιλαμβάνει τόσο την περίθλαση όσο και την εξασθένηση των ακουστικών κυμάτων. Θεωρώντας ότι οι κρουστικές αποκρίσεις θα είναι «στενές», η συνάρτηση σκέδασης του μέσου γ(t) θα είναι το άθροισμα των κρουστικών αποκρίσεων για όλα τα σημεία διαφορετικού βάθους. Τότε το σήμα επιστροφής θα ισούται με τη συνέλιξη της συνάρτησης σκέδασης με το σήμα διέγερσης:

$$r(t) = \psi(t) \otimes \gamma(t)$$
 (2.49)

Αντικαθιστώντας την (2.48) στην (2.49) προκύπτει ότι το σήμα επιστροφής ενός σημειακού σκεδαστή είναι απλά μια κλιμακωτή και χρονικά μετατοπισμένη εκδοχή του εκπεμπόμενου σήματος.

$$r(t) = k \cdot \psi(t - \tau_0) = k \cdot \mu(t - \tau_0) \cdot e^{j2\pi f_0(t - \tau_0)}$$
(2.50)

όπου $\tau_0 = r_i/c$ το χρονικό διάστημα που μεσολαβεί από την εκπομπή του σήματος μέχρι τη λήψη του επιστρεφόμενου σήματος. Ο παράγοντας k είναι ασήμαντος για την ανάλυση και για αυτό παραλείπεται. Η πραγματική κατάσταση απεικόνισης περιλαμβάνει μια επιπρόσθετη συνέλιξη του εκπεμπόμενής κυματομορφής με την κρουστική απόκριση του μετατροπέα.

Για ένα μεταδιδόμενο γραμμικό FM σήμα, με ορθογώνιο φάσμα πλάτους, το σχήμα του φάσματος πλάτους του διαδιδόμενου παλμού είναι σε μεγάλο βαθμό ίδιο με του μετατροπέα. Ο μετατροπέα δηλαδή λειτουργεί σαν συνάρτηση βάρους για το σήμα εκπομπής Προς το παρόν ας υποθέσουμε ότι (2.50) ισχύει ως έχει και το λαμβανόμενο σήμα είναι εν μέρει μια μετατοπισμένη χρονικά εκδοχή του σήματος διέγερσης.

Όπως αναφέρθηκε όπως αναφέρθηκε στο πρώτο κεφάλαιο, όταν το εξεταζόμενο μέσο είναι το ανθρώπινο σώμα τότε τα ακουστικά κύματα υφίστανται μια εξασθένηση η οποία είναι συνάρτηση της συχνότητας. Στην περίπτωση αυτή η συνάρτηση σκέδασης είναι μια διαφορετική συνάρτηση του χρόνου για κάθε διαφορετική τιμή του βάθους r_i . Ένα από τα διάφορα μοντέλα που συναντώνται στη βιβλιογραφία, λαμβάνει υπόψη όχι μόνο του πλάτος αλλά και τη φάση της εξασθένησης και εισηγείται μια ελάχιστη κρουστική απόκριση φάσης. Η προτεινόμενη συνάρτηση μεταφοράς $\Gamma(f,r)$ στο πεδίο της συχνότητας γράφεται:

$$\Gamma(f,r) = \exp(-\alpha r) \cdot \exp\left(-\beta (f - f_0)r\right) \\ \times \exp\left(-j2\pi f\left(\frac{1}{c} + \tau_m \frac{\beta}{\pi^2}\right)r\right) \cdot \exp\left(j\frac{2f}{\pi}\beta r \ln(2\pi f)\right), \quad (2.51)$$

όπου α ο όρος της εξασθένησης που δεν εξαρτάται από τη συχνότητα, αντίστοιχα β είναι εξαρτώμενος από τη συχνότητα όρος της εξασθένησης εκφρασμένος σε μονάδες Np/[MHz·cm] και τ_m είναι ο ελάχιστος παράγοντας καθυστέρησης φάσης με μια προτεινόμενη τιμή της τάξης του 20 προκειμένου να ταιριάζει με τη διασπορά που συναντάται στους ιστούς.

Προκειμένου να προσδιορισθεί το σήμα επιστροφής που προέρχεται από κάποιο δοθέν βάθος r_i ενός μέσου με εξασθένηση θα πρέπει ο αντίστροφος μετασχηματισμός Fourier της 2.22 να συνελιχθεί με το σήμα διέγερσης σύμφωνα με τη σχέση 2.20.

Η εξαρτώμενη από τη συχνότητα εξασθένηση επιδρά σε μεγαλύτερο βαθμό στις υψηλότερες συχνότητες του εκπεμπόμενου παλμού. Με αλλά λόγια οι υψηλότερες συχνότητες του σήματος εξασθενούν περισσότερο από τις χαμηλότερες κατά τη διάδοση του στους ανθρώπινους ιστούς. Επομένως το φάσμα του συλλεγόμενου σήματος μεταβάλλεται όταν ο παλμός διαδίδεται μέσω του ιστού. Συγκεκριμένα θα έχει ως αποτέλεσμα τον περιορισμό του άνω τμήματος του εύρους ζώνης προκαλώντας μια σημαντική μείωση της κεντρικής συχνότητας. Για ένα απλό μοντέλο εξασθένησης και έναν εκπεμπόμενο παλμό (Gauss) γκαουσιανής μορφής έχει αποδειχθεί ότι η κεντρική συχνότητα του διαδιδόμενου παλμού μειώνεται γραμμικά με το βάθος σύμφωνα με τη σχέση:

$$f_{mean} = f_0 - (\beta B_r^2 f_0^2) z$$
 (2.52)

Όπου f_0 και B_r είναι αντίστοιχα η κεντρική συχνότητα και το σχετικό εύρος ζώνης (relative bandwidth) του εκπεμπόμενου παλμού ενώ z είναι το βάθος μέσα

στον ιστό. Ακόμα και για μέτρια βάθη εντός των ιστών μπορεί να παρατηρηθεί μια σημαντική προς τα κάτω ολίσθηση της συχνότητας. Για έναν μετατροπέα κεντρικής συχνότητας 4MHz και σχετικού εύρους ζώνης 65% η ολίσθηση αυτή είναι 800kHz για βάθος 16 cm. Για κινούμενους στόχους υπάρχει μια επιπρόσθετη μετατόπιση λόγω του φαινομένου Doppler η οποία ωστόσο είναι δυο τάξεις μεγέθους μικρότερη, ως προς το πλάτος, σε σχέση με τη ολίσθηση λόγω εξασθένησης.

Θεωρώντας ότι η εξασθένηση δεν παραμορφώνει τη μορφή της μιγαδικής περιβάλλουσας του διαμορφωμένου σήματος και προκαλεί μόνο μια προς τα κάτω μετατόπιση της συχνότητας κατά f_d προκύπτει το ακόλουθο απλοποιημένο μοντέλο για το λαμβανόμενο σήμα σε ένα μέσο με εξασθένηση:

$$r(t) \approx \mu(t - \tau_0) \cdot e^{j2\pi[(f_0 - f_d)(t - \tau_0)]} \approx \mu(t - \tau_0) \cdot e^{j2\pi[(f_0(t - \tau_0) - f_d(t - \tau_0)]}$$
(2.53)

Η τελευταία εξίσωση προκύπτει με βάση την προσέγγιση στενού εύρους ζώνης. Θεωρείται δηλαδή ότι η μετατόπιση συχνότητας είναι σταθερή για όλο το φάσμα συχνοτήτων του παλμού.

2.2.6 ΑΠΟΚΡΙΣΗ ΠΡΟΣΑΡΜΟΣΜΕΝΟΥ ΦΙΛΤΡΟΥ.

Η σχέση (2.53) για την εφαρμογή προσαρμοσμένου φίλτρου στο λαμβανόμενο σήμα προϋποθέτει τη γνώση των παραμέτρων τ_0 και f_d . Στην γενική περίπτωση το σήμα επιστροφής προσαρμόζεται στο σήμα: $r_F(t) = \mu(t - \tau_m) \cdot e^{j2\pi(f_0 - f_m)(t - \tau_m)}$, με παραμέτρους τις τ_m και f_m . Αυτό αντιστοιχεί σε ένα φίλτρο με κρουστική απόκριση:

$$h_{\tau_m, f_m}(t) = r_F^*(T - t + \tau_m)$$
 (2.54)

Χρησιμοποιώντας το γεγονός ότι $h_{\tau_m, f_m}(\tau - t) = r_F^*(t - \tau)$ και αγνοώντας τη χρονική σταθερά T παίρνουμε:

$$h_{\tau_m, f_m}(\tau - t) = \mu^*(t - \tau - \tau_m) \cdot \exp\{j2\pi[f_0(-t + \tau + \tau_m) + f_m(t - \tau - \tau_m)]\}$$
(2.55)

Αντικαθιστώντας το λαμβανόμενο σήμα που δίνεται από την (2.53) και την κουστική απόκοιση του φίλτοου από την (2.55) στην (2.35) λαμβάνουμε την έξοδο του δέκτη:

$$x(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} \mu(t) \cdot \mu^{*}(t - \tau + \tau_{0} - \tau_{m}) \cdot \exp\{j2\pi[(f_{0} - f_{m})(\tau - \tau_{0} + \tau_{m}) + (f_{m} - f_{d})t]\}dt =$$

$$= e^{j2\pi(f_{0} - f_{m})(\tau - \tau_{0} + \tau_{m})} \cdot \chi(\tau - \tau_{0} + \tau_{m}, f_{m} - f_{d})$$
(2.56)

όπου η $\chi(\tau, f_d)$ ορίζεται ως συνάρτηση αβεβαιότητας (Ambiguity Function) και δίνεται από τη σχέση:

$$\chi(\tau, f_d) = \int_{-\infty}^{+\infty} \mu(t) \cdot \mu^*(t-\tau) \cdot e^{j2\pi f_d t} dt = \int_{-\infty}^{+\infty} \psi(t) \cdot \psi^*(t-\tau) \cdot e^{j2\pi f_d t} dt$$
 (2.57)

Η συνάφτηση αβεβαιότητας πεφιγφάφει τις ιδιότητες των σημάτων και το κατά πόσο μια συγκεκφιμένη κυματομοφφή παφέχει ικανοποιητική διαχωφιστική ικανότητα για συγκεκφιμένο τύπο στόχων. Η ιδανική συνάφτηση αβεβαιότητας έχει μηδενική τιμή για $\tau \neq 0$ και $f_d \neq 0$ ενώ απειφίζεται για $\tau = f_d = 0$. Όταν ισχύει η ιδανική συνάφτηση αβεβαιότητας τα σφάλματα στη μέτφηση της απόστασης και της ολίσθησης φάσης είναι μηδενικά. Για να έχουμε καλή ακφίβεια στην μέτφηση των μεγεθών πφέπει η συνάφτηση αβεβαιότητας να είναι όσο το δυνατό συγκεντφωμένη γύφω από την αφχή των αξόνων. Το εύφος κατανομής της καθοφίζει την αβεβαιότητα στην εκτέλεση των μετφήσεων με τον συγκεκφιμένο τύπο σήματος

Εάν η καθυστέρηση μετατοπιστεί κατά $\tau_0 - \tau_m$, ώστε το μέγιστο να λαμβάνει χώρα για $\tau = 0$ αντί για $\tau = \tau_0 - \tau_m$ και η συχνότητα μεταφερθεί κατά f_m ώστε η προσαρμογή να γίνεται για $f_d = 0$ αντί για $f_d = f_m$ τότε η συνάρτηση αβεβαιότητας είναι η απόκριση του προσαρμοσμένου φίλτρου. Η τιμή της συνάρτησης αβεβαιότητας σε ένα σημείο (τ, f_d) μακριά από την αρχή $\tau = f_d = 0$ δείχνει την απόκριση ενός φίλτρου το οποίο δεν προσαρμόζεται (mismatch) στο σήμα εισόδου κατά τ και f_d .

2.2.7 Η ΣΥΝΑΡΤΗΣΗ ΑΒΕΒΑΙΟΤΗΤΑΣ ΚΑΙ ΟΙ ΙΔΙΟΤΗΤΕΣ ΤΗΣ.

Η συνάρτηση αβεβαιότητας που δίνεται στην (2.57) αποτελεί την δισδιάστατη απόκριση του προσαρμοσμένου φίλτρου. Μια εικόνα ενός πλήθους σκεδαστών θα είναι η υπέρθεση σταθμισμένων (*weighted*) και χρονικά μετατοπισμένων συναρτήσεων αβεβαιότητας. Προφανώς η ιδανική συνάρτηση αβεβαιότητας είναι μια δισδιάστατη συνάρτηση δ στην αρχή του συστήματός συντεταγμένων.

Ωστόσο από μαθηματικής άποψης υπάρχουν κάποιοι ισχυροί περιορισμοί προκείμένου μια δισδιάστατη συνάρτηση δ να γίνει συνάρτηση αβεβαιότητας και όπως θα δειχθεί στην ενότητα αυτή μια τέτοια συνάρτηση δ δεν είναι υλοποιήσιμη. Ο στόχος επομένως της σχεδίασης κυματομορφών είναι ο έλεγχος του σχήματος της συνάρτησης αβεβαιότητας για κάποιο συγκεκριμένο προς απεικόνιση υλικό μέσο. Στην ενότητα αυτή παρουσιάζονται οι βασικές ιδιότητες και οι κυριότεροι περιορισμοί της συνάρτησης αβεβαιότητας. Όταν δεν υπάρχει εξασθένηση (ή γενικότερα όταν $f_m - f_d = 0$) η έξοδος του προσαρμοσμένου φίλτρου είναι η συνάρτηση αυτοσυσχέτισης της κυματομορφής. Το μέγιστο της συνάρτησης αβεβαιότητας λαμβάνει χώρα στην αρχή του συστήματος συντεταγμένων:

$$\chi(0,0) = \int_{-\infty}^{+\infty} |\psi(t)|^2 dt = \int_{-\infty}^{+\infty} |\mu(t)|^2 dt = 2E$$
 (2.58)

Το τετράγωνο του μέτρου της συνάρτησης αβεβαιότητας ονομάζεται επιφάνεια αβεβαιότητας (*Ambiguity Surface*). Η επιφάνεια αβεβαιότητας είναι συμμετρική ως προς την αρχή των αξόνων αφού ισχύει: $|\chi(-\tau,-f_d)| = |\chi(\tau,f_d)|$. Ο όγκος που περικλείει η συνάρτηση αβεβαιότητας δίνεται από την παρακάτω σχέση:

$$V_{amb} = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} |\chi(\tau, f_d)|^2 d\tau df_d = \left| \int_{-\infty}^{+\infty} |\mu(t)|^2 dt \right|^2 = |\chi(0, 0)|^2 = 4E^2$$
(2.59)

Η εξίσωση αυτή δηλώνει ότι ο όγκος που περικλείεται από την επιφάνεια αβεβαιότητας είναι συνάρτηση μόνο της ενέργειας του σήματος και επομένως είναι ανεξάρτητος από τη διαμόρφωση. Εάν επιλεγεί μια κυματομορφή, η επιφάνεια αβεβαιότητας της οποίας έχει μια πολύ στενή κεντρική αιχμή τότε το κυριότερο τμήμα του όγκου που περικλείεται από την επιφάνεια αβεβαιότητας θα πρέπει να εμφανίζεται σαν υπόβαθρο (pedestal) στο επίπεδο $\tau - f_d$ γύρω από την αιχμή. Η συνάρτηση αβεβαιότητας αυτού του είδους αναφέρεται ως thumbtack στη βιβλιογραφία των συστημάτων radar. Αυτή θέτει ένα βασικό όριο στην εφικτή ανάλυση.



Σχήμα 2.4: Γράφημα της ιδανικής συνάρτησης αβεβαιότητας τύπου thumbtack.

Σε αντίθεση με την ιδιότητα της σταθερότητας του συνολικού όγκου, η AF περιορίζεται στην κατανομή του όγκου αυτού στο τ και f_d . Η επιφάνεια αβεβαιότητας αποτελεί ταυτόχρονα και τον δισδιάστατο μετασχηματισμό Fourier της. Η ολοκληρωμένη κατανομή του όγκου ως προς την ολίσθηση συχνότητας καθορίζεται πλήρως από την τιμή της συνάρτησης αβεβαιότητας στον άξονα της χρονικής καθυστέρησης. Αυτό βασίζεται στην ακόλουθη ιδιότητα της συνάρτησης αβεβαιότητας:

 $\int_{-\infty}^{+\infty} \left| \chi(\tau, f_d) \right|^2 d\tau = \int_{-\infty}^{+\infty} \left| \chi(\tau, 0) \right|^2 \cdot e^{-j2\pi f_d \tau} d\tau$ (2.60)

Ειδικότερα, η κατανομή τη ταχύτητας στον όγκο που περικλείει η επιφάνεια αβεβαιότητας είναι ο μετασχηματισμός Fourier του τετραγώνου της περιβάλλουσας της συνάρτησης αβεβαιότητας στον άξονα τ της χρονικής καθυστέρησης. Με άλλα λόγια είναι ο μετασχηματισμός Fourier του τετραγώνου της περιβάλλουσας της συνάρτησης αυτοσυσχέτισης του εκπεμπόμενου σήματος. Το διπλό ολοκλήρωμα της σχέσης (2.59) δηλώνει ότι η ολοκληρωμένη ως προς τ κατανομή όγκου δίνεται ως ο μετασχηματισμός Fourier της επιφάνειας αβεβαιότητας στον άξονα ολίσθησης συχνότητας f_d ο οποίος εξαρτάται μόνο από τη συνάρτηση αυτοσυσχέτισης στον ίδιο άξονα.

Συνεπώς, για δεδομένη περιβάλλουσα $\mu(t)$ η κατανομή αυτή είναι ανεξάρτητη από οποιαδήποτε διαμόρφωση φάσης. Αυτό που κάνει η διαμόρφωση είναι απλά η ανακατανομή του σταθερού όγκου σε κάθε σχισμή χρονικής καθυστέρησης χωρίς όμως τη μετακίνηση όγκου από μια σχισμή σε κάποια άλλη

Οι παραπάνω σχέσεις μετασχηματισμών υποδηλώνουν ότι αν μια κεντρική αιχμή είναι στενή κατά τον έναν άξονα τότε θα ο όγκος θα πρέπει να εξαπλώνεται στον άλλον άξονα.

2.2.8 ΤΑΞΙΝΟΜΗΣΗ ΤΩΝ ΚΥΜΑΤΟΜΟΡΦΩΝ ΣΥΜΠΙΕΣΗΣ ΠΑΛΜΟΥ ΜΕ ΚΡΙΤΗΡΙΟ ΤΗΝ ΚΩΔΙΚΟΠΟΙΗΣΗ ΤΟΥΣ.

Το γινόμενο χρόνου – εύρους ζώνης μιας κυματομορφής μπορεί να αυξηθεί διαμορφώνοντας την είτε ως προς πλάτος είτε ως προς τη φάση της. Η διαμόρφωση πλάτους (AM) δεν είναι βέλτιστη σε ότι αφορά την ενέργεια του σήματος και οδηγεί σε σήματα τα οποία απαιτούν γραμμικότητα των ενισχυτών για όλο το δυναμικό εύρος των αντηχήσεων. Οι ενισχυτές με αυτές τις προδιαγραφές γραμμικότητας είναι δύσκολο να υλοποιηθούν με αποτέλεσμα να είναι πολύ δαπανηροί και για το λόγο αυτό η (AM) διαμόρφωση δεν θα εξεταστεί περαιτέρω.

Τα διαμορφωμένα κατά φάση σήματα μπορούν να καταταχθούν σε δυο μεγάλες ομάδες, ανάλογα με το αν η διαμόρφωση φάσης που εφαρμόζεται

είναι συνεχής ή διακριτή. Έτσι γίνεται η κύρια ταξινόμηση των κυματομορφών συμπίεσης παλμού σε αναλογικά σήματα ή σήματα με διαμόρφωση συχνότητας (FM) και σε διακριτούς κώδικες (συνήθως διαμορφωμένα κατά φάση σήματα). Ένας τρίτος τρόπος να αυξηθεί το γινόμενο χρόνου – εύρους ζώνης είναι τα παλμικά πακέτα (*pulse trains*).

<u>Κυματομοοφές FM</u>

Πρόκειται για σήματα στα οποία η φάση της κυματομορφής μεταβάλλεται κατά συνεχή τρόπο με το χρόνο ώστε να ορίζεται και η στιγμιαία συχνότητα της σχέσης (2.3). Η διαμόρφωση φάσης των σημάτων FM είναι συνεχής μη γραμμική συνάρτηση του χρόνου. Η απλούστερη και συνάμα σημαντικότερη κυματομορφή είναι η γραμμική κυματομορφή FM με τετραγωνική διαμόρφωση φάσης ή συνάρτηση διαμόρφωσης φάσης δευτέρου βαθμού η οποία προφανώς θα έχει γραμμική (ως προς το χρόνο) στιγμιαία συχνότητα. Άλλα, μη γραμμικά, σήματα FM που χρησιμοποιούνται συχνά είναι το κυβικά (τρίτης δύναμης) διαμορφωμένο FM και το FM με ημιτονοειδή διαμόρφωση φάσης (Sinusoidal Frequency Modulated Signal).

Διακοιτά κωδικοποιημένες κυματομοοφές.

Είναι σήματα στα οποία η φάση μεταβάλλεται σε διακριτά βήματα, συνήθως κάθε έναν η περισσότερους κύκλους του (συνεχούς κύματος) CW σήματος. Στις εφαρμογές εξαπλωμένου φάσματος (spread spectrum application) η κωδικοποίηση αυτή ονομάζεται PSK (Phase Shift Keying). Η FSK (Frequency Shift Keying) αποδίδει διακριτές κυματομορφές FM στις οποίες η συχνότητα μεταβάλλεται με διακριτά βήματα. Η ολίσθηση φάσης είναι εφικτή όχι μόνο στο πεδίο του χρόνου αλλά και στο πεδίο της συχνότητας. Οι κυματομορφές που προκύπτουν όμως δεν έχουν σταθερό πλάτος και πρακτικά δεν χρησιμοποιούνται. Οι δυαδικοί ή κώδικες αντιστροφής φάσης ονομάζονται οι κώδικες διαμόρφωσης στους οποίους η φάση παίρνει μόνο δυο τιμές: 0° και 180°. Οι πολυφασικοί κώδικές διαθέτουν περισσότερα από δυο επίπεδα κωδικοποίησης της φάσης.

Παλμικά πακέτα (Pulse trains).

Πρόκειται για σήματα τα οποία αποτελούνται από την επανάληψη ενός μόνο παλμό. Εάν από παλμό σε παλμό χρησιμοποιείται η ίδια κυματομορφή τότε ονομάζονται ομοειδή παλμικά πακέτα. Επίσης είναι δυνατή η διαμόρφωση συχνότητας και φάσης από παλμό σε παλμό καθώς επίσης και η επανάληψη ενός σήματος το οποίο έχει μεγάλο γινόμενο χρόνου εύρους ζώνης. Η κωδικοποίηση του διαστήματος που μεσολαβεί μεταξύ των παλμών (staggering) παρέχει ακόμα έναν βαθμό κωδικοποίησης. Προφανώς, συνδυάζοντας κάποιες από τις παραπάνω τεχνικές μπορούν να προκύψουν κυματομορφές εξαιρετικής πολυπλοκότητας. Παραπλήσια μέθοδος είναι και η επανάληψη παλμών, αν και τέτοιου είδους σήματα εντάσσονται στην κατηγορία των CW ή των σημάτων διαμόρφωσης φάσης. Για το λόγο αυτό, στην ανάλυση μας, παλμικά πακέτα θα θεωρούνται τα σήματα τα οποία είναι επανάληψη παλμών με duty cycle μικρότερο της μονάδας. Ωστόσο χαμηλό duty cycle συνεπάγεται είτε εκπεμπόμενα σήματα μεγάλης χρονικής διάρκειας ή ανεπαρκή εκπεμπόμενη ενέργεια με αποτέλεσμα τα σήματα αυτά να έχουν περιορισμένη χρησιμότητα στην απεικόνιση με υπερήχους. Τα παλμικά πακέτα έχουν πρακτική εφαρμογή στην επεξεργασία, από ένα και μόνο προσαρμοσμένο φίλτρο, ενός πλήθους αντηχήσεων που προέρχονται από ξεχωριστές εκπομπές με διαφορετική κωδικοποίηση από εκπομπή σε εκπομπή.

2.2.9 ΑΝΑΛΥΣΗ ΚΑΙ ΔΙΑΚΡΙΤΙΚΗ ΙΚΑΝΟΤΗΤΑ ΕΝΟΣ ΔΕΚΤΗ ΠΡΟΣΑΡΜΟΣΜΕΝΟΥ ΦΙΛΤΡΟΥ.

Το πρόβλημα της απεικόνισης με χρήση κωδικοποιημένων σημάτων είναι δίπτυχο και αφορά την ανίχνευση και την ανάλυση (*detection and resolution*). Η ικανότητα ανίχνευσης βελτιστοποιείται με την μεγιστοποίηση του SNR. Αυτό επιτυγχάνεται με τον δέκτη προσαρμοσμένου φίλτρου.

Η δεύτερη απαίτηση είναι η έξοδος το φίλτρου να έχει καλή αξονική διακριτική ικανότητα. Για παράδειγμα, ένας μη διαμορφωμένος παλμός μεγάλης χρονικής διάρκειας (long non-modulated pulse) ο οποίος επεξεργάζεται από το προσαρμοσμένο φίλτρο του, δίνει την τριγωνική έξοδο του σχήματος (2.1). Παρόλο που αυτό το σύστημα μεγιστοποιεί το SNR είναι ακατάλληλο όσον αφορά τη χωρική διακριτική ικανότητα.

Η χωρική διακριτική ικανότητα ορίζεται συνήθως ως η ικανότητα του απεικονιστικού συστήματος να διαχωρίζει δυο σκεδαστές πολύ κοντά τοποθετημένους με βάση το Rayleigh ή κάποιο άλλο κριτήριο. Αυτό καθορίζεται μόνο από τον κύριο λοβό της συνάρτησης αυτοσυσχέτισης. Ένας συνήθης δείκτης ο οποίος παρέχει μια χονδρική εκτίμηση της ανάλυσης είναι το εύρος μισής ισχύος του κύριου λοβού (half-width of the mainlobe). Όπως περιγράφηκε νωρίτερα, για έναν δέκτη προσαρμοσμένου φίλτρου σε περιβάλλον με εξασθένηση, η ανάλυση σε κάποιο δοθέν βάθος καθορίζεται από τον κύριο λοβό της τομής της συνάρτησης αβεβαιότητας η οποία (τομή) είναι παράλληλη στον άξονα τ (χρονικής καθυστέρησης) για την ολίσθηση συχνότητας στο ίδιο βάθος

Ωστόσο όταν χρησιμοποιούνται διαμορφωμένα σήματα εισάγονται πλευρικοί λοβοί. Η συμπεριφορά των πλευρικών λοβών μιας συνάρτησης διασποράς σημείου (PSF) αναφέρεται στη βιβλιογραφία των radar ως κυματομορφή self-clutter ή self noise καθώς επίσης και resolvability or discrimination. Αν οι πλευρικοί λοβοί είναι υψηλοί τότε ένας ασθενής σκεδαστής μπορεί να μην αναλυθεί ή να διακριθεί αν απεικονίζεται κοντά σε έναν πολύ ισχυρότερο σκεδαστή, καθώς θα καλύπτεται από την περιοχή πλευρικών λοβών της συνάρτησης αβεβαιότητας του δευτέρου. Συχνά χρησιμοποιούμενοι δέκτες που περιγράφουν το παραπάνω φαινόμενο είναι το επίπεδο κορυφής των πλευρικών λοβών PSL (Peak Sidelobe Level) και το ολοκληρωμένο επίπεδο πλευρικών λοβών ISL (Integrated Sidelobe Level). Σαν PSL ορίζεται απλά ο λόγος του υψηλότερο πλευρικού λοβού προς και τον κύριο ενώ ISL είναι ο λόγος της συνολικής ενέργειας πλευρικών λοβών προς την ενέργεια κορυφής εκφρασμένος σε dB. Το ISL περιγράφει την απώλεια– διαρροή ενέργειας από τις φωτεινές στις σκοτεινές περιοχές κατά την αξονική διεύθυνση μιας εικόνας.

Συνεπώς η ανάλυση σε ένα σύστημα προσαρμοσμένου φίλτρου είναι συνδυασμός των εξής δυο παραγόντων:

- της ικανότητας διαχωρισμού κοντινά τοποθετημένων στόχων η οποία σχετίζεται με το εύρος του κυρίου λοβού και
- του μεγέθους self-clutter το οποίο σχετίζεται με τους πλευρικούς λοβούς στο τf_d επιπέδου.

Το εύρος του κυρίου λοβού είναι ανάλογο του αντιστρόφου του εύρους ζώνης και για το λόγο αυτό η αξονική διακριτική ικανότητα μπορεί να βελτιωθεί διευρύνοντας είτε το φάσμα είτε του προσαρμοσμένου φίλτρου είτε το φάσμα της εκπεμπόμενης κυματομορφής. Στην πρώτη περίπτωση θα έχουμε αύξηση του θορύβου όποτε προτιμάται η εκπομπή κυματομορφής με όσο το δυνατό ευρύτερο φάσμα. Στα συστήματα υπερήχων το εύρος ζώνης περιορίζεται από την απόκριση συχνότητας του μετατροπέα η οποία περιστέλλει το βαθμό μέχρι τον οποίο μπορεί να στενέψει ο κύριος λοβός. Από τα όσα αναφέρθηκαν για το γινόμενο χρόνου – εύρους ζώνης μπορεί γενικά κάποιος να συμπεράνει ότι εφόσον αξιοποιείται όλο το διαθέσιμο εύρος ζώνης η αξονική διακριτική ικανότητα με τα κωδικοποιημένα σήματα θα είναι τη ίδιας τάξης με εκείνη που προκύπτει από τη χρήση συμβατικών παλμών.

Η καταστολή των λεγομένων range sidelobes είναι ένα κομβικό σημείο για την διακριτική ικανότητα (resolvability) στην απεικόνιση με κωδικοποιημένα σήματα. Οι αξονικοί πλευρικοί λοβοί (range sidelobes) εμφανίζονται όχι στην εγκάρσια διεύθυνση αλλά στην αξονική και έχουν να κάνουν με τη διάκριση δυο στόχων οι οποίοι βρίσκονται τοποθετημένοι κατά την ίδια (aξονική) διεύθυνση. Για παράδειγμα, αν έχουμε δυο τέτοιους στόχους τοποθετημένους κοντά ο ένας στον άλλον τότε το σήμα της αντήχησης του ισχυρότερου θα εκτείνεται πέρα από τις ακριβείς γεωμετρικές του διαστάσεις με χαμηλότερους και σταδιακά μειούμενους πλευρικούς λοβούς (range sidelobes). Έτσι μπορεί να καλύψει το σήμα αντήχησης του ασθενέστερου στόχου. Συνεπώς αφού η κρουστική απόκριση του προσαρμοσμένου φίλτρου είναι η χρονική αντιστροφή της εκπεμπόμενης κυματομορφής, η σχεδίαση του βέλτιστου συστήματος απεικόνισης προαπαιτεί την κατάλληλη επιλογή της εκπεμπόμενης κυματομορφής.

Θεωρώντας τη χρήση προσαρμοσμένου φίλτρου στη λήψη σημάτων, η συνήθης προσέγγιση είναι η σχεδίαση κυματομορφών, οι συναρτήσεις αυτοσυσχέτισης των οποίων έχουν χαμηλούς πλευρικούς λοβούς και αυτό γιατί

όπως αναφέρθηκε παραπάνω η συνάρτηση αυτοσυσχέτισης ισούται με την συνάρτηση αβεβαιότητας για μηδενική ολίσθηση της συχνότητας. Στο κεφάλαιο αυτό το προσαρμοσμένο φίλτρο παρουσιάστηκε ως ο βελτιστοποιημένος δεκτής ως προς την ανίχνευση σε θορυβώδες περιβάλλον. Ωστόσο όμως, το προσαρμοσμένο φίλτρο δεν είναι βελτιστοποιημένο ως προς την ανίχνευση σκεδαστών σε περιβάλλον self – clutter. Για παράδειγμα, η έξοδος του προσαρμοσμένου φίλτρου για μηδενική ολίσθηση συχνότητας ενός γραμμικού FM έχει πλευρικούς λοβούς (range sidelobes) οι οποίοι βρίσκονται μόνο 13.2dB χαμηλότερα του κυρίου λοβού. Η μη γραμμική διαμόρφωση FM μπορεί να δώσει πλευρικούς λοβούς έως και 35dB χαμηλότερους. Επομένως είναι η σχεδίαση κατάλληλων κυματομορφών με καλά χαρακτηριστικά σε ότι αφορά τους πλευρικούς λοβούς κατά την αξονική διέυθυνση (range sidelobes).

Εκτός από την επιλογή της κυματομορφής μια άλλη δυνατότητα καταστολής των range sidelobes παρέχεται τροποποιώντας ελαφρώς το προσαρμοσμένο φίλτρο ώστε να έρθει σε μια κατάσταση ελλιπούς προσαρμογής. Η γενική αρχή λειτουργίας και οι επιπτώσεις αυτής της μεθόδου στην ανάλυση θα συζητηθούν αναλυτικότερα παρακάτω.

2.2.10 ΦΙΛΤΡΟ ΕΛΛΙΠΟΥΣ ΠΡΟΣΑΡΜΟΓΗΣ (*MISMATCHED FILTER*).

Το πλάτος της συνάρτησης μεταφοράς του προσαρμοσμένου φίλτρου έχει το φάσμα πλάτους της εκπεμπόμενης κυματομορφής. Η εξίσωση (2.20) δείχνει ότι η περιβάλλουσα του σήματος εξόδου είναι ο αντίστροφος μετασχηματισμός Fourier του τετραγώνου του φάσματος πλάτους. Για ένα γραμμικό σήμα FM με ορθογώνιο φάσμα πλάτους η έξοδος είναι κατά προσέγγιση μια συνάρτηση sin c όπως φαίνεται και στο σχήμα (2.2). Συνεπώς οι υψηλοί και βραδέως αποσβενυόμενοι πλευρικοί λοβοί της συνάρτησης sin c οφείλονται στις απότομές ακμές του ορθογώνιου φάσματός. Αν στο πλάτος της συνάρτησης μεταφοράς του προσαρμοσμένου φίλτρου εφαρμοστεί κάποια συνάρτηση παραθύρου οι πλευρικοί λοβοί μπορούν να περιοριστούν σχεδόν κατά βούληση. Το σταθμισμένο προσαρμοσμένο φίλτρο (δηλαδή το προσαρμοσμένο φίλτρο στο οποίο έχει εφαρμοστεί κάποια συνάρτηση βάρους) συνήθως αναφέρεται και ως φίλτρο ελλιπούς προσαρμογής (mismatched filter). Υπάρχουν κυρίως δυο μειονεκτήματα στη χρήση αυτού του φίλτρου:

 Η διεύουνση του κυρίου λοβού. Στους υπέρηχους ακόμα και όταν εφαρμόζονται ισχυρές συναρτήσεις βάρους (heavy weighting) η διεύρυνση αυτή δεν θα υπερβεί το διπλάσιο του πλάτους του κυρίου λοβού στον οποίο δεν έχει εφαρμοστεί οποιαδήποτε συνάρτηση βάρους. Η ανάλυση που προκύπτει είναι ικανοποιητική στις περισσότερες περιπτώσεις Η υποβάθμιση του SNR ο οποίος (για χρήσιμα σήματα υπερήχων) είναι περίπου 1.5 με 3dB χαμηλότερος σε σχέση με την περίπτωση προσαρμοσμένου φίλτρου. Ωστόσο οι επιπτώσεις των πλευρικών λοβών είναι πιο επιβλαβείς οπότε μια θυσία αυτής της τάξης στο SNR είναι συνήθως λογική.

Για μικρές τιμές της ολίσθησης συχνότητας το φιλτράρισμα ελλιπούς προσαρμογής ισοδυναμεί με την εκπομπή ενός φάσματος στο οποίο έχει εφαρμοστεί κάποιας συνάρτηση βάρους. Το στάθμισμα αυτό λαμβάνει χώρα στους υπερήχους λόγω της απόκρισης συχνότητας του μετατροπέα και έχει σαν αποτέλεσμα τον περιορισμό των πλευρικών λοβών ακόμη και χωρίς την εφαρμογή του φίλτρου ελλιπούς προσαρμογής. Κατά την παρουσία φαινομένων ολίσθησης συχνότητας ένας δέκτης που διαθέτει φίλτρο σταθμισμένο ως προς το πλάτος περνάει ένα μη συμμετρικό φάσμα, παραμορφώνοντας την επίδραση των συναρτήσεων βάρους και μπορεί να εισάγει υψηλούς πλευρικούς λοβούς. Στην περίπτωση αυτή είναι απαραίτητη η μέθοδος της αμφίπλευρης στάθμισης (bilateral weighting) η οποία συνίσταται στην εφαρμογή συνάρτησης βάρους τόσο στο εκπεμπόμενο φάσμα όσο και στο φάσμα συχνοτήτων του φίλτρου.

Παρόλο που υπάρχει και η δυνατότητα ελλιπούς προσαρμογής και στη συνάρτηση φάσης εκτός από το πλάτος η μέθοδος αυτή είναι μια πολύ ευαίσθητη διαδικασία και υπάρχει μεγάλη δυσκολία στον έλεγχο των πλευρικών λοβών που προκύπτουν.

Αν $\mu_2(t)$ είναι η συνάρτηση διαμόρφωσης που εφαρμόζει ένα φίλτρο ελλιπούς προσαρμογής σε ένα εκπεμπόμενο σήμα με συνάρτηση διαμόρφωσης $\mu_1(t)$ η cross-ambiguity function μπορεί να οριστεί σε αντιστοιχία με την συνάρτηση αβεβαιότητας ως εξής:

$$\chi_{1,2}(\tau, f_d) = \int_{-\infty}^{+\infty} \mu_1(t) \cdot \mu_2^*(t-\tau) \cdot e^{j2\pi f_d t} dt$$
 (2.61)

Έχει αποδειχθεί ότι ο όγκος που περικλείει η cross-ambiguity surface είναι σταθερός για δοθέν φίλτρο αν το σήμα εισόδου μεταβάλλεται έτσι ώστε η ενέργεια να παραμένει αμετάβλητη. Αυτό σημαίνει ότι το φιλτράρισμα ελλιπούς προσαρμογής δεν αίρει τους περιορισμούς όγκου της συνάρτησης αβεβαιότητας. Στην βιβλιογραφία έχει επίσης αποδειχθεί ότι το μέσο επίπεδο self-clutter μιας cross-ambiguity function δεν μπορεί να είναι χαμηλότερο από εκείνο της συνάρτησης αβεβαιότητας. Με άλλα λόγια η μείωση του εύρους διέλευσης του φίλτρου δεν επιλύει το πρόβλημα του αυτό-παραγόμενου θορύβου (self- noise) στο (τ , f_d) επίπεδο. Ωστόσο η μέθοδος μπορεί να φανεί πολύ χρήσιμη για την καταστολή των λοβών σε ένα επίπεδο κατά μήκος του άξονα χρονικής καθυστέρησης τ ή για την μετάθεση μέρος του όγκου σε περιοχές με λιγότερες παρεμβολές με κόστος μια μικρή αύξηση του εύρους του κυρίου λοβού.

Συνοψίζοντας μπορούμε συμπεράνουμε ότι το πρόβλημα της σχεδίασης μιας κατάλληλης εκπεμπόμενης κυματομορφής και ενός φίλτρου ελλιπούς προσαρμογής για την απεικόνιση με χρήση κωδικοποιημένων σημάτων σε δοθέν βάθος συνίσταται στην εξισορρόπηση μεταξύ των ακόλουθων παραγόντων:

- της οξύτητας της κεντρικής αιχμής,
- της εξάπλωσης του ανεπιθύμητου self-clutter στην επιφάνεια αβεβαιότητας,
- της υποβάθμισης του SNR λόγω της ελλιπούς προσαρμογής και
- του βαθμού απόκλισης στην απόκριση του φίλτρου για άλλες τιμές της ολίσθησης συχνότητας
- •

2.2.11 ΒΕΛΤΙΣΤΟΠΟΙΗΜΕΝΟ ΦΙΛΤΡΑΡΙΣΜΑ ΣΕ ΠΕΡΙΒΑΛΛΟΝ SPECKLE.

Ο ανθρώπινος ιστός μπορεί να θεωρηθεί ότι αποτελείται από ένα σύνολό σκεδαστών οι οποίοι είναι τοποθετημένοι πολύ πιο κοντά μεταξύ τους από την χωρική ανάλυση της κυματομορφής στην έξοδο του φίλτρου και για το λόγο αυτό δεν μπορούν να αναλυθούν και να απεικονιστούν. Η προκύπτουσα «κηλιδωτή» μορφή της εικόνας υπερήχων είναι ουσιαστικά η αναιρετική και εποικοδομητική αλληλεπίδραση (avάλογα με τις φάσεις) των σκεδαζόμενων κυμάτων που προέρχονται από τους προαναφερθέντες στόχους.

Το σήμα του speckle όπως ονομάζεται είναι ντετερμενιστικό με την έννοια ότι οι παρατηρήσεις δεν είναι ανεξάρτητες δηλαδή θα προκύψει το ίδιο σήμα για επαναλαμβανόμενες μετρήσεις. Αυτό σημαίνει ότι σε αντίθεση με τη περίπτωση του θορύβου η εφαρμογή μέσης τιμής δεν μπορεί να περιορίσει το σήμα του speckle. Επιπρόσθετα ενώ με την αύξηση της εκπεμπόμενης ενέργειας μπορεί να αυξηθεί ο λόγος του σήματος προς θερμικό θόρυβο (signal-to-thermal noise-ratio) δεν μπορεί να μεταβληθεί ο λόγος σήματος προς θόρυβο του speckle καθώς είναι φαινόμενο που προέρχεται από διαδικασία συνέλιξης.

Ωστόσο η φάση του σήματος του speckle είναι τυχαία ενώ το πλάτος του εξαρτάται στο φάσμα πλάτους του εκπεμπόμενου σήματος. Ο θόρυβος λόγω speckle αναφέρεται ως πολλαπλασιαστικός θόρυβος σε αντίθεση με τον θερμικό θόρυβο ο οποίος είναι αθροιστικός. Για ένα μεγάλο πλήθος τυχαία κατανεμημένων σκεδαστών το σήμα του speckle έχει γκαουσιανή μορφή και αν είναι ομοιόμορφα διανεμημένο στο εύρος ζώνης μπορεί να θεωρηθεί σαν στατικός θόρυβος Gauss. Η διαφορά μεταξύ θερμικού θορύβου και clutter noise είναι ότι η φασματική πυκνότητα ισχύος του speckle είναι εξαρτώμενη από τη συχνότητα με αποτέλεσμα ο θόρυβος του speckle να μην είναι λευκός. Θεωρώντας ανεξάρτητους σκεδαστές οι αντηχήσεις θα έχουν το ίδιο φάσμα συχνοτήτων με το εκπεμπόμενο σήμα και το φάσμα της πυκνότητας ισχύος N_c του speckle θα είναι:

$$N_c(f) = k_c |S(f)|^2$$
 (2.62)

όπου k_c είναι η μέση δύναμη σκέδασης.

ΦΙΛΤΡΟ ΑΝΤΙΣΤΡΟΦΗΣ Ή ΕΞΙΣΟΡΡΟΠΗΣΗΣ.

Το σήμα επιστροφής r(t) δίνεται στην (2.49) από τη συνέλιξη του εκπεμπόμενου σήματος $\psi(t)$ με τη συνάρτηση σκέδασης $\gamma(t)$. Σε έναν δέκτη προσαρμοσμένου φίλτρου, η r(t) συσχετίζεται με το εκπεμπόμενο σήμα ως εξής:

$$x(t) = \psi^{*}(t) \otimes r(t) = \psi^{*}(t) \otimes \psi(t) \otimes \gamma(t)$$
(2.63)

όπου x(t) είναι η έξοδος του προσαρμοσμένου φίλτρου. Ο αντικειμενικός στόχος της απεικόνισης είναι η εξαγωγή της συνάρτησης σκέδασης γ(t).

Ωστόσο η έξοδος του προσαρμοσμένου φίλτρου είναι η συνέλιξη της γ(t) με την συνάρτηση αυτοσυσχέτισης της του εκπεμπόμενου σήματος. Επομένως η συνάρτηση αυτοσυσχέτισης είναι η συνάρτηση εξάπλωσης σημείου PSF ή ο πυρήνας του απεικονιστικού συστήματος προσαρμοσμένου φίλτρου στην αξονική διεύθυνση. Σε περιπτώσεις όπου το SNR δεν είναι πρόβλημα, το ιδανικό φίλτριο θα έπρεπε να έχει συνάρτηση μεταφοράς ίση με το αντίστροφο του φάσματος εισόδου:

$$H(f) = \frac{1}{\Psi(f)} \tag{2.64}$$

Κατά αυτόν τον τρόπο ακυρώνεται η συνέλιξη του σήματος με την συνάρτηση ανακλαστικότητας του υλικού μέσου. Ένα τέτοιο φίλτρο αντιστροφής δεν μπορεί να πραγματοποιηθεί στην πράξη επειδή έχει άπειρη απόκριση εκτός του εύρους διέλευσης του σήματος. Ωστόσο υπάρχουν υλοποιήσεις που βασίζονται στην προσέγγιση του φίλτρου αντιστροφής για ένα περιορισμένο εύρος συχνοτήτων (φίλτρο ψεύδο-αντιστροφής). Περιστέλλοντας την απόκριση της ζώνη διέλευσης το φίλτρο αντιστροφής διαπλατύνει αποτελεσματικά το εύρος ζώνης και βελτιώνει ως εκ τούτου την αξονική ανάλυση με κόστος όμως την ενίσχυση της σχετικής ισχύος θορύβου και την υποβάθμιση του SNR.

<u>SPECKLE ΑΠΑΛΛΑΓΜΕΝΟ ΑΠΟ ΘΟΡΥΒΟ.</u>

Όταν το υλικό μέσο αποτελείται από speckle του οποίου το φάσμα πυκνότητας ισχύος δίνεται στην (2.62) τότε το γενικευμένο προσαρμοσμένο φίλτρο της (2.47) αποδίδει το φίλτρο αντιστροφής. Το φίλτρο αντιστροφής θα είναι το βέλτιστο όταν δεν υπάρχει θόρυβος. Προφανώς η συνθήκη αυτή δεν είναι ρεαλιστική ειδικά όταν το φάσμα πλάτους είναι μια συνάρτηση βάρους όπως στην περίπτωση διέλευσης του σήματος από το μετατροπέα. Ακόμα και όταν ο θόρυβος είναι χαμηλός θα είναι σημαντικός στα άκρα του φάσματος.

2.2.12 ΚΑΤΑΛΛΗΛΕΣ ΚΥΜΑΤΟΜΟΡΦΕΣ ΣΥΜΠΙΕΣΗΣ ΚΑΙ ΦΙΛΤΡΑ ΓΙΑ ΑΠΕΙΚΟΝΙΣΗ ΜΕ ΥΠΕΡΗΧΟΥΣ.

Στην βιβλιογραφία υπάρχει ένα έλλειμμα σε ότι αφορά τη συστηματική μεθοδολογία κατασκευής κυματομορφών. Στις περισσότερες περιπτώσεις προσδιορίζεται η συνάρτηση αβεβαιότητας (ή η συνάρτηση αυτοσυσχέτισης η οποία ισούται με την συνάρτηση αβεβαιότητας όταν η ολίσθηση συχνότητας είναι μηδενική) αρκετών κυματομορφών και οι ιδιότητες της μελετώνται χρησιμοποιώντας προσεγγίσεις. Ελάχιστες είναι οι περιπτώσεις σύνθεσης κυματομορφών που βασίζονται στις ιδιότητες των αντίστοιχων συναρτήσεων αβεβαιότητας η οποία υπόρχοται στις ιδιότητες των αντίστοιχων συναρτήσεων αβεβαιότητας η οποία να ισούται με την ελάχιστη μέση τετραγωνική εκτίμηση (mean-square estimate) της επιθυμητής συνάρτησης αβεβαιότητας για οποιαδήποτε καθορισμένη περιοχή στο επίπεδο $τ - f_d$.

Όταν επιλεγεί μια κυματομορφή η οποία σχετίζεται με μια κατάλληλη συνάρτηση αβεβαιότητας, ο δέκτης προσαρμοσμένου φίλτρου διασφαλίζει τη βελτιστοποίηση της ικανότητας ανίχνευσης. Ο περιορισμός της σταθερότητας του όγκου που περικλείεται από την συνάρτηση αβεβαιότητας συνεπάγεται ότι όλα τα σήματα ίδιας ενέργειας θα είναι ισοδύναμα σε ότι αφορά τη συνολική αβεβαιότητα. Η επιλογή κατάλληλης κυματομορφής εξαρτάται από το μέσο σκέδασης.

2.2.13 ΑΝΊΧΝΕΥΣΗ ΑΠΟΜΟΝΩΜΈΝΩΝ ΣΚΕΔΑΣΤΏΝ ΣΕ ΠΕΡΙΒΆΛΛΟΝ ΛΕΥΚΟΎ ΘΟΡΎΒΟΥ.

Η μέθοδος του προσαρμοσμένου φίλτρου έχει αναπτυχθεί για την ανίχνευση απομονωμένων σκεδαστών σε περιβάλλον λευκού θορύβου και για το λόγο αυτό αποτελεί τον βέλτιστο δέκτη στην περίπτωση αυτή. Στα συστήματα radar ο αντικειμενικός στόχος της συμπίεσης παλμών είναι η ανίχνευση απομονωμένων στόχων σε περιβάλλον θορύβου καθώς επίσης και η εκτίμηση της απόστασης και της ταχύτητας κάθε στόχου με το ελάχιστο δυνατό rms σφάλμα. Το ζητούμενο για τον σχεδιαστή radar είναι να κατασκευάσει σήματα και αντίστοιχες συναρτήσεις αβεβαιότητας με καλές ιδιότητες ανάλυσης τόσο στην εκτίμηση της απόστασης όσο και στην εκτίμηση των ολισθήσεων φάσης του φαινομένου Doppler. Αν το μέσο αποτελείται από λίγους μόνο σκεδαστές τότε μια συνάρτηση αβεβαιότητας τύπου thumbtack θα ήταν η κατάλληλη επιλογή. Παρόλο που στους υπέρηχους η εξασθένηση προκαλεί μια μετατόπιση συχνότητας των αντηχήσεων, παρόμοια με το φαινόμενο Doppler, δεν υπάρχει η ανάγκη διατήρησης καλής διακριτικής ικανότητας στον άξονα ολίσθησης συχνότητας f_d . Αυτό οφείλεται στο ότι η ταχύτητα του αίματος δεν μπορεί ούτως ή άλλως να προσδιορισθεί από μια και μόνο μέτρηση καθώς η μετατόπιση συχνότητας λόγω φαινομένου Doppler σκιάζεται από την αντίστοιχη μετατόπιση λόγω της εξασθένησης. Έτσι η ταχύτητα του αίματος προσδιορίζεται από την μετατόπιση της φάσης μεταξύ διαδοχικών παλμών.

Συνεπώς, η ιδανική συνάρτηση αβεβαιότητας για τους υπέρηχους θα πρέπει να είναι όσο το δυνατό «αναίσθητη» στις ολισθήσεις συχνότητας καθώς η ολίσθηση συχνότητας του επιστρεφομένου σήματος λόγω εξασθένησης δεν είναι γνωστή. Η απαίτηση αυτή αποκλείει και τις λεγόμενες «Doppler-sensitive waveforms» (δηλαδή κυματομορφές που είναι ευαίσθητες στην ανίχνευση ολισθήσεων συχνότητας λόγω φαινομένου Doppler) οι συναρτήσεις αβεβαιότητας των οποίων είναι προσέγγιση της thumbtack. Στην κατηγορία αυτή υπάγονται οι ακολουθίες PN οι κώδικες Barker κ.α. Στους υπέρηχους μια κωδικοποιημένη κυματομορφή θα πρέπει να έχει μόνο καλή χωρική διακριτική ικανότητα για ένα μεγάλο εύρος μετατοπίσεων συχνότητας. Η ανάλυση στην ολίσθηση συχνότητας είναι αντιστρόφως ανάλογη της διάρκειας του παλμού ενώ η αξονική διακριτική ικανότητα (range resolution) είναι αντιστρόφως ανάλογη του εύρους συχνοτήτων του παλμού.

Επομένως μια καλή επιλογή για απεικόνιση με υπερήχους θα ήταν η επιλογή ενός παλμού πολύ μικρής χρονικής διάρκειας. Διαθέτει καλή χωρική διακριτική ικανότητα λόγω του μεγάλου εύρους συχνοτήτων του και είναι αναίσθητος στις μετατοπίσεις συχνότητας λόγω της μικρής του διάρκειας. Θα πρέπει ωστόσο να σημειωθεί ότι η κυματομορφή αυτού του είδους είναι ακατάλληλη αν χρειάζεται να μετρηθούν τόσο η απόσταση όσο και η ολίσθηση συχνότητας όπως στα συστήματα radar.

Όπως αναφέρθηκε στα προηγούμενα, το πρόβλημα με την παραγωγή στενών παλμών είναι η μικρή εκπεμπόμενη ενέργεια τους και το μικρό γινόμενο χρόνου εύρους-ζώνης. Το μεγάλο γινόμενο χρόνου εύρους ζώνης έχει σαν αποτέλεσμα υψηλό σηματοθορυβικό λόγο ο οποίος με τη σειρά του παρέχει βέλτιστη ακρίβεια ανίχνευσης και μέτρησης. Όπως φάνηκε σε προηγούμενη ενότητα ένας στενός παλμός Gauss θα ήταν η χειρότερη επιλογή σε ότι αφορά το SNR αφού έχει το ελάχιστο γινόμενο χρόνου εύρους ζώνης.

Το γραμμικό FM σήμα είναι μια καλή επιλογή αρκεί να εφαρμοστεί η κατάλληλη συνάρτηση βάρους η οποία θα διασφαλίζει καλή αξονική διακριτική ικανότητα (range resolution) και καταστολή των πλευρικών λοβών. Το ορθογωνικό φάσμα του σήματος επιτρέπει πλήρη αξιοποίηση του εύρος ζώνης του συστήματος (σε αντίθεση με άλλες επιλογές όπως τα παλμικά πακέτα) καθώς επίσης και σημαντική βελτίωση του SNR.

Αν το υλικό μέσο αποτελείται από αρκετούς ημι-απομονωμένους σκεδαστές, οι οποίοι απέχουν μεταξύ τους λιγότερο του 1/Τ (όπου Τ η διάρκεια του εκπεμπόμενου παλμού) οι κυματομορφές με συνάρτηση αβεβαιότητας τύπου thumbtack δεν είναι κατάλληλες λόγω του ομοιόμορφου υπόβαθρου (pedestal) που διαθέτουν. Για μια κυματομορφή διάρκειας 16μs στα 4MHz με συνάρτηση αβεβαιότητας τύπου thumbtack το επίπεδο υπόβαθρου (pedestal level) θα είναι περίπου 35dB χαμηλότερα από την μέγιστη τιμή της εξόδου. Για πρακτικά υλοποιήσιμες κυματομορφές με μη ιδανική συνάρτηση αβεβαιότητας τύπου thumbtack το επίπεδο αυτό θα είναι γύρω στα 30dB χαμηλότερο. Στην περίπτωση αυτή όμως αν στην περιοχή ενός πολύ ισχυρού σκεδαστή βρίσκεται ένας σκεδαστής ασθενέστερος κατά 30dB θα καλυφθεί εντελώς από τον πρώτο.

2.2.14 ΑΝΊΧΝΕΥΣΗ ΣΕ ΠΕΡΙΒΆΛΛΟΝ SPECKLE ΚΑΙ ΘΟΡΎΒΟΥ.

Αν το πρόβλημα συνίσταται στην ανίχνευση ενός σήματος σε ένα περιβάλλον με speckle, το οποίο αντιστοιχεί στην περίπτωση ανίχνευσης όγκων σε μαλακούς ιστούς όπως το συκώτι ή το στήθος, η μελέτη της σχεδίασης περιλαμβάνει την επιλογή των κατάλληλων κυματομορφών και τη βελτιστοποίηση του φίλτρου.

Από τη συζήτηση για τις ιδιότητες της συνάφτησης αβεβαιότητας, είναι φανεφό ότι οι κυματομοφφές με υψηλό υπόβαθφο (pedestal) θα είναι ακατάλληλες για την απεικόνιση ενός πεφιβάλλοντος με πυκνούς σκεδαστές όπως αυτό των υπεφήχων. Ο αυτό παφαγόμενος θόφυβος (self – clutter) της συνάφτησης αβεβαιότητας τύπου thumbtack θα αυξηθεί σταδιακά υποβαθμίζοντας την ανάλυση. Μποφεί να είναι πφοτιμότεφο τότε να συγκεντφωθεί ο όγκος σε μια οξεία κοφυφογφαμμή (sharp ridge)όπως γίνεται με το γφαμμικό FM ή να χφησιμοποιηθεί ένα παλμικό πακέτο (pulse train) αν μποφούν με κάποιο τφόπο να αναλυθούν οι ισχυφές διακφιτές αβεβαιότητες.

Το βέλτιστο φίλτρο στην περίπτωση αυτή είναι το Wiener. Έχει μελετηθεί η απώλεια απόδοσης του φίλτρου αντιστροφής και του προσαρμοσμένου σε σχέση με το βέλτιστο Wiener σαν συνάρτηση του λόγου αυτό-θορύβου προς θόρυβο (clutter to noise). Επιλέγοντας ένα φάσμα στο οποίο έχει εφαρμοστεί μια πραγματοποιήσιμη συνάρτηση βάρους υπολογίστηκε η απώλεια στο SNR και για τα τρία φίλτρα, υπό τον περιορισμό της σταθερής ισχύος και αναφέρθηκε μια απώλεια απόδοσης της τάξης του 1.4dB για το φίλτρο αντιστροφής και μόνο 0.48dB για το φίλτρο προσαρμογής. Αν ληφθεί υπόψη και η πρακτική δυσκολία επιλογής του λόγου clutter-to-noise στο φίλτρο Wiener τότε τίθεται υπό αμφισβήτηση η χρησιμότητα ενός βέλτιστου φίλτρου αντί για το προσαρμοσμένο.

Ο λόγος που η συνάρτηση μεταφοράς του Wiener είναι βέλτιστη έχει να κάνει με την με μια σχετική ενίσχυση των άκρων του φάσματος. Το αποτέλεσμα αυτό μπορεί να επιτευχθεί διαπλατύνοντας το εύρος ζώνης του εκπεμπόμενου σήματος λίγο περισσότερο από το εύρος ζώνης του μετατροπέα.

Από μελέτες που συναντώνται στη βιβλιογραφία έχει αποδειχθεί ότι η βελτιστοποίηση του SNR για ένα προκαθορισμένο εύρος ζώνης του σήματος

γίνεται με τη χρήση ενός σήματος ορθογωνικού φάσματος από το βέλτιστο φίλτρο. Επιπλέον, στις ίδιες μελέτες, έχει φανεί ότι η εφαρμογή συναρτήσεων βάρους προκαλεί μικρή μόνο υποβάθμιση η οποία για το προσαρμοσμένο φίλτρο είναι ανεξάρτητη του λόγου speckle –to –noise. Για το λόγο αυτό ένα γραμμικό FM σήμα, επεξεργασμένο από ένα φίλτρο ελλιπούς προσαρμογής θα ήταν η κατάλληλη επιλογή για το speckle και το θόρυβο του δέκτη. Από τα παραπάνω συνάγεται ότι είναι προτιμότερη η χρήση ενός κατάλληλου σήματος και της μεθόδου του φίλτρου ελλιπούς προσαρμογής από οποιαδήποτε προσπάθεια χρήσης του φίλτρου Wiener το οποίο είναι μεν βέλτιστο αλλά εξαρτάται από το speckle.

Κατά την ύπαρξη εξασθένησης θα πρέπει ιδανικά να εφαρμοστεί ένα μεταβαλλόμενο με το βάθος προσαρμοσμένο φίλτρο (range-variant matched filter). Αυτό όμως είναι ένα πολύ μεγάλο υπολογιστικό φορτίο για τον δέκτη. Αν χρησιμοποιηθεί ένα γραμμικό FM σήμα τότε μπορεί να εφαρμοστεί ένα και μόνο προσαρμοσμένο φίλτρο για όλα τα βάθη χωρίς την ανάγκη αναπλήρωσης της μετατόπισης συχνότητας που προκαλείται από την εξασθένηση. Αυτό μειώνει σημαντικά την απαιτούμενη επεξεργασία σήματος.

2.3 ΤΟ ΓΡΑΜΜΙΚΟ *FM* ΣΗΜΑ ΚΑΙ ΑΛΛΕΣ ΚΥΜΑΤΟΜΟΡΦΕΣ.

2.3.1 ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Σχεδόν οποιαδήποτε κυματομορφή με κάποιο είδος διαμόρφωσης συχνότητας παρέχει συμπίεση παλμών όταν επεξεργαστεί από ένα προσαρμοσμένο φίλτρο. Η απλούστερη περίπτωση είναι το γραμμικό FM σήμα του οποίου η στιγμιαία συχνότητα είναι μια γραμμική συνάρτηση του χρόνου. Μεταξύ όλων των κυματομορφών συμπίεσης, το γραμμικό σήμα FM ή chirp είναι αυτό που έχει μελετηθεί εκτενέστερα, ειδικά στη βιβλιογραφία των radar. Ένας από τους λόγους για αυτό ήταν η ευκολία της παραγωγής του με την αναλογική τεχνολογία που διέθεταν τα συστήματα radar συμπίεσης.

Ωστόσο ο πιο σημαντικός λόγος είναι οι μοναδικές ιδιότητες συμμετρίας του σήματος αυτού καθώς και οι εφαρμογές του στη συμπίεση παλμών που θα αναφερθούν λεπτομερώς παρακάτω. Η γραμμική φύση αυτής της κυματομορφής την καθιστά μάλλον «αναίσθητη» σε μετατοπίσεις συχνότητας σε αντίθεση με τα μη γραμμικά σήματα FMκαι τους διφασικούς κώδικες. Μια ιδιότητα με μεγάλη σπουδαιότητα για την απεικόνιση με υπέρηχους.

Σε αυτήν την ενότητα αρχικά εξάγεται το φάσμα του γραμμικού FM σήματος και μελετώνται οι ιδιότητες συμμετρίας του. Στη συνέχεια δίνονται οι αναλυτικές εκφράσεις για την απόκριση του προσαρμοσμένου φίλτρου και την συνάρτηση αβεβαιότητας του γραμμικού FM σήματος. Κατόπιν συζητούνται τα επίπεδα πλευρικών λοβών και οι ιδιότητες της συμπίεσης και ανάλυσης.

2.3.2 TO **FPAMMIKO** FM Σ 'HMA.

Η γενική μορφή του γραμμικού σήματος FM ή chirp μπορεί να εκφραστεί σε μιγαδική αναπαράσταση ως εξής:

$$\psi(t) = a(t) \cdot \exp\left[j2\pi\left(f_0 t + \frac{B}{2T}t^2\right)\right], \quad -\frac{T}{2} \le t \le \frac{T}{2}$$
(2.65)

όπου f_0 είναι η κεντρική συχνότητα, T είναι η διάρκεια του σήματος και B είναι το συνολικό εύρος ζώνης που σαρώνεται. Εφαρμόζοντας την (2.3) η στιγμιαία συχνότητα δίνεται από την ακόλουθη σχέση:

$$f_{i} = \frac{d\left(f_{0}t + \frac{B}{2T}t^{2}\right)}{dt} = f_{0} + \frac{B}{T}t$$
(2.66)

Αυτό το γραμμικό σήμα FM έχει μια δευτεροβάθμια συνάρτηση διαμόρφωσης φάση και επομένως στιγμιαία συχνότητα που είναι γραμμική συνάρτηση του χρόνου. Παρόλο που ο όρος «στιγμιαία συχνότητα» έρχεται σε αντίθεση με τη θεωρία Fourier, πρακτικά η f_i υποδεικνύει το εύρος του φάσματος στο οποίο είναι περιορισμένη η ενέργεια του σήματος τη χρονική στιγμή t. Το σήμα σαρώνει γραμμικά τις συχνότητες εντός του διαστήματος $\left[f_0 - \frac{B}{2}, f_0 + \frac{B}{2}\right]$.

Για ψηφιακή αναπαραγωγή του σήματος FM μια εναλλακτική έκφραση η οποία δεν περιλαμβάνει καθόλου αρνητικές στιγμές είναι η ακόλουθη:

$$\psi(t) = a(t) \cdot \exp\left\{j2\pi \left[\left(f_0 - \frac{B}{2}\right)t + \frac{B}{2T}t^2\right]\right\} , \quad 0 \le t \le T$$
(2.67)

2.3.3 ΦΑΣΜΑ ΤΟΥ ΓΡΑΜΜΙΚΟΥ FM ΣΗΜΑΤΟΣ.

Για ένα γραμμικό FM σήμα με ορθογώνια περιβάλλουσα (a(t) = 1) ο μετασχηματισμός Fourier δίνει:

$$\Psi(f) = \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} \exp\left[j2\pi\left(f_0t + \frac{1}{2}\left(\frac{B}{T}\right)t^2\right)\right] \cdot \exp(-j2\pi ft)dt =$$

$$= \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} \exp\left\{j2\pi\left[(f_0 - f)t + \frac{\mu}{2}t^2\right]\right\}dt$$
(2.68)

Αναδιατάσσουμε τους όρους μέσα στην αγκύλη ως εξής:

$$(f_0 - f)t + \frac{\mu}{2}t^2 = \frac{\mu}{2}\left(t - \frac{f - f_0}{\mu}\right)^2 - \frac{(f - f_0)^2}{2\mu}$$

Το ολοκλήρωμα τότε γίνεται:

$$\Psi(f) = \exp\left[-j\frac{\pi}{\mu}(f-f_0)^2\right]_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} \exp\left[j\frac{\pi}{2}2\mu\left(t-\frac{f-f_0}{\mu}\right)^2\right] dt \qquad (2.69)$$

και εισάγοντας τη νέα μεταβλητή $y = \sqrt{2} \mu \left(t - \frac{f - f_0}{\mu} \right)$, παί
ίρνουμε:

$$\Psi(f) = \frac{1}{\sqrt{2\mu}} \exp\left[-j\frac{\pi}{\mu}(f-f_0)^2\right] \left[\int_{-Y_1}^{Y_2} \cos\left(\frac{\pi}{2}y^2\right) dy + j\int_{-Y_1}^{Y_2} \sin\left(\frac{\pi}{2}y^2\right) dy\right] \quad (2.70)$$

Όπου τα καινούρια όρια ολοκλήρωσης είναι:

$$Y_{1} = \sqrt{2\mu} \left(\frac{T}{2} + \frac{f - f_{0}}{\mu} \right) \quad , \qquad Y_{2} = \sqrt{2\mu} \left(\frac{T}{2} - \frac{f - f_{0}}{\mu} \right)$$
(2.71)

Τα παραπάνω όρια μπορούν να γραφούν σε εναλλακτική μορφή σαν συνάρτηση του γινομένου χρόνου εύρους ζώνης D = TB ως εξής:

$$Y_{1} = \sqrt{\frac{D}{2}} \left(1 + 2\frac{f - f_{0}}{B} \right) \quad , \quad Y_{2} = \sqrt{\frac{D}{2}} \left(1 - 2\frac{f - f_{0}}{B} \right)$$
(2.72)

Τα δύο ολοκληρώματα της (2.70) μπορούν να γραφούν σαν άθροισμα των ολοκληρωμάτων Fresnel:

$$C(z) = \int_{0}^{z} \cos\left(\frac{\pi}{2}y^{2}\right) dy \quad , \quad S(z) = \int_{0}^{z} \sin\left(\frac{\pi}{2}y^{2}\right) dy \quad (2.73)$$

Τότε η τελική μορφή του φάσματος συχνοτήτων του γραμμικού σήματος FM είναι:

$$\Psi(f) = \frac{1}{\sqrt{2\mu}} \exp\left[-j\frac{\pi}{\mu}(f-f_0)^2\right] \left\{C(Y_1) + C(Y_2) + j[S(Y_1) + S(Y_2)]\right\}$$
(2.74)

Τα ολοκληρώματα Fresnel της σχέσης (2.73) φαίνονται στο σχήμα (2.5) και προσεγγίζουν την τιμή $\frac{1}{2}$ όταν το όρισμα είναι πολύ μεγαλύτερο της μονάδας. Στο ίδιο σχήμα έχει σχεδιαστεί το φάσμα πλάτους του γραμμικού σήματος FM. Επειδή τα ορίσματα των ολοκληρωμάτων Fresnel είναι συνάρτηση του γινομένου χρόνου – εύρους ζώνης, το φάσμα πλάτους προσεγγίζει το ορθογώνιο σχήμα για μεγάλες τιμές του D. Ειδικότερα, το πλάτος της ταλάντωσης μειώνεται με το D ενώ το πλήθος των κυματώσεων αυξάνεται.

Η φάση $\theta(f)$ του φάσματος συχνοτήτων της (2.74) μπορεί να γραφεί σαν άθροισμα δυο όρων $\theta_1(f)$ και $\theta_2(f)$ όπου:



Σχήμα 2.5: Ολοκληρώματα Fresnel και το φάσμα πλάτους γραμμικού FM σήματος.

Ο όρος $\theta_2(f)$ φαίνεται στο σχήμα (2.6). Είναι σχεδόν σταθερός και ίσος με π/4 εντός του εύρους ζώνης του σήματος. Όσο μεγαλύτερο είναι το γινόμενο χρόνου εύρους ζώνης τόσο καλύτερη είναι η προσέγγιση σε μια σταθερή τιμή. Έτσι, για υψηλές τιμές του D, η φάση του σήματος είναι μόνο η δευτεροβάθμια συνάρτηση της συχνότητας που δίνεται από την $\theta_1(f)$ συν τη σταθερά π/4.



Σχήμα 2.6: Ο όρος παραμόρφωση φάσης $\theta_2(f)$ του φάσματος γραμμικου FM σήματός με TB=120.

2.3.4 ΟΙ ΙΔΙΟΤΗΤΕΣ ΣΥΜΜΕΤΡΙΑΣ ΚΑΙ ΟΙ ΕΦΑΡΜΟΓΕΣ ΤΟΥΣ

Ο όρος πλάτους: ${[C(Y_1) + C(Y_2)]^2 + [S(Y_1) + S(Y_2)]^2]^{1/2}}$ είναι κατά προσέγγιση ίσος με $\sqrt{2}$ για $f = f_0$. Οι κυματώσεις Fresnel ταλαντώνονται γύρω από αυτή την τιμή και για υψηλή τιμή του γινομένου χρόνου - εύρους ζώνης, το πλάτος μπορεί να θεωρηθεί ορθογωνικό στο εύρος διέλευσης με τιμή $\sqrt{2}$. Θεωρείται ότι η προσέγγιση αυτή είναι έγκυρη όταν το $D \ge 10$. Η προσεγγιστική φάση του φάσματος είναι $\theta_1(f) + \pi/4$. Επομένως η προσέγγιση υψηλού TB της (2.74) δίνει για το φάσμα του γραμμικού FM:

$$\Psi(f) = \frac{1}{\sqrt{\mu}} rect \left(\frac{f - f_0}{B}\right) exp \left[-j\frac{\pi}{\mu}(f - f_0)^2 + \frac{\pi}{4}\right]$$
(2.75)

Έστω ότι η καθυστέρηση ομάδας (group delay) $\tau_g(f)$ ορίζεται ως η παράγωγος της συνάρτησης φάσης $\theta(f)$ ως προς τη συχνότητα. Τότε η καθυστέρηση ομάδας για το γραμμικό FM θα είναι περίπου ίση με:

$$\tau_g(f) = \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{d\theta(f)}{df} \approx \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{d\theta_1(f)}{df} = \frac{f_0 - f}{\mu}$$
(2.76)

Χρησιμοποιώντας την κεντρική ιδέα της καθυστέρησης ομάδας, το γραμμικό FM σήμα μπορεί να θεωρηθεί σαν ένα σήμα το οποίο αποτελείται από ένα πλήθος από γειτονικά (*adjacent*) φάσματα κάθε ένα από τα οποία έχει μια κεντρική συχνότητα f και είναι καθυστερημένο χρονικά κατά την καθυστέρηση ομάδας $τ_g(f)$. Για $t = τ_g$ η (2.66) δίνει $f_i = f$, δηλαδή η κεντρική συχνότητα f καθεμίας φασματικής ζώνης ισούται με τη στιγμιαία
συχνότητα του σήματος σε μια χρονική στιγμή ίση με την καθυστέρηση ομάδας. Στην πραγματικότητα, μπορεί να αποδειχθεί ότι οι στιγμιαία συχνότητα και η καθυστέρηση ομάδας είναι μεταξύ τους αντίστροφες συναρτήσεις. Με βάση αυτή τη σχέση μπορεί να εξαχθεί το προσεγγιστικό φάσμα του γενικευμένου γραμμικού FM σήματος με αυθαίρετη πραγματική περιβάλλουσα *a*(*t*) που δίνεται από τη σχέση (2.66) ως εξής:

$$\Psi(f) = \frac{1}{\sqrt{\mu}} a \left(\frac{f - f_0}{\mu} \right) \exp \left[-j \frac{\pi}{\mu} (f - f_0)^2 + \frac{\pi}{4} \right]$$
(2.77)

Για το λόγο αυτό, το φάσμα πλάτους έχει την ίδια συνάρτηση στο πεδίο του χρόνου με την περιβάλλουσα του σήματος η οποία λαμβάνεται απλά αντικαθιστώντας το $(f - f_0)/\mu$ από το t και scaling το πλάτος. Επιπρόσθετα οι συναρτήσεις φάσης $\phi(t)$ και $\theta(f)$, στο πεδίο του χρόνου και συχνότητας αντίστοιχα, είναι και οι δυο συναρτήσεις δευτέρου βαθμού ή εναλλακτικά η στιγμιαία συχνότητα και η καθυστέρηση ομάδας είναι γραμμικές συναρτήσεις. Υπάρχει επομένως συμμετρία μεταξύ των συναρτήσεων χρόνου και συχνότητας η οποία είναι μοναδική ιδιότητα του γραμμικού FM σήματος.

Οι έννοιες της στιγμιαίας συχνότητας και της καθυστέρησης ομάδας συσχετίζουν μια δεδομένη συχνότητα με την αντίστοιχη καθυστέρηση, παρέχοντας έτσι μια ποσοτική αντίληψη (quantitative insight) για το μηχανισμό συμπίεσης παλμών στο γραμμικό FM σήμα. Όπως φάνηκε στην προηγούμενη ενότητα η κρουστική απόκριση του προσαρμοσμένου φίλτρου είναι το αντεστραμμένο FM σήμα στο χρόνο. Η καθυστέρηση ομάδας τ_g^F του προσαρμοσμένου φίλτρου θα δίνεται από την (2.76) με αρνητικό πρόσημο. Σε μια χρονική στιγμή $t = t_a$, το σήμα θα έχει στιγμιαία συχνότητα $f_i(t_a) = f_0 + \mu t_a$. Το προσαρμοσμένο φίλτρο θα καθυστερήσει αυτή τη συχνότητα κατά την καθυστέρηση ομάδας $\tau_g^F(f)$ που αντιστοιχεί στη συχνότητα μοτην έξοδο του προσαρμοσμένου θα είναι:

$$t_{a} - \tau_{g}^{F}(f)|_{f = f_{i}(t_{a})} = t_{a} - \frac{f_{i}(t_{a}) - f_{0}}{\mu} = t_{a} - \frac{(f_{0} + \mu t_{a}) - f_{0}}{\mu} = 0$$
(2.78)

Για το λόγο αυτό όλες οι φασματικές συνιστώσες του γραμμικού FM σήματος ανεξαρτήτως της συχνότητας τους φτάνουν στην έξοδο του φίλτρου την ίδια χρονική στιγμή *t* = 0. Όλες οι συχνότητες είναι σε φάση τη χρονική στιγμή μηδέν και συμβάλλουν προσθετικά προκαλώντας τη σταδιακή ενδυνάμωση της εξόδου του φίλτρου.

Όταν το επιστρεφόμενο σήμα είναι μετατοπισμένο ως προς τη συχνότητα, η έξοδος θα συμπιεστεί και πάλι λόγω της γραμμικότητας της συνάρτησης καθυστέρηση ομάδας. Μια μετατόπιση της συχνότητας έχει σαν αποτέλεσμα

μια αντίστοιχη μετατόπιση στη συνάρτηση καθυστέρηση ομάδας χωρίς να αλλοιώνει τη γραμμικότητα της. Η μοναδική συνέπεια είναι μια μερική μετατόπιση στο χρόνο της κορυφής της συμπιεσμένης εξόδου. Αυτό ερμηνεύει γιατί η συμπίεση του γραμμικού FM σήματος είναι ανεξάρτητη της ολίσθησης συχνότητας, μια εξαιρετικά επιθυμητή ιδιότητα για την απεικόνιση με υπερήχους υλικών μέσων με εξασθένηση.

Μια άλλη σημαντική συνέπεια της συμμετρίας μεταξύ των πεδίων του χρόνου και της συχνότητας είναι η ισοδυναμία μεταξύ της εφαρμογής συναρτήσεων βάρους στο χρόνο και στη συχνότητα. Η εφαρμογή συναρτήσεων βάρους είναι μια πολύ συνηθισμένη τεχνική μείωσης των πλευρικών λοβών της εξόδου συμπίεσης και στην περίπτωση του γραμμικού FM σήματος δεν υπάρχει πρακτικά καμία διαφορά αν η συνάρτηση βάρους εφαρμοστεί στην χρονική περιβάλλουσα του φίλτρου ή στο φάσμα συχνοτήτων του.

Θα πρέπει ωστόσο να υπενθυμίσουμε ότι οι συμμετρία μεταξύ των πεδίων χρόνου και συχνότητας είναι αποτέλεσμα της προσέγγισης που προκύπτει για μεγάλο γινόμενο χρόνου – εύρους ζώνης. Μια ορθογωνική περιβάλλουσα στο πεδίο του χρόνου δίνει στην πραγματικότητα ένα ορθογωνικό φάσμα πλάτους με κυματώσεις Fresnel καθώς επίσης και παραμορφώσεις φάσης. Για υψηλή ποιότητα απεικόνισης οι κυματώσεις Fresnel πρέπει να ληφθούν υπόψη στο σχεδιασμό του εκπεμπόμενου σήματος και του κατάλληλου προσαρμοσμένου φίλτρου.

2.3.5 Η ΑΠΟΚΡΙΣΗ ΠΡΟΣΑΡΜΟΣΜΕΝΟΥ ΦΙΛΤΡΟΥ

Η εξαγωγή και η απόδειξη των αναλυτικών εκφράσεων για την απόκριση του προσαρμοσμένου φίλτρου και για τη συνάρτησης αβεβαιότητας του γραμμικού FM σήματος είναι αναφέρονται σχεδόν σε όλα τα βιβλία των radar. Για το λόγο αυτό δεν θα παρουσιαστούν ξανά εδώ παρά θα αναφερθούν μόνο οι τελικές εκφράσεις.

Όταν η πραγματική περιβάλλουσα είναι ορθογωνική, η μιγαδική περιβάλλουσα του γραμμικού FM σήματος η οποία περιγράφεται από τη σχέση (2.65) είναι:

$$\mu(t) = rect\left(\frac{t}{T}\right)e^{j\pi(B/T)t^2}$$
(2.79)

Η μιγαδική περιβάλλουσα μπορεί να αντικατασταθεί στην σχέση ορισμού της συνάρτησης αβεβαιότητας η οποία επαναλαμβάνεται στο σημείο αυτό για ευκολία:

$$\chi(\tau, f_d) = \int_{-\infty}^{+\infty} \mu(t) \cdot \mu^*(t - \tau) \cdot e^{j2\pi f_d t} dt \qquad (2.80)$$

Το αποτέλεσμα για την πραγματική περιβάλλουσα της συνάρτησης αβεβαιότητας είναι:



Σχήμα 2.7: Η συνάρτηση αβεβαιότητας γραμμικού FM σήματος με TB=140.



Σχήμα 2.8: Αξονική διακριτική ικανότητα για παλμική και γραμμική FM διέγερση

Στο σχήμα (2.7) έχει σχεδιαστεί η συνάρτηση αβεβαιότητας του γραμμικού FM σήματος. Η επιφάνεια αβεβαιότητας είναι συγκεντρωμένη κατά μήκος της γραμμής: $f_d = -(B/T)\tau$. Το πλεονέκτημα της ridge συνάρτησης αβεβαιότητας είναι ακόμα και με μια έλλειψη προσαρμογής της συχνότητας εξακολουθεί να πραγματοποιείται συμπίεση. Η μείωση στο πλάτους του ridge που συμβαίνει για μεγάλες τιμές της ολίσθησης συχνότητας οφείλονται στην ατελή επικάλυψη μεταξύ του φάσματος του σήματος και του εύρους διέλευσης του δέκτη και μπορεί να αντιμετωπιστεί διαπλατύνοντας απλά το εύρος διέλευση του δέκτη. Η συμπεριφορά των πλευρικών λοβών κατά μήκος των αξόνων τ και f_d είναι πολύ διαφορετική. Η συμμετρία των πλευρικών λοβών αυξάνεται με την αύξηση του γινομένου χρόνου – εύρους ζώνης TB.

Αντικαθιστώντας την (2.79) στον ορισμό της συνάρτησης αυτοσυσχέτισης (ACF) ο οποίος δίνεται στην (2.17) προκύπτει:

$$R_{\psi\psi}(\tau) = e^{j2\pi f_0\tau} \int_{-\infty}^{+\infty} \mu(t) \cdot \mu^*(t-\tau) dt = T \frac{\sin\left[\pi D\frac{\tau}{T}\left(1-\frac{|\tau|}{T}\right)\right]}{\pi D\frac{\tau}{T}} \cdot e^{j2\pi f_0\tau}$$
(2.82)

Συγκρίνοντας την (2.82) με την (2.81) μπορεί να φανεί ότι η έξοδος του προσαρμοσμένου φίλτρου ταυτίζεται με την αυτοσυσχέτιση του σήματος για μηδενικές τιμές της ολίσθησης συχνότητας. Η διαμόρφωση συχνότητας δεν υφίσταται πια και η έξοδος είναι ένα διαμορφωμένο κατά πλάτος σήμα με φέρουσα συχνότητας f_0 και μορφή περίπου όπως της συνάρτησης sin c. Το γράφημα της εξόδου έχει σχεδιαστεί σε γραμμική και λογαριθμική κλίμακα στο σχήμα (2.8). Καθώς το γινόμενο χρόνου–εύρους ζώνης D αυξάνεται το σήμα προσεγγίζει περισσότερο τη μορφή της συνάρτησης sin c. Ο πρώτος μηδενισμός λαμβάνεται σαν μέτρο της χρονικής διακριτικής ικανότητας. Η χρονική διακριτικής ικανότητας είναι είναι ανάλογη της αξονικής διακριτικής ικανότητας καρού τα δυο μεγέθη (χρόνος – βάθος) συνδέονται με τη σχέση:

$$u = 2d/$$

Το πρώτο μηδενικό μπορεί να υπολογιστεί από την (2.82):

$$r_t = \frac{T}{2} \left(1 - \sqrt{1 - \frac{4}{TB}} \right) \approx \frac{1}{B}$$
(2.83)

Η απεικόνιση με χρήση ενός στενού παλμού διάρκειας T θα δώσει αξονική διακριτική ικανότητα της τάξης του T = 1/B. Επομένως η αξονική διακριτική ικανότητα ενός στενού (συμβατικού) παλμού διέγερσης και ενός άλλου διαμορφωμένου κατά FM (κωδικοποιημένου) θα είναι περίπου η ίδια όταν τα σήματα χρησιμοποιούν το ίδιο εύρος ζώνης. Το συμπέρασμα αυτό φαίνεται στο σχήμα (2.8). Ο ρυθμός συμπίεσης, δηλαδή ο λόγος του πλάτους του συμπιεσμένου παλμού προς εκείνο του ασυμπίεστου είναι: T/(1/B) = TB. Η παρενέργεια της συμπίεσης παλμών στο γραμμικό FM είναι οι προκύπτοντες πλευρικοί λοβοί sin c οι οποίοι δεν εμφανίζονται στην διέγερση με συμβατικούς παλμούς.

2.3.6 ΦΙΛΤΡΟ ΕΛΛΙΠΟΥΣ ΠΡΟΣΑΡΜΟΓΗΣ

2.3.7 (MISMATCHED FILTERING)

Οι αξονικοί πλευρικοί λοβοί (range sidelobes) αποτελούν ένα αναπόσπαστο τμήμα του μηχανισμού συμπίεσης παλμών. Σε μια πραγματική κατάσταση απεικόνισης οι επιπτώσεις των χρονικών ή αξονικών πλευρικών λοβών (time or range sidelobes) οι οποίοι εκτείνονται προς κάθε πλευρά του συμπιεσμένου παλμού θα είναι αυτό-θόρυβος (self-noise) κατά μήκος της αξονικής διεύθυνσης και η επικάλυψη ασθενέστερων αντηχήσεων. Στο γραμμικό σήμα FM οι υψηλότεροι από αυτούς τους λοβούς είναι οι πρώτοι και βρίσκονται μόνο 13.2dB χαμηλότερα από την μέγιστη τιμή του συμπιεσμένου παλμού (σχήμα 2.8). Οι γειτονικοί πλευρικοί λοβοί (near sidelobes) μειώνονται περίπου κατά 4dB ανά μεσοδιάστημα (sidelobe interval) ενώ τα σημεία μηδενισμών τους απέχουν μεταξύ τους απόσταση περίπου ίση με 1/B.

Η συνήθης προσέγγιση για τη μείωση των πλευρικών λοβών είναι η εφαρμογή μιας συνάρτησης βάρους (window function) στο προσαρμοσμένο φίλτρο. Λόγω των ιδιοτήτων συμμετρίας η συνάρτηση βάρους (weighting) μπορεί να πραγματοποιηθεί είτε στο πεδίο του χρόνιου είτε της συχνότητας. Ανάμεσα σε ένα πλήθος συναρτήσεων παραθύρου, το Dolph-Chebysev παρουσιάζει το ελάχιστο εύρος κυρίου λοβού για ένα συγκεκριμένο επίπεδο πλευρικών λοβών και έχει χρησιμοποιηθεί εκτενώς στα radar. Στην προκειμένη περίπτωση έχουν χρησιμοποιηθεί άλλες συναρτήσεις όπως το παράθυρο Blackman –Harris οι οποίες παρέχουν μικρότερο εύρος πλευρικού λοβού με ικανοποιητικά επίπεδα πλευρικών λοβών.

2.3.8 ΚΕΡΔΟΣ ΣΤΟ ΣΗΜΑΤΟΘΟΡΥΒΙΚΟ ΛΟΓΟ (GSNR).

Το μέγιστο της συνάρτησης αβεβαιότητας του γραμμικού FM σήματος (που δίνεται από τη σχέση (2.81) λαμβάνει χώρα στην αρχή των αξόνων και ισούται με T = 2E. Για την καλύτερη εκτίμηση της μέγιστης τιμής, το προσαρμοσμένο φίλτρο μπορεί να κανονικοποιηθεί ώστε να έχουμε μοναδιαίο κέρδος στη συχνότητα f_0 . Τότε η κρουστική απόκριση του φίλτρου έχει σταθερό πλάτος ίσο με: $\sqrt{\mu} = \sqrt{D}/T$ και στην περίπτωση αυτή η μέγιστη τιμή της συνάρτησης αβεβαιότητας είναι \sqrt{D} .

Αυτό εκφράζει τον παράγοντα κέρδους (gain factor) που προέρχεται από την συμπίεση παλμού ενός γραμμικού σήματος FM. Στο σχήμα (2.8) έχει χρησιμοποιηθεί ένα προσαρμοσμένο φίλτρο μοναδιαίου κέρδους και η έξοδος συμπίεσης έχει μέγιστη τιμή ίση με: $\sqrt{36} = 6 \text{ V}$. Στην περίπτωση αυτή το αναμενόμενο κέρδος στο SNR θα είναι: $20\log(\sqrt{36}) = 15.5 \text{ dB}$.

ΥΠΟΒΑΘΜΙΣΗ ΤΟΥ SNR ΑΠΟ ΤΗΝ ΤΕΧΝΙΚΗ ΕΛΛΙΠΟΥΣ ΠΡΟΣΑΡΜΟΓΗΣ.

Το SNR δεν επηρεάζεται δραστικά με την εφαρμογή συναρτήσεων βάρους. Η αιτία ότι η μέθοδος των συναρτήσεων βάρους (*weighting*) επιδρά σε τιμές εξόδου οι οποίες έχουν ήδη εξασθενήσει τουλάχιστόν κατά 13.2 dB. Στην βιβλιογραφία έχει υπολογιστεί η απώλεια ελλιπούς προσαρμογής σε σχέση με το προσαρμοσμένο φίλτρο για διάφορες συναρτήσεις βάρους. Αναφέρουμε ενδεικτικά τα εξής αποτελέσματα:

Ένα παράθυρο Hamming το οποίο μειώνει τους πλευρικούς λοβούς έως και 42.8dB έχει μια απώλεια λόγω ελλιπούς προσαρμογής (mismatch loss) ίση με 1.34dB ενώ

• Ένα παράθυρο Dolph-Chebysev το οποίο μειώνει τους πλευρικούς λοβούς κατά 40dB έχει απώλεια λόγω ελλιπούς προσαρμογής 1.2dB.

2.3.9 MH Γ PAMMIKH Δ IAMOP Φ $\Omega\Sigma$ H FM.

Η μη γραμμική κυματομορφή FM έχει μια συνάρτηση διαμόρφωσης η οποία έχει σχεδιαστεί να παρέχει ένα επιθυμητό φάσμα πλάτους. Μια τέτοια σχεδίαση μπορεί να επιτρέψει για παράδειγμα την παραγωγή ενός σήματος που ταιριάζει με το φάσμα ενός συστήματος υπερήχων ενώ συγχρόνως να διατηρεί την (υψηλής ενέργειας) ορθογωνική του περιβάλλουσα στο πεδίο του χρόνου. Τα μη γραμμικά FM σήματα διαθέτουν μια φασματική συνάρτηση βάρους ενσωματωμένη στη συνάρτηση διαμόρφωσης τους, η οποία προσφέρει το πλεονέκτημα ότι με τη χρήση ενός απλού προσαρμοσμένου φίλτρο (pure matched filter) προκύπτουν χαμηλοί πλευρικοί λοβοί. Με τον τρόπο αυτό εξαλείφεται η απώλεια στο σηματοθορυβικό λόγο που συνεπάγεται η στάθμιση της συνήθους τεχνικής ελλιπούς προσαρμογής.

Το γεγονός ότι η στιγμιαία συχνότητα του γραμμικού FM σήματος είναι μια γραμμική συνάρτηση του χρόνου σημαίνει ότι όλες οι φασματικές συνιστώσες σαρώνονται για την ίδια χρονική διάρκεια (*για τον ίδιο χρόνο*) κάτι το οποίο έχει σαν αποτέλεσμα ένα φάσμα σταθερού πλάτους. Διαισθητικά ένα φάσμα πλάτους σε σχήμα καμπάνας θα αντιστοιχεί σε μια συνάρτηση στιγμιαίας συχνότητας η οποία θα παραμένει για περισσότερο χρόνο στο κέντρο του φάσματος και λιγότερο στα άκρα του. Η μαθηματική μιας συνάρτησης στιγμιαίας συχνότητας αυτού του είδους βασίζεται στην ακόλουθη εξίσωση η οποία στην πραγματικότητα συσχετίζει την εξίσωση καθυστέρηση ομάδας με το πλάτος του φάσματος:

$$-\frac{d\tau_g(f)}{df} = K \cdot |\Psi(f)|^2 \Longrightarrow \tau_g(f) = \int_0^f C_1 \cdot |\Psi(f)|^2 + C_2$$
(2.84)

Όπου οι σταθερές ολοκλήρωσης C₁ και C₂ έχουν επιλεγεί έτσι ώστε $\tau_g(f_1) = 0$ και $\tau_g(f_2) = T$. Οι εξισώσεις αυτές είναι μόνο προσεγγίσεις και δεν περιλαμβάνουν τους πραγματικούς κυματισμούς Fresnel που υπάρχουν κανονικά στο φάσμα.

Τα βήματα για τη σχεδίαση ενός μη γραμμικού σήματος είναι τα ακόλουθα:

- Σχεδίαση ενός φάσματος πλάτους στο οποίο έχει εφαρμοστεί συνάρτηση βάρους (weighted amplitude spectrum). Η συνάρτηση μεταφοράς του μετατροπέα αποτελεί την καλύτερη επιλογή όσον αφορά το σηματοθορυβικό λόγο SNR και των αντηχήσεων των υπερήχων αλλά κάποιες άλλες συναρτήσεις παραθύρου όπως η Dolph – Chebysev μπορούν να δώσουν σήματα με χαμηλότερους πλευρικούς λοβούς
- Πραγματοποίηση αριθμητικής ολοκλήρωσης του φάσματος πλάτους σύμφωνα με την σχέση (2.84). Η προκύπτουσα συνάρτηση καθυστέρησης ομάδας αυξάνεται μονότονα στο διάστημα μεταξύ των

συχνοτήτων
$$f_1 = f_0 - \frac{B}{2}$$
 και $f_2 = f_0 + \frac{B}{2}$.

- Υπολογισμός της αντίστροφης συνάρτησης καθυστέρησης ομάδας η οποία θα είναι η συνάρτηση στιγμιαίας συχνότητας (instantaneous frequency function of time). Αυτό γίνεται με την ανταλλαγή μεταξύ τετμημένης και τεταγμένης. Επειδή οι τιμές της τετμημένης της συνάρτησης καθυστέρησης ομάδας είναι κατανεμημένες ανομοιόμορφα (irregularly spaced) οι ενδιάμεσες τιμές υπολογίζονται χρησιμοποιώντας γραμμική ή spline παρεμβολή
- Πραγματοποίηση αριθμητικής ολοκλήρωσης της στιγμιαίας συχνότητας και κατασκευή του σήματος FM ως εξής:

 $x(t) = \sin\left(2\pi \int_{0}^{t} f_{i}(\tau)d\tau\right) \quad , \quad 0 \le t \le T$ (2.85)

Σχήμα 2.9: Φάσμα πλάτους και στιγμιαία συχνότητα ενός μη γραμμικού FM σήματος.

Τα αποτελέσματα μιας τέτοιας σχεδίασης ενός γραμμικού FM σήματος, διάρκειας 20μs φαίνονται στο σχήμα (2.9). Το φάσμα πλάτους του προκύπτοντος σήματος είναι πολύ κοντά σε αυτό που είχε καθοριστεί, εκτός βέβαια από τις κυματώσεις Fresnel. Η συνάρτηση αυτοσυσχέτισης (κρουστική απόκριση προσαρμοσμένου φίλτρου) που φαίνεται στο (2.10) δείχνει ότι η σχεδίαση αυτή οδηγεί σε πλευρικούς λοβούς μειωμένους έως και 36dB χωρίς την εφαρμογή οποιασδήποτε συνάρτησης βάρους. Το κέρδος στο SNR για το σήμα αυτό είναι 17.5dB ενώ το εύρος του κύριου λοβού στα –20dB (δηλαδή η αξονική ανάλυση) είναι 1.17λ.



Σχήμα 2.10: Συνάρτηση αυτοσυσχέτισης ενός μη γραμμικού FM σήματος. Οι πλευρικοί λοβοί βρίσκονται χαμηλά χωρίς την εφαρμογή συναρτήσεων βάρους.

Τα μη γραμμικά FM σήματα συνδυάζουν υψηλό σηματοθορυβικό λόγο (SNR≈17.5dB) με σχετικά χαμηλούς πλευρικούς λοβούς (-36dB), χωρίς την εφαρμογή συναρτήσεων βάρους. Το κύριο μειονέκτημα τους σε σχέση με τα γραμμικά FM, είναι η μεγαλύτερη ευαισθησία της συμπίεσης παλμών σε μετατοπίσεις συχνότητας. Αυτό μπορεί να αποτιμηθεί μελετώντας τη συνάρτηση αβεβαιότητας του μη γραμμικού FM που φαίνεται στο σχήμα (2.11) και συγκρίνοντας τη με την αντίστοιχή του γραμμικού FM που φαίνεται στο σχήμα (2.12).



Σχήμα 2.11: Συνάρτηση αβεβαιότητας του μη γραμμικού FM σήματος που απεικονίζεται στο σχήμα 2.9



Σχήμα 2.12: Συνάρτηση αβεβαιότητας γραμμικού FM σήματος.

Σε αντίθεση με το γραμμικό FM σήμα οι πλευρικοί λοβοί εμφανίζονται παντού έξω από τον άξονα των χρονικών καθυστερήσεων. Στην σχεδίαση του

μη γραμμικού σήματος FM υπάρχει ένας συμβιβασμός μεταξύ της αντοχής της συμπίεσης παλμών σε μετατοπίσεις συχνότητας και των επιπέδων των πλευρικών λοβών. Όταν μειώνεται το εύρος ζώνης του φάσματος πλάτους στο οποίο θα προσαρμοστεί το μη γραμμικό FM σήμα η προκύπτουσα κλίση του FM (resulting fm slope) είναι πιο κοντά στη γραμμική εκτός από τα δυο άκρα στην αρχή και το τέλος του σήματος.

3 ΟΡΓΑΝΩΣΗ ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΗΣ ΔΙΑΔΙΚΑΣΙΑΣ.

3.1 ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΗ ΔΙΑΤΑΞΗ

3.1.1 ΥΠΕΡΗΧΟΓΡΑΦΟΣ GE VOLUSON 730

Η πειραματική διαδικασία διεξήχθη με τη βοήθεια του πλέον σύγχρονου υπερηχογράφου της General Electric Medical Systems, GE Voluson 730 ο οποίος φαίνεται στην φωτογραφία του σχήματος (3.1) που ακολουθεί.



Σχήμα 3.1: Υπερηχογράφος GE Voluson 730.

Ο υπεφηχογφάφος διαθέτει καμπυλωτό ηχοβολέα πολλαπλών στοιχείων (multi-element convex array transducer). Ο συγκεκφιμένος ηχοβολέας (AB2-7) φαίνεται στο σχήμα (3.2) και έχει: κεντφική συχνότητα απεικόνισης (center image frequency) ίση με 4MHz, αποτελείται από 192 στοιχεία και είναι κατάλληλος για ένα πλήθος εφαφμογών σε τομείς όπως η γυναικολογία-μαιευτική, γαστφεντεφολογία, παιδιατφική και ουφολογία.

Λόγω του κυρτού σχήματος μπορεί να σαρώσει ένα αρκετά ευρύ πεδίο ενώ υποστηρίζει εφαρμογές Doppler (CFM, POWER, TISSUE, PW) και απεικόνιση σε δεύτερη αρμονική. Επιπλέον και αυτό είναι το σπουδαιότερο, λόγω του μεγάλου εύρους συχνοτήτων είναι κατάλληλος για την εκπομπή των κωδικοποιημένων κυματομορφών που θα χρησιμοποιήσουμε. Το πλήρες φύλλο προδιαγραφών του ηχοβολέα παρατίθεται στο παράρτημα.



Σχήμα 3.2: Ηχοβολέας ΑΒ2-7.



Σχήμα 3.3: Κοουστική απόκοιση και εύοος ζώνης του ηχοβολέα ΑΒ2-7.

Η συχνότητα επανάληψης παλμών (PRF), η γωνία σάφωσης, το βάθος εστίασης και άλλα χαφακτηφιστικά όπως το πλήθος γφαμμών ανά εικόνα φυθμίζονταν ανάλογα τις δυνατότητες του υπεφηχογφάφου σε κάθε εφαφμογή. Ο ηχοβολέας στηφιζόταν σε σταθεφή βάση ώστε να μας επιτφέπει τη λήψη διαδοχικών εικόνων με τις ελάχιστές δυνατές διαφοφές μεταξύ τους, ώστε να μποφούμε να συγκφίνουμε τις επιδόσεις κάθε κυματομοφφής και της συνακόλουθης επεξεφγασίας στην ίδια εικόνα.

Ο υπερηχογράφος είναι κατάλληλα προσαρμοσμένος από την κατασκευάστρια εταιρεία ώστε ο χρήστης να διαθέτει πρόσβαση στο

λειτουργικό του περιβάλλον (Windows 2000) και δυνατότητες προσθήκης προγραμμάτων όπως το MATLAB για την διευκόλυνση της λήψης και της επεξεργασίας των δεδομένων.

Επιπλέον όταν βρισκόμαστε σε κατάσταση λήψης εικόνας (Run Mode) υπάρχει η δυνατότητα με το συνδυασμό Ctrl+F3 να ρυθμίσουμε μέσω της επιλογής Application Settings του παραθύρου HRS Debug Utilities (Graphical User Interface) που παρουσιάζεται στο σχήμα (3.6) κάποια χαρακτηριστικά της εκπομπής όπως τη συχνότητα εκπομπής παλμών (PRF), την ένταση, τον αριθμό των κύκλων που συγκροτούν τον εκπεμπόμενο παλμό (TxBursts), τις καθυστερήσεις (TxDelays) κτλ.. Στη φωτογραφία του σχήματος 3.7 απεικονίζεται η πλήρης πειραματική διάταξη.

HRS Debug Utilities	5						
Hardw Debug	e						
Hardw Test	TG	2	TgcNearAdj OFF				
Color Processing	MotSp	eed	Intensity				
Position Coverage	ECG T	est	BC_GainAdj OFF				
Application Setting	Draw Ec	parder	Dynamic Corr				
FrameUp Interpol.	010	_B	Display AcTemp				
	Coded E*	citation	ConstPar				
🔲 BC-MultiBeam On		📕 3D_DebugDialog					
🔲 B-MultiBeam On		📕 3D_DIILog					
📕 MultiBeamQuad C)n	3D_Highres_Lowres					
Synthetic Aperture	e On	SD_MEASURE					
📕 FastPRF On		I 3D_Vol_Memory					
🔲 2D-Compound Or	1	📕 3D_Store_Vol_Cine					
🔲 Increase C Shot(1	00μs)	I 3D_Vol_Cine					
📕 Enable Raw Data	🔲 3D.	_Save As Avi Info					

Σχήμα 3.5: GUI – HRS Debug Utilities

ApplicationSettings											
BM Settings Color Settings PW Settings SBI Settings											
RxApodForm ApodForm: eHanning	Mode: Normal Ind: eNormal										
ApodFaktStart: 0.900	StartFrq[KHz]: 4700										
ApodFaktEnd: 1.600	EndFrq[KHz]: 3800										
ApodEndDepth[mm]: 20	StartBW[KHz]: 1300										
ApodMin: 10	StopBW[KHz]: 800										
ApodMax: 500	StartDepth[mm]: 1										
	StopDepth[mm]: 90										
B-Shottime Inc ShottimeInc [us]: 1(Filter: eBT02										
Save	Near Gain [dB]: 16										
ОТО - В	Slope: 0.50										
L9 = TRUE; Hyperpol. = FALSE	Far Gain: 43										
Fact: B 22	HamPi GainCor										
OTO_B Activate	STIC Color Analyze Mode Bmode - Bmode										

Σχήμα 3.6: GUI – Application Settings/B-mode Settings



Σχήμα 3.7: Πλήρης πειραματική διάταξη

3.1.2 AKOY Σ TIKO Δ OKIMIO (ACOUSTIC PHANTOM)

Για την πραγματοποίηση των μετρήσεων χρησιμοποιήθημε εκτός από τον υπερηχογράφο GE VOLUSON 730 και ένα ακουστικό phantom, το Model 551-Small Parts Phantom των ATS LABORATORIES. Το ακουστικό phantom ή δοκίμιο το οποίο φαίνεται και στη φωτογραφία του σχήματος (3.8) που ακολουθεί είναι ένα ορθογώνιο παραλληλεπίπεδο κατά τη διάσταση πλάτους του οποίου έχουν στερεωθεί, σε συγκεκριμένες και γνωστές αποστάσεις μεταξύ τους, τα εξής τρία είδη στόχων:

 νήματα nylon διαμέτρου 0.12mm τα οποία αποτελούν τους ανακλαστικούς στόχους,

• σωληνάκια με υλικό το οποίο δεν αντανακλά τα ηχητικά κύματα (nonechogenic material). Τα κυλινδρικα αυτά σωληνάκια, ποικίλων διαμετρημάτων αποτελούν τους ανηχοϊκούς στόχους και τέλος

 οι λεγόμενες «Gray Scale Target Structures». Πρόκειται για στόχους που αποτελούνται από υλικά διαβαθμισμένης εξασθένησης με τους οποίους μπορούμε να αξιολογήσουμε την αντίθεση (contrast) και την κλίμακα του γκρι στη λαμβανόμενη εικόνα.

Οι στόχοι αυτοί περιβάλλονται από ένα υγρό στο οποίο η ταχύτητα του ήχου είναι 1450 m/sec ενώ η εξασθένηση είναι 0.5 dB/[MHz·cm] ώστε να προσομοιώνει τη συμπεριφορά των μαλακών ιστών του ανθρωπίνου σώματος. Το πλήρες φύλλο προδιαγραφών του δοκιμίου περιλαμβάνεται στο παράρτημα.

	1. 1. 1. 1. 1. 1. 1. 1. 1. 1. 1. 1. 1. 1	•							
	Dead . 15 mm	- 120 mm	0	0			1 10 mm		25 mm
Unear			0	0	0				
Sector		: 45	0	0	6		00		• *
Linear		:	0	0	0	•	+15 +6 dB dB	3 +3 -3 -6 3 dB dB dB	-15 dB
	5		0	0	0		60 mm		
	mm _1.5 mm		0	0	0	* 3	×		
		5 2 Edge-Edge Teacing	4 mm	3 mm	2 mm	1 mm			
	Vertical - Horizontal A Line Targets	kial-Lateral Resolution	An	echo Struct	lc Ta tures	rget	G	ray Scale Target Structures	

Σχήμα 3.8: Ακουστικό δοκίμιο (acoustic phantom).

3.2 ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΗ ΔΙΑΔΙΚΑΣΙΑ

3.2.1 ΕΞΟΙΚΕΙΩΣΗ ΜΕ ΤΙΣ ΛΕΙΤΟΥΡΓΙΕΣ ΤΟΥ ΣΥΣΤΗΜΑΤΟΣ

Αρχικά πραγματοποιήθηκαν μετρησεις χρησιμοποιώντας τα προεπιλεγμένα (default) σήματα του μηχανήματος ώστε να αποκτηθεί μια σχετική εξοικείωση με τη λειτουργία του άλλα και με τις δυνατότητες μεταβολής των χαρακτηριστικών λήψης και εκπομπής. Τα πειραματικά δεδομένα μας αποτελούν εικόνες οι οποίες ελήφθησαν από τον GE στο ακουστικό phantom.

Το πρώτο στάδιο του πειραματικού σκέλους της εργασίας περιελάμβανε τη λήψη εικόνων με κατάλληλα χαρακτηριστικά προκειμένου στη συνέχεια να εφαρμόσουμε τις μεθόδους επεξεργασίας. Στο ακόλουθο σχήμα (3.9) φαίνεται σχεδιασμένη μια από τις κεντρικές γραμμές κάποιας εικόνας. Όπως παρατηρούμε το αρχικό τμήμα του επιστρεφόμενου σήματος το οποίο αντιστοιχεί σε κοντινή απόσταση από τον ηχοβολέα έχει πολύ μεγάλο πλάτος και καταλαμβάνει όλο το διαθέσιμο εύρος κωδικοποίησης-ψηφιοποίησης με αποτέλεσμα οι στόχοι που βρίσκονται σε μεγαλύτερο βάθος να φαίνονται πολύ μικρότεροι καθώς όπως είναι φυσικό οι αντηχήσεις τους υπολείπονται σε πλάτος. Αυτό το μεγάλου πλάτους τμήμα του σήματος οφείλεται πιθανότατα σε ανάκλαση του σήματος στην διαχωριστική επιφάνεια ηχοβολέα – phantom.

Για το λόγο αυτό θα έπρεπε πριν τη λήψη της μέτρησης να φροντίσουμε να ρυθμίσουμε κατάλληλα την καμπύλη του TGC ώστε να παρέχεται η ελάχιστη δυνατή ενίσχυση στους κοντινούς στόχους και συγχρόνως να αυξήσουμε το κέρδος του ενισχυτή στο δέκτη προκείμενου το αρχικό τμήμα του σήματος να φτάσει στον κορεσμό (ως προς το πλάτος) και να αυξηθούν τα υπόλοιπα που αντιστοιχούν σε μεγαλύτερα βάθη. Η διαδικασία αυτή αναπαρίσταται γραφικά στα δύο επόμενα σχήματα (3.9 – 3.10). Και τα δυο απεικονίζουν την κεντρική γραμμή κάποιας εικόνας.

Στην πρώτη περίπτωση (σχήμα 3.9) η τιμή του κέρδους είναι πολύ χαμηλή με αποτέλεσμα οι στόχοι σε μεγαλύτερο βάθος να δίνουν αντηχήσεις πολύ μικρού πλάτους. Έτσι όμως η πληροφορία αυτών των σημάτων δεν μπορεί να αξιοποιηθεί από την επεξεργασία μας. Στο διάγραμμα του σχήματος (3.10) το κέρδος έχει ρυθμιστεί στην μέγιστη τιμή του. Έτσι το αρχικό τμήμα του σήματος φτάνει στον κορεσμό και αναδεικνύονται καλύτερα τα σήματα των πραγματικών στόχων που βρίσκονται σε μεγαλύτερο βάθος. Αυτή λοιπόν είναι η κατάλληλη μορφή του σήματος προς επεξεργασία. Επειδή όμως το συγκεκριμένο ακουστικό δοκίμιο είχε μικρές διαστάσεις και οι στόχοι του ήταν τοποθετημένοι σε μικρότερο βάθος από αυτό που απαιτούσε το πείραμα, αρκεστήκαμε τελικά στα σήματα της πρώτης περίπτωσης.



Σχήμα 3.9: RF data με χαμηλή τιμή του κέρδους ενίσχυσης.



Σχήμα 3.10: RF data με υψηλή τιμή του κέρδους ενίσχυσης.

Η ούθμισή της καμπύλης του TGC γινόταν χειοοκίνητα μέσω των αντίστοιχων ποτενσιόμετοων της κονσόλας η οποία φαίνεται στο σχήμα (3.9) που ακολουθεί. Μπορούμε εύκολα να διακρίνουμε τα TGC Slide Controls (πάνω δεξίά) με τα οποία μεταβάλλεται η καμπύλη του TGC. Επιπλέον με το συνδυασμό Ctrl+F3 μπορούμε να έχουμε μια γραφική εκτίμηση του εφαρμοζόμενου TGC όπως φαίνεται στο παρακάτω σχήμα (3.13).



Σχήμα 3.11: Κονσόλα λειτουργία του GE VOLUSON 730



Σχήμα 3.12: Μπλοκ διάγραμμα της κονσόλας λειτουργίας



Σχήμα 3.13: Καμπύλη του εφαρμοζόμενου TGC

3.2.2 ΛΗΨΗ ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΩΝ ΜΕΤΡΗΣΕΩΝ

Μετά από αυτή την απαφαίτητη εξοικείωση με τις λειτουργίες του υπερηχογράφου προχωρήσαμε στο κύριο αντικείμενο της εργασίας, δηλαδή τη μελέτη της χρήσης κωδικοποιημένων κυματομορφών σαν σήματα εκπομπής και τα αποτελέσματά τους στα χαρακτηριστικά της τελικής λαμβανόμενης εικόνας με στόχο βέβαια τη βελτίωση της ποιότητας της. Οι μετρήσεις πραγματοποιήθηκαν σε B-Mode απεικόνιση χρησιμοποιώντας την επιλογή default αν και αυτό δεν είχε μεγάλη σημασία καθώς μπήκε σε εφαρμογή η λειτουργία κωδικοποιημένης διέγερσης (Coded Excitation).

Προκειμένου να μελετήσουμε τα αποτελέσματα των κωδικοποιημένων κυματομορφών και να δοκιμάσουμε τις δικές μας μεθόδους επεξεργασίας των λαμβανομένων σημάτων ήταν αναγκαίο να απομονώσουμε τις όποιες διαδικασίες επεξεργασίας σήματος εφαρμόζονταν στις λαμβανόμενες εικόνες από τον υπερηχογράφο και για αυτό χρησιμοποιήσαμε τα δεδομένα αμέσως μετά την έξοδο του Beamformer και πριν υποστούν οποιαδήποτε άλλη επεξεργασία. Τα δεδομένα αυτά είναι τα λεγόμενα «raw RF data» τα οποία αποτέλεσαν τα πειραματικά δεδομένα μας. Ακολούθως περιγράφεται η διαδικασία που ακολουθείται για τη λήψη των μετρήσεων.

Αρχικά εκτελούμε σε MATLAB το script που δημιουργεί την προς εξέταση εκπεμπόμενη κυματομορφή. Κάθε τέτοιο script αφού δημιουργήσει την κυματομορφή, την αποθηκεύει στο πεδίο «waveform» της δομής «data» και στη συνέχεια συμπληρώνει τα υπόλοιπα πεδία με τις κατάλληλες τιμές. Ακολούθως καλείται η συνάρτηση «writemem» (Παράρτημα) η οποία ελέγχει αν η παραγόμενη δομή «data structure» έχει όλα τα απαιτούμενα πεδία και χαρακτηριστικά προκειμένου να είναι συμβατή με το πρότυπο των σημάτων που χρησιμοποιεί ο υπερηχογράφος ώστε να μπορεί ο Beamformer να τη «διαβάσει» και να τη στείλει. Στη συνέχεια η «writemem» μετατρέπει την παραγόμενη κυματομορφή σε δυαδική μορφή και την αντιγράφει στο αρχείο: 'C:\\patternmemtest.bin' από το οποίο θα την «φορτώσει» ο Beamformer. Η συνάρτηση «writemem» μαζί με τις άλλες συναρτήσεις που χρησιμοποιούνται στην επικοινωνία με το σύστημα παρατίθενται στο παράρτημα.

Η κυματομοφή που χρησιμοποιούμε είναι συνήθως μεγάλης χρονικής διάρκειας, με αποτέλεσμα να υπερβαίνουμε τα όρια ασφαλούς έκθεσης όπως αυτά ορίζονται από τον FDA και για τα οποία είναι προγραμματισμένος ο υπερηχογράφος. Προκειμένου να μας επιτρέψει το μηχάνημα να στείλουμε την κυματομορφή, απενεργοποιήσουμε τον περιοριστή έντασης (HRS Intensity/Ilimiter) και «φορτώνουμε» την κωδικοποιημένη κυματομορφή από το αντίστοιχο GUI (Coded Excitation). Η διαδικασία αυτή φαίνεται και στο επόμενο σχήμα (3.14).



Σχήμα 3.14: Διαδικασία uploading της υπό εξέταση κυματομορφής.

Ακολουθεί η λήψη μιας μέτρησης δηλαδή μιας εικόνας κατάλληλου προσανατολισμού ώστε να περιέχει όσο το δυνατόν περισσότερους στόχους τοποθετημένους στην ίδια γραμμή. Έτσι θα μπορούμε στη συνέχεια να παρουσιάσουμε στην ίδια γραμμή τα βασικά στάδια επεξεργασίας του λαμβανόμενου σήματος και να συγκρίνουμε τα αποτελέσματα τους. Στην πράξη βέβαια, λογω της σχεδίασης του συστήματος, λαμβάνονται πάντα περισσότερες από μια διαδοχικές εικόνες οι οποίες όμως διαφέρουν ελάχιστα ή καθόλου μεταξύ τους καθώς η βάση στήριξης διατηρεί τον ηχοβολέα σταθερό.

Τα δεδομένα αυτά είναι ένα αρχείο τύπου HDF και αποθηκεύονται σε κάποιον προεπιλεγμένο φάκελο. Το HDF είναι μια ειδική μορφή αρχείου το οποίο περιλαμβάνει ένα πλήθος από παραμέτρους (όπως ο αριθμός των γραμμών της εικόνας, ο αριθμός των σημείων ανά γραμμή, το κέρδος του ενισχυτή κ.α.) στις οποίες μπορούμε να έχουμε πρόσβαση με το πρόγραμμα NCSA HDFView. Στο σχήμα (3.15) που ακολουθεί φαίνεται η μορφή ενός HDF αρχείου και τα πεδία που περιέχουν τις παραμέτρους της λαμβανόμενης εικόνας.

THDFView												
File Window Tools Help												
20	🏈 👍 🛅											
File/URL	File/URL C:Documents and Settings/User1/HDF_Export_20050207_174758.h5											
🛐 HDF_Exp	🖥 HDF_Export_20050207_174758.h5 🖉 📲 Page 1 of 2 TableView - C:Documents and Settings/User 1/HDF_Export_20050207_174758.h5 - /RT_D 🗗 🗵											
💁 🔔 Imagi	eCtrl	Table	M	6			-					
🕈 🗑 RT_C	MA0_Scheduler		11111									
🗢 🎒 D	MAO_Consumer											
🗢 🕒 Li	neFilterCoeffBlock-ID=0		070	1	2	3	4	5	6	7	8	
🗢 🎒 R	F_ProcessingIsOnBlock-ID=0	2	870	34	8731	8730	8733	8744	8747	8740	8735	
9 🗑 R	T_ContrastImageBlock-ID=0	3	873	34	8732	8731	8739	8746	8748	8741	8735	
	bEnableTissueFilterOutput											
🕈 🗑 R	T_RFProcessingBlock-ID=0											
	RFdata											
- 48	RFdata_header											
🗢 🎒 R	T_TissueFilterBlock-ID=0											
0- 🕒 R	elayBlock											
🗢 🕘 m	uxDataInfoTISSUE-ID=0											
	MA1_Scheduler											
💡 🗑 g_HR	IS_scheduler											
🗢 🕒 Ad	cqu3D4D_TypeBlock											
🗢 🕒 A0	cquDesc3D_Adapter-Acquisition											
🗢 🕒 A0	cquDesc3D_Adapter-Dummy											
🗢 🍋 A(cquDescBC_Adapter-Acquisition											
• 🕒 A(auDescBC Adapter-Dummy		•									

Σχήμα 3.15: Χρήση του προγράμματος HDF View για την πρόσβαση σε αρχείο HDF.

Τα αρχεία HDF είναι συμβατά με το MATLAB και χρησιμοποιώντας τη συνάρτηση «vt_hdfread.m» (Παράρτημα) μπορούμε να εξάγουμε τις παραμέτρους που μας ενδιαφέρουν, να επεξεργαστούμε τα δεδομένα τους και να ανακατασκευάσουμε την εικόνα. Η «vt_hdfread.m» επιστρέφει σαν έξοδο τον τρισδιάστατο πίνακα «rfdata» και τις δομές (structures) «img» και «xdc». Ο πίνακας «rfdata» έχει τρεις διαστάσεις $n \times m \times l$ οι οποίες εκφράζουν αντίστοιχα:

- το πλήθος των σημείων (samples) ανά γραμμή,
- το πλήθος των γραμμών ανά εικόνα και
- το πλήθος των λαμβανομένων εικόνων.

Ο πίνακας «rfdata περιέχει ουσιαστικά την πληροφορία για την ανακατασκευή της εικόνας. Η «img structure» περιλαμβάνει παραμέτρους όπως ο αριθμός των γραμμών ανά εικόνα, το κέρδός του ενισχυτή και την εκπεμπόμενη ισχύ. Τέλος η «xdc structure» περιλαμβάνει δεδομένα για τον ηχοβολέα και τη συχνότητα δειγματοληψίας. Τα πεδία κάθε δομής αναφέρονται αναλυτικά στη συνάρτηση «vt_hdfread.m».

4 ΑΠΕΙΚΟΝΙΣΗ ΜΕ ΧΡΗΣΗ ΜΗ ΓΡΑΜΜΙΚΩΝ FM ΣΗΜΑΤΩΝ

4.1 ΣΤΟΧΟΣ ΤΗΣ ΕΡΓΑΣΙΑΣ

Όπως αναφέραμε σε προηγούμενο κεφάλαιο η εξασθένηση των υπερήχων είναι ανάλογη τόσο της συχνότητας όσο και του βάθους (dB/[MHz · cm]). Για το λόγο αυτό τα απεικονιστικά συστήματα υπερήχων λειτουργούν με ένα συμβιβασμό (trade off) μεταξύ της χρησιμοποιούμενης συχνότητας και του βάθους διείσδυσης που απαιτεί η συγκεκριμένη εφαρμογή. Με άλλα λόγια αυτό σημαίνει ότι αν επιθυμούμε να απεικονίσουμε δομές που βρίσκονται σε σχετικά μεγαλύτερα βάθη θα πρέπει να χρησιμοποιήσουμε μικρότερες συχνότητες ώστε να αντισταθμίσουμε τις απώλειες λόγω εξασθένησης. Αυτό όμως συνεπάγεται υποβάθμιση κυρίως της αξονικής διακριτικής ικανότητας, η οποία όπως επισημάνθηκε στο πρώτο κεφάλαιο είναι ανάλογη της συχνότητας. Φανερά λοιπόν το φαινόμενο αυτό εισάγει σημαντικούς περιορισμούς στην απεικόνιση.

Μια απλή αντιμετώπιση θα ήταν η αύξηση της εκπεμπόμενης ενέργειας. Ο ευκολότερος τρόπος για να αυξηθεί η εκπεμπόμενη ενέργεια είναι η αύξηση του πλάτους των διεγέρσεων η οποία θα οδηγήσει σε μεγαλύτερα πλάτη εκπεμπόμενων σημάτων. Αυτό όμως θα έχει σαν αποτέλεσμα την παραβίαση των διεθνών ορίων για την εκπεμπόμενη ένταση συνεπώς πρέπει να αναζητήσουμε άλλον τρόπο αύξησης της εκπεμπόμενης ενέργειας. Μια εναλλακτική μέθοδος προκειμένου να αυξήσουμε την εκπεμπόμενη ενέργεια είναι η αύξηση της χρονικής διάρκειας του εκπεμπόμενου παλμού γεγονός όμως που συνεπάγεται υποβάθμιση της αξονικής διακριτικής ικανότητας.

Στα σχήματα (4.1) και (4.2) που ακολουθούν φαίνονται δυο εικόνες της ίδιας περιοχής του phantom για την ίδια τιμή του κέρδους ενίσχυσης στο δέκτη. Η πρώτη έχει ληφθεί με έναν απλό ημιτονικό παλμό μικρής χρονικής διάρκειας (περίπου 2 περιόδους) ενώ η δεύτερη με ένα μη γραμμικό FM σήμα μεγαλύτερης χρονικής διάρκειας. Η επιλογή του απλού ημιτονικού παλμού δεν είναι τυχαία, καθώς αυτός είναι ο τύπος σήματος που χρησιμοποιείται από τους υπερηχογράφους.

Παρατηρούμε ότι στη δεύτερη περίπτωση οι στόχοι σε μεγαλύτερο βάθος είναι εντονότεροι λόγω της μεγαλύτερης ενέργειας του μη γραμμικού FM σήματος. Ταυτόχρονα όμως είναι πιο ασαφείς δηλαδή φαίνονται μεγαλύτεροι από ότι είναι στην πραγματικότητα και δεν διακρίνονται τόσο εύκολα από γειτονικούς στόχους και το υπόβαθρο με αποτέλεσμα η εικόνα να προσφέρει πολύ μικρή διαγνωστική αξία. Το φαινόμενο αυτό γίνεται καλύτερα αντιληπτό στα διαγράμματα των σχημάτων (4.3) και (4.4). Τα διαγράμματα αυτά αναπαριστούν τα σήματα των λαμβανόμενων αντηχήσεων, που προέρχονται από την ίδια (κεντρική) γραμμή κάθε εικόνας, συναρτήσει του βάθους.



Σχήμα 4.1: Λήψη εικόνας στο ακουστικό phantom με χρήση απλού ημιτονικού παλμού



Σχήμα 4.2: Λήψη εικόνας στο ακουστικό phantom με χρήση μη γραμμικού FM σήματος.



Σχήμα 4.3: Γραφική παράσταση των δεδομένων της κεντρικής γραμμής της εικόνας (4.1) συναρτήσει του βάθους.



Σχήμα 4.4: Γραφική παράσταση των δεδομένων της κεντρικής γραμμής της εικόνας (4.2) συναρτήσει του βάθους.

Το διάγραμμα (4.3) αντιστοιχεί στην εικόνα (4.1) η οποία ελήφθή με την εκπομπή του συμβατικού ημιτονικού παλμού ενώ το (4.4) στην εικόνα (4.2) με το μη γραμμικό FM σήμα. Οι αιχμές αντιστοιχούν σε αντηχήσεις από τους ανακλαστικούς στόχους που βρίσκονται κατά μήκος της κεντρικής γραμμής. Τα διαγράμματα ερμηνεύουν τη διαφορά που παρατηρείται στην διακριτική ικανότητα των δυο εικόνων.

Συγκεκριμένα, ο απλός ημιτονικός παλμός, ο οποίος έχει μικρή διάρκεια, δίνει «στενές» κορυφές στα σημεία που υπάρχουν στόχοι και αυτό γίνεται εύκολα αντιληπτό στην εικόνα από την σαφήνεια και την ευκολία διάκρισης τους. Αντίθετα το μεγάλης διάρκειας μη γραμμικό FM σήμα δίνει σήματα αντηχήσεων τα οποία είναι πιο εξαπλωμένα στο χρόνο. Αν τώρα αναλογιστούμε το γεγονός ότι για την απεικόνιση χρησιμοποιείται η περιβάλλουσα γίνεται σαφές ότι στη δεύτερη περίπτωση οι στόχοι θα φαίνονται μεγαλύτεροι από ότι είναι στην πραγματικότητα. Όπως βλέπουμε λοιπόν στο σχήμα (4.2), στην τελική εικόνα οι στόχοι είναι πια ασαφείς δηλαδή δεν διακρίνονται τόσο εύκολα και παρουσιάζουν είδωλα.

Στα ίδια σχήματα όμως φαίνεται καθαρά το πλεονέκτημα του μη γραμμικού σήματος FM ως προς την εκπεμπόμενη ενέργεια. Εύκολα μπορεί κανείς να παρατηρήσει ότι ειδικά στα μεγαλύτερα βάθη, τα πλάτη των αντηχήσεων της πρώτης περίπτωσης (απλός ημιτονικός παλμός) είναι μικρότερά από τα αντίστοιχα της δεύτερης (μη γραμμικό FM σήμα). Το πιο σημαντικό όμως είναι ότι στο δεύτερο διάγραμμα οι διακυμάνσεις είναι γύρω από μια σχεδόν σταθερή τιμή. Η καμπύλη δηλαδή δεν έχει τη φθίνουσα μορφή του πρώτου διαγράμματος γεγονός που σχετίζεται άμεσα με τη μεγαλύτερη αντοχή του σήματος στην εξασθένηση.

Ο στόχος λοιπόν είναι να επεξεργαστούμε κατάλληλα τα λαμβανόμενα σήματα των αντηχήσεων ώστε:

- να συμπιεστούν τα μεγάλης διά εκειας μη γραμμικά FM σήματα
- να αναδειχθούν με μεγαλύτερη σαφήνεια οι στόχοι και
- να μπορέσουμε τελικά να εκμεταλλευτούμε τις ιδιότητες τους για την απεικόνιση δομών που βρίσκονται σε μεγαλύτερα βάθη χωρίς να υποβαθμίζεται η αξονική διακριτική ικανότητα της εικόνας λόγω μείωσης της συχνότητας.

4.2 ΕΠΕΞΕΡΓΑΣΙΑ ΤΩΝ ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΩΝ ΔΕΔΟΜΕΝΩΝ

4.2.1 ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Η ενότητα αυτή αναφέρεται στην απεικόνιση με χρήση μη γραμμικών FM σημάτων και περιλαμβάνει διεξοδική παρουσίαση των χρησιμοποιούμενων κυματομορφών και της επεξεργασίας που εφαρμόζεται στις λαμβανόμενες εικόνες. Επίσης αντιπαραβάλλονται τα αποτελέσματα της απεικόνισης με χρήση συμβατικού παλμού. Σαν παραδείγματα για την παρουσίαση της επεξεργασίας θα χρησιμοποιήσουμε τις ακόλουθές εικόνες των σχημάτων (4.1) και (4.2) οι οποίες ελήφθησαν για κέρδος είναι για να φανεί καλύτερα η διαφορά των δυο σημάτων στην ποιότητα της τελικής εικόνας.

4.2.2 ΚΥΜΑΤΟΜΟΡΦΕΣ ΔΙΕΓΕΡΣΗΣ

ΜΗ ΓΡΑΜΜΙΚΟ FM ΣΗΜΑ.

Το μη γραμμικό FM σήμα που χρησιμοποιήσαμε κατασκευάζεται από το «nlchirp_pulse» (MATLAB script) το οποίο παρατίθεται στο παράρτημα. Η κυματομορφή λαμβάνεται με συχνότητα δειγματοληψίας f_s=60MHz και έχει διάρκεια 12μsec. Για τη δημιουργία της κυματομορφής χρησιμοποιείται η συνάρτηση «nlchirp_design» η οποία επιστρέφει την κυματομορφή «chp» η οποία φαίνεται στο διάγραμμα του ακόλουθου σχήματος. Τα σημεία (samples) που προκύπτουν από τη δειγματοληψία της κυματομορφής αναπαριστώνται με τελείες στο διάγραμμα.



Σχήμα 4.5: Μη γραμμικό FM σήμα.

Στη συνέχεια με την συνάφτηση «apo2bin» η κυματομοφή μετατφέπεται σε ένα διπολικό σήμα δηλαδή σε παλμό με τιμές πλάτους (-1,0,1) που φαίνεται στο ακόλουθο σχήμα και τον οποίο τελικά εκπέμπουμε. Συγκεκφιμένα η συνάφτηση «apo2bin», χρησιμοποιώντας την συνάφτηση sign του MATLAB, ελέγχει κάθε σημείο (sample) της παφαπάνω κυματομοφής και εάν είναι θετικό το αντιστοιχεί στην τιμή 1 ενώ αν είναι αφνητικό το αντιστοιχεί στην τιμή –1. Με τον τφόπο αυτό πφοκύπτει τελικά ο εκπεμπόμενος παλμός του μη γφαμμικού FM σήματος ο οποίος απεικονίζεται στο παφακάτω διάγφαμμα.



Σχήμα 4.6: Εκπεμπόμενος παλμός μη γραμμικού FM σήματος.

Στη συνέχεια ο παλμός (chp) αντιγράφεται στο πεδίο «waveform» της «data structure» ενώ τα υπόλοιπα πεδία της data συμπληρώνονται με (default) προκαθορισμένες τιμές προκειμένου να ανακατασκευαστεί το σήμα στον Beamformer και να σταλεί. Τελικά με χρήση της συνάρτησης «writemem» και με τη διαδικασία που παρουσιάστηκε αναλυτικά στο προηγούμενο κεφάλαιο, η data structure, στην οποία περιέχονται ο παλμός και άλλες παράμετροι εκπομπής, αντιγράφεται στο αρχείο 'C:\\patternmemtest.bin'.

4.2.2.1 <u>ΑΠΛΟΣ ΗΜΙΤΟΝΙΚΟΣ ΠΑΛΜΟΣ</u>

Ο συμβατικός παλμός που χρησιμοποιήσαμε, κατασκευάζεται από το script «smpl_pls_fnl». Στο script καθορίζεται αρχικά η συχνότητα του ημιτόνου και ο αριθμός των κύκλων του που θα χρησιμοποιηθούν. Κατόπιν κατασκευάζεται το ακόλουθο παράθυρο Hamming το οποίο θα λειτουργήσει σαν συνάρτηση βάρους.



Σχήμα 4.7: Συνάρτηση βάρους Hamming

Στη συνέχεια κατασκευάζεται ο ημιτονικός παλμός διάρκειας περίπου δυο κύκλων ο οποίος έχει σχεδιαστεί στο σχήμα (4.8).



Σχήμα 4.8: Ημιτονικό σήμα διάρκειας δυο κύκλων.

Το αποτέλεσμα του πολλαπλασιασμού του παραπάνω σήματος με το ίσης διάρκειας παράθυρο Hamming ακολουθεί στο σχήμα (4.9).



Σχήμα 4.9: Ημιτονικό σήμα μετά την εφαρμογή της συνάρτηση βάρους Hamming.

Η κυματομορφή του παραπάνω σχήματος υφίσταται επεξεργασία «διαμόρφωσης εύρους παλμών» (*Pulse Width Modulation*) εντός του βρόχου for και μετατρέπεται στον παλμό που τελικά εκπέμπεται. Η μορφή του τελικού παλμού απεικονίζεται στο διάγραμμα του σχήματος (4.10).



Σχήμα 4.10: Εκπεμπόμενος παλμός του ημιτονικού σήματος.

Στο τελευταίο τμήμα του κώδικα η κατασκευάζεται η data structure (η οποία περιλαμβάνει τον εκπεμπόμενο παλμό) και στη συνέχεια, με την εντολή writemem, αντιγράφεται στο κατάλληλο αρχείο.

4.2.3 ΒΑΣΙΚΑ ΣΤΑΔΙΑ ΕΠΕΞΕΡΓΑΣΙΑΣ ΤΩΝ ΛΑΜΒΑΝΟΜΕΝΩΝ ΣΗΜΑΤΩΝ.

Ας εξετάσουμε τώρα τη διαδικασία που ακολουθείται και την επεξεργασία που εφαρμόζεται στα δεδομένα. Για σύγκριση θα αντιπαραβάλλουμε τα δεδομένα τόσο για τον απλό παλμό όσο και για το μη γραμμικό FM σήμα ενώ όλα τα στάδια της επεξεργασίας θα εφαρμόζονται στην ίδια κεντρική γραμμή της εικόνας ώστε να είναι ευκολότερη η σύγκριση.

Στα δυο σχήματα που ακολουθούν (4.11) και (4.12) φαίνονται δυο εικόνες της ίδιας περιοχής του ακουστικού phantom. Και στις δυο περιπτώσεις η ακουστική ισχύς εξόδου του ηχοβολέα είναι P = -1dB ενώ το κέρδος του ενισχυτή εισόδου του δέκτη είναι ίσο με: G = -15dB. Ο λόγος που χρησιμοποιήσαμε τόσο μικρή τιμή για το κέρδος είναι οι σχετικά μικρές διαστάσεις του ακουστικού δοκιμίου (phantom). Ειδικότερα, τα πλεονεκτήματα του προς εξέταση μη γραμμικού FM σήματος έναντι του απλού ημιτονικού παλμού, αποκαλύπτονται για βάθη μεγαλύτερα των 7–9cm. Στο συγκεκριμένο δοκίμιο όμως οι στόχοι βρίσκονται μέχρι το βάθος των 6cm με αποτέλεσμα αν χρησιμοποιήσουμε μεγάλες ή συνήθεις τιμές κέρδους και ακουστικής ισχύος δεν μπορεί να γίνει σωστή σύγκριση των δύο σημάτων καθώς σε αυτό το βάθος οι επιδόσεις τους δεν διαφέρουν σημαντικά. Δηλαδή ένα phantom με στόχους σε μεγαλύτερα βάθη θα αναδείκνυε καλύτερα τα πλεονεκτήματα του μη γραμμικού FM στο απλού παλμό.

Στα σχήματα (4.13) και (4.14) απεικονίζονται τα «raw RF data» (δηλαδή τα σήματα των αντηχήσεων μετά την έξοδο του Beamformer και πριν υποστούν οποιαδήποτε επεξεργασία) της ίδιας (κεντρικής) γραμμής της εικόνας πρώτα για την περίπτωση του απλού ημιτονικού παλμού και ύστερα για το μη γραμμικό FM σήμα. Φανερά, η απεικόνιση με τον απλό παλμό υπερέχει σε ευκρίνεια και αξονική διακριτική ικανότητα όπως άλλωστε φαίνεται και από τη σύγκριση των λαμβανομένων εικόνων (4.11) και (4.12).

Παρόλα αυτά όμως, στην εικόνα (4.12) φαίνονται (έστω και με χαμηλή διακριτική ικανότητα) κάποιοι στόχοι οι οποίοι είτε διακρίνονται με δυσκολία είτε δεν διακρίνονται καθόλου στην εικόνα (4.11). Η παρατήρηση αυτή αποτελεί μια σαφή ένδειξη του ενεργειακού πλεονεκτήματος του μη γραμμικού FM σήματος. Προκειμένου όμως να αξιοποιηθεί το πλεονέκτημα αυτό πρέπει να εφαρμόσουμε κατάλληλη επεξεργασία των σημάτων χρησιμοποιώντας προσαρμοσμένο φίλτρο.



Σχήμα 4.11: Λήψη εικόνας στο ακουστικό phantom με χρήση απλού ημιτονικού παλμού (G=-15dB, Pwr=-1dB)



Σχήμα 4.12: Λήψη εικόνας στο ακουστικό phantom με χρήση μη γραμμικού FM σήματος (G=-15dB, Pwr=-1dB).



Σχήμα 4.13: Γραφική παράσταση των δεδομένων της κεντρικής γραμμής της εικόνας (4.11) συναρτήσει του βάθους.



Σχήμα 4.14: Γραφική παράσταση των δεδομένων της κεντρικής γραμμής της εικόνας (4.12) συναρτήσει του βάθους.

ΕΞΑΓΩΓΗ DC ΣΥΝΙΣΤΩΣΑΣ

Το επόμενο βήμα της επεξεργασίας είναι η εξαγωγή της μέσης τιμής ή αλλιώς της dc συνιστώσας. Το αποτέλεσμα παρουσιάζεται στα ακόλουθα διαγράμματα (4.15) και (4.16), όπου τώρα πια οι διακυμάνσεις των σημάτων είναι γύρω από την τιμή μηδέν. Σε αυτά τα διαγράμματα, μπορεί να φανεί και η διαφορά πλάτους των αντηχήσεων η οποία οφείλεται στη διαφορά της εκπεμπόμενης ακουστικής ενέργειας.



Σχήμα 4.15: Δεδομένα του σχήματος (4.13) χωρίς τη μέση τιμή (dc component).



Σχήμα 4.16: Δεδομένα του σχήματος (4.14) χωρίς τη μέση τιμή (dc component).

ΕΦΑΡΜΟΓΗ ΠΡΟΣΑΡΜΟΣΜΕΝΟΥ ΦΙΛΤΡΟΥ

Όπως ήδη αναφέραμε στη θεωρητική ανάλυση που προηγήθηκε, η ιδέα του προσαρμοσμένου φίλτρου βασίζεται στο γεγονός ότι υπάρχει φίλτρο που μπορεί κάποια κατάλληλη χρονική στιγμή να μεγιστοποιήσει το λόγο της ισχύος του σήματος προς αυτή του θορύβου που το συνοδεύει. Το φίλτρο αυτό ονομάζεται προσαρμοσμένο φίλτρο γιατί η συνάρτηση μεταφοράς του είναι προσαρμοσμένη προς το φάσμα του σήματος. Στο κεφάλαιο 2 απεδείχθη, με τη βοήθεια της ανισότητας Schwartz, ότι η κρουστική απόκριση του προσαρμοσμένου φίλτρου ισούται με το αντεστραμμένο στο χρόνο σήμα εισόδου, πολλαπλασιασμένο με έναν παράγοντα k και μετατοπισμένο χρονικά κατά τ_d. Για αναλογικά σήματα αυτό μπορεί να περιγραφεί σχηματικά από τα παρακάτω διαγράμματα:



Σχήμα 4.17:Κρουστική απόκριση προσαρμοσμένου φίλτρου για πραγματικό σήμα f(t).

Στο πρώτο διάγραμμα φαίνεται το σήμα εισόδου και στο τελευταίο η κρουστική απόκριση του προσαρμοσμένου φίλτρου.

Στην προκειμένη περίπτωση το σήμα μας είναι ψηφιακό και περιγράφεται από ένα διάνυσμα 1×n (όπου n = 721). Συνεπώς η κρουστική απόκριση του προσαρμοσμένου φίλτρου για το μη γραμμικό FM σήμα εισόδου θα είναι το διάνυσμα του αντεστραμμένο. Αν παραδείγματος χάρη το σήμα εισόδου είναι το:

$$f(n) = [1, 2, 3, 4, \dots, n-2, n-1, n]$$

τότε η κρουστική απόκριση του προσαρμοσμένου φίλτρου θα είναι:

$$h(n) = [n, n-1, n-2, ..., 3, 2, 1]$$

Αυτό ακριβώς επιτυγχάνουμε με την εντολή: chpnew = fliplr[chp]; στο script του «vt_display» (παράρτημα). Πρέπει να σημειωθεί βέβαια ότι το προσαρμοσμένο φίλτρο δεν υλοποιείται σε φυσικό επίπεδο αλλά προσομοιώνεται (σε MATLAB) η λειτουργία και η επίδραση του στα δεδομένα των μετρήσεων. Για καλύτερη κατανόηση, στα παρακάτω διαγράμματα (4.18) – (4.21) έχει σχεδιαστεί ο εκπεμπόμενος παλμός του μη γραμμικού FM σήματος και η κρουστική απόκριση προσαρμοσμένου φίλτρου τόσο σε κανονική κλίμακα όσο και σε μεγέθυνση.


Σχήμα 4.18: Εκπεμπόμενος παλμός μη γραμμικού FM σήματος.



Σχήμα 4.19: Κρουστική απόκριση προσαρμοσμένου φίλτρου.



Σχήμα 4.20: Μεγέθυνση του (4.18) - παλμός μη γραμμικού FM σήματος.



Σχήμα 4.21: Μεγέθυνση του (4.19) - κρουστική απόκριση προσαρμοσμένου φίλτρου.

Στη συνέχεια εφαρμόζουμε το προσαρμοσμένο φίλτρο στα δεδομένα που προέρχονται από το μη γραμμικό FM. Όπως γνωρίζουμε από τη θεωρία επεξεργασίας σήματος, η έξοδος του προσαρμοσμένου φίλτρου είναι η συνέλιξη της κρουστικής του απόκρισης (δηλαδή του αντεστραμμένου εκπεμπόμενου παλμού) με τα RF δεδομένα του σχήματος (4.16). Η διαδικασία αυτή πραγματοποιείται στο script «vt_display» με την εντολή:

rfnew = conv2(chpnew', rfnew);

Η συνέλιξη των δυο διανυσμάτων chpnew $[1 \times n]$ και rfnew $[1 \times m]$ έχει σαν αποτέλεσμα ένα διάνυσμα rfnew $[1 \times (m + n - 1)]$. Αν για την απεικόνιση χρησιμοποιήσουμε αυτό το διάνυσμα, τότε οι στόχοι θα φαίνονται τοποθετημένοι σε μεγαλύτερο βάθος σε σχέση με την πραγματικότητα. Για το λόγο αυτό μετατοπίζουμε το τελικό διάνυσμα rfnew κατά το μήκος της chpnew.

Μποφούμε εύκολα να παφατηφήσουμε τη θεαματική βελτίωση σε ότι αφοφά τη συμπίεση των «RF data» στο σχήμα (4.22). Οι πεφιοχές που αντιστοιχούν στους στόχους είναι τώφα πολύ πιο έντονες και το σήμα πφοσεγγίζει τη μοφή του αντίστοιχου για τον απλό παλμό, με σημαντική διαφοφά όμως στο πλάτος των αιχμών.



Σχήμα 4.22: Δεδομένα του διαγράμματος (4.16) – Non Linear FM - μετά την εφαρμογή του προσαρμοσμένου φίλτρου.

<u>ΚΑΝΟΝΙΚΟΠΟΙΗΣΗ ΔΕΔΟΜΕΝΩΝ –</u> ΕΞΑΓΩΓΗ ΛΟΓΑΡΙΘΜΙΚΗΣ ΠΕΡΙΒΑΛΛΟΥΣΑΣ

Ακολούθως κανονικοποιούμε τα δεδομένα των διαγραμμάτων (4.15) και (4.22) ως προς τη μέγιστη τιμή τους (σχήματα (4.23) και (4.24)). Διαιρούμε δηλαδή όλες τις τιμές του πλάτους προς τη μέγιστη τιμή. Στη συνέχεια εφαρμόζοντας μετασχηματισμό Hilbert εξάγουμε τη περιβάλλουσα του λαμβανόμενου σήματος η οποία άλλωστε αποτελεί και το μέγεθος που τελικά απεικονίζεται. Η περιβάλλουσα των κανονικοποιημένων σημάτων φαίνεται στα σχήματα (4.25) και (4.26).



Σχήμα 4.23: Κανονικοποιημένα δεδομένα του διαγράμματος (4.15)



Σχήμα 4.24: Κανονικοποιημένα δεδομένα του διαγράμματος (4.22)



Σχήμα 4.25: Περιβάλλουσα των δεδομένων του διαγράμματος (4.23)



NLFM - envelope of normalized rf data after matched filtering

Σχήμα 4.26: Περιβάλλουσα των δεδομένων του διαγράμματος (4.24)

Στα δυο τελευταία διαγράμματα φαίνεται η διαφορά πλάτους στις αντηχήσεις των σημάτων που προέρχονται από μεγαλύτερα βάθη. Για να αντιληφθούμε καλύτερα τη διαφορά αυτή μπορούμε να σχεδιάσουμε το δεκαδικό λογάριθμο της περιβάλλουσας πολλαπλασιασμένο με 20. Το αποτέλεσμα εικονίζεται στα σχήματα (4.27) – (4.28) και μπορούμε να διαπιστώσουμε ότι στην περίπτωση του μη γραμμικού FM σήματος (Non Linear FM) υπάρχει μεγαλύτερη διαφορά σε dB ανάμεσα στους στόχους και το υπόβαθρο ειδικά για μεγαλύτερα βάθη.

Το τελευταίο συμπέρασμα γίνεται ακόμα πιο εμφανές αν σχεδιάσουμε σε μεγέθυνση ((4.29) – (4.30)) το τμήμα των σχημάτων (4.27) και (4.28) που αντιστοιχεί σε βάθος μεγαλύτερο των 5cm.



Σχήμα 4.27: Λογαριθμική περιβάλλουσα των δεδομένων του διαγράμματος (4.23)



NLFM - Logarithmic envelope of normalized rf data after matched filtering

Σχήμα 4.28: Λογαριθμική περιβάλλουσα των δεδομένων του διαγράμματος (4.24)



Σχήμα 4.29: Μεγέθυνση σχήματος (4.27), για βάθος μεγαλύτερο των 50mm



NLFM - Logarithmic envelope of normalized rf data after matched filtering (Gain=-15 Power=-1)

Σχήμα 4.30: Μεγέθυνση σχήματος (4.28), για βάθος μεγαλύτερο των 50mm

ΑΝΙΧΝΕΥΣΗ ΣΦΑΛΜΑΤΩΝ ΣΥΜΠΙΕΣΗΣ

Στο σημείο αυτό πρέπει να διευκρινίσουμε ότι στο σχήμα (4.28) (περίπτωση μη γραμμικού FM) λόγω της υψηλής ενέργειας του σήματος, οι μικρό-σκεδαστές που αποτελούν το speckle παράγουν σχετικά μεγάλου πλάτους αντηχήσεις οι οποίες φαίνονται σαν πλευρικοί λοβοί των αντηχήσεων που αντιστοιχούν σε πραγματικούς στόχους. Με άλλα λόγια, οι πλευρικοί λοβοί που εμφανίζονται στο σχήμα (4.28) δεν οφείλονται μόνο σε ενδεχόμενα σφάλματα της συμπίεσης λόγω του προσαρμοσμένου φίλτρου αλλά και στην αλληλεπίδραση του υψηλής ενέργειας σήματος με τα σωματίδια του speckle.

Το συγκεκριμένο phantom βέβαια δεν είναι κατάλληλο να αναδείξει αυτά τα σφάλματα συμπίεσης καθώς το περιεχόμενο του εισάγει μεγάλη εξασθένηση στον παλμό και επιπλέον λόγω του speckle δεν μπορεί να γίνει σαφής διάκριση μεταξύ των πλευρικών λοβών που οφείλονται σε πραγματικές αντηχήσεις από τα σωματίδια του speckle και εκείνων που οφείλονται στα σφάλματα συμπίεσης. Αν το ακουστικό δοκίμιο (phantom) περιείχε κάποιο υλικό που δεν εισάγει μεγάλη εξασθένηση, όπως το νερό, θα μπορούσαμε να παρατηρήσουμε και να αξιολογήσουμε καλύτερα τους πλευρικούς λοβούς που οφείλονταν σε σφάλματα συμπίεσης.

Μια προσεγγιστική εκτίμηση μπορούμε να πάρουμε μεγεθύνοντας στο διάγραμμα της λογαριθμικής περιβάλλουσας στην περιοχή που αντιστοιχεί σε κοντινούς στόχους (σχήματα (4.31)-(4.32)). Στη λογαριθμική περιβάλλουσα που αντιστοιχεί στον απλό παλμό (σχήμα (4.31)) βλέπουμε το επίπεδο (σε dB) των πλευρικών λοβών που οφείλονται καθαρά στο speckle. Συνεπώς οι λοβοί που υπερβαίνουν το επίπεδο αυτό, στην ίδια περιοχή του αντίστοιχου διαγράμματος για το μη γραμμικό FM (σχήμα (4.32)), προέρχονται από ενδεχόμενα σφάλματα συμπίεσης.

Η προσέγγιση αυτή μπορεί να εφαρμοστεί μόνο σε κοντινούς στόχους καθώς σε μεγαλύτερα βάθη η εξασθένηση αλλοιώνει τα συμπεράσματα. Πρέπει βέβαια να αναφέρουμε ότι στην προκειμένη περίπτωση, λόγω του τύπου του phantom, ακόμα και σε μικρό βάθος οι εκτιμήσεις μας είναι επισφαλείς. Παρόλα αυτά η κεντρική ιδέα της μεθόδου είναι σωστή και μπορεί να εφαρμοστεί για ακουστικά δοκίμια που προκαλούν μικρότερη εξασθένηση.



Σχήμα 4.31: Μεγέθυνση σχήματος (4.27) για σχετικά μικρό βάθος.



NLFM - Logarithmic envelope of normalized rf data after matched filtering (Gain=-15 Power=-1)

Σχήμα 4.32: Μεγέθυνση σχήματος (4.28) για σχετικά μικρό βάθος.

ΑΝΑΚΑΤΑΣΚΕΥΗ ΤΩΝ ΕΙΚΟΝΩΝ

Τελικά στις εικόνες που ακολουθούν και οι οποίες προέκυψαν από την επεξεργασία σε MATLAB μπορεί να γίνει σύγκριση των δύο σημάτων. Στο σχήμα (4.33) φαίνεται ανακατασκευασμένη σε MATLAB η εικόνα (4.11) που απεικονίζει τα δεδομένα που ελήφθησαν με τον απλό παλμό. Τα σχήματα (4.34 – 36) και (4.35) απεικονίζουν αντίστοιχα τα δεδομένα που ελήφθησαν με το μη γραμμικό FM πριν και μετά την εφαρμογή προσαρμοσμένου φίλτρου.

Μια μεγέθυνση στην κεντρική περιοχή της εικόνας (σχήμα (4.37)) παρέχει τη δυνατότητα καλύτερης σύγκρισης του απλού παλμού και του μη γραμμικού FM σήματος. Παρατηρούμε ότι ενώ στην περίπτωση του απλού παλμού (apιστεpá) οι τρεις τελευταίοι στόχοι διακρίνονται αμυδρά έως καθόλου, με το μη γραμμικό FM σήμα (δεξίά) απεικονίζονται καθαρά και με αρκετά καλή διακριτική ικανότητα.

Επιπλέον στο σχήμα (4.38) φαίνεται σε μεγέθυνση η ίδια περιοχή της εικόνας πριν και μετά την εφαρμογή του προσαρμοσμένου φίλτρου προκειμένου να πάρουμε μια οπτική εκτίμηση της εφαρμογής του. Μπορούμε εύκολα να παρατηρήσουμε το αποτέλεσμα που έχει η συμπίεση (λόγω της εφαρμογής προσαρμοσμένου φίλτρου) των μεγάλης διάρκειας λαμβανομένων σημάτων στην τελική εικόνα.





Σχήμα 4.33: Ανακατασκευή στο MATLAB της εικόνας (4.11).



Σχήμα 4.34: Ανακατασκευή στο MATLAB της εικόνας (4.12) μετά την εφαρμογή προσαρμοσμένου φίλτρου.





Σχήμα 4.35: Ανακατασκευή στο ΜΑΤLAB της εικόνας (4.12) πριν την εφαρμογή προσαρμοσμένου φίλτρου.



Σχήμα 4.36: Ανακατασκευή στο MATLAB της εικόνας (4.12) μετά την εφαρμογή προσαρμοσμένου φίλτρου.



Σχήμα 4.37: Μεγέθυνση κεντρικής περιοχής των εικόνων (4.35) και (4.36)

4.2.4 ΕΠΙΔΡΑΣΗ ΠΡΟΣΑΡΜΟΣΜΕΝΟΥ ΦΙΛΤΡΟΥ

Ένα χαρακτηριστικό παράδειγμα στο οποίο φαίνεται πολύ καλά η λειτουργία του προσαρμοσμένου φίλτρου δίνεται στα ακόλουθα διαγράμματα. Η συγκεκριμένη εικόνα ελήφθή με τιμή κέρδους ενίσχυσης στο δέκτη: G = 15dB. Το υψηλό αυτό κέρδος οδηγεί στον κορεσμό τα σήματα των αντηχήσεων από τα μικρότερα βάθη αναδεικνύοντας καλύτερα τους στόχους που βρίσκονται σε μεγαλύτερα βάθη. Έτσι κατά τη σχεδίαση της κεντρικής γραμμής της εικόνας οι στόχοι από μεγαλύτερα βάθη διακρίνονται ευκολότερα και μπορούμε να αντιληφθούμε καλύτερα τη λειτουργία συμπίεσης που επιτελεί το προσαρμοσμένο φίλτρο.



Σχήμα 4.38: Γραφική παράσταση των δεδομένων της κεντρικής γραμμής κάποιας εικόνας συναρτήσει του βάθους.

Το παραπάνω διάγραμμα απεικονίζει το λαμβανόμενο σήμα των αντηχήσεων που προέρχεται από την κεντρική γραμμή της εικόνας. Οι στόχοι αντιστοιχούν στις κορυφές (με εξαίρεση την πρώτη η οποία οφείλεται στο ανακλώμενο κύμα στη διαχωριστική επιφάνεια ηχοβολέα - phantom) του σήματος. Στο σχήμα (4.39) φαίνεται το ίδιο σήμα αφού έχει εξαχθεί η μέση τιμή του.



Σχήμα 4.39: Δεδομένα του σχήματος (4.38) χωρίς τη μέση τιμή (dc component).



Σχήμα 4.40: Δεδομένα του διαγράμματος (4.39) μετά την εφαρμογή του προσαρμοσμένου φίλτρου.

Η συνέλιξη του τελευταίου σήματος στο διάγραμμα (4.39) με την αρουστική απόκριση του προσαρμοσμένου φίλτρου έχει σαν αποτέλεσμα το συμπιεσμένο σήμα του διαγράμματος (4.40) το οποίο αποκαθιστά την αξονική διακριτική ικανότητα της εικόνας. Βλέπουμε λοιπόν ότι τα μεγάλης διάρκειας σήματα του διαγράμματος (4.39) συμπιέστηκαν αναδεικνύοντας τις θέσεις των στόχων.

Στο σημείο αυτό βέβαια πρέπει να τονίσουμε ότι η αύξηση του κέρδους ενίσχυσης δεν είναι πανάκεια. Πράγματι λειτουργεί ευεργετικά σε κάποιες περιπτώσεις αλλά όπως είναι γνωστό η αύξηση του κέρδους ενίσχυσης στο δέκτη δεν αυξάνει μόνο το πλάτος των αντηχήσεων που προέρχονται από στόχους αλλά και τα επίπεδα θορύβου με αποτέλεσμα να υποβαθμίζεται η ποιότητα απεικόνισης και η λεπτομέρεια σε κάποιες από τις δομές του μέσου. Μπορούμε λοιπόν να αυξήσουμε το κέρδος προκειμένου να αναδείξουμε κάποια δομή που βρίσκεται σε μεγαλύτερο βάθος από τους υπόλοιπες αλλά ταυτόχρονα θα αυξηθεί και το επίπεδο θορύβου με συνακόλουθη υποβάθμιση του σηματοθορυβικού λόγου.

5 ΣΥΓΚΡΙΤΙΚΑ ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ ΑΠΛΟΥ ΗΜΙΤΟΝΙΚΟΥ ΠΑΛΜΟΥ ΚΑΙ ΤΟΥ ΜΗ ΓΡΑΜΜΙΚΟΥ FM ΣΗΜΑΤΟΣ

5.1 ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Στο προηγούμενο κεφάλαιο παράγραφο παρουσιάστηκαν εκτενώς τα βασικά στάδια επεξεργασίας και τα τελικά αποτελέσματα για δυο εικόνες της ίδιας περιοχής του ακουστικού phantom. Το κεφάλαιο αυτό περιλαμβάνει τα αποτελέσματα μετρήσεων που πραγματοποιήθηκαν και στα τα τρία είδη στόχων (avaκλαστικοί – avηχοϊκοί – gray scale) τόσο για τον απλό ημιτονικό παλμό όσο και για το μη γραμμικό FM σήμα. Συγκεκριμένα το πρώτο μέρος αναφέρεται σε μετρήσεις οι οποίες διεξήχθησαν μεταβάλλοντας το κέρδος του ενισχυτή εισόδου του υπερηχογράφου.

Πιο σημαντική παφάμετφο για την απεικόνιση με υπεφήχους αποτελεί η ακουστική ισχύς εξόδου η οποία σχετίζεται άμεσα με τους πεφιοφισμούς που θεσπίζονται από τους διεθνείς οφγανισμούς. Συνεπώς, παφουσιάζει εξαιφετικό ενδιαφέφον η σύγκφιση της επίδοσης του μη γφαμμικού FM σήματος με εκείνη του απλού παλμού, για διαφοφετικές τιμές της ακουστικής ισχύος εξόδου. Για το σκοπό αυτό πφαγματοποιήθηκε μια σειφά από μετφήσεις, οι σημαντικότεφες από τις οποίες παφατίθενται στο δεύτεφο τμήμα του κεφαλαίου.

Όπως ήδη αναφέρθηκε το κεφάλαιο είναι χωρισμένο στις μετρήσεις που αφορούν τη μεταβολή του κέρδους και στις μετρήσεις που αφορούν την μεταβολή της ακουστικής ισχύος εξόδου. Εδικά για τις μετρήσεις σε ανακλαστικούς στόχους είχε πρακτική χρησιμότητα η σχεδίαση της λογαριθμικής περιβάλλουσας του σήματος που προέρχεται από κάποια κεντρική γραμμή της εικόνας. Με τον τρόπο αυτό μπορούμε να αξιολογήσουμε και ποσοτικά την διαφορά των δυο σημάτων. Το υλικό και η τοποθέτηση των δυο άλλων ειδών στόχων δεν ευνοούσε μια ανάλογη παρουσίαση. Για το λόγο αυτό παρατίθενται μόνο οι ανακατασκευασμένες εικόνες από τις οποίες όμως μπορούν να εξαχθούν σημαντικά ποιοτικά συμπεράσματα. Επιπλέον όπου κρίνεται σκόπιμο συμπεριλαμβάνεται και η εικόνα πριν την εφαρμογή προσαρμοσμένου φίλτρου.

5.2 ΜΕΤΡΗΣΕΙΣ ΩΣ ΠΡΟΣ ΤΟ ΚΕΡΔΟΣ ΕΝΙΣΧΥΣΗΣ ΤΟΥ ΔΕΚΤΗ

5.2.1 ΑΝΑΚΛΑΣΤΙΚΟΙ ΣΤΟΧΟΙ

Στη συνέχεια παρατίθενται εικόνες που ελήφθησαν για διαφορετικές τιμές του κέρδους ενίσχυσης. Από Gain = -10dB έως Gain = +15dB με βήμα 5dB. Η ακουστική ισχύς εξόδου ήταν σταθερά ρυθμισμένη και ίση με: Pwr = -1dB. Όπως μπορεί να φανεί και στα ακόλουθα σχήματα το μη γραμμικό FM γενικά υπερέχει του απλού ημιτονικού παλμού. Βέβαια από κάποια τιμή του κέρδους και πάνω, οι διαφορές των δυο σημάτων δεν είναι εμφανείς λόγω των μικρών διαστάσεων του ακουστικού δοκιμίου (*acoustic phantom*).



<u>Gain=-10dB</u>

Σχήμα 5.1: Συγκριτική εικόνα των δύο σημάτων για Gain=-10dB και Pwr=-1dB



Σχήμα 5.2: Αποτέλεσμα της εφαρμογής του προσαρμοσμένου φίλτρου στην εικόνα από μη γραμμικό FM σήμα (Non Linear FM) για Gain=-10dB και Pwr=-1dB



Σχήμα 5.3: Μεγέθυνση της λογαριθμικής περιβάλλουσας της κεντρικής γραμμής της εικόνας (5.1.4)





Σχήμα 5.4: Μεγέθυνση της λογαριθμικής περιβάλλουσας της κεντρικής γραμμής της εικόνας (5.1B)

Gain=-5dB



Σχήμα 5.5: Συγκριτική εικόνα των δύο σημάτων για Gain=-5dB και Pwr=-1dB



Σχήμα 5.6: Αποτέλεσμα της εφαρμογής του προσαρμοσμένου φίλτρου στην εικόνα από μη γραμμικό FM σήμα (Non Linear FM) για Gain=-5dB και Pwr=-1dB



Σχήμα 5.7: Μεγέθυνση της λογαριθμικής περιβάλλουσας της κεντρικής γραμμής της εικόνας (5.5A)





Σχήμα 5.8: Μεγέθυνση της λογαριθμικής περιβάλλουσας της κεντρικής γραμμής της εικόνας (5.5B)

Gain=0dB



Σχήμα 5.9: Συγκριτική εικόνα των δύο σημάτων για Gain=0dB και Pwr=-1dB



Σχήμα 5.10: Αποτέλεσμα της εφαρμογής του προσαρμοσμένου φίλτρου στην εικόνα από μη γραμμικό FM σήμα (Non Linear FM) για Gain=0dB και Pwr=-1dB



Σχήμα 5.11: Μεγέθυνση της λογαριθμικής περιβάλλουσας της κεντρικής γραμμής της εικόνας (5.9A)



NLFM - Logarithmic envelope of normalized rf data after matched filtering (Gain=0 Power=-1)

Σχήμα 5.12: Μεγέθυνση της λογαριθμικής περιβάλλουσας της κεντρικής γραμμής της εικόνας (5.9B)

Gain=5dB



Σχήμα 5.13: Συγκριτική εικόνα των δύο σημάτων για Gain=5dB και Pwr=-1dB



Σχήμα 5.14: Αποτέλεσμα της εφαρμογής του προσαρμοσμένου φίλτρου στην εικόνα από μη γραμμικό FM σήμα (Non Linear FM) για Gain=5dB και Pwr=-1dB



Σχήμα 5.15: Μεγέθυνση της λογαριθμικής περιβάλλουσας της κεντρικής γραμμής της εικόνας (5.13A)

NLFM - Logarithmic envelope of normalized rf data after matched filtering (Gain=5 Power=-1)



Σχήμα 5.16: Μεγέθυνση της λογαριθμικής περιβάλλουσας της κεντρικής γραμμής της εικόνας (5.13B)

Gain=10dB



Σχήμα 5.17: Συγκριτική εικόνα των δύο σημάτων για Gain=10dB και Pwr=-1dB



Σχήμα 5.18: Αποτέλεσμα της εφαρμογής του προσαρμοσμένου φίλτρου στην εικόνα από μη γραμμικό FM σήμα (Non Linear FM) για Gain=10dB και Pwr=-1dB



Σχήμα 5.19: Μεγέθυνση της λογαριθμικής περιβάλλουσας της κεντρικής γραμμής της εικόνας (5.17A)

NLFM - Logarithmic envelope of normalized rf data after matched filtering (Gain=10 Power=-1)



Σχήμα 5.20: Μεγέθυνση της λογαριθμικής περιβάλλουσας της κεντρικής γραμμής της εικόνας (5.17B)

Gain=15dB



Σχήμα 5.21: Συγκριτική εικόνα των δύο σημάτων για Gain=15dB και Pwr=-1dB



Σχήμα 5.22: Αποτέλεσμα της εφαρμογής του προσαρμοσμένου φίλτρου στην εικόνα από μη γραμμικό FM σήμα (Non Linear FM) για Gain=15dB και Pwr=-1dB


Σχήμα 5.23: Μεγέθυνση της λογαριθμικής περιβάλλουσας της κεντρικής γραμμής της εικόνας (5.21A)

NLFM - Logarithmic envelope of normalized rf data after matched filtering (Gain=15 Power=-1)



Σχήμα 5.24: Μεγέθυνση της λογαριθμικής περιβάλλουσας της κεντρικής γραμμής της εικόνας (5.21B)

<u>ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ – ΠΑΡΑΤΗΡΗΣΕΙΣ</u>

Από την μελέτη των προηγούμενων σχημάτων προκύπτει ότι το μη γραμμικό FM σήμα υπερτερεί του απλού παλμού ειδικά στην απεικόνιση στόχων οι οποίοι βρίσκονται σε μεγαλύτερο βάθος. Βέβαια το πλεονέκτημα αυτό δεν είναι πολύ εμφανές για τιμές του κέρδους μεγαλύτερες των 5dB και αυτό οφείλεται όπως προαναφέραμε στις μικρές διαστάσεις του phantom και στο γεγονός ότι οι στόχοι του βρίσκονταν σε μικρό σχετικά βάθος. Επιπλέον μπορούμε να διαπιστώσουμε ότι τα σφάλματα συμπίεσης είναι εντονότερα σε μικρό βάθος και γίνονται πιο εμφανή με την αύξηση του κέρδους.

Τέλος πρέπει να σημειωθεί ότι το πρόγραμμα «vt_display», από το οποίο προέκυψαν οι ανακατασκευασμένες εικόνες, λόγω της σχεδίασης του θεωρεί σαν σημείο έναρξης της απεικόνισης όχι την επιφάνεια του phantom αλλά το νοητό κέντρο του κυκλικού τομέα που ορίζεται από το γωνιακό άνοιγμα του κυρτού ηχοβολέα. Για το λόγο αυτό στα σχήματα φαίνεται σαν ο πρώτος στόχος να βρίσκεται σε βάθος 40mm περίπου. Το γεγονός αυτό βέβαια δεν είναι παρά μια απλή μετάθεση των στόχων, δεν επηρεάζει σε τίποτα την σχετική τους θέση και την ποιότητα της τελικής εικόνα γενικότερα.

5.2.2 ΑΝΗΧΟΪΚΟΙ ΣΤΟΧΟΙ.

Στη συνέχεια πραγματοποιήθηκαν μετρήσεις με τα δύο σήματα (μη γραμμικό FM και απλό παλμό) σε ανηχοϊκούς στόχους, αυξάνοντας σταδιακά το κέρδος ενίσχυσης. Στα ακόλουθα σχήματα παρουσιάζονται κάποια ενδεικτικά αποτελέσματα.

Αρχικά στα σχήματα (5.25) και (5.26) φαίνονται οι εικόνες της ίδιας περιοχής για τη περίπτωση του απλού παλμού και του μη γραμμικού FM σήματος αντίστοιχά. Ήδη από αυτές τις εικόνες μπορεί εύκολα να διαπιστώσει κανείς ότι με τον απλό παλμό δεν υπάρχει ουσιαστικά καμία διαφοροποίηση στην εικόνα. Οι ανηχοϊκοί στόχοι καλύπτονται από το υπόβαθρο και η εικόνα δεν προσφέρει σχεδόν καμιά διαγνωστική πληροφορία ειδικά σε μεγαλύτερο βάθος. Το μη γραμμικό FM σήμα επιτυγχάνει να αποκαλύψει τις ανηχοϊκές κοιλότητες αλλά με μικρή διακριτική ικανότητα. Βέβαια, όπως θα φανεί στα ακόλουθα σχήματα, μετά την εφαρμογή προσαρμοσμένου φίλτρου η διακριτική ικανότητα επανέρχεται καθιστώντας το μη γραμμικό FM σήμα λειτουργικό.

Στα σχήματα της επεξεργασίας περιλαμβάνονται εικόνες που ελήφθησαν με σχετικά χαμηλές τιμές κέρδους ώστε να φανεί καλύτερα η διαφορά των δυο σημάτων και η λειτουργία του προσαρμοσμένου φίλτρου.



Σχήμα 5.25: Λήψη εικόνας στο ακουστικό phantom με χρήση απλού ημιτονικού παλμού (G=-10dB, Pwr=-1dB)



Σχήμα 5.26: Лήψη εικόνας στο акоυστικό phantom με χρήση του μη γραμμικού FM σήματος (G=-10dB, Pwr=-1dB)



Σχήμα 5.27: Ανακατασκευή στο MATLAB της εικόνας (5.25).



Σχήμα 5.28: Ανακατασκευή στο MATLAB της εικόνας (5.26) μετά την εφαρμογή προσαρμοσμένου φίλτρου.

221



Σχήμα 5.29: Ανακατασκευή στο ΜΑΤLAB της εικόνας (5.26) πριν την εφαρμογή προσαρμοσμένου φίλτρου



Σχήμα 5.30: Ανακατασκευή στο MATLAB της εικόνας (5.26) μετά την εφαρμογή προσαρμοσμένου φίλτρου.

222



Σχήμα 5.32: Μεγέθυνση της κεντρικής περιοχής των εικόνων (5.29) και (5.30)



Σχήμα 5.33: Συγκριτικές εικόνες της ίδιας περιοχής ανηχοϊκών στόχων για τα δύο σήματα.

Όπως φαίνεται και στο παραπάνω σχήμα, η διαφορά μεταξύ των δύο σημάτων (μη γραμμικού FM σήματος και του απλού ημιτονικού παλμού) γίνεται πιο έντονη, ακόμα και σε μικρό βάθος, για κέρδος ίσο με -15dB.



Σχήμα 5.34: Αποτέλεσμα της εφαρμογής του προσαρμοσμένου φίλτρου στην εικόνα από μη γραμμικό FM σήμα (Non Linear FM) για Gain=-15dB και Pwr=-1dB

5.2.3 GRAY SCALE TARGETS

Ακολουθούν ενδεικτικές εικόνες που ελήφθησαν από την περιοχή των Gray Scale Targets του phantom. Επειδή οι συγκεκριμένοι στόχοι βρίσκονταν πολύ κοντά στον ηχοβολέα χρησιμοποιήσαμε μικρή ακουστική ισχύ εξόδου και πολύ μικρό κέρδος ενίσχυσης προκείμενου να αναδείξουμε το πλεονέκτημα του μη γραμμικού FM σήματος και την λειτουργία του προσαρμοσμένου φίλτρου.

Τελικά όπως φαίνεται και στα σχήματα (5.35)-(5.36) το μη γραμμικό FM σήμα έχει και σε αυτήν την περίπτωση καλύτερη επίδοση από τον απλό παλμό μετά την εφαρμογή προσαρμοσμένου φίλτρου. Στην εικόνα του σχήματος (5.35) η οποία αντιστοιχεί στον απλό ημιτονικό παλμό οι στόχοι διακρίνονται με δυσκολία ή καθόλου. Με τη χρησιμοποίηση του μη γραμμικού FM σήματος όμως και ειδικά μετά την εφαρμογή προσαρμοσμένου φίλτρου αποκαλύπτονται οι λεπτομέρειες της εικόνας. Στη συνέχεια παρατίθενται κάποιες ανακατασκευασμένες εικόνες της περιοχής ενδιαφέροντος ώστε να γίνεται ευκολότερα η σύγκριση μεταξύ των δυο σημάτων αλλά και για να αντιληφθούμε καλύτερα την επίδραση του προσαρμοσμένου φίλτρου.



Σχήμα 5.35: Εικόνα των Gray Scale Targets από τον απλό ημιτονικό παλμό για Gain=-15dB και Pwr=-5dB



Σχήμα 5.36: Εικόνα των Gray Scale Targets από το μη γραμμικό FM σήμα, πριν το προσαρμοσμένο φίλτρο για Gain=-15dB και Pwr=-5dB



Σχήμα 5.37: Εικόνα των Gray Scale Targets από το μη γραμμικό FM σήμα, πριν το προσαρμοσμένο φίλτρο για Gain=-15dB και Pwr=-5dB



NLFM - After matched filtering (Gain=-15 Power=-5)

Σχήμα 5.38: Εικόνα των Gray Scale Targets από το μη γραμμικό FM σήμα, πριν το προσαρμοσμένο φίλτρο για Gain=-15dB και Pwr=-5dB



Σχήμα 5.39: Μεγέθυνση της περιοχής των Gray Scale Targets για την περίπτωση του απλού παλμού, του μη γραμμικού FM σήματος και του μη γραμμικού FM πριν το προσαρμοσμένο φίλτρο για Gain=-15dB και Pwr=-5dB



Σχήμα 5.40: Μεγέθυνση της περιοχής των Gray Scale Targets για την περίπτωση του απλού παλμού, του μη γραμμικού FM σήματος και του μη γραμμικού FM πριν το προσαρμοσμένο φίλτρο για Gain=-10dB και Pwr=-5dB

Και στην περίπτωση αυτή βλέπουμε ότι το μη γραμμικό FM υπερτερεί. Αν βέβαια αυξήσουμε το κέρδος ή την ακουστική ισχύ τα πράγματα αλλάζουν καθώς το βάθος στο οποίο βρίσκονται οι στόχοι ευνοεί την χρησιμοποίηση του απλού ημιτονικού παλμού.

5.3 ΜΕΤΡΗΣΕΙΣ ΩΣ ΠΡΟΣ ΤΗΝ ΑΚΟΥΣΤΙΚΗ ΙΣΧΥ ΕΞΟΔΟΥ

5.3.1 ΑΝΑΚΛΑΣΤΙΚΟΙ ΣΤΟΧΟΙ

Αρχικά ελήφθησαν εικόνες ανακλαστικών στόχων τόσο με χρήση του απλού παλμού όσο και του μη γραμμικού FM. Στα σχήματα (5.41) και (5.42) φαίνονται οι εικόνες της ίδιας περιοχής ανακλαστικών στόχων όπως ακριβώς προέκυψαν από τον υπερηχογράφο, για ακουστική ισχύ εξόδου ίση με –12dB.

Τα αποτελέσματα στην περίπτωση αυτή είναι ακόμη πιο εντυπωσιακά καθώς βλέπουμε ότι ενώ στην εικόνα (5.41) ακόμα και οι πιο κοντινοί στόχοι διακρίνονται με δυσκολία, στην (5.42) το μη γραμμικό FM σήμα αναδεικνύει όλους τους στόχους της εικόνας. Βέβαια, για τους λόγους που αναφέραμε στο προηγούμενο κεφάλαιο, η εικόνα (5.42) μειονεκτεί σημαντικά σε διακριτική ικανότητα η οποία όμως αποκαθίσταται μετά την εφαρμογή του προσαρμοσμένου φίλτρου όπως θα δούμε στη συνέχεια.

Οι εικόνες αυτές ανακατασκευάζονται στο MATLAB με βάση τα δεδομένα των αντίστοιχων HDF αρχείων. Τις ανακατασκευασμένες εικόνες ακολουθούν διαγράμματα στα οποία απεικονίζεται η λογαριθμική περιβάλλουσα της κεντρικής γραμμής των εικόνων. Σε αυτή τη γραμμή βρίσκονται οι περισσότεροι στόχοι και έτσι μπορεί να γίνει μια ποσοτική εκτίμηση της διαφοράς των δύο σημάτων. Τέλός, για ευκολότερη σύγκριση των δυο σημάτων παρατίθεται μια σειρά από εικόνες μεγέθυνσης της κεντρικής περιοχής για διάφορες τιμές της ακουστικής ισχύος εξόδου.



Σχήμα 5.41: Λήψη εικόνας στο ακουστικό phantom με χρήση απλού ημιτονικού παλμού για ισχύ εξόδου Pwr=-12dB.



Σχήμα 5.42: Λήψη εικόνας στο ακουστικό phantom με χρήση του μη γραμμικού FM σήματος ισχύ εξόδου Pwr=-12dB.



Σχήμα 5.43: Ανακατασκευή στο MATLAB της εικόνας (5.41).



Σχήμα 5.44: Ανακατασκευή στο ΜΑΤLAB της εικόνας (5.42) μετά την εφαρμογή του προσαρμοσμένου φίλτρου



Σχήμα 5.45: Ανακατασκευή στο ΜΑΤLAB της εικόνας (5.42) πριν την εφαρμογή του προσαρμοσμένου φίλτρου



Σχήμα 5.46: Ανακατασκευή στο MATLAB της εικόνας (5.42) μετά την εφαρμογή του προσαρμοσμένου φίλτρου



Σχήμα 5.47: Συγκριτική εικόνα της κεντρικής περιοχής των (5.43) και (5.44). Παρουσιάζει με σαφήνεια το πλεονέκτημα του μη γραμμικού FM σήματος έναντι του απλού ημιτονικού παλμού.



Σχήμα 5.48: Συγκριτική εικόνα της κεντρικής περιοχής των(5.45) και (5.46). Δείχνει με σαφή τρόπο την επίδραση της εφαρμογής του προσαρμοσμένου φίλτρου.



Σχήμα 5.49: Λογαριθμική περιβάλλουσα της κεντρικής γραμμής της (5.47Α)



NLFM - Logarithmic envelope of normalized rf data after matched filtering (Gain=-5 Power=-12)

Σχήμα 5.50: Λογαριθμική περιβάλλουσα της κεντρικής γραμμής της (5.47B)



Σχήμα 5.51: Μεγέθυνση του (5.49) για μεγαλύτερο βάθος.



NLFM - Logarithmic envelope of normalized rf data after matched filtering (Gain=-5 Power=-12)

Σχήμα 5.52: Μεγέθυνση του (5.50) για μεγαλύτερο βάθος.

Pwr=-15dB , GAIN=-5dB



Σχήμα 5.53: Συγκριτική εικόνα της κεντρικής περιοχής των ανακλαστικών στόχων για την περίπτωση απλού παλμού (Α) και την περίπτωση μη γραμμικού FM σήματος (B). Οι εικόνες ελήφθησαν με ακόμα χαμηλότερη τιμή της ισχύος εξόδου και έτσι το πλεονέκτημα του μη γραμμικού FM σήματος έναντι του απλού ημιτονικού παλμού είναι ακόμα πιο εμφανές.



Σχήμα 5.54: Συγκριτική εικόνα της κεντρικής περιοχής των ανακλαστικών στόχων που δείχνει με σαφή τρόπο την επίδραση της εφαρμογής του προσαρμοσμένου φίλτρου. Η εικόνα ελήφθη με μη γραμμικό 'FM σήμα για Pwr=-15dB και Gain=-5dB.



Σχήμα 5.55: Λογαριθμική περιβάλλουσα της κεντρικής γραμμής της (5.53Α)



NLFM - Logarithmic envelope of normalized rf data after matched filtering (Gain=-5 Power=-15)

Σχήμα 5.56: Λογαριθμική περιβάλλουσα της κεντρικής γραμμής της (5.53B)



Σχήμα 5.57: Μεγέθυνση του (5.55) για μεγαλύτερο βάθος.



NLFM - Logarithmic envelope of normalized rf data after matched filtering (Gain=-5 Power=-15)

Σχήμα 5.58: Μεγέθυνση του (5.56) για μεγαλύτερο βάθος.

5.3.2 ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑ

Το σημαντικό στην περίπτωση αυτή είναι ότι με το μη γραμμικό FM σήμα επιτυγχάνεται η απεικόνιση με και πολύ χαμηλή ακουστική ισχύ εξόδου. Στις εικόνες (5.41) και (5.53A) βλέπουμε καθαρά ότι με την ίδια ισχύ ο απλός παλμός δεν καταφέρνει να απεικονίσει σχεδόν κανένα στόχο ακόμα και σε μικρό βάθος. Επομένως το μη γραμμικό FM σήμα αλλά και άλλα κωδικοποιημένα σήματα μεγάλης διάρκειας μπορούν να χρησιμοποιηθούν, σε συνδυασμό με το προσαρμοσμένο φίλτρο, σε περιπτώσεις απεικόνισης όπου απαιτείται μεγάλο βάθος διείσδυσης χωρίς όμως να παραβιάζονται τα διεθνή όρια ασφαλείας. Μια τέτοια εφαρμογή μπορεί να είναι και η μαιευτική όπου θα μπορούμε να λαμβάνουμε καλύτερης ποιότητας και υψηλότερης διαγνωστικής αξίας εικόνες του εμβρύου χωρίς να το εκθέτουμε σε πιθανό κίνδυνο λόγω της υψηλής ακουστικής ισχύος.

5.3.3 ΑΝΗΧΟΪΚΟΙ ΣΤΟΧΟΙ

Στην παράγραφό αυτή περιλαμβάνονται εικόνες από την περιοχή των ανηχοϊκών στόχων οι οποίες ελήφθησαν με απλό παλμό και με το μη γραμμικό FM σήμα. Λόγω των διαστάσεων του phantom αλλά και της φύσης των στόχων χρειάστηκε να μειώσουμε πολύ την ακουστική ισχύ εξόδου προκείμενου να φανεί η διαφοροποίηση των δυο σημάτων. Συνεπώς οι διαφορές στις εικόνες είναι αισθητές αλλά όχι τόσο έντονες. Για το λόγο αυτό παρατίθενται μόνο οι εικόνες προσομοίωσης σε MATLAB στις οποίες μπορεί να γίνει καλύτερα η σύγκριση.

Επιπλέον, παρατίθενται διαγράμματα της λογαριθμικής περιβάλλουσας κάποιας κεντρικής γραμμής (σχήματα(5.63) – (5.64)) ώστε να μπορεί να γίνει μια ποσοτική εκτίμηση του πλεονεκτήματος που παρουσιάζει το μη γραμμικό FM σήμα. Τα διαγράμματα αυτά παρουσιάζονται και σε μεγέθυνση (σχήματα(5.65) – (5.68)) ώστε να συγκριθούν τα δύο σήματα για μεσαίο και μεγάλο βάθος. Τέλος, στα σχήματα (5.69) – (5.70) φαίνεται επίδραση του προσαρμοσμένου φίλτρου για τα δεδομένα κάποιας κεντρικής γραμμής των εικόνων του σχήματος (5.62).



Σχήμα 5.59: Εικόνα ανηχοϊκών στόχων με χρήση απλού παλμού



NLFM - After matched filtering (Gain=-5 Power=-15)

Σχήμα 5.60: Εικόνα ανηχοϊκών στόχων με χρήση μη γραμμικού FM σήματος



Σχήμα 5.61: Συγκριτική εικόνα της κεντρικής περιοχής των (5.59) και (5.60). Παρουσιάζει το πλεονέκτημα του μη γραμμικού FM (B) σήματος έναντι του απλού ημιτονικού παλμού (A).



Σχήμα 5.62: Συγκριτική εικόνα της κεντρικής περιοχής της (5.60) πριν (A) και μετά (B) την εφαρμογή του προσαρμοσμένου φίλτρου. Δείχνει με σαφή τρόπο την επίδραση της εφαρμογής του προσαρμοσμένου φίλτρου.



Σχήμα 5.63: Λογαριθμική περιβάλλουσα της κεντρικής γραμμής της (5.61Α)



NLFM - Logarithmic envelope of normalized rf data after matched filtering (Gain=-5 Power=-15)

Σχήμα 5.64: Λογαριθμική περιβάλλουσα της κεντρικής γραμμής της (5.61B)



Σχήμα 5.65: Μεγέθυνση του (5.63) για μεσαίο βάθος.



NLFM - Logarithmic envelope of normalized rf data after matched filtering (Gain=-5 Power=-15)

Σχήμα 5.66: Μεγέθυνση του (5.64) για μεσαίο βάθος.



Σχήμα 5.67: Μεγέθυνση του (5.63) για μεγάλο βάθος.



NLFM - Logarithmic envelope of normalized rf data after matched filtering (Gain=-5 Power=-15)

Σχήμα 5.68: Μεγέθυνση του (5.64) για μεγάλο βάθος.



Σχήμα 5.69: RF data από την κεντρική γραμμή της (5.62A) – δηλαδή πριν το προσαρμοσμένο φίλτρο



Σχήμα 5.70: RF data από την κεντρική γραμμή της (5.62B) – δηλαδή μετά το προσαρμοσμένο φίλτρο

5.3.4 GRAY SCALE TARGETS

Στην παράγραφό αυτή περιλαμβάνονται εικόνες από την περιοχή των «Gray Scale Targets» οι οποίες ελήφθησαν με απλό παλμό και με το μη γραμμικό FM σήμα. Στις εικόνες αυτές μπορεί να αξιολογηθεί η αντίθεση στην εικόνα με από αυτά τα σήματα. οι συγκεκριμένοι στόχοι ήταν τοποθετημένοι πολύ κοντά στην επιφάνεια του phantom και για αυτό χρησιμοποιήσαμε πολύ χαμηλή ισχύ προκείμενου να φανεί η διαφοροποίηση των δυο σημάτων. Όπως και στην προηγούμενη περίπτωση διαφορές στις εικόνες είναι αισθητές αλλά όχι τόσο έντονες. Για το λόγο αυτό παρουσιάζονται μόνο οι εικόνες προσομοίωσης σε MATLAB από την περιοχή ενδιαφέροντος στην οποία και βρίσκονται συγκεντρωμένοι οι στόχοι.

Η τοποθέτηση των στόχων δεν ευνοούσε την σχεδίαση κάποιας γραμμής σε λογαριθμική κλίμακα. Περιλαμβάνονται συγκριτικές εικόνες προσομοίωσης για δυο διαφορετικές τιμές της ακουστικής ισχύος εξόδου όπου μπορούμε να διαπιστώσουμε ότι το η γραμμικό FM, μετά την εφαρμογή του προσαρμοσμένου φίλτρου φυσικά, επιτυγχάνει να αναδείξει καλύτερα τις αντιθέσεις της εικόνας.


Σχήμα 5.71: Μεγέθυνση της περιοχής των Gray Scale Targets για την περίπτωση του απλού παλμού, του μη γραμμικού FM σήματος και του μη γραμμικού FM πριν το προσαρμοσμένο φίλτρο για Gain=-5dB και Pwr=-15dB. Βλέπουμε ότι για αυτή την πολύ χαμηλή ακουστική ισχύ εξόδου το μη γραμμικό FM σήμα καταφέρνει να αναδείξει σε ικανοποιητικό βαθμό την αντίθεση μεταξύ των στόχων.



Σχήμα 5.72: Μεγέθυνση της περιοχής των Gray Scale Targets για την περίπτωση του απλού παλμού, του μη γραμμικού FM σήματος και του μη γραμμικού FM πριν το προσαρμοσμένο φίλτρο για Gain=-5dB και Pwr=-12dB.



Σχήμα 5.73: Μεγέθυνση της περιοχής των Gray Scale Targets για την περίπτωση του απλού παλμού, του μη γραμμικού FM σήματος και του μη γραμμικού FM πριν το προσαρμοσμένο φίλτρο για Gain=-5dB και Pwr=-10dB.



Σχήμα 5.74: Μεγέθυνση της περιοχής των Gray Scale Targets για την περίπτωση του απλού παλμού, του μη γραμμικού FM σήματος και του μη γραμμικού FM πριν το προσαρμοσμένο φίλτρο για Gain=-5dB και Pwr=-5dB.



Σχήμα 5.75: Μεγέθυνση της περιοχής των Gray Scale Targets για την περίπτωση του απλού παλμού, του μη γραμμικού FM σήματος και του μη γραμμικού FM πριν το προσαρμοσμένο φίλτρο για Gain=-5dB και Pwr=-3dB. Βλέπουμε ότι λόγω της τοποθέτησης των στόχων, με την αύξηση της ακουστικής ισχύος το πλεονέκτημα του μη γραμμικού FM σήματος και της εφαρμογής του προσαρμοσμένου φίλτρου παύει να είναι εμφανές.

6 ПАРАРТНМА

6.1 ΛΟΓΙΣΜΙΚΟ ΕΠΙΚΟΙΝΩΝΙΑΣ ΜΕ ΤΟ ΣΥΣΤΗΜΑ

6.1.1 writemem

Με αυτή τη συνάφτηση του MATLAB, η κυματομοφφή που θα χρησιμοποιηθεί για την απεικόνιση μετατφέπεται στον κατάλληλο τύπο αφχείου ώστε να μποφεί να αναγνωφισθεί από τον beamformer. Αφχικά το πφόγφαμμά ελέγχει αν η «data structure», στην οποία συμπεφιλαμβάνεται η κυματομοφφή, διαθέτει όλα τα απαιτούμενα πεδία ώστε να είναι συμβατή με το πφότυπο των σημάτων του συστήματος. Σε πεφίπτωση που κάποια πεδία λείπουν η «writemem» τα συμπληφώνει με (default) πφοκαθοφισμένες τιμές.

Η «writemem» χρησιμοποιεί σα βοηθητικές συναρτήσεις «packpatmem» και «unpackpatmem» οι οποίες δίνονται στη συνέχεια.

```
function y = writemem(filename,data)
```

%WRITEMEM Write pattern memory to file.

 $^{0}\!\!/_{0}$

% Y = WRITEMEM(FILENAME, DATA, FREQ) converts the structure DATA to pattern

 $\%\,$ memory format and writes it to the file FILENAME. The re-interpreted

% file contents is returned upon output.

%

% DATA has to consist of the following fields:

% WAVEFORM: 4 x N double array describing the bi-polar waveforms

% FREQ: 4 center frequencies of the waveforms (to be used for I-Limiter)

- % BURSTS: 4 waveform lengths in cycles of the center frequency (optional)
- % FILTCOEFS: 4 x 8 double array of coefficients for decoding FIR

% (put [1 0 0 ...] for neutral FIR)

% FILTDELAY: filter delays for each of the 4 decoding FIRs in 60MHz clocks

% (length of the chip in 60MHz samples)

% BITSHIFT: 4 values specifying the bitshifts after the decoding filter

- % (relates to the length of the code to avoid overruns)
- % GAIN: 4 double CE gain values
- % TXDELAY: maximum waveform length in 60MHz clocks (optional)
- % SEQUENCE: the pattern sequence for each shot; up to 4 values in the
- % range [0..3], out of range values will be ignored
- % (e.g. [0,2,-1,-1])

% See also READMEM, GENPATMEM, SHOWPATMEM, GENFILTMEM, SHOWFILTMEM

% GE Medcial Systems Kretz Ultrasound, A.S., Jan 2004 if (nargin < 2), error('usage: y = writemem(filename,data)'); end patmem = packpatmem(data.waveform); waveform = unpackpatmem(patmem); filtmem = packfiltmem(data.filtcoefs); if ~isfield(data,'bursts'), data.bursts = waveformlen(waveform,data.freq); end if ~isfield(data,'txdelay'), data.txdelay = max(waveformlen(waveform)); end if (length(data.gain(:)) == 1), data.gain = repmat(data.gain,1,4); end data.gain = [1;data.gain(:)]; % add additional value for non-pattern mode (needed by HW) if (length(data.filtdelay(:)) == 1), data.filtdelay = repmat(data.filtdelay,1,4); end data.filtdelay = [1;data.filtdelay(:)]; % add additional value for non-pattern mode (needed by HW) if (length(data.bitshift(:)) == 1), data.bitshift = repmat(data.bitshift,1,4); end data.bitshift = [1;data.bitshift(:)]; % add additional value for non-pattern mode (needed by HW) if (length(data.sequence(:)) > 4), error('field SEQUENCE must have at most 4 entries'); end data.sequence = [data.sequence(:), -ones(1,4-length(data.sequence(:)))]; fid = fopen(filename, 'wb');fwrite(fid,'CE TEST 1.00','char'); fwrite(fid,patmem(1:4*256),'uint16'); % pattern memory uint16[256][4] % filter coefs uint32[5] fwrite(fid,filtmem(1:5),'uint32'); fwrite(fid,data.gain(1:5),'double'); % gain double[5] fwrite(fid,data.bitshift(1:5),'uint16'); % filter output shift uint16 fwrite(fid,data.filtdelay(1:5),'uint16'); % filter delay 60MHz clocks uint16[5] for PRF gen fwrite(fid,data.txdelay(1),'int32'); % TX delay 60MHz clocks int32 fwrite(fid,data.bursts(1:4),'int32'); % #bursts int32[4] fwrite(fid,data.freq(1:4),'double'); % TX frequency double[4] fwrite(fid,data.sequence(1:4),'int32'); % pattern sequnce for TX

```
fclose(fid);
if (nargout > 0),
 y = readmem(filename);
end
% WAVEFORMLEN Extract length of waveform.
function y = waveformlen(wave,freq)
%
if (nargin < 1),
 error('usage: y = waveformlen(wave[,freq])');
end
if (size(wave, 2) == 1),
 wave = wave';
end
for id=1:size(wave,1),
 nonzeros = find(wave(id,:) \sim = 0);
 y(id) = max(nonzeros) - min(nonzeros) + 1;
end
if (nargin > 1),
 wavelen_clk = 60*10^{6} ./ freq;
 y = round(y / wavelen_clk);
end
```

6.1.2 packpatmem

```
function y = packpatmem(waveform)
%PACKPATMEM Genereate pattern memory from waveforms.
\frac{0}{0}
% Y = PACKPATMEM(WAVEFORM) generates a 256x4 uint16 array holding the
% pattern memory description of the up to 4 waveforms stores in the lines
% of WAVEFORM.
%
% See also UNPACKPATMEM.
% GE Medical Systems Kretz Ultrasound, A.S., Nov 2003
if (nargin < 1),
 error('usage: y = packpatmem(waveform)');
end
for id=1:size(waveform,1),
 pos(id) = cvtbinwave(max(0,waveform(id,:)));
 neg(id) = cvtbinwave(min(0,waveform(id,:)));
end
y = packpattern(pos,neg);
\% CVTBINWAVE Convert a binary waveform (0,1) to pattern memory format
function y = cvtbinwave(wave)
%
if (nargin \sim = 1),
 error('usage: [duty,period] = cvtbinwave(waveform)');
end
if (size(wave, 2) == 1),
 wave = wave';
end
wave = abs(wave);
\frac{0}{0}
if (\max(abs(wave(:))) == 0),
 v.duty = 0;
 y.period = 0;
 return;
end
%
start_pos = find(diff([0,wave]) > 0);
end_pos = 1 + find(diff([wave,0]) < 0);
duty = end_pos - start_pos;
period = diff([start_pos,length(wave)+1]);
if (\text{start}_{pos}(1) > 1),
 duty = [0, duty];
 period = [start_pos(1)-1,period];
```

```
end
% check for periods longer than 31 (5 bit)
idx = find(period > 31);
for i=fliplr(idx),
  full_periods = floor(period(i) / 31);
  rem_period = period(i) - 31 * full_periods;
  full_duties = floor(duty(i) / 31);
           = duty(i) - 31 * full_duties;
  rem duty
           = [period(1,1:i-1), 31*ones(1,full_periods), rem_period, period(1,i+1:end)
  period
];
  duty
            = [ duty(1,1:i-1), 31*ones(1,full_duties), rem_duty, zeros(1,full_periods-
full_duties),duty(1,i+1:end) ];
end
y.duty = duty;
y.period = period;
y.period(end) = 31;
% PACKPATTERN Pack the positive and negative lines to patternmem format.
function y = packpattern(pos, neg)
\frac{0}{0}
if (nargin \sim = 2),
  error('usage: y = packpattern(pos,neg)');
end
if (length(pos(:)) \sim = length(neg(:))),
  error('pos and neg must have the same number of elements');
end
num = length(pos(:));
if (num > 4),
  error('only up to 4 patterns supported');
end
if (num == 3),
  num = 4;
end
y = zeros(128,2,num);
for id=1:length(pos(:)),
  lp = length(pos(id).duty);
  ln = length(neg(id).duty);
  y(1:lp+1,1,id) = [lp, 256*pos(id).duty + pos(id).period];
  y(1:ln+1,2,id) = [ln, 256*neg(id).duty + neg(id).period];
end
```

```
y = reshape(uint16(y), [256, num]);
```

6.1.3 unpackpatmem

```
function y = unpackpatmem(patternmem)
%UNPACKPATMEM Read and interpret waveform from pattern memory definition.
\frac{0}{0}
%
     Y = UNPACKPATMEM(PATTERNMEM) interprets the pattern memory
PATTERNMEM and
% stores the resulting bi-polar waveforms.
%
% See also PACKPATMEM.
% GE Medical Systems Kretz Ultrasound, A.S., Nov 2003
if (nargin < 1),
  error('usage: y = unpackpatmem(patternmem)');
end
if any(size(patternmem) \sim = [256, 4]),
  error('patternmemory must have 256 x 4 entries');
end
num = sum(patternmem(1,:) \sim = 0);
if (num == 3),
  num = 4;
end
patternmem = reshape(double(patternmem(:,1:num)),[128,2,num]);
for n=1:num,
  for line=1:2,
     len = patternmem(1, line, n);
     if (len > 0), % there is something on the line
       mem = patternmem(2:len+1,line,n);
       start = 0;
       for i=1:len,
         v(n,start+[1:fix(mem(i)/256)]) = (-1)^{(line+1)};
         start = start + mod(mem(i), 256);
       end
     end
  end
end
```

6.1.4 packfiltmem

```
function y = packfiltmem(coefs)
%PACKFILTMEM Generate memory for storing filter coefficients.
\frac{0}{0}
\% Y = PACKFILTMEM(COEFS) quantizes the upt to 4 pages of 8 coefficients to
\% 4 bit with 2 fractional bits each and packs the to 5 uint32 values.
\frac{0}{0}
% See also UNPACKFILTMEM.
% GE Medical Systems Kretz Ultrasound, A.S., Nov 2003
if (nargin < 1),
  error('usage: y = packfiltmem(coefs)');
end
if (size(coefs, 2) > 8 | size(coefs, 1) > 4),
  error('coefs must be up to 4 rows of up to 8 cols each');
end
coefs = round(4 * coefs);
                             % 2 fractional bits
coefs = min(7,max(-8,coefs)); % saturate to 4 bits
y = uint32(zeros(1,5));
                            % page 0 is ignored
for id=1:size(coefs,1),
  val = uint32(0);
  for n=1:size(coefs,2),
     c = coefs(id,n);
     if (c < 0),
       c = 16 + c;
     end
     val = bitor(bitshift(val,4),c);
  end
  y(id+1) = val;
end
```

6.1.5 unpackfiltmem

```
function y = unpackfiltmem(mem)
%UNPACKFILTMEM Show coefficients stored in filter memory.
%
% Y = UNPACKFILTMEM(MEMORY) extracts the 4 banks of 8 coefficients.
⁰∕₀
% See also PACKFILTMEM.
% GE Medical Systems Kretz Ultrasound, A.S., Nov 2003
if (nargin < 1),
  error('usage: y = unpackfiltmem(memory)');
end
if (\sim isa(mem, 'uint32') | length(mem(:)) \sim = 5),
  error('memory must be a 5-dim uint32 array');
end
y = zeros(4,8);
for id=2:length(mem(:)),
  val = mem(id);
  for n=8:-1:1,
    c = double(bitand(val, 15));
    if (c > 7),
       c = c - 16;
     end
     y(id-1,n) = c;
    val = bitshift(val,-4);
  end
end
y = y/4;
```

6.1.6 readmem

```
function y = readmem(filename)
%READMEM
                   Read pattern memory from file.
%
\% Y = READMEM(FILENAME) reads the pattern memory from the file FILENAME
% and returns the interpreted result.
% GE Medical Systems Kretz Ultrasound, A.S., Nov 2003
if (nargin < 1),
  error('usage: y = readmem(filename)');
end
fid = fopen(filename,'rb');
hdr = fread(fid, [1, 12], 'char => char');
if any(hdr \sim = 'CE TEST 1.00'),
  error('wrong header');
end
y.waveform = unpackpatmem(reshape(fread(fid,4*256,'uint16 => uint16'),[256,4]));
y.filtcoefs = unpackfiltmem(fread(fid,5,'uint32 => uint32'));
y.gain
         = fread(fid,5,'double'); y.gain(1)
                                               = \Pi;
y.bitshift = fread(fid,5,'uint16'); y.bitshift(1) = [];
y.filtdelay = fread(fid,5,'uint16'); y.filtdelay(1) = [];
y.txdelay = fread(fid,1,'int32');
y.bursts = fread(fid,4,'int32');
        = fread(fid,4,'double');
v.freq
y.sequence = fread(fid,4,'int32');
fpos = ftell(fid);
fseek(fid,0,'eof');
if (fpos \sim = ftell(fid)),
  warning('file longer than expected');
end
fclose(fid);
```

6.2 ΛΟΓΙΣΜΙΚΟ ΓΙΑ ΤΗ ΣΧΕΔΙΑΣΗ ΤΩΝ ΚΥΜΑΤΟΜΟΡΦΩΝ ΕΚΠΟΜΠΗΣ

6.2.1 smpl_pls_fnl

Το ακόλουθο script σχεδιάζει τον απλό ημιτονικό παλμό που χρησιμοποιήθηκε στις μετρήσεις σαν μέτρο σύγκρισης του μη γραμμικού FM. Συγκεκριμένα αντιστοιχούσε στο συμβατικό παλμό που χρησιμοποιείται συνήθως από τους περισσότερους υπερηχογράφους. Η μορφή του παλμού που παράγει το script φαίνεται στο κεφάλαιο 4.

```
%smpl_pls_fnl ==simple_pulse_final
filename = 'C:\\patternmemtest.bin';
fs = 60e6:
frac = 14;
f0 = fs/frac;
nbursts = 2;
                  % Defines the number of the cycles
Tp = nbursts/f0; % Defines the periods of the wave
t = 0.1/fs:1.3*Tp; % Applies sampling on the wave duration
win = hamming(length(t)); % Sets a hamming window that has the same duration t with
                           % the sinusoidal wave.
                           % It will be used for the weighting of the sinusoidal wave
samples 1 = \sin(2*pi*f0*t); % Defines the samples of the sinusoidal wave
samples = hamming(length(t))'.*sin(2*pi*f0*t); % Produces the weighted sinusoidal
                                              % wave
ind = find(abs(2*f0*t-round(2*f0*t)) < 1e-14);
                                              % Finds the zero-crossings of the
                                              % sinusoidal wave
sig = zeros(size(t)); % Prepares the vector for faster assignment
w = win(ind);
W = round(w*frac/2);
ind = ind(W>0);
W = W(W > 0);
% Applies Pulse Width Modulation in the sin - wave
for iPos = 1:length(W),
   if W(iPos)/2 = floor(W(iPos)/2),
     sig(ind(iPos)+(-W(iPos)/2:W(iPos)/2))=(-1)^{iPos};
   else
     W2 = floor(W(iPos)/2);
     sig(ind(iPos)+(-W2:(W2+1)))=(-1)^iPos;
   end
```

% Creates the data structure according to the system's pattern data.waveform = repmat(sig,4,1); data.freq = f0*[1,1,1,1]; data.bursts = length(sig) / fs * data.freq; data.gain = $[1 \ 1 \ 1 \ 1]$; data.bitshift = [0,0,0,0]; data.sequence = [0,-1,-1,-1]; data.txdelay = length(sig); data.filtcoefs = zeros(4,8); data.filtcoefs(:,1) = 1; data.filtdelay(1:4) = 10;

```
y = writemem(filename,data);
```

6.2.2 nlchirp_pulse

Το απόλουθο script σχεδιάζει το μη γραμμικό FM σήμα με το οποίοπ ελήφθησαν οι εικόνες. Η μορφή του παλμού που παράγει το script φαίνεται στο πεφάλαιο 4.

```
%nlchirp_pulse==non linear chirp pulse
filename = 'C:\\patternmemtest.bin';
fs = 60e+6;
f0=fs/14;
duration = 12e-6;
[chp xfilt]=nlchirp_design(fs,f0,duration,71,1.7,'none',[],'none',90);
chp=chp'; xfilt=fliplr(xfilt);
chp=round(apo2bin(chp));
chp(1)=1; % pattern memory bug workaround
clear xfilt;
```

```
data.waveform = repmat(zeros(size(chp)),4,1);
data.waveform(1,:) = chp;
data.freq = 0*[1:4]+f0;
data.bursts = length(chp) / fs * data.freq;
data.gain = [1 \ 1 \ 1 \ 1];
data.bitshift = [0,0,0,0];
data.sequence = [0,-1,-1,-1];
data.txdelay = length(chp);
data.filtcoefs = zeros(4,8);
data.filtcoefs(:,1) = 1;
data.filtdelay(1:4) = 10;
```

```
y = writemem(filename,data);
```

6.2.3 nlchirp_design

%nlchirp_design - Function to generate predistorted nonlinear chirps

function [chirpwv,filttr,twoway_ir,envouttr,frdepend,time]=
nlchirp_design(fs,f0,Tp,BW,factor,win1,weight,win2,ChF,chphase)

% nlchirp_design_x - Function to generate predistorted optimal chirps % [chirpwv filt trash env frf time]=nlchirp_design(40e6,4e6,20e-%6,65,1.7,'cheb',0.06,'cheb',60); % Syntax: [chirpwv filt twoway_ir envout] = nlchirp_design(fs,fc,Tp,BW,factor,weight,F) % Inputs: fs - Sampling frequency [Hz] $\frac{0}{0}$ fc - Center frequency [Hz] $\frac{0}{0}$ Tp - Chirp duration [s] (default Tp=20e-6 s) % BW - transducer bandwidth [%] (default BW=65%) % factor - bandwidth swept relative to BW (default=1) $^{0}\!/_{0}$ winch1 - amplitude shading, can be 'tukey' or 'cheb' % weight - relative duration of weighting % (default=0.1 of the chirp length) % winch2 - internal weighting, can be 'hamm' or 'cheb' % F - factor for internal weighting (default=80 for cheb,3 for bh) % Outputs: chirpwv - the generated chirp waveform $^{0}\!/_{0}$ filt - the complex compression filter % Optional outputs are a reference impulse_response % and the envelope of the output signal after compression % Without outputs, the log envelope of the output is plotted $^{0}\!/_{0}$ % Written by Thanassis Misaridis, 11/7/01 if nargin<3 Tp=20e-6; end; if nargin<4 BW=65; end; c=1540; lambda=1000*c/f0; %[mm] % Transducer's impulse response (if no BW is given, is about 67%) [impulse_response perBW] = xducer_ir(fs,f0,BW); xcerBW=f0*perBW/100;twoway_ir=normconv(fs,impulse_response,impulse_response); twoway_ir=normfilter(fs,twoway_ir); if nargin<5 factor=1; end; band=factor*xcerBW; %xcerband/100*f0; % chirp bandwidth D2=Tp*band;

chp=[f0 band Tp D2]; if nargin<10 chirpstr='sin(2*pi*((chp(1)-chp(2)/2)*t+(chp(2)/(2*chp(3)))*t.^2))'; else switch chphase

```
case 1

chirpstr='sin(2*pi*((chp(1)-chp(2)/2)*t+(chp(2)/(2*chp(3)))*t.^2))';

case 2

chirpstr='sin(2*pi*((chp(1)+chp(2)/2)*t-(chp(2)/(2*chp(3)))*t.^2))';

otherwise, msgbox('Something went terribly wrong','ERROR!');

end;

end;
```

```
[time tempchirp]=signv2(fs,chirpstr,Tp,chp);
clear chirpstr; time=time';
```

```
if nargin<7 weight=0.1; end;
chirpwv=cookfun(fs,tempchirp,win1,weight); chirpwv=chirpwv';
```

```
if nargin<9 if strcmp(win2,'cheb') ChF=80; elseif strcmp(win2,'bh') ChF=3; end; end;
```

```
% Here we design the non-linear chirp using the method from
% "Chirp signal matching and signal power optimization in pulse-echo mode
% "Ultrasonic Nondestructive Testing"
% " M.Pollakowski and H.Ermert, 1994
```

```
f1=f0-band/2; f2=f0+band/2;
chirpwvtr=normconv(fs,chirpwv,twoway_ir);
[chfr freq]=frresponse(fs,chirpwv); chfr=chfr';
f1index=min(find(freq>f1));
f2index=min(find(freq>f2));
```

```
weightedchirp=chfr;
chfr=weightedchirp;
```

```
% METHOD 2a: TRANSDUCER
[ir]= xducer_ir(fs,f0,2*factor*BW/3); tir=normconv(fs,ir,ir); tir=normfilter(fs,tir);
trfr=frresponse(fs,tir); trfr=trfr'; weightedchirp=trfr;
```

```
% METHOD 2b: TRANSDUCER
%trfr=frresponse(fs,twoway_ir); trfr=trfr';
%weightedchirp=chfr.*trfr;
```

```
% METHOD 3: MISMATCHED FILTER
%[trash filt]= chirp_design_x(fs,f0,Tp,BW,factor,win1,weight,win2,ChF);
%[chfr freq]=frresponse(fs,filt); chfr=chfr';weightedchirp=chfr;
```

```
% Numerical Integration of the approximated group delay function
gdintegr=cumtrapz(freq,weightedchirp.^2);
Sf1=min(gdintegr(find(freq>f1)));
Sf2=min(gdintegr(find(freq>f2)));
c1=Tp/(Sf2-Sf1); c2=-Tp*Sf1/(Sf2-Sf1);
groupdelay=c1*gdintegr+c2; lg=length(groupdelay);
error=1; ind=0; catchstr='error=1;';
while error
```

```
eval('error=0; ind=ind+1; frdepend=spline(groupdelay(1:lg-ind+1),freq(1:lg-
ind+1),time);',catchstr);
end;
chirpwv=sin(2*pi*cumtrapz(time,frdepend));
chirpwv=cookfun(fs,chirpwv,win1,weight); chirpwv=chirpwv';
chirpwvtr=normconv(fs,chirpwv,twowav ir);
[outtr filttr]=intern_weight(fs,chirpwv,win2,ChF);
if (max(real(filtr))/max(imag(filtr))>1e6) filtr=real(filtr); end;
if nargout == 0 \mid nargout == 6
 envouttr=abs(hilbert(outtr));
 figure;
 plot(20*log10(envouttr/max(envouttr)));
 zoom on; grid on;
 tp=1000*c*indices(fs,envouttr/max(envouttr),20,1/60,0.1)/2;
 effD=Tp*bandwidth(fs,chirpwv,[],6);
 title(['Time length: 'num2str(Tp) 's, SNR:' num2str(20*log10(max(abs(outtr))))....
      sprintf('%s\n',]' dB, Effective TB: ' num2str(effD)])...
     'Axial Resolution (20 dB): ' num2str(tp) ' mm (' num2str(tp/lambda) '*lambda)']);
 xlabel(['amplitude shading: 'win1 sprintf(' %s\n',num2str(weight)) 'internal weighting: '
win2 ' ' num2str(ChF)]);
end;
if nargout==6
 envout=abs(hilbert(conv(chirpwv,filtr))); fl=round(length(filtr)/2);
 envout=envout(fl:length(envout)-fl);
 hold on;
 plot(20*log10(envout/max(envout)),'r');
 hold off;
end;
```

6.2.4 apo2bin

```
% SYNTAX:[seq] = apo2bin(samples, energy, method) %
% DESCRIPTION: Converts a sampled signal to a bipolar signal (-1,0,1)
%
          converting amplitude to time-equivalent apodization
% INPUTS: samples - Input signal vector
%
        energy - Output signal energy [1...8] (default=2)
%
        method - Method for positioning 1s, 0s and -1s
%
               1: position 1s at the beginning of each no_bins
%
               2: position 1s at the center of each no_bins (default)
% OUTPUTS: seq
                     - Output bipolar sequence
%
% NOTES: - None
%
        - None
\frac{0}{0}
% VERSION 1.2 by Thanassis Misaridis, December 2004.
function samples = apo2bin (samples, energy, method)
if version('-release')=='14',
if ~isvector(samples), error('Input should be a vector signal'); end;
end:
if nargin<3, method=2; end;
if nargin<2, energy=2; end;
if (energy>8 | energy<=0), energy=2; end; if isempty(energy), energy=2; end;
% Normalize the signal
if ~isempty(find(abs(samples)>1)), samples = samples / max(samples); end;
% Correct sampling errors at zero-crossings (if exist)
samples(find(abs(samples) < 1e-14)) = 0;
% Distribute zero-crossings evenly on + and - to get a zero mean afterwards
samples(find(samples==0))=1e-10*(-1).^(1:length(find(samples==0)));
index = 1;
while index<length(samples) % go through samples
if ~sign(samples(index)), index=index+1; end; % skip zeros if exist
sums = 0; no\_bins=0;
0/0-----
while sign(samples(index))>0, % go through successive positive samples
  no_bins=no_bins+1; sums=sums+samples(index); index=index+1;
  if index>length(samples), break; end;
end;
if no bins>1,
  samples(index-no_bins:index-1)=alphabet(round((energy)*sums),no_bins,method);
  sums = 0; no\_bins=0;
end;
if index>length(samples), break; end;
%
while sign(samples(index)) < 0, % go through successive negative samples
  no_bins=no_bins+1; sums=sums+samples(index); index=index+1;
```

```
if index>length(samples), break; end;
end;
if no_bins>1, samples(index-no_bins:index-
1)=alphabet(round((energy)*sums),no_bins,method); end;
end; % of samples
%------
```

```
% Subfunction alphabet
function digit = alphabet(apo,len,meth)
```

```
if abs(apo)>len, apo=len*sign(apo); end;
digit = zeros(1,len);
switch meth
case 1, % position 1s at the beginning
digit(1:abs(apo))=sign(apo);
case 2, % position 1s at the center
leftz=floor((len-abs(apo))/2); rightz=len-abs(apo)-leftz;
digit = [zeros(1,leftz) sign(apo)*ones(1,abs(apo)) zeros(1,rightz)];
% digit(floor(len/2)) =sign(apo);
end;
```

6.2.5 bandpass

```
function [indexing] = bandpass(signal,dBlevel)
% bandpass - Returns the bandpass region of a signal.
% Written by Thanassis, March 21 1999.
%
% index = bandpass (signal, dBlevel)
\frac{0}{0}
if nargin < 1
 error('Function requires at least 1 input.')
else
%keyboard
dbexcps=20*log10(abs(fft(signal)));
% Find the two-side 3-dB Bandwidth
if nargin < 2 dBlevel=10; end
index=find(dbexcps>=max(dbexcps)-dBlevel);
if (index(1) \le ceil(length(index)/4))
  startf=1:
else
  startf=index(1)-ceil(length(index)/4);
end
if (index(length(index))+ceil(length(index)/4)>length(signal))
  endf=length(signal);
else
  endf=index(length(index))+ceil(length(index)/4);
end
% zoom around the 3dB range and interpolate
f3db=startf:endf;
p3db=dbexcps(startf:endf);
fzoom=startf:0.1:endf;
pzoom=spline(f3db,p3db,fzoom); clear index;
index=find(pzoom>=(max(pzoom)-dBlevel));
index=round(fzoom(index));
if isempty(index) BW=0.0; return;
else
k=1; indexing=index(1); for i=1:length(index)-1
if index(i+1)~=index(i) k=k+1; indexing(k)=index(i+1); end
end
```

end

end

6.2.6 bandwidth

% bandwidth - Calculates the spectrum and the -3dB bandwidth of a signal. % Written by Thanassis, May 7 1998. $\frac{0}{0}$ % [BW, spectramp, freq] = bandwidth (fs, signal) % [BW,spectramp,freq,complexfft] = bandwidth (fs, signal, [Nfft]) % [BW,spectramp,freq,complexfft,phase] = bandwidth (fs, signal, [Nfft],[dBlevel]) $\frac{0}{0}$ % Inputs: fs - sampling frequency (in Hz) % signal - time signal vector % Nfft (optional) - number of points in the FFT % dBlevel (optional) - dB level for the BW calculation % % The function returns the 3-dB Bandwidth (in Hz) % Optional outputs are the 1024-point spectrum amplitude within [0,fs/2], % a 1024-point frequency vector in [0,fs/2], % the signal's complex Fourier transform in [0,fs] % and the unwraped phase in radians. $\frac{0}{0}$ % Note: If Nfft is not specified, and the signal sequence is longer than 2048 points, % all output vectors are adjusted to achieve better resolution. % Calculate the frequency response with energy preserved (Parseval's theorem). % To verify, check if SUM(xi2)*Dt=SUM(Xi2)*Df % [sum(signal.^2)/fs 2*sum(spectramp.^2)*fs/(Nfft-1)] % (Simple FFT, no segmentation/overlapping) if nargin < 2error('Thanassis says it requires at least 2 inputs. You should better comply!') else if nargin = 2if length(signal)<=2048 Nfft=2048; else Nfft=2^ceil(log2(length(signal))); end end if nargin==4 & isempty(Nfft) if length(signal)<=2048 Nfft=2048; else Nfft=2^ceil(log2(length(signal))); end end freq=0:fs/(Nfft-1):fs/2;complexfft=fft(signal,Nfft); temp=sqrt(complexfft.*transpose(complexfft'));

function [BW,spectr,freq,complexfft,phase] = bandwidth(fs,signal,Nfft,dBlevel)

```
% Weighting factor to satisfy the Parseval theorem
%normfactor=sqrt(sum(temp.^2)*length(signal)/(Nfft*sum(signal.^2)));
normfactor=fs*sqrt(sum(temp.^2)/(sum(signal.^2)*(Nfft-1)));
%keyboard;
spectr=temp(1:Nfft/2); clear temp;
spectr=spectr/normfactor; complexfft=complexfft/normfactor;
dbexcps=20*log10(spectr);
% Find the two-side 3-dB Bandwidth
if nargin < 4 dBlevel=3; end
index=find(dbexcps>=max(dbexcps)-dBlevel);
if (index(1) \le ceil(length(index)/4))
  startf=1;
else
  startf=index(1)-ceil(length(index)/4);
end
if (index(length(index))+ceil(length(index)/4)>length(freq))
  endf=length(freq);
else
  endf=index(length(index))+ceil(length(index)/4);
end
% zoom around the 3dB range and interpolate
f3db=freq(startf:endf);
p3db=dbexcps(startf:endf);
fzoom=freq(startf):0.05*fs/Nfft:freq(endf);
pzoom=spline(f3db,p3db,fzoom); clear index;
index=find(pzoom>=(max(pzoom)-dBlevel));
if isempty(index) BW=0.0; return;
else
clear f3db p3db pzoom dbexcps startf endf;
BW=fzoom(index(length(index)))-fzoom(index(1));
clear index fzoom;
end
% find the phase
temp=unwrap(angle(complexfft));
%temp= atan2(imag(fft(signal,Nfft)),real(fft(signal,Nfft)))+pi;
% for i=2:length(temp)
% temp(i)=min(temp(i)-temp(i-1),temp(i)+pi-temp(i-1))-temp(i-1)-pi;
%end
%temp=unwrap(atan2(imag(fft(signal,Nfft)),real(fft(signal,Nfft))));
phase=temp(1:length(temp)/2); clear Nfft temp;
end
```

6.2.7 cookfun

```
function envweightchirp=cookfun(fs,inpchirp,win, rel_duration)
% cookfun - time envelope weighted chirp
%
         for spectrum amplitude ripple reduction
% SYNTAX: outwchirp = cookfun (fs, inpchirp, winchoice, [rel_duration])
⁰∕₀
        winchoice can be either a 'cheb', 'tukey' weighting or 'none'.
\frac{0}{0}
        rel_duration of weighting (for cheb)[default 0.1 X chirp time length]
Tp = (length(inpchirp)-1)/fs;
[rows columns]=size(inpchirp);
time=0:1/fs:Tp;
if strcmp(win,'cheb')
  if rows==1 inpchirp=inpchirp'; end;
  if nargin<4 rel_duration=0.18; end;
  wintime=rel_duration*Tp;
  test=chebwin(round(2*wintime*fs),80);
  %test=blhar4(round(2*wintime*fs),3);
  envweightchirp=inpchirp.*([test(1:round(length(test)/2)); ...
  ones(length(inpchirp)-round(2*wintime*fs),1);...
  test((round(length(test)/2)+1):length(test));]);
  envweightchirp=envweightchirp';
elseif strcmp(win, 'tukey')
  if columns==1 inpchirp=inpchirp'; end;
  rel_duration=0.1; % keep rel_duration at 0.1
  wintime=round(rel_duration*Tp*fs);
  test=ones(1,length(time));
  test(1:wintime)=0.5*(1+cos(pi*(abs(time(1:wintime))-Tp/2)/(rel_duration*Tp)));
test(length(test)-wintime+1:length(test))=0.5*(1+cos(pi*(abs(time(length(test)-
wintime+1:length(test)))-Tp/2)/(rel_duration*Tp)));
envweightchirp=inpchirp.*test;
elseif strcmp(win,'none')
  if columns==1 inpchirp=inpchirp'; end; envweightchirp=inpchirp;
else
```

```
error('3rd argument should be "tukey","cheb" or "none".'); end;
```

6.2.8 frresponse

function [spectr,freq,complexfft,phase]= frresponse(fs,signal,Nfft)

```
% frresponse - Calculates the spectrum of a signal.
% Written by Thanassis, April 5, 1999.
%
% [spectramp,freq] = frresponse (fs, signal)
% [spectramp,freq,complexfft] = frresponse (fs, signal, [Nfft])
% [spectramp,freq,complexfft,phase] = frresponse (fs, signal, [Nfft])
%
% Inputs: fs - sampling frequency (in Hz)
%
         signal - time signal vector
%
         Nfft (optional) - number of points in the FFT
\frac{0}{0}
% Outputs are the 1024-point spectrum amplitude within [0,fs/2],
% a 1024-point frequency vector in [0, fs/2],
% the signal's complex Fourier transform in [0,fs]
% and the phase in radians.
%
% Note: If Nfft is not specified, and the signal sequence is longer than 2048 points,
% all output vectors are adjusted to achieve better resolution.
% Calculate the frequency response with energy preserved (Parseval's theorem).
% To verify, check if SUM(xi2)*Dt=SUM(Xi2)*Df
% [sum(signal.^2)/fs 2*sum(spectramp.^2)*fs/(Nfft-1)]
% (Simple FFT, no segmentation/overlapping)
if nargin < 2
  error('Thanassis says it requires at least 2 inputs. You should better comply!')
else
  if nargin = 2
   if length(signal)<=2048 Nfft=2048;
   else Nfft=2^ceil(log2(length(signal)));
   end
  end
  if isempty(Nfft)
   if length(signal)<=2048 Nfft=2048; else Nfft=2^ceil(log2(length(signal))); end
  end
freq=0:fs/(Nfft-1):fs/2;
complexfft=fft(signal,Nfft);
%spectr=2*(real(fft(signal,Nfft)).^2+imag(fft(signal,Nfft)).^2)/Nfft;
temp=sqrt(complexfft.*transpose(complexfft'));
% Weighting factor to satisfy the Parseval theorem
%normfactor=sqrt(sum(temp.^2)*length(signal)/(Nfft*sum(signal.^2)));
normfactor=fs*sqrt(sum(temp.^2)/(sum(signal.^2)*(Nfft-1)));
spectr=temp(1:Nfft/2); clear temp;
spectr=spectr/normfactor; complexfft=complexfft/normfactor;
```

% find the phase temp=angle(complexfft); phase=temp(1:length(temp)/2); clear Nfft temp;

if nargout == 0
figure;
plot(freq,abs(spectr));
zoom on; grid on;
xlabel('Frequency [Hz]');
end; % of plot
end % of correct arguments

6.2.9 intern_weight

function [outsignal, filt] = intern_weight(fs,insignal,win,ChdB);

```
% intern_weight - Internal weighted compression filter
% Written by Thanassis, Aug.26 1999
%
% outsignal = intern_weight(fs,insignal,win,[ChebdB]);
% win can be 'hamm', 'cheb' or 'bh' (Blackman-Harris)
Tp = (length(insignal)-1)/fs;
[rows columns]=size(insignal);
time=0:1/fs:Tp;
if columns==1 insignal=insignal'; end;
if strcmp(win,'hamm')
  filt=hamming(length(insignal))';
elseif strcmp(win,'cheb')
  if nargin<4 ChdB=60; end;
  filt=chebwin(length(insignal),ChdB)';
elseif strcmp(win,'bh')
  if nargin<4 ChdB=3; end;
  filt=blhar4(length(insignal),ChdB)';
elseif strcmp(win,'none')
  filt=ones(1,length(insignal));
else
error('3rd argument should be "hamm","cheb","bh" or "none".');
end;
ir=conj(fft(insignal.*filt));
ir=ir/max(abs(ir)); filt=normifft(fs,ir);
infr=fft(insignal);
outsignal=ifft(infr.*ir);
outsignal=ifftshift(outsignal);
if isreal(insignal)
```

outsignal=real(outsignal);

```
end;
```

6.2.10 normconv

function [output, time] = normconv(fs,input2,input1,env)

% normconv - Calculates the normalized convolution of two signals.
% Written by Thanassis, June 26 1998.
% [output time] = normconv (fs, input1, input2,[env])
% If a fourth argument is used, the log envelope is returned.

```
%find the total energy in the frequency domain
[inp2fr freq1 inp2complexfr]=frresponse(fs,input2);
[inp1fr freq2 inp1complexfr]=frresponse(fs,input1,length(inp2complexfr));
temp=inp2complexfr.*inp1complexfr;
output=normifft(fs,temp,(length(input1)+length(input2)-1)/fs);
if (isreal(input1) & isreal(input2)) output=real(output); end;
time=signv1(fs,output);%,(length(input1)-1)/fs);
if nargin == 4
output=20*log10(abs(hilbert(output/max(output))));
end
```

6.2.11 normfilter

function output= normfilter(fs,filterintime,G,dBlevel)

```
% normchspec - Normalizes the filter's gain to G.
% Written by Thanassis, March 24 1999.
%
% output = normfilter (fs, filterintime)
\% output = normfilter (fs, filterintime, G)
% output = normfilter (fs, filterintime, G, dBlevel)
%
% The oscillations in the passband are not taken into account.
% Default dBlevel 10
if nargin < 2
 error('Fucntion requires at least 2 inputs.')
else
  if (nargin == 2 | nargin == 4) G=1; end
  if nargin \sim = 4 dBlevel=3; end
bandpoints=bandpass(filterintime,dBlevel);
%keyboard;
k=1; ii=1;
for i=1:length(bandpoints)-1
if bandpoints(i+1)==bandpoints(i)+1 ii=ii+1;
else carfreq(k)=round((bandpoints(i)+bandpoints(i+1-ii))/2); k=k+1; ii=1; end
end; carfreq(k) = round((bandpoints(i+1)+bandpoints(i+2-ii))/2);
%if length(carfreq)~=2 error('Not a bandpass signal'); return; end;
spec=fft(filterintime);
spec=G*spec/abs(spec(carfreq(1)));
output=normifft(fs,spec);
if isreal(filterintime) output=real(output); end;
```

end;

6.2.12 normifft

function complexsignal= normifft(fs,complexFFT,duration)

% normifft - Gives back the real time signal from its complex FFT. % Written by Thanassis, June 26 1998. $\frac{0}{0}$ % signal = normifft (fs, complexFFT) % signal = normifft (fs, complexFFT, duration) % % Inputs: fs: sampling frequency of the time signal(in Hz) % complexFFT of the time signal to be recovered $^{0}\!/_{0}$ duration of the time signal (in sec) %The result is normalized according to Parseval's theorem. if nargin < 2error("Thanassis says it requires at least 2 inputs. You should better comply!") else complexsignal=ifft(complexFFT); temp=complexsignal; normfactor=fs*sqrt(sum(abs(complexFFT).^2)/(sum(temp.^2)*(length(complexFFT)-1))); if nargin==3 N=round(duration*fs+1); if N>length(complexFFT) N=length(complexFFT); end else N=length(complexFFT); end complexsignal=normfactor*complexsignal(1:N);

end

6.2.13 signv1

function [timevector, signalvector] = signv1(fs, signalvector, starttime, zpf, zpt)

```
% signv1 - Reads a signal vector and returns an appropriate time vector.
% Written by Thanassis, June 11 1998.
% The signalvector is optionally zeropadded, within specified time limits.
\frac{0}{0}
\% [timev,signalv] = signv1 (fs, signalvector)
% [timev,signalv] = signv1 (fs, signalvector)
% [timev,signalv] = signv1 (fs, signalvector, starttime)
% [timev,signalv] = signv1 (fs, signalvector, starttime, zeropadfrom, zeropadto)
^{0}\!/_{0}
% Inputs: fs
                     - sampling frequency (in Hz)
%
         signalvector - signal sequence
%
% The signal vector is optionally zero padded.
% starttime refers to the actual signal befor zero-padding.
% If startime is not specified, zero is assumed.
%
% See also SIGNV2, FPLOT
if nargin < 2
  error('Thanassis says it requires at least 2 inputs. You should better comply!')
else
 if nargin == 2 starttime=0; end
  duration=(length(signalvector)-1)/fs;
  timevector=starttime:1/fs:starttime+duration;
   if (nargin = =4 | nargin = =5)
     if zpf>starttime error("Thanassis says "Check your left zero pad time limit!"")
      end
   end
   if nargin ==4
      timevector=zpf:1/fs:starttime+duration;
      signalvector=[zeros(1,round(fs*(starttime-zpf))) signalvector];
   end
   if nargin ==5
     if zpt<(starttime+duration)
     error("Thanassis says "Check your right zero pad time limit!"")
     end
     timevector=zpf:1/fs:zpt;
     signalvector=[zeros(1,round(fs*(starttime-zpf))) signalvector zeros(1,round(fs*(zpt-
starttime-duration)))];
```

end end

6.2.14 signv2

```
function [timevector, signalvector, flag, errortext]=
signv2(fs,signalfun,duration,A,starttime,zpf,zpt)
% signv2 - Reads a function for a signal and returns the signal and time vectors.
% Written by Thanassis, June 8 1998.
%
% [timevector, signalvector] = signv2 (fs, 'signalfun', duration)
% [timevector, signalvector] = signv2 (fs, 'signalfun', duration, A)
% [timevector, signalvector] = signv2 (fs, 'signalfun', duration, A, starttime)
% [timevector, signalvector] = signv2 (fs, 'signalfun', duration, A, starttime, zeropadfrom,
%zeropadto)
\frac{0}{0}
% Inputs: fs
                    - sampling frequency (in Hz)
%
         signalfun(t) - string which describes the signal as a function of t
                  - a program variable than can be passed to 'signalfun'.
\frac{0}{0}
         А
                  ("A" can be an array if more variables are needed -see example 2)
\frac{0}{0}
%
% The signal vector is optionally zero padded from either sides.
% duration and starttime refer to the actual signal befor zero-padding.
% If startime is not specified, zero is assumed.
^{0}\!/_{0}
% Example1: Create signals in the interval [0,2*T] of a sine wave
%
         starting at t=1 and zeropadded from 0 to 1.5
         T=0.1; [time, y]=signv2(500/T,sin(2*pi*t/T)',2*T,T,1,0,1.5);
%
         plot(time,y);
%
% Example2: Introduce a 60 phase:
%
         T=0.1; ph=pi/6; prm=[T ph];
%
         [time, v] = signv2(500/T, 'sin(2*pi*t/prm(1)+prm(2))', 2*T, prm, 1);
%
% Error checking is also available. Call [t,y,errorflag,errortext]=signv2(...)
\% errorflag=0 for no errors and 1 for errors.
%
% See also FPLOT, EZPLOT
errortext='Misspelled function/variable or incorrect matrix size'; flag=0;
if nargin < 3
  flag=1; errortext='Thanassis says it requires at least 3 inputs. You should better
comply!';
else
  if (nargin == 3 | nargin == 4) starttime=0; end
  if duration <= 0 flag=1; errortext='Thanassis says you should better use a positive
duration'; end
  timevector=starttime:1/fs:starttime+duration;
  catchstr='flag=1; signalvector=[]; return;';
  eval('[signalfun flag]=strreplace(signalfun,"A");',catchstr);
  if (flag = = 1)
```

errortext='Thanassis says: Syntax error in function expression'; end

```
t=timevector; eval('signalvector=eval(signalfun);',catchstr);
   if length(signalvector)==1 signalvector=signalvector*ones(1,length(timevector)); end
   if (nargin == 3 | nargin == 4) return
  end
   if (nargin == 6 | nargin == 7)
     if zpf>starttime flag=1; errortext="Thanassis says "Check your left zero pad time
limit!""; end
   end
   if nargin ==6
     timevector=zpf:1/fs:starttime+duration;
      signalvector=[zeros(1,round(fs*(starttime-zpf))) signalvector];
   end
   if nargin ==7
     if zpt<(starttime+duration)
     flag=1; errortext='Thanassis says "Check your right zero pad time limit!"; end
     timevector=zpf:1/fs:zpt;
     signalvector=[zeros(1,round(fs*(starttime-zpf))) signalvector zeros(1,floor(fs*(zpt-
starttime-duration)))];
   end
 end
 if flag==1 disp(errortext); end
 function [str2, flagin]=strreplace(str1,prvar)
flagin=0;
lasterr("); t=1.17468484; temp=";
eval(str1,'temp=lasterr;');
if isempty(temp) str2=str1; else
if strncmp(version,'7',1), temp = temp(22:length(temp)); end;
if strncmp(temp,'Undefined',9)==1
  if strncmp(version,'7',1),
   var = temp(min(findstr("",temp))+1:max(findstr("",temp)-1));
  else
   var=temp(33:max(findstr("",temp))-1);
  end;
  str2=strrep(str1,var,prvar);
 lasterr(");
else
  flagin=1; str2="; end
end
```

6.2.15 xducer_ir

function [impulse_response,BWactual,twoway_ir] = xducer_ir(fs,f0,BW,flag); % xducer_ir - Function to generate a transducer's impulse response % Syntax: [impulse_resp BWactual twoway_ir] = xducer_ir(fs, fc, BWspec); % % Inputs: fs - Sampling frequency [Hz] % fc - Center frequency [Hz] % BWspec - specified pulse-echo -6dB relative bandwidth [%] % If an additional input is used (any value), % the output is normalized to gain 1. % Outputs: impulse_resp- one-way impulse response % BWactual - real BW. Iterate BWspec to get the desired BWactual. $\frac{0}{0}$ twoway_ir (optional)- two-way impulse response % Written by Thanassis Misaridis, 11/6/99 if nargin<3 BW=65; end; xcerband=1.5*BW; impulse_response=sin(2*pi*f0*(0:1/fs:200/(xcerband*f0))'); %keyboard; impulse_response=impulse_response.*hanning(length(impulse_response)); %keyboard; twoway_ir=normconv(fs,impulse_response,impulse_response); %keyboard; if nargin==4 twoway_ir=normfilter(fs,twoway_ir); end; %keyboard; BWactual = bandwidth (fs,twoway_ir,[],6);

BWactual=100*BWactual/f0;
6.3 ΛΟΓΙΣΜΙΚΟ ΓΙΑ ΤΗΝ ΑΝΑΚΑΤΑΣΚΕΥΗ ΤΩΝ ΛΑΜΒΑΝΟΜΕΝΩΝ ΕΙΚΟΝΩΝ

6.3.1 hdf5extract

Με το ακόλουθο πρόγραμμα επιλέγουμε το αρχείο HDF5 το οποίο περιέχει τις πληροφορίες και τις παραμέτρους για την ανακατασκευή της λαμβανόμενης εικόνας.

```
function Data = hdf5extract(hdf_fname)
% HDF5Extract read and return HDF5 data.
% DATASTRUCT = HDF5EXTRACT('FILENAME')
```

```
DataInfo = hdf5info(hdf_fname);
BaseStr = 'DataInfo.GroupHierarchy';
```

```
LevelStr.CurrentLevel =1;
LevelStr.MaxLevel=16;
Data = [];
Data = get_struct(Data,DataInfo,hdf_fname,BaseStr,LevelStr);
```

function Data = get_struct(Data,DataInfo,hdf_fname,DataStr,LevelStr)

```
if LevelStr.CurrentLevel > LevelStr.MaxLevel
  error('Exceeded Maximum Level')
end
```

```
nGroups = eval(['length(' DataStr '.Groups)']);
nDataSets = eval(['length(' DataStr '.Datasets)']);
```

```
for iDataSet = 1:nDataSets;
  eval(['Data.' eval([ 'ProcessString(' DataStr '.Datasets(' num2str(iDataSet) ').Name)']) '
  = hdf5read(''' hdf_fname ''',''' eval([DataStr '.Datasets(' num2str(iDataSet) ').Name']) ''');'
])
end
```

```
LevelStr.CurrentLevel =LevelStr.CurrentLevel +1;
for iGroup = 1:nGroups,
DataInputStr=[DataStr '.Groups(' num2str(iGroup) ')'];
Data = get_struct(Data,DataInfo,hdf_fname,DataInputStr,LevelStr);
end
```

function s1 = ProcessString(s) %PROCESSSTRING Replace matlab incompatable strings with underscore or . %when a tree structure is desired % $\,$ PROCESSSTRING(S) replaces incompatable characters in string S with _. %

```
if isempty(s)
 s1 = s([]);
else
 if ~isstr(s),
    warning('MATLAB:deblank:NonStringInput','Input must be a string.')
  end
  s1 = s;
 % Replace incompatable characters
  ind = find( isspace(s) | (s =='-') | (s =='-') | (s =='.');
  if ~isempty(ind),
   if ind(1) = =1,
      s1(1) = [];
      ind(1) = [];
      ind = ind-1;
    end
    s1(ind) = repmat('_',1,length(ind));
 end
 s = s1;
  ind = find( s = ='/');
 if ~isempty(ind),
   if ind(1) = =1,
      s1(1) = [];
      ind(1) = [];
      ind = ind-1;
    end
    s1(ind) = repmat('.',1,length(ind));
    ind2 = find(s1(ind+1)=='_');
    s1(ind(ind2)+1)=[];
 end
end
function s1 = defalse(s)
%DEFALSE Replace matlab incompatable strings with underscore.
% DEFALSE(S) replaces incompatable characters in string S with _.
%
if isempty(s)
  s1 = s([]);
```

else

if ~isstr(s),

warning('MATLAB:deblank:NonStringInput','Input must be a string.') end

```
s1 = s;
 % Replace incompatable characters
  ind = find(isspace(s) | (s == '/') | (s =='-') | (s =='-') | (s =='.');
 if ~isempty(ind),
   if ind(1) = =1,
      s1(1) = [];
      ind(1) = [];
      ind = ind-1;
    end
   s1(ind) = repmat('_', 1, length(ind));
  end
  if s1(1)=='_'
    s1(1)=[];
 end
end
function s1 = endstring(s)
%ENDSTRING Returns any part of the string that is after a foreslash (/).
if isempty(s)
 s1 = s([]);
else
 if \simisstr(s),
    warning('MATLAB:endstring:NonStringInput','Input must be a string.')
 end
 s1 = s;
 if sum(s == '/')~=0,
   ind = find(s(end:-1:1)=='/');
   s1 = s1(end-ind(1)+2:end);
```

end

end

6.3.2 make_polar

Η συνάρτηση αυτή κάνει την απεικόνιση του πίνακα ο οποίος περιέχει τις πληροφορίες της ανακατασκευασμένης εικόνα. Συγκεκριμένα οι στήλες του πίνακα αντιστοιχούν στις γραμμές της εικόνας και οι γραμμές σε σημεία (samples) κατά την αξονική διεύθυνση. Η συνάρτηση αυτή λοιπόν μετατρέπει αυτόν τον πίνακα στη εικόνα κυκλικού τομέα που τελικά βλέπουμε.

```
%make_polar - Fast view of a sector image
%
% USAGE : make polar(fs, rf data, start depth, c, Sect, dvnRange, meangl)
%
% ABSTRACT : Creates a sector image from data obtained by beam
        steering. This function just shows the data. All the data
%
%
        should be alligned in time. The image is 512x512 pixels
%
        Bilinear interpolation is used.
%
% ARGUMENTS : fs
                    - The sampling frequency of the data
       rf_data - The raw rf data [samples,lines]
%
%
       start_depth - Depth for start of data [mm]
            - Speed of sound [m/s]
%
       с
       Sect - Sector width [deg]
%
%
       dynRange - of the image [dB]
%
       meangl - The mean gray level of the image [0-255]
%
% RETURNS : Displays the image
%
% CREATED : Thanassis Misaridis 05 Mar 1999
0/0
```

function meangray = make_polar (fs, rf_data, sdepth, c, disp_angle, dynRange, meangl);

if nargin<7 meangl=34; end;

```
[SAMPLES,LINES]=size(rf_data);
env=abs(hilbert(rf_data));
```

```
%log_env=env(1:1:SAMPLES,:)/max(max(env));D=floor(size(log_env,1)/1024);
%log_env=log(log_env+10^(-dynRange/20));
%log_env=log_env - min(min(log_env));
%log_env=uint8(255*log_env(1:D:size(log_env,1),:)/max(max(log_env)));
```

% Alternative log compression method that zeros everything below the dynR log_env=env(1:1:SAMPLES,:)/max(max(env)); D=1; log_env=20*log10(log_env); log_env=255/dynRange*(log_env+dynRange); log_env=log_env .* (log_env > 0); log_env=uint8(round(log_env)); [SAMPLES,LINES]=size(log_env);

```
dfs=fs/D;
edepth=sdepth+1000*c*SAMPLES/(2*dfs);
disp_angle=disp_angle*pi/180;
%dx=(edepth-sdepth)/2;
%dx=tan(disp_angle/2)*(edepth-sdepth+10);
%dx=tan(disp_angle/2)*(edepth+sdepth)/2;
%dx=tan(disp_angle/2)*sdepth;
```

```
imagesize=edepth-sdepth+10;
dx = imagesize/2;
```

```
make_tables((sdepth-10)/1000,imagesize/1000,sdepth/1000,c/(2*dfs),SAMPLES,...
-disp_angle/2,disp_angle/(LINES-1),LINES,1,512,512);
```

```
%make_tables(sdepth/1000,(edepth-sdepth)/1000,sdepth/1000,c/(2*dfs),SAMPLES,...
% -disp_angle/2,disp_angle/(LINES-1),LINES,1,512,512);
%make_tables(sdepth/1000,edepth/1000,sdepth/1000,edepth/(1000*SAMPLES),SAMP
LES,...
```

% -disp_angle/2,disp_angle/(LINES-1),LINES,1,512,512);

img_data = make_interpolation (log_env);

```
% Flip lines (jaj interpolation routine bug)
img_data = fliplr(img_data);
```

```
meangray = mean(mean(img_data));
if nargin>6
 % allow some clipping
 clipping=255*(meangl/mean(mean(img_data))-1);
 img_data=uint8(double(img_data)*(1+clipping/255));
end;
```

```
%figure;
image([-dx dx],[sdepth-10 edepth],img_data);
axis('equal'); axis('tight'); colormap(gray(256));
xlabel('Lateral Distance [mm]','FontSize',16,'FontWeight','bold');
ylabel('Depth [mm]','FontSize',16,'FontWeight','bold');
zoom on;
```

6.3.3 make_tables

```
% Function for calculating the different weight tables
% for the interpolation. The tables are calculated according
% to the parameters in this function and are stored in
% the internal C-code.
%
% Input parameters:
\frac{0}{0}
%
       start_depth - Depth for start of image in meters
⁰∕₀
       image size
                      - Size of image in meters
\frac{0}{0}
%
        start_of_data - Depth for start of data in meters
%
                     - Sampling interval for data in meters
         delta r
\frac{0}{0}
        N_samples
                        - Number of samples in one envelope line
%
\frac{0}{0}
         theta_start - Angle for first line in image
\frac{0}{0}
        delta_theta - Angle between individual lines
%
        N_lines
                   - Number of acquired lines
%
⁰∕₀
        scaling
                     - Scaling factor form envelope to image
\frac{0}{0}
        Nz
                     - Size of image in pixels
\frac{0}{0}
        Nx
                     - Size of image in pixels
\frac{0}{0}
% Output: Nothing, everything is stored in the C program
%
% Calling: make_tables (start_depth, image_size,
                                                            ...
%
                      start of data, N samples, delta r, ...
%
                      theta_start, N_lines, delta_theta, ...
%
                      scaling, Nz, Nx);
%
% Version 1.0, 14/2-1999, JAJ
function res = make_tables (start_depth, image_size,
                   start_of_data, delta_r, N_samples, ...
                        theta_start, delta_theta, N_lines, ...
                        scaling, Nz, Nx)
% Call the appropriate function
fast_int (1,start_depth, image_size,
        start_of_data, delta_r, N_samples, ...
           theta_start, delta_theta, N_lines, ...
          scaling, Nz, Nx);
% Return nothing
```

ret=0;

6.3.4 vt_display

Το πρόγραμμά αυτό συνδυάζει τις προηγούμενες συναρτήσεις και ουσιαστικά είναι το αυτό που κάνει την απεικόνιση. Συγκεκριμένα:

- Καλεί την «vt_hdfread» προκειμένου να επιλέξουμε ποια εικόνα θέλουμε να επεξεργαστούμε και να ανακατασκευάσουμε,
- Επιλέγει την πρώτη από το σετ των εικόνων που περιλαμβάνει το HDF αρχείο,
- Η εικόνα αυτή είναι ένας πίνακας n×m όπου n ο αριθμός των γραμμών της εικόνας και m το πλήθος των σημείων (samples) ανά γραμμή. Το πρόγραμμα αλλάζει σε double την ακρίβεια των δεδομένων της για την επεξεργασία που θα ακολουθήσει.
- Στο βρόχο for εξάγει την μέση τιμή των δεδομένων ανά 100 samples
- Σε περίπτωση που χρειαστεί να απεικονίσουμε όλες τις εικόνες του σετ μπορούμε να αφαιρέσουμε τα σχόλια στο NOI όποτε θα εξάγει τη μέση τιμή για όλες τις εικόνες
- Στη συνέχεια με την εντολή resample εφαρμόζει παρεμβολή στα δεδομένα ώστε να διπλασιαστεί η συχνότητα δειγματοληψίας. Αυτό γίνεται γιατί το σύστημα του υπερηχογράφου έχει συχνότητα δειγματοληψίας ίση με 30MHz ενώ οι κυματομορφές που σχεδιάστηκαν με ρυθμό δειγματοληψίας 60MHz.
- Αν πρόκειται να απεικονίσουμε εικόνες που ελήφθησαν με το μη γραμμικό FM σήμα τότε εφαρμόζουμε το προσαρμοσμένο φίλτρο αν όχι η γραμμή αυτή παραλείπεται και προχωράμε κατευθείαν στην συνάρτηση make_polar η οποία κάνει την ανακατασκευή της εικόνας.
- Αν τελικά εφαφμοστεί προσαφμοσμένο φίλτρο τότε συμπεριλαμβάνουμε ακόμα μια εντολή η οποία μετατοπίζει τα δεδομένα κατά το μέγεθος του διανύσματος του φίλτρου ώστε να διορθωθεί η αύξηση διαστάσεων που συνεπάγεται η πράξη της συνέλιξης

Το HDF αρχείο δεν περιείχε το γωνιακό άνοιγμα της εικόνας. Έτσι το αντίστοιχο όρισμα της make_polar συμπληρωνόταν κάθε φορά ανάλογα με την εικόνα. Επιπλέον η συνάρτηση αυτήν χρησιμοποιεί το αρχείο fast_int.dll το οποίο δεν μπορεί εκ των πραγμάτων να συμπεριληφθεί.

```
%vt_displayIII
[rf img xdc]= vt_hdfread;
img.no_images=size(rf,3);
rf=rf(:,:,1);
rf=double(rf);
gain=num2str(img.gain);
pwr=num2str(img.power);
```

```
rf_with_tgc =zeros(size(rf)); % Allocate memory for faster assignment
NOS=size(rf,1);
                          % NOS=NumberOfSamples per line=number of rows of
                           % rfdata(:,:,1) matrix
n = floor(NOS/100);
m=mod(NOS,100); % the rest rows
%NOI=img.no images; %NOI=NumberOfImages
%for k=1:NOI
  for j=1:size(rf,2) %that is for all lines of the image
    for i=1:n,
       means(i,j) = mean(rf((i-1)*100+1:i*100,j)); %calculation of the mean value every
                                                %one hundred samples
       rf_with_tgc((i-1)*100+1:i*100,j) = rf((i-1)*100+1:i*100,j) - means(i,j);
    end;
    if (m \sim = 0)
       means(i+1,j) = mean(rf(i*100+1:NOS,j));
       rf_with_tgc(i*100+1:NOS,j) = rf(i*100+1:NOS,j)-means(i+1,j);
    end;
  end;
%end:
rf_with_tgc= resample(rf_with_tgc,2,1);
% data normalization
megista_samples=max(rf_with_tgc);
rf_with_tgc_norm=zeros(size(rf_with_tgc));
NOSn=size(rf_with_tgc,1);
NOLn=size(rf with tgc,2);
for j=1:NOLn
  for i=1:NOSn,
    rf_with_tgc_norm(i,j)=rf_with_tgc(i,j)/megista_samples(j);
  end;
end:
rfnew=rf_with_tgc;
chpnew=fliplr(chp);
rfnew=conv2(chpnew',rfnew);% Here we do matched filtering
dwn=size(chpnew,2);%dwn=down
upr=size(rfnew,1);%upr=upper
rfnew=rfnew(dwn:upr,:);
figure; make_polar(2*img.fs,rf_with_tgc,1000*img.startdepth,img.c,55,60);
title(['NLFM - Before matched filtering',' (Gain=',gain,' Power=',pwr,')']);
box on:
figure; make_polar(2*img.fs,rfnew,1000*img.startdepth,img.c,55,60);
title(['NLFM - After matched filtering',' (Gain=',gain,' Power=',pwr,')']);
box on;
```

return;

6.3.5 vt_hdfread

Με τα πρόγραμμα αυτό αντλούμε τα δεδομένα της απεικόνισης από το αρχείο HDF

```
% [rfdata img xdc] = vt_hdfread (fname);
function [rfdata img xdc]=vt_hdfread(fname)
if isunix base_path='/data/vt730/data/'; else base_path='D:/vt730/data/'; end;
if nargin = 0,
  [fname, pathname] = uigetfile('*.h5', 'VT730 hdf file',base_path);
  hdf= hdf5extract([pathname fname]);
else
  hdf= hdf5extract(fname);
end
if hdf.g_HRS_scheduler.AcquDescB_Adapter_Acquisition.bMultiBeamOn,
disp('Warning: MultiBeam was ON!'); end;
if (hdf.g_HRS_scheduler.AcquDescB_Adapter_Acquisition.iNrMultiTxFocus>1),
disp('Warning: Multiple transmit zones!'); end;
img.fs = hdf.g_HRS_scheduler.B_SampleFrequ.SampleBeforeFirOnMid;
rfdata = squeeze(hdf.RT_DMA0_Scheduler.RT_RFProcessingBlock_ID_0.RFdata);
squeeze(hdf.RT_DMA0_Scheduler.Tissue_RT_RFProcessingBlock_ID_0.RFdata);
if (hdf.g_HRS_scheduler.HRS_GeneralAdapter.probeID==232) % AB2-7
  xdc.f0=60/14*1e6;
  xdc.BW=71;
  xdc.N elements=192;
  xdc.elevation focus=0.06;
  xdc.pitch=0.31/1000;
  xdc.radius = 0.04;
end;
if hdf.g HRS scheduler.AcquDescB Adapter Acquisition.eScanGeomType,
img.mode='linear', else img.mode='phased'; end;
img.no_lines = hdf.g_HRS_scheduler.B_Lines.iB_TxLines;
img.img_sector =
180*hdf.g_HRS_scheduler.AcquDescB_Adapter_Acquisition.dSteerAngle/pi;
img.d_theta = img.img_sector / (img.no_lines-1);
img.gain = hdf.g_HRS_scheduler.AcquDescB_Adapter_Acquisition.iGain;
img.power = hdf.g_HRS_scheduler.AcquDescB_Adapter_Acquisition.iTxPower;%<<
img.framerate=hdf.g_HRS_scheduler.RelayBlock.dFrameRate;
img.startdepth = hdf.g_HRS_scheduler.RelayBlock.LimitedHRS_B_Depth.dStart;
img.enddepth = hdf.g_HRS_scheduler.RelayBlock.LimitedHRS_B_Depth.dEnd;
img.c=hdf.g_HRS_scheduler.HRS_GeneralAdapter.constdTxSoundSpeed;
img.filename = fname;
```

img.codedexc_txdelay = hdf.g_HRS_scheduler.B_CodedExcitationBlock.iBF_TxDelay;

6.3.6 proceStagesnlfm

Με το πρόγραμμα αυτό μπορούμε να παρακολουθήσουμε τα ενδιάμεσα στάδια επεξεργασίας των δεδομένων για μια από τις κεντρικές γραμμές της εικόνας. Το συγκεκριμένο έχει αναπτυχθεί για το μη γραμμικό FM σήμα αλλά πολύ εύκολα μπορεί να μετατραπεί και να παρουσιάζει τα στάδια επεξεργασίας σε εικόνες που ελήφθησαν με απλό παλμό.

```
%proceStagesnlfmII - 19-2-05 - nlchirp_pulse;
[rf img xdc]= vt_hdfread;
rf=rf(:,:,1);
rf=double(rf);
figure;
for i=1:size(rf,1)
  x(i)=1000*(img.c*i)/(2*img.fs);
end;
plot(x,rf(:,44));
xlabel('Depth (mm)');
ylabel('Amplitude');
title('rfdata central line');
grid;
rf_with_tgc =zeros(size(rf));
NOL=size(rf,2);
NOS=size(rf,1);
n = floor(NOS/100);
m = mod(NOS, 100);
for j=1:NOL %that is for all lines of the image
  for i=1:n,
     means(i,j) = mean(rf((i-1)*100+1:i*100,j));
     rf_with_tgc((i-1)*100+1:i*100,j) = rf((i-1)*100+1:i*100,j) - means(i,j);
  end;
  if (m \sim = 0)
     means(i+1,j) = mean(rf(i*100+1:NOS,j));
     rf_with_tgc(i*100+1:NOS,j) = rf(i*100+1:NOS,j)-means(i+1,j);
  end;
end;
rf_with_tgc= resample(rf_with_tgc,2,1);
figure;
for i=1:size(rf_with_tgc,1)
  d(i)=1000*(img.c*i)/(2*img.fs);
end;
plot(d,rf_with_tgc(:,44));
xlabel('Depth (mm)');
ylabel('Amplitude');
title('rf with tgc');
grid;
```

```
rfnew=rf_with_tgc;
chpnew=fliplr(chp);
test=conv2(chpnew',rfnew); %matched filtering
for i=1:size(test,1)
  d_test(i)=1000*(img.c*i)/(2*img.fs);
end:
figure;
plot(d_test,test(:,44));
xlabel('Depth (mm)');
ylabel('Amplitude');
title('rf matched filter');
grid;
megista_samples=max(rf_with_tgc);
rf_with_tgc_norm=zeros(size(rf_with_tgc));
NOSn=size(rf_with_tgc,1);
NOLn=size(rf_with_tgc,2);
for j=1:NOLn,
  for i=1:NOSn,
     rf_with_tgc_norm(i,j)=rf_with_tgc(i,j)/megista_samples(j);
  end;
end;
megista_test=max(test);
test norm=zeros(size(test));
test_NOSn=size(test,1);
test_NOLn=size(test,2);
for j=1:test_NOLn,
  for i=1:test NOSn,
     test_norm(i,j)=test(i,j)/megista_test(j);
  end;
end;
figure;
plot(d_test,test_norm(:,44));
xlabel('Depth (mm)');
ylabel('Amplitude');
title('test_norm');
grid;
env_test=abs(hilbert(test_norm));
figure;
plot(d_test,env_test(:,44));
xlabel('Depth (mm)');
ylabel('Amplitude');
title('env test');
grid;
log_env_test=20*log10(env_test);
figure;
plot(d_test,log_env_test(:,44));
xlabel('Depth (mm)');
ylabel('Amplitude');
title('log env test');
grid;
```

6.4 ΚΥΜΑΤΙΚΗ ΕΞΙΣΩΣΗ ΓΙΑ ΜΗ ΟΜΟΓΕΝΕΣ ΜΕΣΟ

Οι εξισώσεις που περιγράφουν την ακουστική διαταραχή σε ομογενή μέσα συζητήθηκαν στο πρώτο κεφάλαιο και επαναλαμβάνονται εδώ για ευκολία:

$$\frac{1}{c^2}\frac{\partial p}{\partial t} = \frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{u} \cdot \nabla \rho_0 \tag{1}$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\nabla \left(\rho_0 \cdot \vec{u} \right) \tag{2}$$

$$-\nabla p = \rho_0 \cdot \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} \tag{3}$$

Παραγωγίζοντας την (2) ως προς το χρόνο και αντικαθιστώντας την (3) λαμβάνουμε:

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} = -\nabla \left(\rho_0 \cdot \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} \right) = -\nabla \cdot \left(-\nabla p \right) = -\nabla^2 p \tag{4}$$

Παραγωγίζοντας την (Α.1) ως προς το χρόνο λαμβάνουμε:

$$\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = \frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} + \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} \cdot \nabla \rho_0$$
(5)

Αντικαθιστώντας στη συνέχεια την (4) και την (3) προκύπτει:

$$\nabla^2 p - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = \frac{1}{\rho_0} \cdot \nabla \rho_0 \cdot \nabla p \tag{6}$$

Υποθέτοντας ότι η ταχύτητα διάδοσης και η πυκνότητα μεταβάλλονται ελάχιστα σε σχέση με τις μέσες τιμές τους παίρνουμε:

$$\rho_{0}(\vec{r}) = \overline{\rho_{0}} + \Delta \rho(\vec{r})$$

$$c(\vec{r}) = c_{0} + \Delta c(\vec{r})$$
(7)

όπου $\overline{\rho_0} \succ \Delta \rho$ και $c_0 \succ \Delta c$.

$$\nabla^2 p - \frac{1}{\left(c_0 + \Delta c\right)^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = \frac{1}{\overline{\rho_0} + \Delta \rho} \cdot \nabla \left(\overline{\rho_0} + \Delta \rho\right) \cdot \nabla p \tag{8}$$

Αγνοώντας όλες τις μι
μρές ποσότητες 2^{ης} τάξης και χρησιμοποιώντας την προσέγγισ
η ($\Delta\!\prec\!\!\prec\!\!1)$:

$$\frac{1}{1+\Delta} \approx 1 - \Delta \tag{9}$$

παίονουμε:

$$\nabla^2 p - \left(\frac{1}{c_0^2} - \frac{2\Delta c}{c_0^3}\right) \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = \left(\frac{1}{\overline{\rho_0}} \cdot \nabla(\Delta \rho) - \frac{\Delta \rho}{\overline{\rho_0}^2} \cdot \nabla(\Delta \rho)\right) \nabla p \tag{10}$$

Παραλείποντας τον όρο δεύτερης τάξης: $\left(\Delta \rho / \rho_0^2\right) \cdot \nabla (\Delta \rho) \cdot \Delta p$ προκύπτει η κυματική εξίσωση:

$$\nabla^2 p - \frac{1}{c_0^2} \cdot \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = -\frac{2\Delta c}{c_0^3} \cdot \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} + \frac{1}{\rho_0} \cdot \nabla(\Delta \rho) \cdot \nabla p \tag{11}$$

Οι όροι στο δεξιό σκέλος της εξίσωσης είναι οι όροι σκέδασης και μηδενίζονται για την περίπτωση ομογενούς μέσου.

6.5 ΕΝΤΑΣΗ ΚΑΙ ΜΕΤΡΗΣΕΙΣ ΕΝΤΑΣΗΣ

Η ακουστική ένταση ενός κύματος είναι η μέση τιμή της βοής ενέβγειας που διαπερνά μια μοναδιαία επιφάνεια κατά τη φυσιολογική κατεύθυνση της φοβάς του κύματος στη μονάδα του χρόνου. Η ένταση είναι η μέση τιμή του λόγου του έργου που έχει συντελεστεί ανά μονάδα επιφάνειας (work done per unit area) από ένα στοιχειώδες τμήμα του υγβού πάνω σε ένα γειτονικό στοιχειώδες τμήμα. Συγκεκριμένα είναι:

$$I = \left\langle pu \right\rangle_t = \frac{1}{T} \int_0^T (pu) dt \tag{12}$$

όπου η ολοκλήρωση έχει γίνει για χρονικό διάστημα ενός κύκλου του αρμονικού πεδίου. Για ένα επίπεδο οδεύον κύμα ισχύει:

$$p(t) = p_0 \exp(j(\omega_0 t - kz))$$
(13)

$$u(t) = \frac{p(t)}{Z} \tag{14}$$

όπου ω_0 η γωνιακή συχνότητα, $k = \omega_0/c$ ο κυματαριθμός, z η απόσταση που διανύθηκε προς την κατεύθυνση διάδοσης ενώ Z η ακουστική εμπέδηση του υλικού μέσου. Επομένως αντικαθιστώντας την (14) στη (13) και την προκύπτουσα σχέση στην (12) λαμβάνουμε:

$$I = \langle pu \rangle_{t} = \frac{1}{2\pi/\omega_{0}} \int_{0}^{2\pi/\omega_{0}} \frac{p_{0}^{2}}{Z} \exp(2j(\omega_{0}t - kz)) dt = \frac{p_{0}^{2}}{2Z}$$
(15)

Στο σύστημα SI η μονάδα μέτρησης της έντασης είναι W/cm² αλλά η μονάδα που συνήθως χρησιμοποιείται στους ιατρικούς υπέρηχους είναι mW/cm².

Η μέτρηση της έντασης που δίνεται από τη σχέση (15) έχει νόημα μόνο για ένα συνεχές κύμα. Καθώς όμως τα πεδία υπερήχων που χρησιμοποιούνται εν γένει στην ιατρική πρακτική είναι παλμικά και έντονα μεταβαλλόμενα ως προς τη χωρική θέση είναι αναγκαίο να καθοριστεί κάποιος διαφορετικός τρόπος υπολογισμού της έντασης. η στιγμιαία ένταση λοιπόν δίνεται από τη σχέση:

$$I_i(t,r) = \frac{p^2(t,r)}{\rho_c} \tag{16}$$

Το πεδίο μπορεί να περιγραφεί από τη χωρική και χρονική μορφή του I_i η οποία συμβολίζεται : I_{SPTP}. Διαφορετικά μπορεί να υπολογιστεί η μέση τιμή του ως προς το χρόνο, δίνοντας την τιμή της χωρικής κορυφής ως προς τη μέση χρονική τιμή της έντασης.

$$I_{SPTA} = \frac{1}{T'} \int_{0}^{T'} I_{i}(t, r_{\max}) dt$$
 (17)

όπου T' είναι η περίοδος από παλμό σε παλμό και το $\overrightarrow{r_{\text{max}}}$ δηλώνει τη θέση όπου η ένταση λαμβάνει τη μέγιστη τιμή της. Χρησιμοποιούνται και άλλοι τρόποι μέτρησης της έντασης οι οποίοι περιλαμβάνουν υπολογισμούς χωρικής και /ή χρονικής μέσης τιμής, I_{SPPA} . Η τελευταία είναι η χωρική κορυφή του παλμού της μέσης έντασης που υπολογίζεται ως η μέση ένταση κατά τη διάρκεια του παλμού στη θέση της μέγιστης έντασης του πεδίου. Η I_{SPPA}

$$I_{SPPA} = \frac{\int p^2(t)dt}{\rho c \cdot PD} \tag{18}$$

όπου PD είναι η διάρκεια του παλμού και ισούται με 1.25 φορές το διάστημα (χρονικό) ανάμεσα στο σημείο στο οποίο το χρονικό ολοκλήρωμα της έντασης για έναν ακουστικό παλμό φτάνει το 10% και στο σημείο όπου αυτό φτάνει το 90% του ολοκληρώματος της έντασης του παλμού που δίνεται από την παρακάτω σχέση:

$$P_{ii}(t, \vec{r}) = \int_{-\infty}^{t} I_i(t', \vec{r}) dt'$$
(19)

Η τελευταία μέτρηση της έντασης είναι η μέγιστη ένταση, I_m. Ορίζεται ως η μέση τιμή της χωρικής κορυφής της έντασης κατά τη διάρκεια μισού κύκλου του παλμού, ο οποίος περιέχει τη μέγιστη τιμή του πλάτους. Η I_mδίνεται από την ακόλουθη σχέση:

$$I_{m} = \frac{P_{ii}(t_{2}, \overrightarrow{r_{\max}}) - P_{ii}(t_{1}, \overrightarrow{r_{\max}})}{t_{2} - t_{1}}$$
(20)

όπου t_1 και t_2 είναι η χρονικές στιγμές τομής της με τον μηδενικό άξονα (zero crossings), πριν και μετά (εκατέρωθεν) από τη μέγιστη τιμή του παλμού. Συχνά χρησιμοποιείται το μέγιστο της χωρικής και χρονικής κορυφής I_{SPTP} το οποίο για έναν συνημιτονοειδή παλμό σχετίζεται με το I_m ως εξής:

$$I_{m} = \frac{I_{SPTP}}{0.5f_{0}} \int_{0}^{0.5/f_{0}} \sin^{2}(2\pi f_{0}t) dt = 2f_{0}I_{SPTP} \left[\frac{t}{2} - \frac{\sin(4\pi f_{0}t)}{8\pi f_{0}}\right]_{0}^{0.5/f_{0}} = \frac{I_{SPTP}}{2} \quad (21)$$

Το διάγραμμα που ακολουθεί αποτελεί ένα σχηματικό παράδειγμα το οποίο αναφέρεται στα μεγέθη και τις μετρήσεις έντασης που αναπτύχθηκαν παραπάνω:



6.6 ΒΙΟΛΟΓΙΚΑ ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ ΚΑΙ ΑΣΦΑΛΕΙΑ ΥΠΕΡΗΧΩΝ.

Οι τεχνικές υπερήχων έχουν καταλάβει σημαντική θέση στην διαγνωστική ιατρική γεγονός το οποίο οφείλεται σε μεγάλο βαθμό στη θεωρούμενη έλλειψη κινδύνου στον ασθενή. Πράγματι οι τεχνικές των υπερήχων παρουσιάζουν εκτεταμένη κλινική χρήση στη μαιευτική, ένα χώρο στον οποίο υπάρχει και η μεγαλύτερη αιτία ανησυχίας για ορισμένες βιολογικές επιδράσεις εδώ και 25 περίπου χρόνια.

Σε αυτό το διάστημα έχουν πραγματοποιηθεί πολυάριθμες μελέτες σε μια προσπάθεια να ανιχνευθούν πιθανές δυσμενείς επιπτώσεις. Καμία όμως από αυτές τις μελέτες δεν έχει δείξει ότι οι διαγνωστικοί υπέρηχοι στις τιμές εντάσεων που χρησιμοποιούνται σήμερα μπορούν να προξενήσουν κάποια επιβλαβή επίδραση στο έμβρυο ή την μητέρα. Επίσης είναι μάλλον απίθανο σε όλο αυτό το διάστημα που διαρκούν οι μελέτες να υπάρχουν καθοριστικές επιδράσεις στα έμβρυα αλλά να μην έχουν ανιχνευθεί και αναφερθεί.

Ωστόσο η επαγούπνηση είναι συνεχής καθώς η έλλειψη απόδειξης ότι υφίστανται κάποιοι κίνδυνοι δεν αποτελεί και απόδειξη ότι δεν υπάρχουν. Τέλος θα πρέπει να τονιστεί ότι οι υπέρηχοι θα πρέπει να χρησιμοποιούνται με σύνεση, μόνο για τον αναγκαίο χρόνο έκθεσης, στην ελάχιστη ακουστική ένταση και φυσικά όταν αναμένεται ιατοικό όφελος για τον ασθενή.

Σε επίπεδα ακουστικής ισχύος υψηλότερα από αυτά που συνήθως χρησιμοποιούνται στις διαγνωστικές εφαρμογές εμφανίζονται κάποιες βιολογικές επιδράσεις οι οποίες έχουν μελετηθεί, είναι πια γνωστές και ως ένα βαθμό κατανοητές ενώ χρησιμοποιούνται και σε κάποιες θεραπευτικές εφαρμογές. Οι κατασκευαστές διαγνωστικών μηχανημάτων υπερήχων συναγωνίζονται διαρκώς ώστε να βελτιώσουν την ποιότητα της πληροφορίας και το επίπεδο διάγνωσης που παρέχουν τα συστήματα τους. Σε κάποιες περιπτώσεις η πλέον άμεση λύση για να επιτευχθεί αυτό είναι η αύξηση της χωρικής τιμής της έντασης κορυφής. Συνεπώς πριν το καθορισμό επιπέδων και κατανόηση των βιολογικών επιδράσεων που λαμβάνουν χώρα, των μηχανισμών δημιουργίας τους, του σημείου πέρα από το οποίο μπορούν να αποτελέσουν κίνδυνο και τις κατάλληλες σχέσεις «δόσης» - αποτελέσματος.

Από τη σκοπιά της φυσικής και της βιοφυσικής αλληλεπίδρασης των υπέρηχων με τα βιολογικά μέσα, μπορούν να προσδιοριστούν πολλοί μηχανισμοί επιδράσεων των υπερήχων στους ιστούς. Αυτό περιπλέκει το θέμα της δόσης – επίδρασης καθώς μπορεί να θεωρηθεί ότι επικρατούν διαφορετικοί μηχανισμοί κάτω από διαφορετικές συνθήκες έκθεσης.

Παρουσιάζονται φαινόμενα τα οποία σχετίζονται με θερμικούς μηχανισμούς επειδή οι μηχανισμοί μοριακής αποδιέγερσης, οι νόμοι που διέπουν το ιξώδες και τις σχετικές κινήσεις (viscous and relative motional lows

mechanisms) της απουστικής απορρόφησης έχουν σαν αποτέλεσμα μια τοπική αύξηση της θερμοκρασίας. Οι παράμετροι που σχετίζονται με τους θερμικούς μηχανισμούς είναι η ένταση και ο χρόνος έκθεσης. Ωστόσο είναι γενικά αποδεκτό ότι τα διαγνωστικά επίπεδα της έντασης (I_{SPTA}) είναι πολύ χαμηλά για να δημιουργήσουν μια αύξηση της θερμοκρασίας στον ιστό ικανή να αποτελέσει κίνδυνο.

6.6.1 Cavitation

Το φαινόμενο **Cavitation (σπηλαιοποίηση),** είναι μια διαδικασία ακουστικά επαγόμενης ανάπτυξης και δόνησης των φυσαλίδων των αερίων (gas bubbles). Συνιστά ένα φαινόμενο άμεσα συνδεόμενο με τους υπέρηχους υψηλής ισχύος και με τα συστήματα συνεχούς κύματος παρότι υπάρχουν αυξανόμενες ενδείξεις ότι μπορεί να παρατηρηθεί σε κάποια περιορισμένη μορφή (όχι απαραίτητα επικίνδυνη) και για ένα μικρό αριθμό κύκλων του κύματος σε ένα διαγνωστικό παλμό.

Η τιμή κοφυφής της αφνητικής πίεσης και του μήκους του παλμού θεωφούνται ενδιαφέφοντες παφάμετφοι έκθεσης καθώς αφοφούν την φάση αφαίωσης (rarefaction) του κύματος όπου αέφας μεταφέφεται από το διάλυμα στη φυσαλίδα πφοκαλώντας την ανάπτυξη της. Σίγουφα οι πιέσεις SPTA που αναπτύσσονται κατά τη διάφκεια των διαγνωστικών παλμών υπεφήχων θα ήταν ικανές να επάγουν το φαινόμενο της σπηλαιοποίησης εάν διατηφούνταν για πεφισσότεφο από έναν αφκετά μεγάλο αφιθμό κύκλων. Θα πφέπει λοιπόν να ελέγχεται πφοσεκτικά η χφήση παλμικών συστημάτων Doppler τα οποία έχουν ελαφφώς μεγαλύτεφους ακουστικούς παλμούς και υψηλότεφους φυθμούς επαναληψιμότητας (PRF) από αυτούς που χφησιμοποιούνται φυσιολογικά για υπεφηχογφαφία.

Το φαινόμενο της σπηλαιοποίησης παρατηρείται συνήθως μέσα σε αεριούχο υγρό περιβάλλον και θεωρείται λιγότερο πιθανό, χωρίς βέβαια να αποκλείεται, να συμβεί σε συνθήκες in vivo. Οι βλάβες λόγω της σπηλαιοποίησης για πεδία συνεχούς κύματος με υψηλά επίπεδα έντασης οφείλονται σε μηχανικές επιδράσεις πάνω σε δομές όπως η κυτταρική μεμβράνη (π.χ. διάσπαση της κυτταρικής μεμβράνης) από shock waves, δυνάμεις τάσεων και χημικές αντιδράσεις που επάγονται από την απελευθέρωση υδρογόνου και υδροξυλικών ιόντων. Τα αποτελέσματα αυτά δεν παρουσιάζονται σε χαμηλές εντάσεις και δεν υπάρχουν στοιχεία που να δείχνουν ότι υπάρχει κίνδυνος από τα μεσαίου επιπέδου φαινόμενα σπηλαιοποίησης τα οποία πιθανόν να υφίστανται σε διαγνωστικές συνθήκες in vivo (εντός ζωντανού οργανισμού δηλαδή).

6.6.2 ΜΗ ΘΕΡΜΙΚΟΙ ΜΗΧΑΝΙΣΜΟΙ

Υπάρχουν επίσης και μη θερμικοί μηχανισμοί που περιλαμβάνουν τη σταθερή δύναμη της ακτινοβολίας που ασκείται σε όλες τις δομές του ιστού (κάποιες από τις οποίες μπορούν να τεθούν σε κίνηση), την αναταραχή (κυματισμός) λόγω τάσης των υγρών που χαρακτηρίζονται από ακουστική απορρόφηση, τις τάσεις τριβής των αντικείμένων που βρίσκονται σε ένα υγρό που ρέει και την άμεση δύναμη ταλάντωσης του ηχητικού πεδίου πάνω σε όλες τις δομές.

Υπάρχει έλλειψη από μακροχρόνιες επιδημιολογικές μελέτες κατάλληλης μορφής και με δυνατότητα προοπτικής ώστε να μπορεί να ανιχνευθεί κάποιο στοχαστικό αποτέλεσμα στο έμβρυο. Επιπλέον η διαρκώς αυξανόμενη χρήση των υπερήχων στη μαιευτική περιορίζει τη δυνατότητα να πραγματοποιηθεί μια μελέτη τέτοιου τύπου καθώς καθίσταται πολύ δύσκολός ο σχηματισμός μιας ομάδας εγκύων (δείγμα) οι οποίες δεν θα εξεταστούν με υπέρηχους.

Οι έφευνες για πειφαματικές ενδείξεις και δεδομένα για κινδύνους τα οποία θα επιτφέπουν ακφιβέστεφο καθοφισμό των επιτφεπόμενων επιπέδων έκθεσης σε υπεφήχους λαμβάνουν χώφα κυφίως στο εφγαστήφιο με αποτέλεσμα να παφατηφούνται διαφοφετικά αποτελέσματα in vitro (σε τεχνητό πεφιβάλλον) και in vivo (εντός του ανθφωπίνου σώματος) γεγονός που μποφεί πιθανόν να έχει και κλινική σημασία. Στις έφευνες αυτές, οι πεφισσότεφες από τις οποίες πφαγματοποιούνται σε επίπεδα έκθεσης μεγαλύτεφα από αυτά που χφησιμοποιούνται στους διαγνωστικούς υπέφηχους έχουν διαπιστωθεί πολλές νέες βιολογικές επιδφάσεις κάποιες από τις οποίες είναι πφαγματικά χφήσιμες.

Μεγάλης σημασίας είναι τα πειράματα εκείνα που αφορούν τη μελέτη της επίδρασης ακτινοβολίας υπερήχων στο γενετικό υλικό (genetic effects). Δυστυχώς όμως κάποια από τα in vitro πειράματα που αφορούν το DNA είναι επιρρεπή σε αστοχίες (artifacts) εάν δεν πραγματοποιούνται σωστά και οι συνθήκες έκθεσης μπορεί να επιτρέπουν μηχανισμούς αλληλεπίδρασης που δεν είναι απαραίτητα οι ίδιοι με αυτούς σε συνθήκες in vivo. Μέχρι σήμερα μόνο δυο μελέτες έδειξαν ότι οι υπέρηχοι μπορούν να προκαλέσουν χρωμοσωματικές βλάβες αλλά ακόμα και αυτές δεν μπόρεσαν να αποδειχθούν όταν τα πειράματα επαναλήφθηκαν από άλλους ερευνητές.

Η πλειοψηφία από μια μεγάλη σειρά in vivo πειραμάτων όπου πραγματοποιείται έκθεση των θηλαστικών εμβρύων που βρίσκονται στη μήτρα σε υπερήχους κατέληξε ότι δεν υφίστανται δυσμενείς επιδράσεις (τερατογένεση ή μεταβολές στη διαδικασία εξέλιξης) για τιμές έντασης που χρησιμοποιούνται στις διαγνωστικές εφαρμογές. Παρόλα αυτά οι σχετικές έρευνες συνεχίζονται.

Με βάση μια συστηματική μελέτη και επισκόπηση των δεδομένων των βιολογικών επιδράσεων η Επιτροπή Βιοεπιδράσεων του Αμερικανικού Ινστιτούτου των Υπερήχων στην Ιατρική (Bioeffects Committee of the American Institute of Ultrasound in Medicine), το 1987 εισηγήθηκε τα παρακάτω: «Στην περιοχή των χαμηλών συχνοτήτων (low MHz frequency range) δεν έχουν υπάρξει (μέχρι αυτή τη στιγμή) ανεξάρτητα και επιβεβαιωμένα σημαντικές βιολογικές επιδράσεις σε ιστούς θηλαστικών (mammalian tissues), οι οποίοι εκτέθηκαν in vivo σε μη εστιασμένες δέσμες υπερήχων με τιμές έντασης κάτω από $100mW/cm^2$, ή σε εστιασμένες δέσμες με εντάσεις κάτω από $1W/cm^2$. Επίσης για διάρκειες έκθεσης μεγαλύτερες από 1 δευτερόλεπτο και μικρότερες από 500 σε μη εστιασμένο υπέρηχο ή 50 δευτερολέπτων για εστιασμένο δεν έχουν παρατηρηθεί τέτοιες επιδράσεις ακόμα και για υψηλότερες εντάσεις όπου το γινόμενο τη έντασης με τη διάρκεια έκθεσης είναι μικρότερο από 50 joules/ cm^2 .»

Οι τιμές έντασης κάτω από τις οποίες δεν υφίστανται βιολογικά αποτελέσματα σε θηλαστικά είναι αυτές που βρίσκονται κάτω από τη διακεκομμένη γραμμή στο παρακάτω σχήμα όπου απεικονίζονται τυπικοί συνδυασμοί έντασης - διάρκειας τόσο για απεικόνιση τύπου παλμικής ήχους (pulse-echo imaging) όσο και για συστήματα Doppler. Ο συνδυασμός I_{SPTA} και dwell time υπερβαίνει τα 50 joules/cm² σε ορισμένες περιπτώσεις εφαρμογών της μεθόδου Doppler σε περιφερικά αγγεία.



 Δ ιάγραμμα τυπικών συνδυασμών της ένταση I_{SPTA} και του d-well time, τόσο για απεικονίσεις τύπου pulse – echo όσο και για συστήματα Doppler.

Τα χαρακτηριστικά αυτά θεωρούνται σήμερα ως οδηγός για τις τιμές ασφαλούς έκθεσης σε ανώτατες τιμές υπερήχων. Στην πραγματικότητα όμως η έκθεση σε υπερήχους περιορίζεται από την εξασθένηση που προκαλεί ο ιστός που μεσολαβεί καθώς και από το ότι η διαδικασία σάρωσης περιορίζει το ποσό του χρόνου έκθεσης στη δέσμη υπερήχων ενός ξεχωριστού τμήματος του ιστού.

Μετρήσεις που πραγματοποιήθηκαν σε διαγνωστικό εξοπλισμό έδειξαν ότι από το ένα μηχάνημα στο άλλο υπάρχει ένα πολύ ευρύ φάσμα εξόδων. Τα συνεχούς Doppler συστήματα τείνουν να έχουν υψηλότερες SPTA εντάσεις (20-800mW/cm²) από ότι οι υπερηχογράφοι pulse – echo (0.07-680 $\rm mW/cm^2)$ ενώ οι τελευταίοι μπο
ρεί να έχουν εξαιρετικά υψηλές SPPA εντάσεις (0.4-1100 $\rm mW/cm^2).$

6.7 ΧΡΗΣΙΜΕΣ ΕΝΝΟΙΕΣ

6.7.1 APODIZATION

Πρόκειται ουσιαστικά για την εφαρμογή συντελεστών βάρους στα σήματα που οδηγούνται ή προέρχονται από τον ηχοβολέα και μια ελεύθερη απόδοση της έννοιας θα ήταν «δυναμική μεταβολή ενίσχυσης». Η διαφορά από τις συναρτήσεις βάρους είναι ότι δεν εφαρμόζεται στο πεδίο του χρόνου ή της συχνότητας αλλά στα γεωμετρικά όρια της ενεργού επιφάνειας του ηχοβολέα. Ο σκοπός του apodization είναι να ενισχυθούν τα σήματα που προέρχονται από κάποια συγκεκριμένα κανάλια περισσότερο από κάποια άλλα ώστε να επιτευχθεί καλύτερη εστίαση.

6.7.2 ΔΙΑΜΟΡΦΩΣΗ ΕΥΡΟΥΣ ΠΑΛΜΩΝ (Pulse Width modulation)

Στην προκείμένη περίπτωση η τεχνική αυτή χρησιμοποιείται για να μετατρέψουμε ένα ημιτονικό σήμα δύο περιόδων περίπου σε έναν παλμό ίσης χρονικής διάρκειας ο οποίος όμως θα περιλαμβάνει μόνο τις τιμές (-1,0,1). Αυτό επιτυγχάνεται μεταβάλλοντας το εύρος των παλμών σε σχέση με τις διακυμάνσεις του πλάτους του ημιτόνου. Δηλαδή τα σημεία του ημιτόνου με μεγάλο πλάτος αντιστοιχίζονται σε περισσότερες μονάδες από ότι τα σημεία μικρότερου.

6.7.3 Κηλίδα Poisson

Εάν παρατηρήσουμε την εικόνα περίθλασης ενός κυκλικού εμποδίου τότε εκτός από την κυκλική σκιά ακολουθούμενη από κυκλικούς κροσσούς θα παρατηρήσουμε μια φωτεινή κηλίδα στο κέντρο της σκιάς η ύπαρξη αυτής της κηλίδας δεν προβλέπεται από την γεωμετρική οπτική η οποία θεωρεί όλη την περιοχή πίσω από το εμπόδιο σαν σκιά. Την ύπαρξη αυτής της κηλίδας προέβλεψε πρώτος ο S. Poisson χρησιμοποιώντας την κυματική οπτική του Fresnel. Αργότερα η ύπαρξη της θεμελιώθηκε και πειραματικά από τον Arago.

6.7.4 Αρχή του Huygens

Θα αναφέρουμε τη δεύτερη εκδοχή της αρχής του Huygens που είναι κατάλληλη για το πρόβλημα του ανοίγματος σε αδιαφανές πέτασμα και ανταποκρίνεται στις περιπτώσεις που εξετάζουμε:

«Το κύμα δεξιά από το πέτασμα διαδίδεται σαν κάθε στοιχειώδης επιφάνεια dσ του ανοίγματος να ήταν πηγή σφαιρικού κύματος, όπου το μιγαδικό πλάτος του σφαιρικού κύματος είναι, σε μέτρο και σε φάση, ίδιο με το μιγαδικό πλάτος του προσπίπτοντος στο σημείο dσ κύματος »



Η Αρχή του Huygens (Εκδοχή Β) προβλέπει ότι κάθε σημείο του ανοίγματος επανεκπέμπει σφαιρικά κύματα. Εδώ δείχνουμε τα κύματα προερχόμενα από ένα μόνο σημείο του ανοίγματος. Το προσπίπτον κύμα εικονίζεται ως επίπεδο κύμα που προσπίπτει κάθετα στο πέτασμα.

6.7.5 PSK (Phase Shift Keying)

Κατά την κωδικοποίηση PSK η φάση του φέροντος εναλλάσσεται μεταξύ των δυο τιμών που απέχουν κατά 180° σε αντιστοιχία με το είδος του ψηφίου που μεταδίδεται. Η μορφή ενός σήματος PSK φαίνεται στο σχήμα που ακολουθεί:



6.7.6 FSK (Frequency Shift Keynig)

Η κωδικοποίηση FSK συνίσταται στην αντιστοίχηση των ψηφίων 0 και 1 με δυο συχνότητες σύμφωνα με τη σχέση:

 $c_{FSK} = \frac{A\cos(\omega_0 t + \psi_0)}{A\cos(\omega_1 t + \psi_1)} \quad \text{αποστολή ψηφίου } 1$



6.8 ΠΡΟΔΙΑΓΡΑΦΕΣ ΑΚΟΥΣΤΙΚΟΥ ΡΗΑΝΤΟΜ



General

Overall Dimensions	28.0 x 11 x 11cm *
Weight	3.1 Kg*
Housing Material	Acrylic
Wall Thickness	1.0 cm*
Scan Surfaces	1
Scan Surface	25 x 8 cm
Dimensions	

Tissue Mimicking Material

v	
Туре	Urethane rubber
Freezing Point	< -40°C
Melting Point	> 100°C
Attenuation	0.5 dB/cm/MHz ± 5.0%**
Coefficient	
Speed of Sound	1450 m/s ±1.0% at 23°

Line Targets

Material	Monofilament
	Nylon
Diameter	0.12mm ± 5%
Position Tolerance	± 0.1 mm
Vertical	
Number of Targets	10
Interval Spacing	.5 cm
Depth	.5 to 5.0 cm
Horizontal	
Number of Targets	9
Number of Groups	2
Interval Spacing	.5 cm
Depths	
Linear Array	2.0 & 4.0 cm
Sector Array	2.5 & 4.5 cm

Dead Zone	
Lateral Displacement	5.0 mm
Interval Spacing	1.0 mm
Depth	1.0 - 4.0 mm
Axial-Lateral Resolution	
Number of Groups	2
Targets sets per depth	10
Depths	3.0 & 5.5 cm
Spacing (edge to edge)	0.25, 0.5, 1, 2, 3 mm

Anechoic Target Structures

Anechoic Target Structures		
Туре	Non-echogenic,	
	cylindrical	
Positional Tolerance	± 0.1 mm	
Diameter Tolerance	± 5%	
Number of Groups	4	
Targets in each	6	
group		
Diameters	1.0, 2.0, 3.0, 4.0 mm	
Interval Spacing		
(center to center)	1.0 cm	
Depth	1.0 – 6.0 cm	

Gray Scale Target Structures

Туре	Echogenic, Cylindrical
Number of Targets	6
Diameters	6.0 mm
Interval Spacing	
(center to center)	1.0 cm
Depth	2.5 cm
-	
Contrast relative to	
background material (dB)	+15,+6, +3,-3,-6, -15
*Neminal dimensiona	

*Nominal dimensions **Other attenuations are available upon request

6.9 ΠΡΟΔΙΑΓΡΑΦΕΣ ΗΧΟΒΟΛΕΑ ΑΒ2-7



ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

- [1] Thanassis Misaridis : "Ultrasound Imaging", December 2003
- [2] Thanassis Misaridis : "Ultrasound Imaging Using Coded Signals" August 2003
- [3] Richard L. Goldberg, Stephen W. Smith, Jack G. Mottley, K. Whittaker Ferrara: "The Biomedical Engineering Handbook", Second Edition
- [4] Jorgen A. Jensen : "Linear description of ultrasound imaging systems" Technical University of Dennmark , June 1999
- [5] Jorgen A. Jensen, Darshan Gandhi, William D. O'Brien: "Ultrasound fields in an attenuating medium", IEEE 1993 Ultrasonics Symposium
- [6] Jorgen A. Jensen : "Estimation ofblood velocities using ultrsound - A signal processing approach", Technical University of Dennmark, January 1995
- [7] Δ. Κουτσούρης, Κ. Νικήτα, Σ. Παυλόπουλος :
 «Ιατρικά Απεικονιστικά Συστήματα» Εκδόσεις Τζιόλα.
- [8] Δ. Γιοβα : «Οργανολογία και τεχνικές Βιοϊατρικές εφαρμογές» ΕΜΠ Αθήνα 2003
- [9] Simon Haykin : «Συστήματα Επικοινωνίας» Μετάφραση: Ε. Δ. Συκάς , Μ. Ε. Θεολόγου – Εκδόσεις Παπασωτηρίου
- [10] Παναγίωτης Γ. Κωττής : «Διαμόρφωση και μετάδοση σημάτων» Εκδόσεις Τζίολα.
- [11] Γ. Καραγιάννης, Δ. Καλλίνικος : «Σήματα και Συστήματα» Εκδόσεις ΣΥΜΕΩΝ
- [12] Γ. Καραγιάννης, Μ. Ραγκούση : «Ψηφιακή Επεξεργασία Σημάτων» Εκδόσεις ΣΥΜΕΩΝ
- [13] Ν.Κ. Ουζούνογλου : «Συστήματα Ραντας» ΕΜΠ , Αθήνα 1990
- [14] Adrian Biran & Mose Breiner "MATLAB 5 for Engineers"
- [15] GE Medical Systems Kretz Ultrasound : "VOLUSON 730 EXPERT – BASIC USER MANUAL"