



ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ ΚΡΗΤΗΣ
ΤΜΗΜΑ ΗΛΕΚΤΡΟΝΙΚΩΝ ΜΗΧ & ΜΗΧ. ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΩΝ
ΤΟΜΕΑΣ ΤΗΛΕΠΙΚΟΙΝΩΝΙΩΝ

Διπλωματική εργασία

με θέμα

Εφαρμογή

Τεχνικών Υπολογιστικού Ηλεκτρομαγνητισμού (Wavelets)

στην Ανάλυση του Σήματος Ηχούς Ραντάρ

από Αγώγιμους Στόχους Κυλινδρικής Διατομής

από τον **Νικόλαο Τζιουμάκη.**

*Υπό την καθοδήγηση του **Ιωάννη Βαρδιάμπαση,**
Επίκουρου Καθηγητή Τ.Ε.Ι. Κρήτης & Διδάσκοντος ΠΔ 407/80 Πολυτεχνείου Κρήτης.*

Επιβλέπων Καθηγητής: Πατεράκης Μιχάλης.

Επιτροπή Παρακολούθησης: **Βαρδιάμπασης Ιωάννης,** Πατεράκης Μιχάλης,
Σιδηρόπουλος Νικόλαος.

Χανιά, Οκτώβριος 2003

Πρόλογος

Θα ήθελα να εκφράσω τις θερμές μου ευχαριστίες στον καθηγητή Ιωάννη Βαρδιάμπαση για την πολύτιμη βοήθειά του και τις χρήσιμες υποδείξεις του, που κατέστησαν δυνατή την ολοκλήρωση της παρούσας εργασίας.

Θερμές ευχαριστίες και στους καθηγητές Μιχάλη Πατεράκη και Νικόλαο Σιδηρόπουλο για το χρόνο που αφιέρωσαν στην ανάγνωση της εργασίας, αλλά και για το γεγονός ότι δέχτηκαν να αποτελέσουν μέλη της εξεταστικής επιτροπής.

Τέλος, θα ήταν λίγο να ευχαριστήσω την οικογένειά μου που με στήριξε ηθικά και οικονομικά όλα τα χρόνια των σπουδών μου.

Νικόλαος Τζιουμάκης

Χανιά, Οκτώβριος 2003

Περιεχόμενα

Εισαγωγή	i
 Κεφάλαιο 1^ο	
Ηχώ Ραντάρ και Ανάλυση με Wavelets	1
1.1 Ηχώ Ραντάρ: Χαρακτηριστικά	1
1.2 Μετασχηματισμός Fourier και STFT	2
1.3 Μετασχηματισμός με Wavelets	4
 Κεφάλαιο 2^ο	
Επιλογή Στόχου και Υπολογισμός του RCS	7
2.1 Επιλογή Στόχου: Κυλινδρικός Κυματοδηγός Ανοιχτού Άκρου	7
2.2 Καθορισμός RCS για το ανοιχτό άκρο του κυματοδηγού	9
2.3 Καθορισμός RCS για το εσωτερικό του κυματοδηγού	17
 Κεφάλαιο 3^ο	
Ανάλυση με Wavelets των σκεδασμένων δεδομένων από ανοιχτού άκρου κυλινδρικό κυματοδηγό	25
3.1 Εφαρμογή για κυματοδηγό μήκους 61 cm και ακτίνας 2.2 cm	25
3.2 Εφαρμογή για κυματοδηγό μήκους 91.5 cm και ακτίνας 2.2 cm	37
3.3 Εφαρμογή για κυματοδηγό μήκους 61 cm και ακτίνας 2.5 cm	46
 Συμπεράσματα – Μελλοντικές Επεκτάσεις	58
 Βιβλιογραφία – Αναφορές	59

Εισαγωγή

Το σήμα που εκπέμπει ένα σύστημα ραντάρ προσκρούει σε άγνωστο στόχο και σκεδάζεται προς διάφορες κατευθύνσεις. Ένα μέρος του σήματος αυτού επιστρέφει στο ραντάρ με χαρακτηριστικά διαφοροποιημένα από το αρχικό σήμα. Το σήμα αυτό ονομάζεται ηχώ του σήματος ραντάρ και η ανάλυσή του μπορεί να οδηγήσει στην αναγνώριση του στόχου και την ταξινόμησή του. Στην εργασία αυτή επεξεργαζόμαστε την ηχώ του σήματος ραντάρ ή αλλιώς τα οπισθοσκεδασμένα (σκεδασμένα) δεδομένα από αγωγίμους στόχους κυλινδρικής διατομής. Χρησιμοποιούμε τους συγκεκριμένους στόχους διότι είναι από τα λίγα προβλήματα ηλεκτρομαγνητικής σκέδασης τριών διαστάσεων που μπορούν να λυθούν αναλυτικά, αλλά και για το γεγονός ότι αποτελούν μια καλή μοντελοποίηση του ακροφυσίου του αεροπλάνου. Η αναγνώριση του ακροφυσίου μπορεί να οδηγήσει και στην ταυτοποίηση του τύπου του αεροπλάνου.

Διάφορες εργασίες έχουν δημοσιευθεί που πραγματεύονται την επεξεργασία σήματος ηχούς ραντάρ είτε στο πεδίο του χρόνου είτε στο πεδίο της συχνότητας. Το μοντέλο Prony [1], [2] χρησιμοποιείται για τον μετασχηματισμό του σήματος ηχούς ραντάρ από το πεδίο της συχνότητας στο πεδίο του χρόνου και θεωρείται ως μέθοδος πιο αποτελεσματική από τον αντίστροφο μετασχηματισμό Fourier (Inverse Fourier Transform – IFT). Το μοντέλο Prony εντοπίζει τα σκεδασμένα κέντρα του στόχου που εμφανίζονται σαν κορυφές στο πεδίο του χρόνου. Πολλοί στόχοι μπορούν να προσεγγιστούν από το σύνολο αυτό των σκεδασμένων κέντρων. Στο πεδίο της συχνότητας, η χρήση της μεθόδου των ιδιόμορφων αναπτυγμάτων (Singularity Expansion Method – SEM) επιτρέπει την εξαγωγή των φυσικών συχνοτήτων συντονισμού του στόχου [3]. Οι συχνότητες συντονισμού καθορίζουν τη γεωμετρία και τη σύνθεση της δομής του στόχου. Ωστόσο, τα χαρακτηριστικά της ηχούς του ραντάρ ενδέχεται να μην είναι εμφανή ούτε στο πεδίο του χρόνου ούτε στο πεδίο της συχνότητας. Για την καλύτερη ερμηνεία της ηχούς του ραντάρ ενδείκνυται η αναπαράστασή της στο πεδίο του χρόνου και της συχνότητας μαζί [4].

Τα τελευταία χρόνια η χρησιμότητα των αναπαραστάσεων χρόνου-συχνότητας των σημάτων έχει αναγνωριστεί στο πεδίο της επεξεργασίας σήματος. Διάφορες σχετικές εργασίες έχουν δημοσιευθεί όπως αυτή των Ali Moghaddar και Eric Walton [5], όπου παρουσιάζεται η αναπαράσταση χρόνου-συχνότητας της ηχούς του σήματος ραντάρ από έναν κυλινδρικό κυματοδηγό. Στην εργασία αυτή, για την

αναπαράσταση χρόνου-συχνότητας εφαρμόζεται ο μετασχηματισμός Fourier βραχέως χρόνου (Short Time Fourier Transform – STFT). Το μειονέκτημα του μετασχηματισμού Fourier βραχέως χρόνου είναι ότι περιορίζεται από την αμετάβλητη του ανάλυση (resolution). Η αμετάβλητη ανάλυση του μετασχηματισμού αυτού οφείλεται στο γεγονός ότι η βασική συνάρτηση που χρησιμοποιεί, που είναι ένα πεπερασμένου μεγέθους παράθυρο, δε μεταβάλλεται καθώς μετατοπίζεται στο πεδίο του χρόνου ή της συχνότητας, σύμφωνα με τη λειτουργία του μετασχηματισμού. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα, αν το παράθυρο είναι μικρού εύρους να έχουμε καλή ανάλυση για σήματα χαμηλής κλίμακας (υψηλής συχνότητας) και φτωχή ανάλυση για σήματα υψηλής κλίμακας (χαμηλής συχνότητας) ενώ αν το παράθυρο είναι μεγάλου εύρους το αντίθετο. Το πρόβλημα παρουσιάζεται σε σήματα με συστατικά υψηλής συχνότητας για μικρές διάρκειες και χαμηλής συχνότητας για μεγάλες διάρκειες. Η ηχώ σήματος ραντάρ είναι σήμα αυτής της μορφής και ο μετασχηματισμός που πρέπει να εφαρμοστεί είναι αναγκαίο να χρησιμοποιεί πολλαπλής κλίμακας βασικές συναρτήσεις, όπως είναι τα wavelets.

Η τεχνική των wavelets προσελκύει, ήδη, το ενδιαφέρον πολλών ερευνητών σε διάφορους τομείς των εφαρμοσμένων επιστημών. Παρουσιάστηκαν από τον J.Morlet [6] το 1984 για να ξεπεράσουν την αμετάβλητη ανάλυση του μετασχηματισμού Fourier βραχέως χρόνου και έχουν εφαρμοστεί με επιτυχία από ερευνητές στην ανάλυση σήματος, την επεξεργασία φωνής, τη συμπίεση εικόνας κ.α. Στην εργασία αυτή, χρησιμοποιούμε το μετασχηματισμό με wavelets (Wavelet Transform – WT) για να παράγουμε την αναπαράσταση χρόνου-συχνότητας των σκεδασμένων δεδομένων από στόχο κυλινδρικής διατομής, όπως προαναφέραμε. Αντίθετα με το μετασχηματισμό Fourier βραχέως χρόνου, ο μετασχηματισμός με wavelets είναι δυνατό να παρέχει πολλαπλές και μεταβλητές αναλύσεις. Πιο συγκεκριμένα, η βασική συνάρτηση του μετασχηματισμού, που είναι ένα πεπερασμένου μεγέθους παράθυρο, μετατοπίζεται στο πεδίο του χρόνου ή της συχνότητας αλλά και διαστέλλεται. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα να έχουμε καλή ανάλυση και για σήματα χαμηλής κλίμακας (υψηλής συχνότητας) και για σήματα υψηλής κλίμακας (χαμηλής συχνότητας). Το πρόβλημα, επομένως, που παρουσιάζεται στο μετασχηματισμό Fourier βραχέως χρόνου σε σήματα με συστατικά υψηλής συχνότητας για μικρές διάρκειες και χαμηλής συχνότητας για μεγάλες διάρκειες, όπως είναι η ηχώ του σήματος ραντάρ, στο μετασχηματισμό με wavelets επιλύεται.

Το κίνητρο μας για τη χρήση του μετασχηματισμού με wavelets χρειάζεται να διευκρινιστεί πλήρως τόσο από την πλευρά του πεδίου της συχνότητας όσο και από την πλευρά του πεδίου του χρόνου, πράγμα που θα συμβεί στο πρώτο κεφάλαιο της εργασίας, όπου θα περιγράψουμε τα γενικά χαρακτηριστικά της ηχούς του ραντάρ καθώς και τα χαρακτηριστικά του μετασχηματισμού με wavelets σε αντιδιαστολή με το μετασχηματισμό Fourier και το μετασχηματισμό Fourier βραχέως χρόνου.

Στο δεύτερο κεφάλαιο θα επιλέξουμε το στόχο για την εφαρμογή της μεθόδου, ο οποίος θα είναι ένας κυλινδρικός κυματοδηγός ανοιχτού άκρου και θα καθορίσουμε την ενεργό διατομή σκέδασης ραντάρ (Radar Cross Section - RCS), που αντιστοιχεί στα σκεδασμένα δεδομένα από αυτόν.

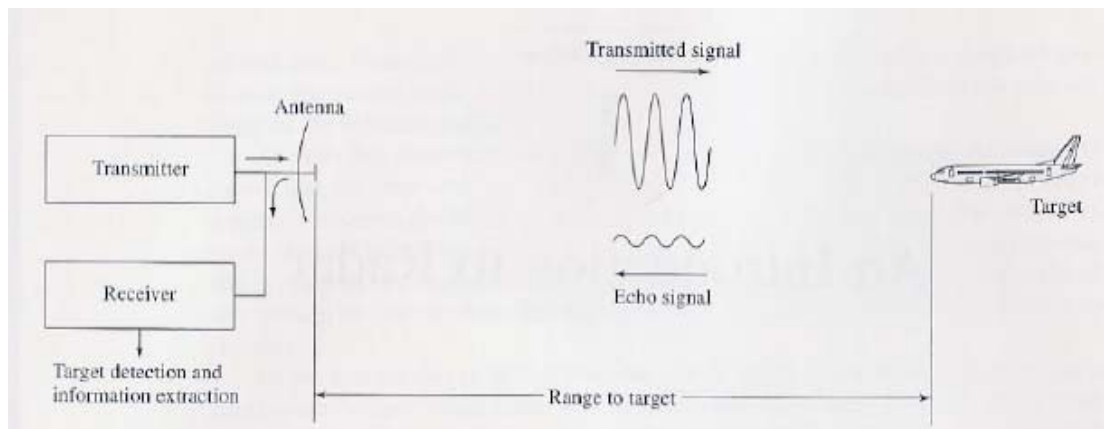
Στο τρίτο κεφάλαιο θα εφαρμόσουμε το μετασχηματισμό με wavelets στα δεδομένα από τον κυματοδηγό, λαμβάνοντας υπόψη διάφορους παράγοντες όπως η γωνία πρόσπτωσης, η πόλωση, η διατομή του κυματοδηγού και το μήκος του. Χρήσιμα συμπεράσματα προκύπτουν για τον τρόπο με τον οποίο οι παραπάνω παράγοντες επηρεάζουν τη σκέδαση, αλλά κυρίως χρήσιμα συμπεράσματα που μπορούν να οδηγήσουν στην αναγνώριση του στόχου και την ταξινόμησή του.

Κεφάλαιο 1^ο

Ηχώ Ραντάρ και Ανάλυση με Wavelets

1.1 Ηχώ Ραντάρ: Χαρακτηριστικά

Για να αποδείξουμε τη χρησιμότητα της ιδιότητας της πολλαπλής ανάλυσης του μετασχηματισμού με wavelets (Wavelet Transform – WT) είναι απαραίτητο να αναλύσουμε τα γενικά χαρακτηριστικά της ηχούς του ραντάρ. Στο Σχήμα 1.1.1 παρατηρούμε ότι το σήμα που εκπέμπει το ραντάρ προσκρούει σε συγκεκριμένο στόχο, σκεδάζεται, και ένα μέρος του (ηχώ ραντάρ) επιστρέφει στο ραντάρ με χαρακτηριστικά διαφοροποιημένα, τα οποία θα μας οδηγήσουν στην αναγνώριση του στόχου και την κατηγοριοποίησή του.



Σχ.1.1.1 Βασική Αρχή Ραντάρ

Το σήμα αυτό, που σκεδάζεται από πεπερασμένου μεγέθους στόχο μπορεί να αναπαρασταθεί από την παρακάτω σχέση [3]:

$$F(\omega) = \sum_n \frac{I_n}{\omega - \omega_n} + \sum_i e_i(\omega) \quad (1.1.1)$$

Το πρώτο άθροισμα εκφράζει το συντονισμό του στόχου, όπου I_n είναι ο συντελεστής του ρυθμού συντονισμού, που έχει μιγαδική συχνότητα συντονισμού ω_n . Μπορεί να

εξαχθεί το συμπέρασμα ότι το φαινόμενο του συντονισμού είναι γενικά ένα μικρής κλίμακας σήμα, στο πεδίο της συχνότητας, επικεντρωμένο γύρω από τη συχνότητα συντονισμού ω_n . Το μέγεθος της συχνότητας εξαρτάται από την απόσταση της συχνότητας ω_n από τον πραγματικό άξονα των συχνοτήτων. Το φαινόμενο του συντονισμού έχει ταλαντωτική μορφή και εμφανίζεται στο πεδίο του χρόνου στους “μεγάλους” χρόνους (late-time) [7]. Το δεύτερο άθροισμα αποτελείται από ένα σύνολο συναρτήσεων, οι οποίες στο πεδίο του χρόνου εμφανίζονται σαν απότομες ακμές στους “μικρούς” χρόνους (early-time), αφού στο πεδίο της συχνότητας είναι ομαλά, ποικίλης και μεγάλης κλίμακας σήματα [7]. Με άλλα λόγια, η ηχώ του ραντάρ ή διαφορετικά, τα οπισθοσκεδασμένα (σκεδασμένα) δεδομένα από πεπερασμένου μεγέθους στόχους αποτελούνται, γενικά, από πολλαπλά σήματα με ποικίλες κλίμακες στη συχνότητα. Για να εξάγουμε κάθε συνιστώσα του σήματος αποτελεσματικά, ο μετασχηματισμός που θα εφαρμόσουμε είναι αναγκαίο να χρησιμοποιεί πολλαπλής κλίμακας βασικές συναρτήσεις, όπως είναι οι βασικές συναρτήσεις των wavelets. Πριν όμως αναλύσουμε τις ιδιότητες του WT, καλό θα ήταν να εξετάσουμε γιατί ο μετασχηματισμός Fourier (Fourier Transform – FT) και ο μετασχηματισμός Fourier βραχέως χρόνου (Short Time Fourier Transform – STFT) κατ’ επέκταση δεν ενδείκνυνται για την εφαρμογή μας.

1.2 Μετασχηματισμός Fourier και STFT

Για να εξάγουμε πληροφορία σχετικά με τους μηχανισμούς σκέδασης του στόχου μπορούμε να εφαρμόσουμε τον αντίστροφο FT στα σκεδασμένα δεδομένα του πεδίου συχνότητας, ώστε να φτάσουμε στην κρουστική απόκριση του στόχου :

$$f(t) = \int_{-\infty}^{\infty} F(\omega) e^{j\omega t} d\omega \quad (1.2.1)$$

Ενώ η πληροφορία από το συντονισμό είναι εμφανής στο πεδίο της συχνότητας, στο πεδίο του χρόνου χάνεται. Αυτό μπορεί να ερμηνευθεί θεωρώντας τον FT σαν μία ανάλυση του $F(\omega)$ σε ένα σύνολο βασικών συναρτήσεων $\exp(j\omega t)$. Κάθε βασική συνάρτηση είναι άπειρης διάρκειας στο πεδίο της συχνότητας και επομένως δεν μπορεί να αναπαραστήσει μικρής κλίμακας σήματα συντονισμού. Συνεπώς, ο FT

παρόλο που παρέχει ιδανική ανάλυση για υψηλής κλίμακας σήματα στο πεδίο της συχνότητας δε συμβαίνει το ίδιο και για χαμηλής.

Το μειονέκτημα αυτό του FT μπορεί να ξεπεραστεί με τη χρήση πεπερασμένου μεγέθους βασικών συναρτήσεων. Ο STFT (ο οποίος είναι γνωστός και ως μετασχηματισμός Fourier τρέχοντος παραθύρου – Running Window Fourier Transform – RWFT) παρέχει πεπερασμένη ανάλυση τόσο στο πεδίο του χρόνου όσο και στις συχνότητες. Ο όρος **ανάλυση** σε ένα συγκεκριμένο πεδίο συνδέεται με το εύρος της πεπερασμένου μεγέθους βασικής συνάρτησης στο συγκεκριμένο πεδίο. Όσο πιο στενό είναι το εύρος της βασικής συνάρτησης τόσο καλύτερη είναι η ανάλυση στο πεδίο αυτό. Ο STFT ενός σήματος $F(\omega)$ στο πεδίο της συχνότητας ορίζεται ως [5]:

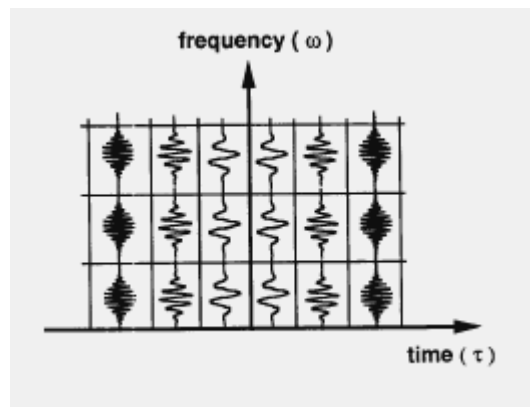
$$S(\tau, \Omega) = \int F(\omega) G(\Omega - \omega) e^{j\tau\omega} d\omega \quad (1.2.2)$$

Η σχέση (1.2.2) παρουσιάζει ομοιότητες με τη σχέση (1.2.1) που ορίσαμε προηγουμένως, εκτός από την παρουσία της συνάρτησης-παράθυρο $G(\omega)$. Επειδή το παράθυρο $G(\omega)$ είναι πεπερασμένο, η βασική συνάρτηση $[G(\omega)\exp(j\omega\tau)]$ θα είναι τώρα πεπερασμένης διάρκειας στο πεδίο της συχνότητας. Από τη σχέση (1.2.2) μπορεί να προκύψει η αναπαράσταση χρόνου-συχνότητας της αρχικής συνάρτησης $F(\omega)$. Ο STFT μπορεί να οριστεί και στο πεδίο του χρόνου:

$$S(\tau, \Omega) = \frac{1}{2\pi} e^{j\Omega\tau} \int f(t) g(t - \tau) e^{-j\Omega t} dt \quad (1.2.3)$$

Εδώ, οι συναρτήσεις $f(t)$, $g(t)$ είναι οι αντίστροφοι FT των συναρτήσεων $F(\omega)$ και $G(\omega)$ αντίστοιχα. Η δυαδική σχέση ανάμεσα στις (1.2.2) και (1.2.3) είναι προφανής. Άρα η αναπαράσταση χρόνου-συχνότητας μπορεί να προκύψει χρησιμοποιώντας ένα μετακινούμενο παράθυρο είτε στο πεδίο της συχνότητας είτε στο πεδίο του χρόνου. Επιπρόσθετα, χρήσιμο είναι να προβούμε σε ορισμένες παρατηρήσεις: (i) Σήματα στο πεδίο του χρόνου με διάρκεια μικρότερη από τη διάρκεια του παραθύρου τείνουν να εξαφανισθούν. Δηλαδή, η ανάλυση στο πεδίο του χρόνου περιορίζεται από το εύρος του παραθύρου $g(t)$. Ομοίως, στο πεδίο της συχνότητας η ανάλυση περιορίζεται από το εύρος του παραθύρου $G(\omega)$. (ii) Το εύρος του παραθύρου στο χρόνο είναι

αντιστρόφως ανάλογο με αυτό στη συχνότητα σύμφωνα με την αρχή της αβεβαιότητας. Επομένως, καλή ανάλυση στο χρόνο (μικρό παράθυρο) απαιτείτως συνεπάγεται φτωχή ανάλυση στη συχνότητα (μεγάλο παράθυρο). (iii) Το εύρος του παραθύρου σε κάθε πεδίο παραμένει αμετάβλητο καθώς μετατοπίζεται. Αυτό συμβάλει σε μία αμετάβλητη ανάλυση σε ολόκληρο το επίπεδο χρόνου-συχνότητας και το πρόβλημα εστιάζεται στο γεγονός ότι αν επιλέξουμε μικρό παράθυρο έχουμε καλή ανάλυση για σήματα μικρής κλίμακας ενώ αν επιλέξουμε μεγάλο παράθυρο έχουμε καλή ανάλυση για σήματα μεγάλης κλίμακας. Με άλλα λόγια αντιμετωπίζουμε δίλημμα στην επιλογή του παραθύρου για την περίπτωση σημάτων πολλαπλής κλίμακας. Στο σχήμα 1.2.1 φαίνονται οι βασικές συναρτήσεις του STFT στο επίπεδο χρόνου-συχνότητας.



Σχ. 1.2.1 Βασικές συναρτήσεις STFT

1.3 Μετασχηματισμός με Wavelets

Αντίθετα με την αμετάβλητη ανάλυση του STFT, ο WT επιτυγχάνει πολλαπλές και μεταβλητές αναλύσεις. Ο συνεχής μετασχηματισμός με wavelets (Continuous Wavelet Transform – CWT) για ένα σήμα στο πεδίο της συχνότητας $F(\omega)$ θα είναι [4]:

$$W_f(\tau, \Omega) = \int F(\omega) \tau^{1/2} H(\tau(\omega - \Omega)) d\omega \quad (1.3.1)$$

Στη θεωρία των wavelets η συνάρτηση $H(\omega)$ συνήθως καλείται μητρικό wavelet. Η σχέση (1.3.1) μπορεί να ερμηνευθεί σαν μία ανάλυση του σήματος $F(\omega)$ σε μία

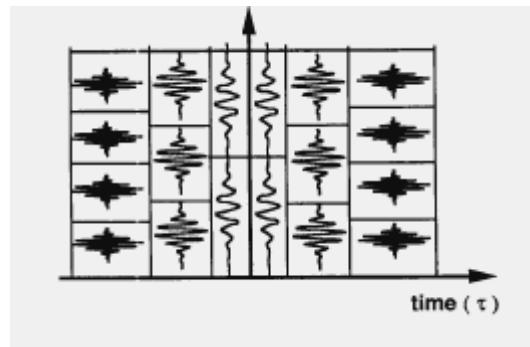
οικογένεια μετατοπισμένων και διαστελλόμενων wavelets $H(\tau(\omega-\Omega))$. Η βασική συνάρτηση wavelet $H(\tau(\omega-\Omega))$, έχει μεταβλητό εύρος σύμφωνα με την κλίμακα τ σε κάθε συχνότητα Ω . Η συνάρτηση H είναι πλατιά για μικρές τιμές του τ και στενή για μεγάλες τιμές του τ . Μετατοπίζοντας τη συνάρτηση H με μία αμετάβλητη παράμετρο τ , η συνάρτηση $F(\omega)$ εντοπίζεται στη συχνότητα Ω . Εναλλακτικά, διαστέλλοντας τη συνάρτηση H με βάση μία αμετάβλητη παράμετρο Ω οι πολλαπλές κλίμακες της συνάρτησης $F(\omega)$ στην Ω μπορούν να αναλυθούν με βάση την παράμετρο κλίμακας τ . Αυτή η ιδιότητα καλείται ιδιότητα πολλαπλής ανάλυσης (multiresolution) του WT και είναι το βασικότερο πλεονέκτημά του έναντι του STFT στην ανάλυση σημάτων πολλαπλής κλίμακας. Όπως και ο STFT έτσι και ο WT μπορεί να εκφρασθεί στο πεδίο του χρόνου για ένα σήμα $f(t)$, που προκύπτει από τον αντίστροφο FT του $F(\omega)$:

$$W_f(\tau, \Omega) = \frac{1}{2\pi} \int f(t) \tau^{-1/2} h(-t/\tau) e^{-j\Omega t} dt \quad (1.3.2)$$

όπου $h(t)$ είναι ο αντίστροφος FT του $H(\omega)$. Ουσιαστικά, η σχέση (1.3.2) υλοποιεί το FT της έκφρασης $[f(t)\tau^{-1/2}h(-t/\tau)]$ [4]. Αυτός είναι και ο προτιμώμενος τρόπος υπολογισμού του WT με χρήση του αλγορίθμου του γρήγορου μετασχηματισμού Fourier (Fast Fourier Transform – FFT) για κάθε τιμή του τ . Συγκρίνοντας τις σχέσεις (1.2.3) και (1.3.2), παρατηρούμε ότι η συνάρτηση $h(t)$ είναι όμοια με τη συνάρτηση-παράθυρο του STFT. Ωστόσο, η συνάρτηση $h(t)$ είναι αναγκαίο να ικανοποιεί τη “συνθήκη παραδεκτότητας” (“admissibility condition”) της θεωρίας των wavelet [8], σύμφωνα με την οποία θα πρέπει να έχει φάσμα ζωνοπερατού φίλτρου, δηλαδή συνήθως επιλέγεται να είναι μία συνάρτηση-παράθυρο με κέντρο σε σημείο t_0 . Μεταβάλλοντας το τ , η συνάρτηση-παράθυρο μετατοπίζεται κατά t_0 και το εύρος του παραθύρου διαστέλλεται κατά τον παράγοντα της κλίμακας τ . Αυτή είναι και η διαφορά με το STFT, όπου το εύρος του παραθύρου δεν μεταβάλλεται καθώς μετατοπίζεται.

Στο σημείο αυτό είναι σημαντικό να επισημάνουμε πως ο συγκεκριμένος ορισμός του WT τόσο στο χρόνο όσο και στη συχνότητα είναι ακριβές συμπλήρωμα του ορισμού που χρησιμοποιείται συνήθως στην επεξεργασία σήματος [4].

Στο σχήμα 1.3.1 φαίνονται οι βασικές συναρτήσεις του WT στο επίπεδο χρόνου-συχνότητας:



Σχ. 1.3.1 Βασικές συναρτήσεις WT

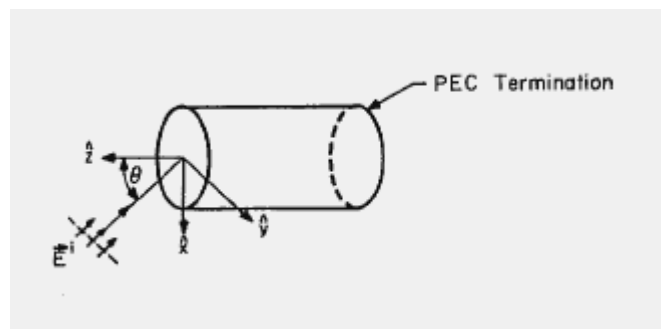
Ο STFT και ο WT είναι όμοιοι μεταξύ τους στο γεγονός ότι χρησιμοποιούν πεπερασμένες βασικές συναρτήσεις σε αντίθεση με το FT που χρησιμοποιεί απείρου μεγέθους. Όπως φαίνεται όμως από τα σχήματα 1.2.1 και 1.3.1 το εύρος της βασικής συνάρτησης στο WT μεταβάλλεται σύμφωνα με το χρόνο, ενώ του STFT είναι αμετάβλητο σε όλους τους χρόνους.

2^ο Κεφάλαιο

Επιλογή Στόχου και Υπολογισμός του RCS

2.1 Επιλογή Στόχου : Κυλινδρικός Κυματοδηγός Ανοιχτού Άκρου

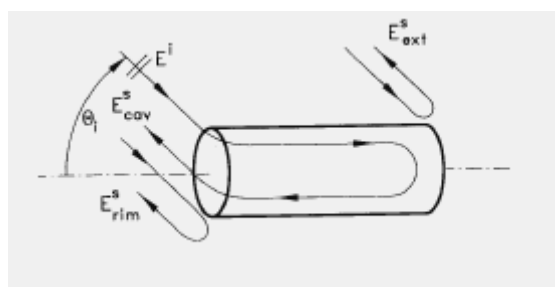
Μία πολύ καλή μοντελοποίηση του ακροφυσίου του αεροπλάνου είναι ο ανοιχτού άκρου κυλινδρικός κυματοδηγός [9] ο οποίος φαίνεται στο παρακάτω σχήμα:



Σχ. 2.1.1 Κυλινδρικός Κυματοδηγός Ανοιχτού Άκρου

Το ένα άκρο του είναι προφανώς ανοιχτό ενώ το δεύτερο τερματίζεται από έναν τέλει ηλεκτρικό αγωγό (perfect electric conductor – PEC), ο οποίος προσομοιώνει το περύγιο του έλικα της μηχανής του αεροπλάνου [10]. Ένας άλλος λόγος που χρησιμοποιούμε τον κυματοδηγό είναι το γεγονός ότι είναι ένα από τα λίγα προβλήματα ηλεκτρομαγνητικής σκέδασης τριών διαστάσεων που μπορεί να λυθεί αναλυτικά [9].

Το ολικό πεδίο σκέδασης φαίνεται στο παρακάτω σχήμα 2.1.2:



Σχ. 2.1.2 Πεδίο Σκέδασης σε Κυλινδρικό Κυματοδηγό

Μπορεί να εκφραστεί σύμφωνα με τη σχέση [5]:

$$\vec{E}^s = \vec{E}_{rim}^s + \vec{E}_{cav}^s + \vec{E}_{ext}^s \quad (2.1.1)$$

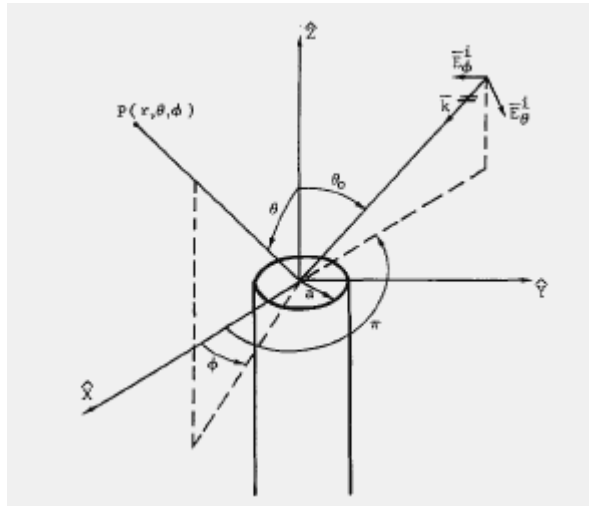
όπου \vec{E}_{rim}^s είναι το πεδίο σκέδασης από το άκρο του ανοίγματος και \vec{E}_{ext}^s το πεδίο σκέδασης από το εξωτερικό του κυματοδηγού. Το πεδίο σκέδασης από το εσωτερικό του κυματοδηγού, \vec{E}_{cav}^s , είναι το σημαντικότερο μέρος του συνολικού πεδίου. Για συχνότητες μικρότερες της συχνότητας αποκοπής το εσωτερικό του κυματοδηγού δε συμβάλει στο συνολικό πεδίο σκέδασης. Όσο όμως η συχνότητα αυξάνεται, ο αριθμός των ρυθμών διάδοσης και η σταθερά διάδοσης για κάθε ρυθμό αυξάνονται [5]. Ωστόσο, έχει αποδειχθεί πως το πεδίο σκέδασης από το εσωτερικό του κυματοδηγού μαζί με αυτό από το ανοιχτό άκρο του προσεγγίζουν το συνολικό πεδίο σκέδασης από το στόχο αυτό [11]. Για να υπολογίσουμε το πεδίο σκέδασης, δηλαδή τα σκεδασμένα δεδομένα από τον κυματοδηγό, καθορίζουμε την ενεργό διατομή σκέδασης ραντάρ (Radar Cross Section - RCS) του κυματοδηγού στο πεδίο της συχνότητας τόσο για το ανοιχτό άκρο του, όσο και για το εσωτερικό του, πράγμα που θα συμβεί στις επόμενες ενότητες του κεφαλαίου. Πρώτα, καλό θα ήταν να δώσουμε την ερμηνεία του RCS. Η ένταση της σκεδασμένης ενέργειας που έχει την ίδια πόλωση με την κεραία λήψης του ραντάρ χρησιμοποιείται για να ορίσει το RCS του στόχου. Διαφορετικά, θα μπορούσαμε να πούμε ότι η σκεδαστική ισχύς του στόχου εκφράζει το RCS [12]. Συνήθως, μετριέται σε τετραγωνικά μέτρα (m^2), και κάποιες τυπικές τιμές θα μπορούσαν να δοθούν στον παρακάτω πίνακα [13]:

Jumbo Jet Liner	100
Μαχητικό αεροσκάφος	6
Αρσενικός Ενήλικας	1
Πουλί	0.01
Έντομο	0.00001

Πίνακας 2.1.1 Τυπικές τιμές RCS

2.2 Καθορισμός RCS για το ανοιχτό άκρο του κυματοδηγού

Ένα κύμα με διεύθυνση $\theta = \theta_0$ και $\phi = \pi$, προσπίπτει σε έναν ημι-άπειρο κυματοδηγό ακτίνας a με τους άξονες του στο z άξονα όπως φαίνεται στο παρακάτω σχήμα [14]:



Σχ. 2.2.1 Σκέδαση σε ημι-άπειρο κυλινδρικό κυματοδηγό

Το κύμα πρόσπτωσης μπορεί να εκφρασθεί, μετά την παράλειψη του παράγοντα χρόνου $\exp(-j\omega t)$, ως [14]:

$$E^i = (\hat{\theta}E_{\theta}^i + \hat{\phi}E_{\phi}^i) \exp[-jk(-x \sin \theta_0 + z \cos \theta_0)] \quad (2.2.1)$$

όπου τα E_{θ}^i, E_{ϕ}^i ορίζονται ως το οριζόντια πολωμένο και το κάθετα πολωμένο συστατικό του κύματος πρόσπτωσης αντίστοιχα. Το πρόβλημα είναι να ορίσουμε το πεδίο σκέδασης E , το οποίο εκφράζεται στη μορφή:

$$E \sim \frac{e^{jkr}}{r} (\hat{\theta}E_{\theta} + \hat{\phi}E_{\phi}), kr \gg 1 \quad (2.2.2)$$

όπου για ένα σημείο παρατήρησης $P(r, \theta, \phi)$ τα E_{θ}, E_{ϕ} θα είναι:

$$\begin{bmatrix} E_\theta \\ E_\phi \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{\theta\theta} & S_{\theta\phi} \\ S_{\phi\theta} & S_{\phi\phi} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_\theta^i \\ E_\phi^i \end{bmatrix} \quad (2.2.3)$$

Στη σχέση (2.2.3) ισχύει ότι $S_{\theta\phi} = S_{\phi\theta} = 0$ [15]. Εξάλλου, τα μεγέθη που μας ενδιαφέρουν είναι τα $S_{\theta\theta}$ και $S_{\phi\phi}$ καθώς το RCS για οριζόντια και κάθετη πόλωση δίνεται αντίστοιχα από τις σχέσεις [14]:

$$\sigma_{HH} = 4\pi |S_{\theta\theta}|^2 \quad (2.2.4)$$

$$\sigma_{VV} = 4\pi |S_{\phi\phi}|^2 \quad (2.2.5)$$

Τα $S_{\theta\theta}$ και $S_{\phi\phi}$ θα είναι [14]:

$$\begin{aligned} S_{\theta\theta} = & \frac{-a \sin^2(\theta_0/2)}{\cos(\theta_0)} \{J_0(2\tau) + \frac{e^{j(\pi/4)}}{\sqrt{\pi k a \cos \theta_0}} \cdot [C_1 + C_2 J_0(2\tau)] + \frac{j}{2\pi k a \cos^2 \theta_0} \\ & \cdot [2C_1 C_2 + (C_1^2 + C_2^2) J_0(2\tau)]\} - a \cos^2(\theta_0/2) \left\{ \frac{J_1(2\tau)}{2\tau} + \frac{e^{j(\pi/4)}}{\sqrt{\pi k a \cos \theta_0}} \right. \\ & \cdot [(\cos \theta_0 - \frac{1}{2})C_1 + \frac{J_1(2\tau)}{2\tau} C_2] + \frac{j}{2\pi k a \cos^2 \theta_0} \cdot [2(C_1 C_2 - 2\frac{J_1(2\tau)}{2\tau} C_1^2) \cos \theta_0 \\ & \left. + (C_1^2 + C_2^2) \cdot \frac{J_1(2\tau)}{2\tau} - C_1 C_2 + 4\frac{J_1(2\tau)}{2\tau} C_1^2 \cos^2 \theta_0] \right\} \end{aligned} \quad (2.2.6)$$

$$\begin{aligned} S_{\phi\phi} = & \frac{-a \cos^2(\theta_0/2)}{\cos \theta_0} \{J_1'(2\tau) + \frac{e^{j(\pi/4)}}{\sqrt{\pi k a \cos \theta_0}} \cdot [\frac{C_1}{2} + J_1'(2\tau) C_2] + \frac{j}{2\pi k a \cos^2 \theta_0} \\ & \cdot [(C_1^2 + C_2^2) J_1'(2\tau) + C_1 C_2]\} \end{aligned} \quad (2.2.7)$$

Οι σχέσεις (2.2.6) και (2.2.7) ισχύουν για $\cos \theta_0 > 0$ [14]. Ο συντελεστής τ είναι:

$$\tau = k a \sin \theta_0 \quad (2.2.8)$$

ενώ k είναι ο κυματαριθμός με:

$$k = 2\pi / \lambda \quad (2.2.9)$$

όπου λ το μήκος κύματος:

$$\lambda = c / f \quad (2.2.10)$$

με f τη συχνότητα και c την ταχύτητα του φωτός ($3 \cdot 10^8$ m/sec). Η συνάρτηση J_n είναι η συνάρτηση Bessel τάξης n , ενώ η J'_n είναι η παράγωγός της. Η παράγωγος της συνάρτησης Bessel δίνεται από την παρακάτω σχέση:

$$J'_n(bx) = -bJ_{n+1}(bx) + \frac{n}{x}J_n(bx) \quad (2.2.11)$$

Οι συντελεστές C_1 και C_2 υπολογίζονται από τις παρακάτω σχέσεις [14]:

$$C_1 = \frac{1}{2} \left[L\left(p + \frac{1}{4}, \frac{3}{2}\right) - L\left(p + \frac{3}{4}, \frac{3}{2}\right) \right] \quad (2.2.12)$$

$$C_2 = \frac{1}{2} \left[L\left(p + \frac{1}{4}, \frac{3}{2}\right) + L\left(p + \frac{3}{4}, \frac{3}{2}\right) \right] \quad (2.2.13)$$

Η συνάρτηση L είναι η τροποποιημένη συνάρτηση Lerch [14]:

$$L\left(p, \frac{3}{2}\right) = -2\pi\sqrt{p}(1-j) + \sum_n^{\infty} (R_n + jI_n p) p^{2n} \quad (2.2.14)$$

όπου $p = ka / \pi$, ενώ οι σταθερές R_n , I_n για τις πρώτες δώδεκα τιμές του n δίνονται στον παρακάτω πίνακα [14]:

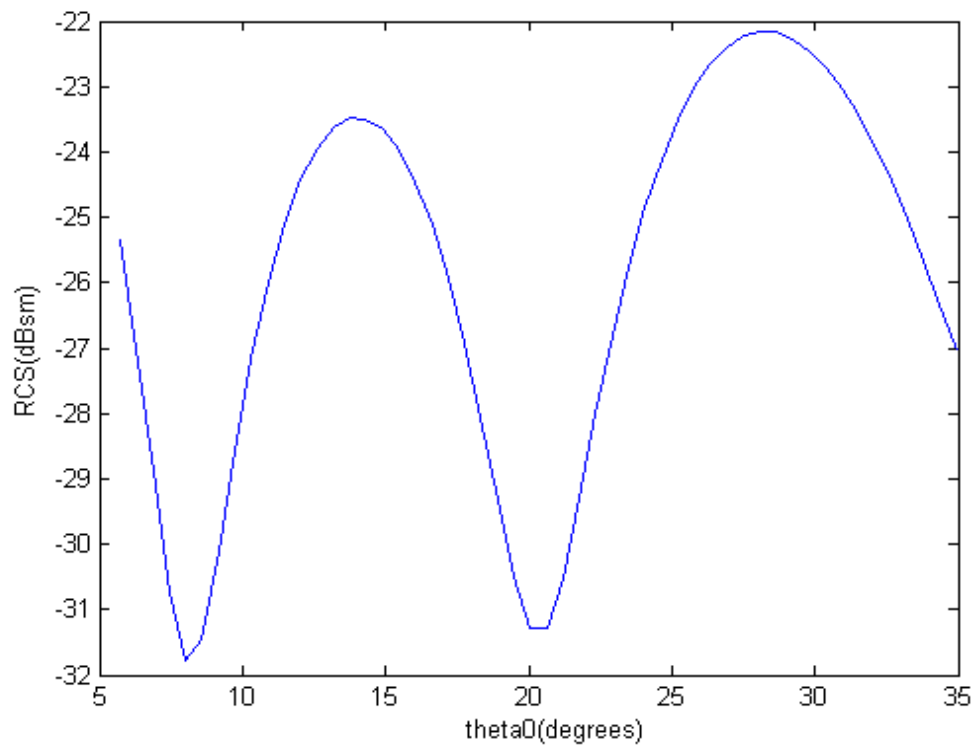
N	R_n	I_n
0	2.612375349	-9.175677995
1	4.103509608	1.053601631
2	0.553084197	0.362409835
3	0.264204210	0.204916484
4	0.165478049	0.137491536
5	0.116699220	0.100714057
6	0.088093785	0.077915492
7	0.069561348	0.062602496
8	0.056732283	0.051725934
9	0.047415184	0.043671761
10	0.040396325	0.037510848
11	0.034953278	0.032673711
12	0.030631602	0.028793704

Πίνακας 2.2.1 Σταθερές R_n , I_n για αναπαράσταση συνάρτησης Lerch

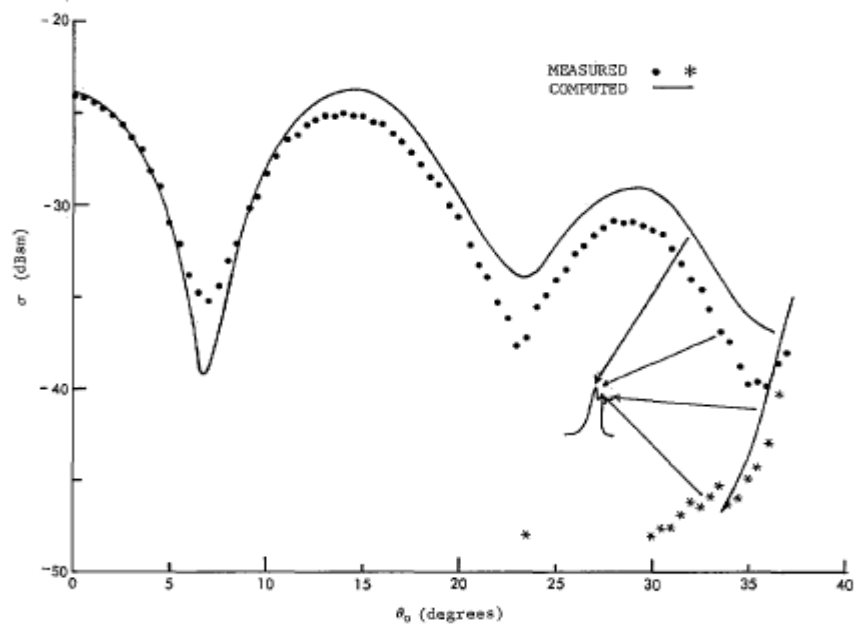
Υπολογίσαμε το RCS του κυματοδηγού για την επίδραση του ανοιχτού άκρου του και προβήκαμε σε μία σύγκριση των αποτελεσμάτων μας με αυτά των C.A. CHUANG, CHARLES S. LIANG, SHUNG-WU LEE (C.L.L) [14], οι οποίοι παρουσιάζουν τόσο πειραματικά όσο και θεωρητικά αποτελέσματα. Σε πρώτη φάση συγκρίναμε τα αποτελέσματα για κυματοδηγό ακτίνας 1.5 in (0.038 cm) και συχνότητα φέροντος 9.1 GHz τόσο για κάθετη όσο και για οριζόντια πόλωση. Τα αποτελέσματά μας φαίνονται στα σχήματα 2.2.2 και 2.2.4 ενώ των C.L.L στα 2.2.3 και 2.2.5. Στη συνέχεια συγκρίναμε τα αποτελέσματα για κυματοδηγό ακτίνας 2.975 in (0.075 cm) και συχνότητα φέροντος 9.1 GHz τόσο για κάθετη όσο και για οριζόντια πόλωση. Τα αποτελέσματά μας φαίνονται στα σχήματα 2.2.6 και 2.2.8 ενώ των C.L.L στα 2.2.7 και 2.2.9.

Από τη σύγκριση των αποτελεσμάτων φαίνεται μια πολύ καλή προσέγγιση για όλες τις περιπτώσεις.

Για $\alpha = 1.5$ in, $f = 9.1$ GHz, κάθετη πόλωση:

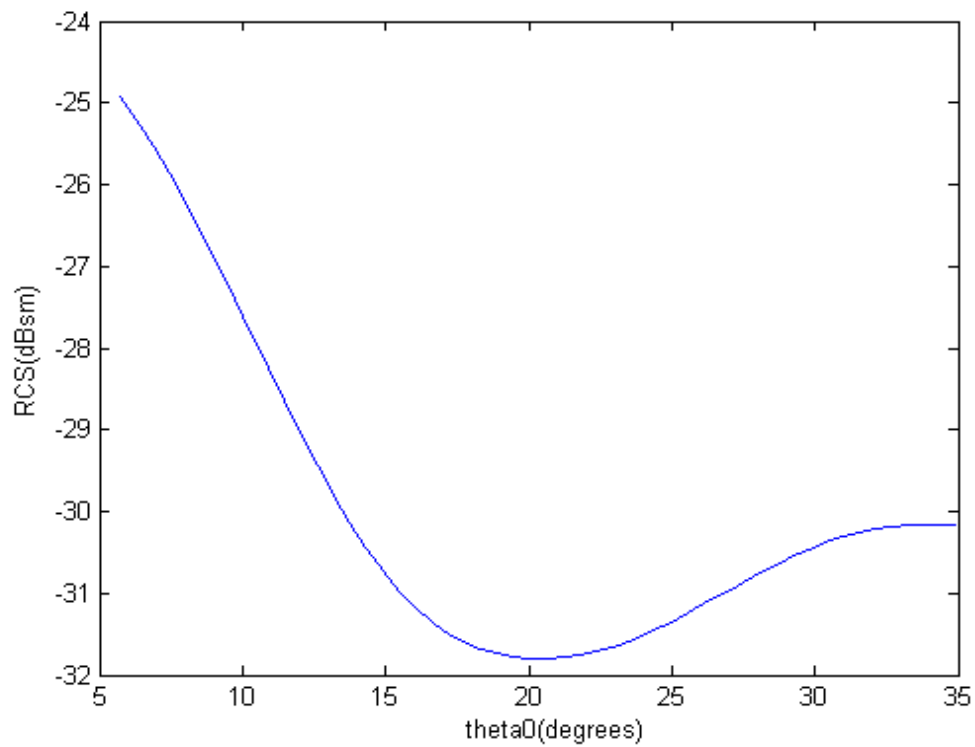


Σχ.2.2.2 RCS για το ανοιχτό άκρο κυλινδρικού κυματοδηγού ($\alpha = 1.5$ in, $f = 9.1$ GHz, κάθετη πόλωση)

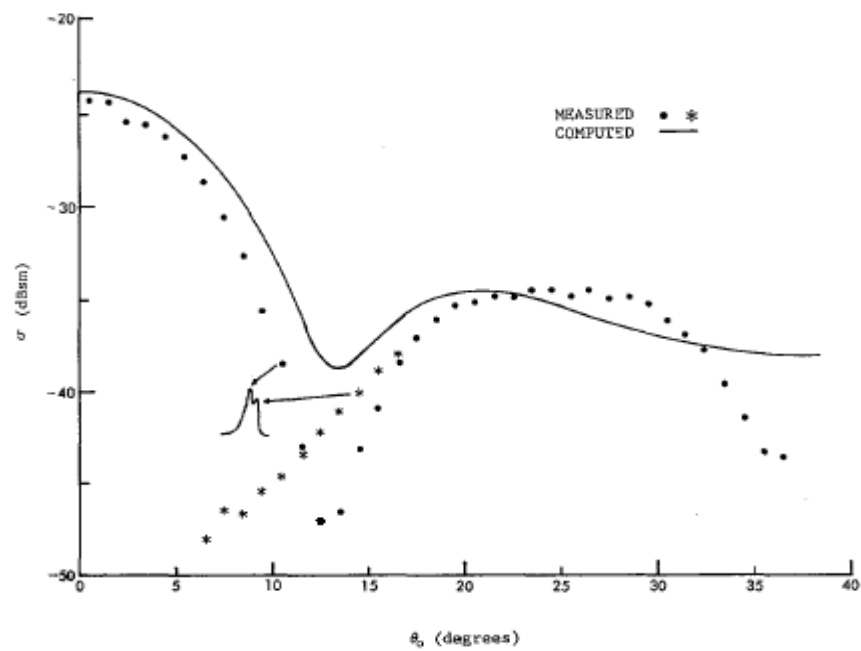


Σχ.2.2.3 RCS για το ανοιχτό άκρο κυλινδρικού κυματοδηγού ($\alpha = 1.5$ in, $f = 9.1$ GHz, κάθετη πόλωση) – C.L.L

Για $\alpha = 1.5$ in, $f = 9.1$ GHz, οριζόντια πόλωση:

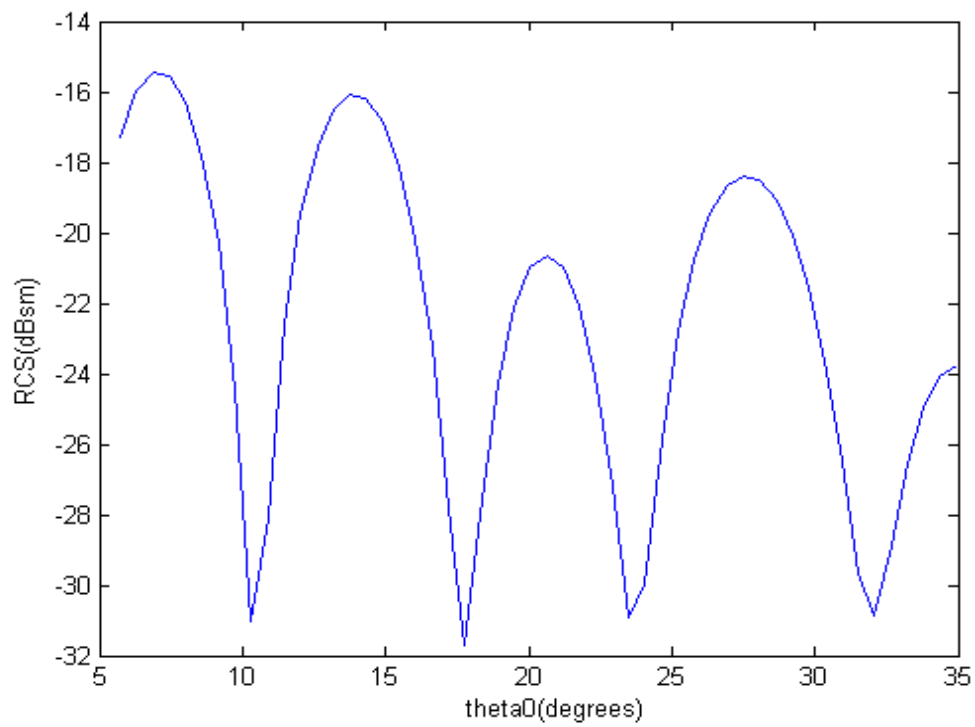


Σχ.2.2.4 RCS για το ανοιχτό άκρο κυλινδρικού κυματοδηγού ($\alpha = 1.5$ in, $f = 9.1$ GHz, οριζόντια πόλωση)

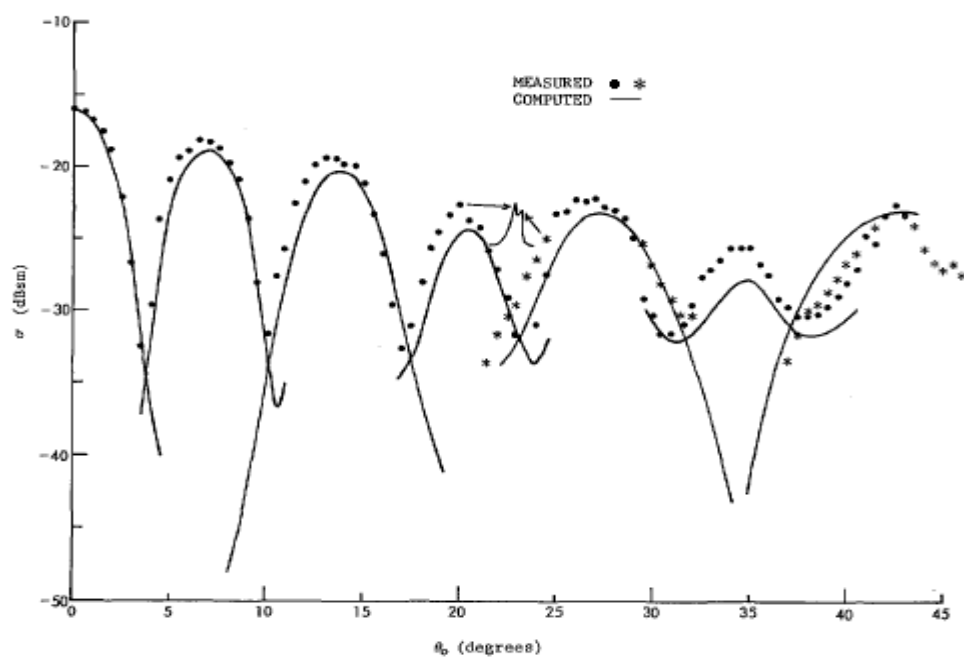


Σχ.2.2.5 RCS για το ανοιχτό άκρο κυλινδρικού κυματοδηγού ($\alpha = 1.5$ in, $f = 9.1$ GHz, οριζόντια πόλωση) – C.L.L

Για $\alpha = 2.975$ in, $f = 9.1$ GHz, κάθετη πόλωση:

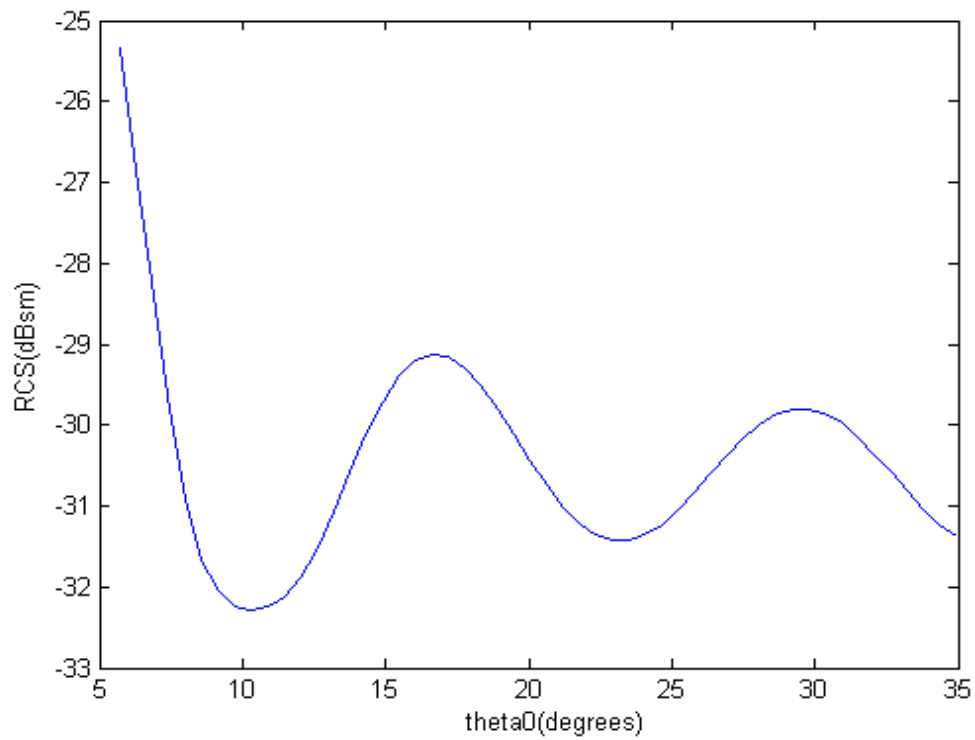


Σχ.2.2.6 RCS για το ανοιχτό άκρο κυλινδρικού κυματοδηγού ($\alpha = 2.975$ in, $f = 9.1$ GHz, κάθετη πόλωση)

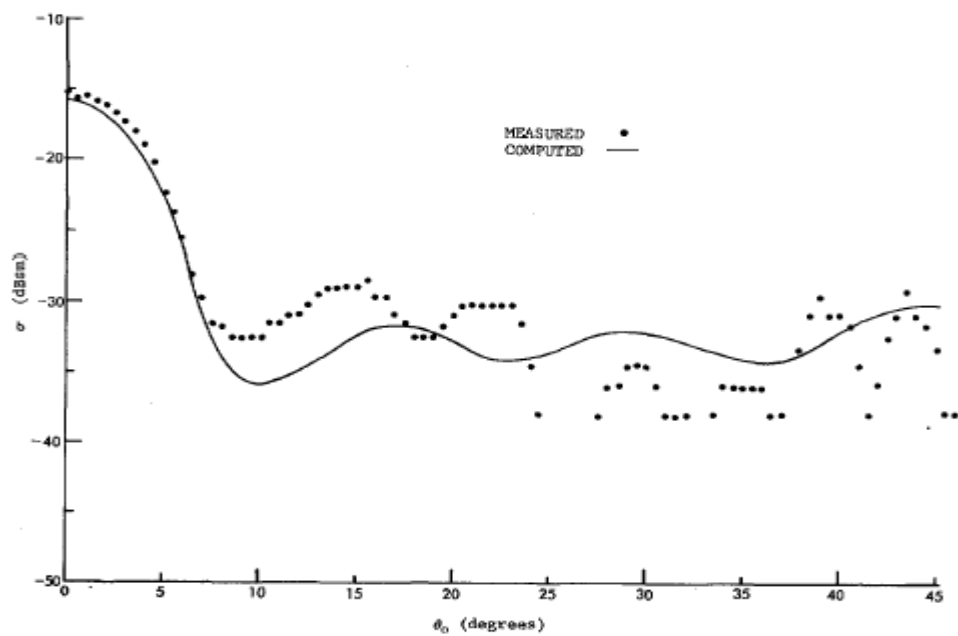


Σχ.2.2.7 RCS για το ανοιχτό άκρο κυλινδρικού κυματοδηγού ($\alpha = 2.975$ in, $f = 9.1$ GHz, κάθετη πόλωση) – C.L.L

Για $\alpha = 2.975$ in, $f = 9.1$ GHz, οριζόντια πόλωση:



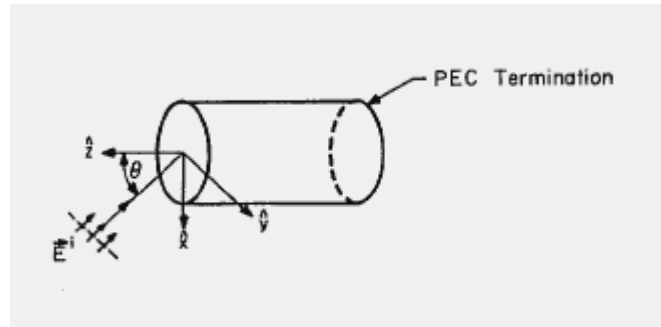
Σχ.2.2.8 RCS για το ανοιχτό άκρο κυλινδρικού κυματοδηγού ($\alpha = 2.975$ in, $f = 9.1$ GHz, οριζόντια πόλωση)



Σχ.2.2.9 RCS για το ανοιχτό άκρο κυλινδρικού κυματοδηγού ($\alpha = 2.975$ in, $f = 9.1$ GHz, οριζόντια πόλωση) – C.L.L

2.3 Καθορισμός RCS για το εσωτερικό του κυματοδηγού

Ένα κύμα με διεύθυνση στο x-z επίπεδο προσπίπτει σε έναν ανοιχτού άκρου κυλινδρικό κυματοδηγό ακτίνας a και μήκους L όπως φαίνεται στο παρακάτω σχήμα:



Σχ. 2.3.1 Σκέδαση σε ανοιχτού άκρου κυλινδρικό κυματοδηγό

Το κύμα πρόσπτωσης μπορεί να εκφρασθεί, μετά την παράλειψη του παράγοντα χρόνου $\exp(-j\omega t)$, ως [10]:

$$E^i = (\hat{\theta}E_{\theta}^i + \hat{\phi}E_{\phi}^i) \exp[jk(x \sin \theta + z \cos \theta)] \quad (2.3.1)$$

όπου τα E_{θ}^i, E_{ϕ}^i ορίζονται ως το οριζόντια πολωμένο και το κάθετα πολωμένο συστατικό του κύματος πρόσπτωσης αντίστοιχα. Το πρόβλημα είναι να ορίσουμε το πεδίο σκέδασης E , το οποίο εκφράζεται στη μορφή:

$$E = \frac{e^{-jkr}}{r} (\hat{\theta}E_{\theta} + \hat{\phi}E_{\phi}) \quad (2.3.2)$$

όπου για ένα σημείο παρατήρησης $P(r, \theta, \phi)$ τα E_{θ}, E_{ϕ} θα είναι:

$$\begin{bmatrix} E_{\theta} \\ E_{\phi} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{\theta\theta} & S_{\theta\phi} \\ S_{\phi\theta} & S_{\phi\phi} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_{\theta}^i \\ E_{\phi}^i \end{bmatrix} \quad (2.3.3)$$

Στη σχέση (2.3.3) ισχύει ότι $S_{\theta\phi} = S_{\phi\theta} = 0$ [15]. Εξάλλου, τα μεγέθη που μας ενδιαφέρουν είναι τα $S_{\theta\theta}$ και $S_{\phi\phi}$ καθώς το RCS για οριζόντια και κάθετη πόλωση δίνεται αντίστοιχα από τις σχέσεις [14]:

$$\sigma_{HH} = 4\pi|S_{\theta\theta}|^2 \quad (2.3.4)$$

$$\sigma_{VV} = 4\pi|S_{\phi\phi}|^2 \quad (2.3.5)$$

Τα $S_{\theta\theta}$ και $S_{\phi\phi}$ θα είναι [15]:

$$\begin{aligned} S_{\theta\theta} = & \sum_m \sum_n \frac{j^{2m+1} m^2 \left[1 + \frac{\gamma_{mn}}{k} \cos \theta \right]^2 J_m^2(k\alpha \sin \theta)}{\gamma_{mn} \varepsilon_m \sin^2 \theta [(\xi'_{mn})^2 - m^2]} e^{-2j\gamma_{mn}L} \\ & + \sum_m \sum_n \frac{j^{2m+1} \left[\frac{\bar{\gamma}_{mn}}{k} + \cos \theta \right]^2 J_m^2(k\alpha \sin \theta)}{\bar{\gamma}_{mn} \varepsilon_m \sin^2 \theta \left[1 - \left(\frac{\xi_{mn}}{k\alpha \sin \theta} \right)^2 \right]^2} e^{-2j\bar{\gamma}_{mn}L} \end{aligned} \quad (2.3.6)$$

$$S_{\phi\phi} = \sum_m \sum_n \frac{j^{2m+1} (k\alpha)^2 \left[\frac{\gamma_{mn}}{k} + \cos \theta \right]^2 [J'_m(k\alpha \sin \theta)]^2}{\gamma_{mn} \varepsilon_m [(\xi'_{mn})^2 - m^2] \left[1 - \left(\frac{k\alpha \sin \theta}{\xi'_{mn}} \right)^2 \right]^2} e^{-2j\gamma_{mn}L} \quad (2.3.7)$$

όπου k είναι ο κυματαριθμός με:

$$k = 2\pi / \lambda \quad (2.3.8)$$

με λ το μήκος κύματος:

$$\lambda = c / f \quad (2.3.9)$$

με f τη συχνότητα και c την ταχύτητα του φωτός ($3 \cdot 10^8$ m/sec). Η συνάρτηση J_m είναι η συνάρτηση Bessel τάξης m , ενώ η J'_m είναι η παράγωγός της. Η παράγωγος της συνάρτησης Bessel δίνεται από την παρακάτω σχέση:

$$J'_m(bx) = -bJ_{m+1}(bx) + \frac{m}{x}J_m(bx) \quad (2.3.10)$$

Οι παράγοντες γ_{mn} και $\bar{\gamma}_{mn}$ είναι οι σταθερές διάδοσης για τους TE και TM ρυθμούς αντίστοιχα και ορίζονται ως [15]:

$$\gamma_{mn} = [k^2 - (\xi'_{mn} / \alpha)^2]^{1/2} \quad (2.3.11)$$

$$\bar{\gamma}_{mn} = [k^2 - (\xi_{mn} / \alpha)^2]^{1/2} \quad (2.3.12)$$

Θυμίζουμε ότι οι TE και TM ρυθμοί είναι οι ρυθμοί διάδοσης του ηλεκτρικού και μαγνητικού κύματος αντίστοιχα και μεταδίδονται σε συχνότητες μεγαλύτερες της συχνότητας αποκοπής [16].

Οι παράγοντες ξ'_{mn}, ξ_{mn} είναι οι n-οστές ρίζες των J'_m και J_m αντίστοιχα (η περίπτωση $\xi'_{mn} = 0$ εξαιρείται από το άθροισμα). Στην εφαρμογή μας παρατηρήσαμε πως τα αποτελέσματα σταθεροποιούνται μετά τις δέκα περίπου επαναλήψεις, δηλαδή για $m, n=0, \dots, 9$. Για τις τιμές αυτές παραθέτουμε τις ρίζες των συναρτήσεων J'_m (Πίνακας 2.3.1) και J_m (Πίνακας 2.3.2).

Ρίζα	0 ^{ης} τάξης	1 ^{ης} τάξης	2 ^{ης} τάξης	3 ^{ης} τάξης	4 ^{ης} τάξης	5 ^{ης} τάξης	6 ^{ης} τάξης	7 ^{ης} τάξης	8 ^{ης} τάξης	9 ^{ης} τάξης
0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
1	2*10 ⁻²⁰	1.8412	3.0542	4.2012	5.3175	6.4156	7.5013	8.5778	9.6474	10.711
2	3.8317	5.3314	6.7061	8.0152	9.2824	10.52	11.735	12.932	14.116	15.287
3	7.0156	8.5363	9.9695	11.346	12.682	13.987	15.268	16.529	17.774	19.005
4	10.174	11.706	13.17	14.586	15.964	17.313	18.637	19.942	21.229	22.501
5	13.324	14.864	16.348	17.789	19.196	20.576	21.932	23.268	24.587	25.891
6	16.471	18.015	19.513	20.973	22.401	23.804	25.184	26.545	27.889	29.219
7	19.616	21.164	22.672	24.145	25.59	27.01	28.41	29.791	31.155	32.505
8	22.76	24.311	25.826	27.31	28.768	30.203	31.618	33.015	34.397	35.764
9	25.904	27.457	28.978	30.47	31.939	33.385	34.813	36.224	37.62	39.002

Πίνακας 2.3.1 Ρίζες της παραγώγου συναρτήσεων Bessel m τάξης

Ρίζα	0 ^{ης} τάξης	1 ^{ης} τάξης	2 ^{ης} τάξης	3 ^{ης} τάξης	4 ^{ης} τάξης	5 ^{ης} τάξης	6 ^{ης} τάξης	7 ^{ης} τάξης	8 ^{ης} τάξης	9 ^{ης} τάξης
0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
1	2.4048	3.8317	5.1336	6.3802	7.5883	8.7715	9.9361	11.086	12.225	13.354
2	5.5201	7.0156	8.4172	9.761	11.065	12.339	13.589	14.821	16.038	17.241
3	8.6537	10.174	11.62	13.015	14.373	15.7	17.004	18.288	19.555	20.807
4	11.791	13.324	14.796	16.224	17.616	18.98	20.321	21.642	22.945	24.234
5	14.931	16.471	17.96	19.409	20.827	22.218	23.586	24.935	26.267	27.584
6	18.071	19.616	21.117	22.583	24.019	25.43	26.82	28.191	29.546	30.885
7	21.212	22.76	24.27	25.748	27.199	28.627	30.034	31.423	32.796	34.154
8	24.352	25.904	27.421	28.908	30.371	31.812	33.233	34.637	36.026	37.4
9	27.494	29.047	30.569	32.065	33.537	34.989	36.422	37.839	39.24	40.629

Πίνακας 2.3.2 Ρίζες συναρτήσεων Bessel m τάξης

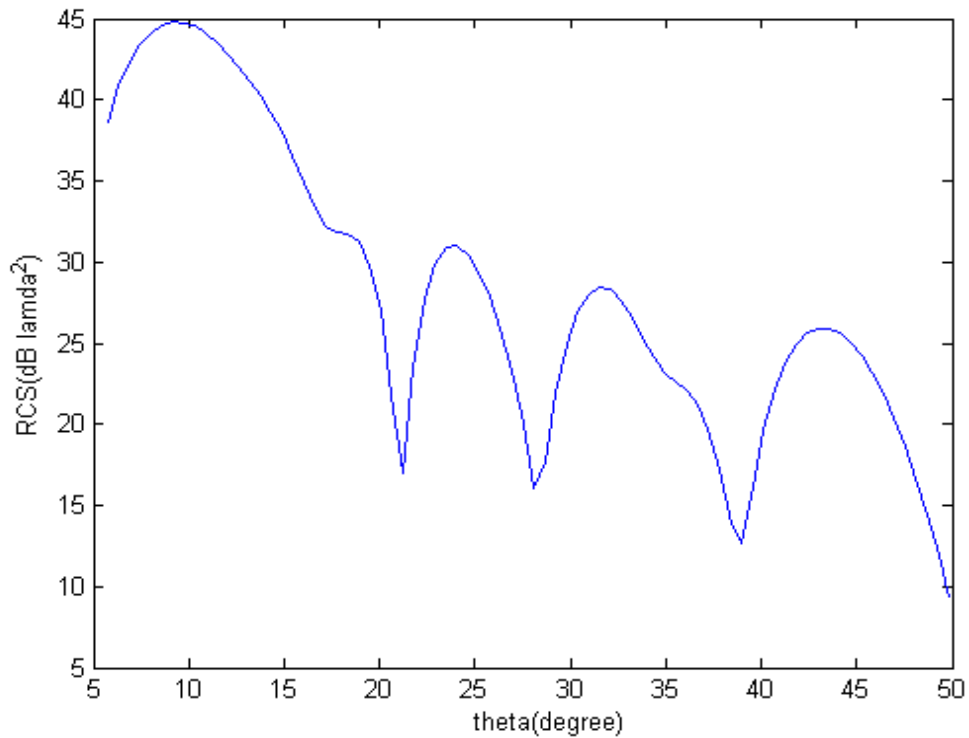
Όσον αφορά τον παράγοντα ε_m , δίνεται από την παρακάτω σχέση [15]:

$$\varepsilon_m = \begin{cases} 2, m = 0 \\ 1, \text{αλλού} \end{cases} \quad (2.3.13)$$

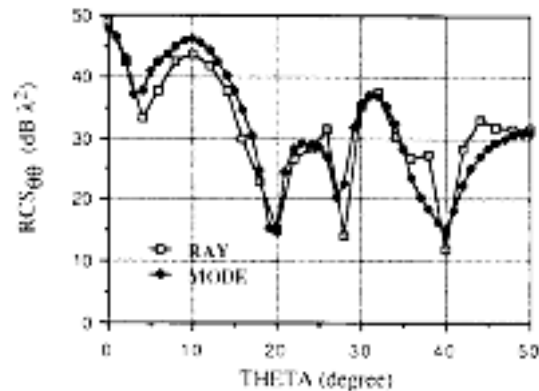
Υπολογίσαμε το RCS του κυματοδηγού για την επίδραση του εσωτερικού του και προβήκαμε σε μία σύγκριση των αποτελεσμάτων μας με αυτά των HAO LING, SHUNG-WU LEE, RI-CHEE CHOU (L.L.C) [15], οι οποίοι παρουσιάζουν αποτελέσματα με δύο μεθόδους και με αυτά των CHOON S. LEE, SHUNG-WU LEE (L.L) [10]. Σε πρώτη φάση συγκρίναμε τα αποτελέσματα με αυτά των L.L.C για κυματοδηγό ακτίνας 5λ, μήκους 30λ και συχνότητας φέροντος 5 GHz τόσο για οριζόντια όσο και για κάθετη πόλωση. Τα αποτελέσματά μας φαίνονται στα σχήματα 2.3.2 και 2.3.4 ενώ των L.L.C στα 2.3.3 και 2.3.5. Στη συνέχεια συγκρίναμε τα αποτελέσματα με αυτά των L.L για κυματοδηγό ακτίνας 0.03137 cm, μήκους 21.59 cm και συχνότητας φέροντος 9.13 GHz τόσο για οριζόντια όσο και για κάθετη πόλωση. Τα αποτελέσματά μας φαίνονται στα σχήματα 2.3.6 και 2.3.8 ενώ των L.L στα 2.3.7 και 2.3.9.

Από τη σύγκριση των αποτελεσμάτων φαίνεται μια πολύ καλή προσέγγιση για όλες τις περιπτώσεις πλην της τελευταίας που παρουσιάζει διαφορά στη μορφή της παράστασης μετά τις 15° .

Για $a = 5\lambda$, $L = 30\lambda$, $f = 5$ GHz, οριζόντια πόλωση:

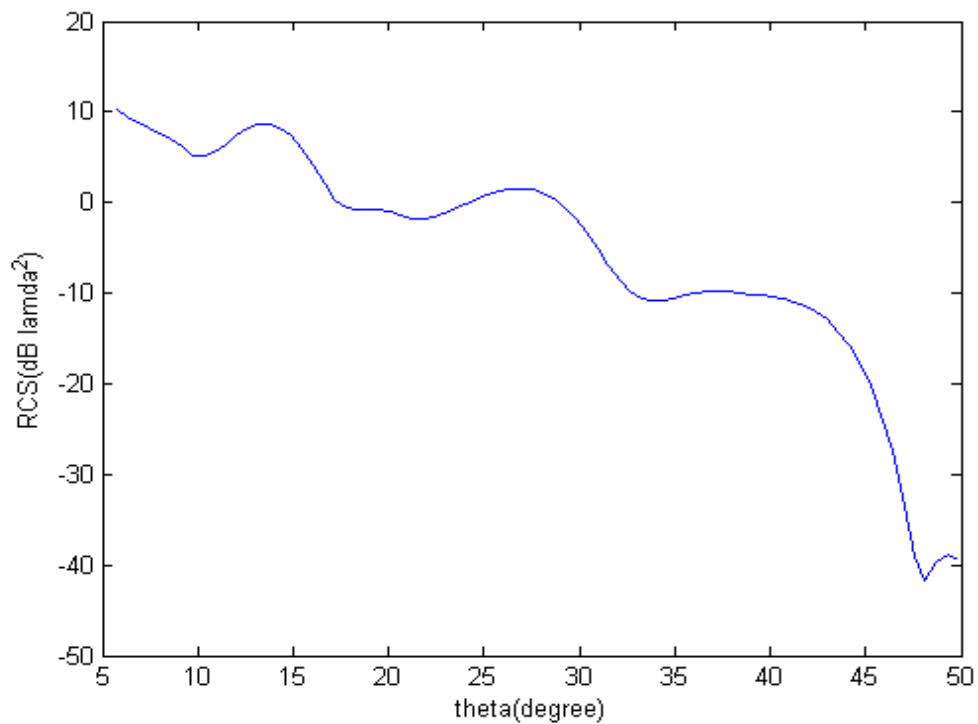


Σχ. 2.3.2 RCS για το εσωτερικό κυλινδρικού κυματοδηγού ($a = 5\lambda$, $L = 30\lambda$, $f = 5$ GHz, οριζόντια πόλωση)

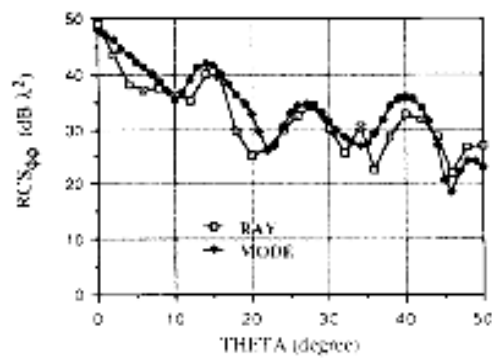


Σχ. 2.3.3 RCS για το εσωτερικό κυλινδρικού κυματοδηγού ($a = 5\lambda$, $L = 30\lambda$, $f = 5$ GHz, οριζόντια πόλωση) – L.L.C

Για $\alpha = 5\lambda$, $L = 30\lambda$, $f = 5$ GHz, κάθετη πόλωση:

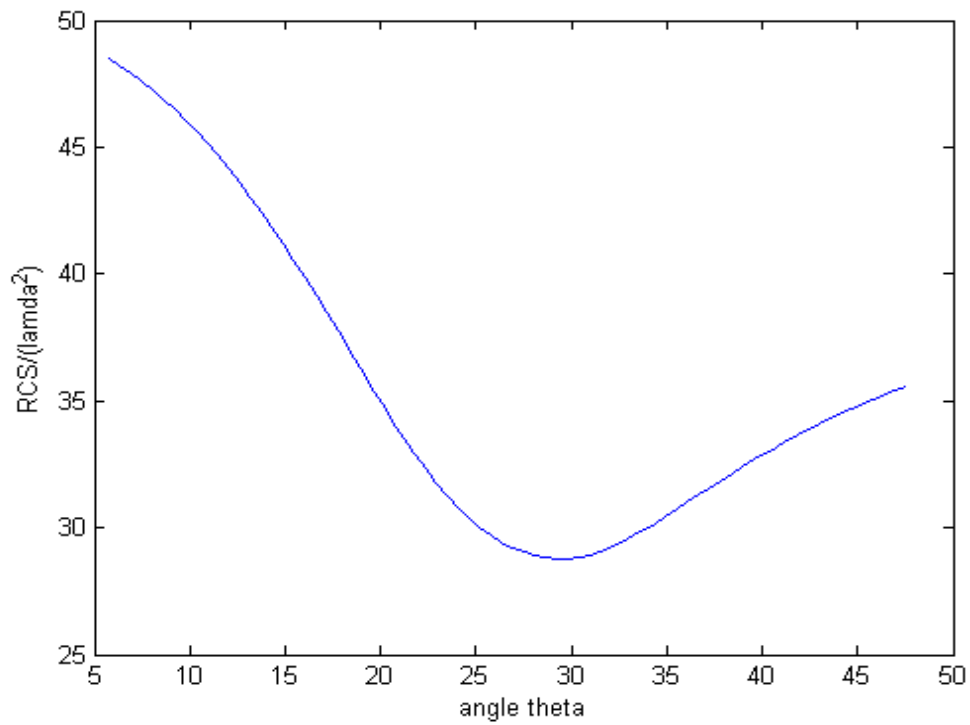


Σχ. 2.3.4 RCS για το εσωτερικό κυλινδρικού κυματοδηγού ($\alpha = 5\lambda$, $L = 30\lambda$, $f = 5$ GHz, κάθετη πόλωση)

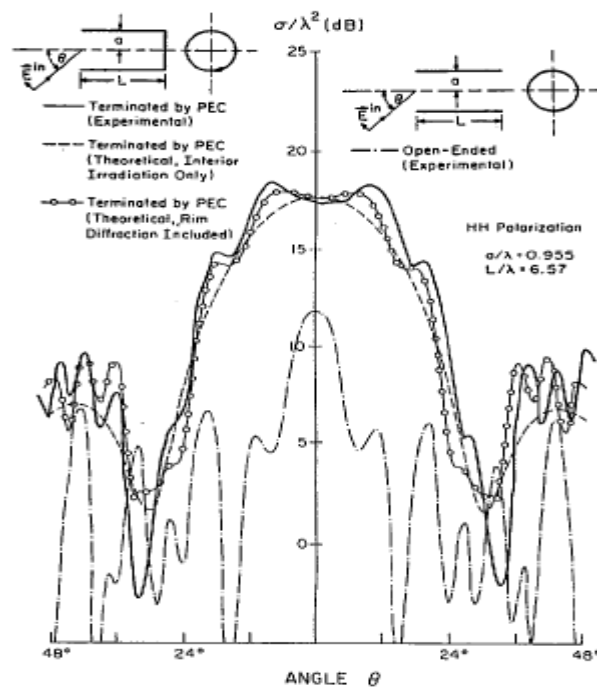


Σχ. 2.3.5 RCS για το εσωτερικό κυλινδρικού κυματοδηγού ($\alpha = 5\lambda$, $L = 30\lambda$, $f = 5$ GHz, κάθετη πόλωση) – L.L.C

Για $a = 0.03137$ cm, $L = 21.59$ cm, $f = 9.13$ GHz, οριζόντια πόλωση:

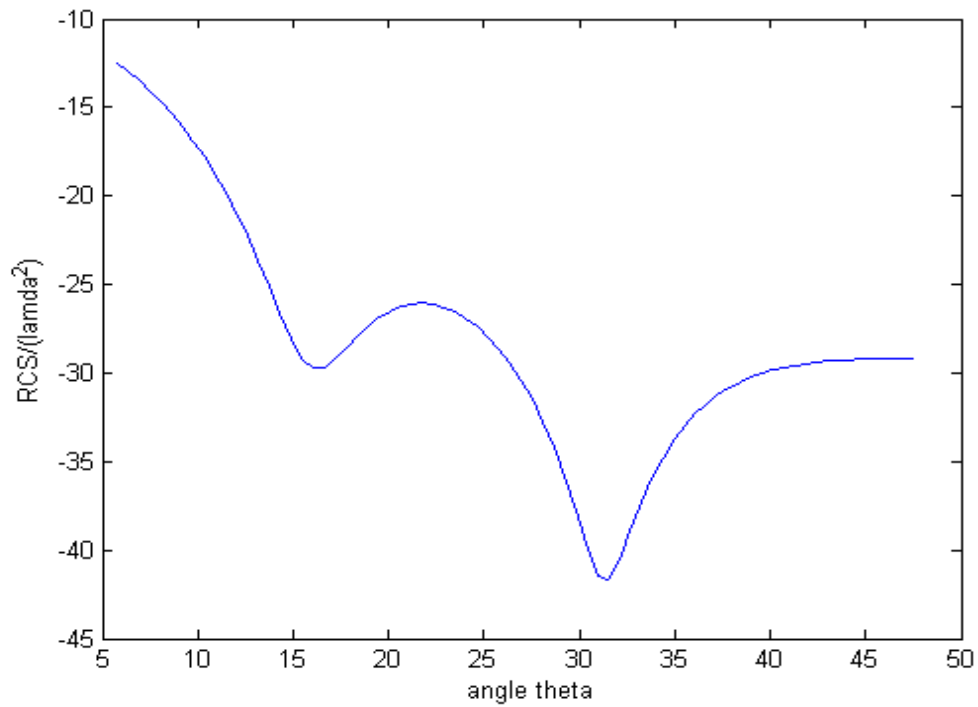


Σχ. 2.3.6 RCS για το εσωτερικό κυλινδρικού κυματοδηγού ($a = 0.03137$ cm, $L = 21.59$ cm, $f = 9.13$ GHz, οριζόντια πόλωση)

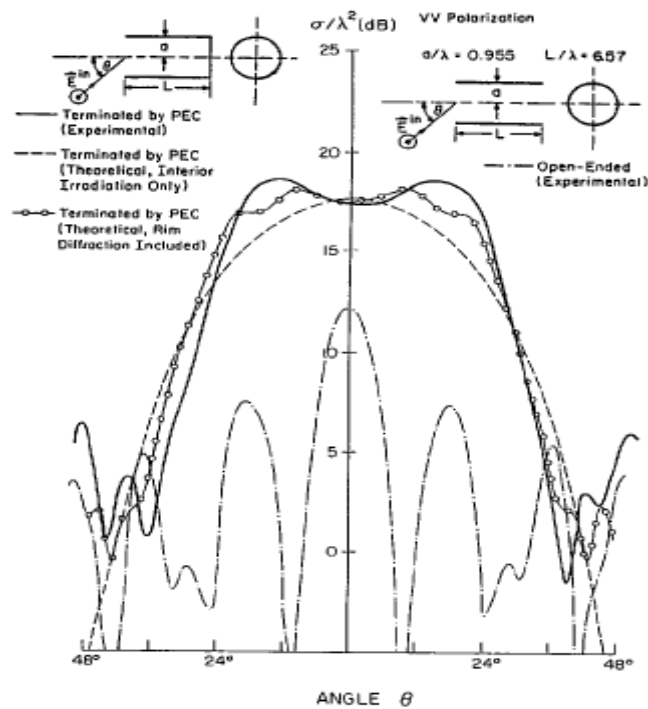


Σχ. 2.3.7 RCS για το εσωτερικό κυλινδρικού κυματοδηγού ($a = 0.03137$ cm, $L = 21.59$ cm, $f = 9.13$ GHz, οριζόντια πόλωση) – L.L (---)

Για $a = 0.03137 \text{ cm}$, $L = 21.59 \text{ cm}$, $f = 9.13 \text{ GHz}$, κάθετη πόλωση:



Σχ. 2.3.8 RCS για το εσωτερικό κυλινδρικού κυματοδηγού ($a = 0.03137 \text{ cm}$, $L = 21.59 \text{ cm}$, $f = 9.13 \text{ GHz}$, κάθετη πόλωση)



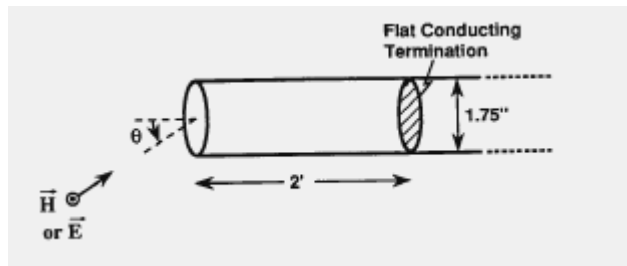
Σχ.2.3.9 RCS για το εσωτερικό κυλινδρικού κυματοδηγού ($a = 0.03137 \text{ cm}$, $L = 21.59 \text{ cm}$, $f = 9.13 \text{ GHz}$, κάθετη πόλωση) – L.L (---)

3^ο Κεφάλαιο

Ανάλυση με Wavelets των σκεδασμένων δεδομένων από ανοιχτού άκρου κυλινδρικό κυματοδηγό

3.1 Εφαρμογή για κυματοδηγό μήκους 61 cm και ακτίνας 2.2 cm

Αφού καθορίσαμε το RCS του κυματοδηγού τόσο για το ανοιχτό άκρο του όσο και για το εσωτερικό του εφαρμόζουμε τη μέθοδο για κυματοδηγό μήκους 61 cm (2 ft) και ακτίνας 2.2 cm (0.875 in):

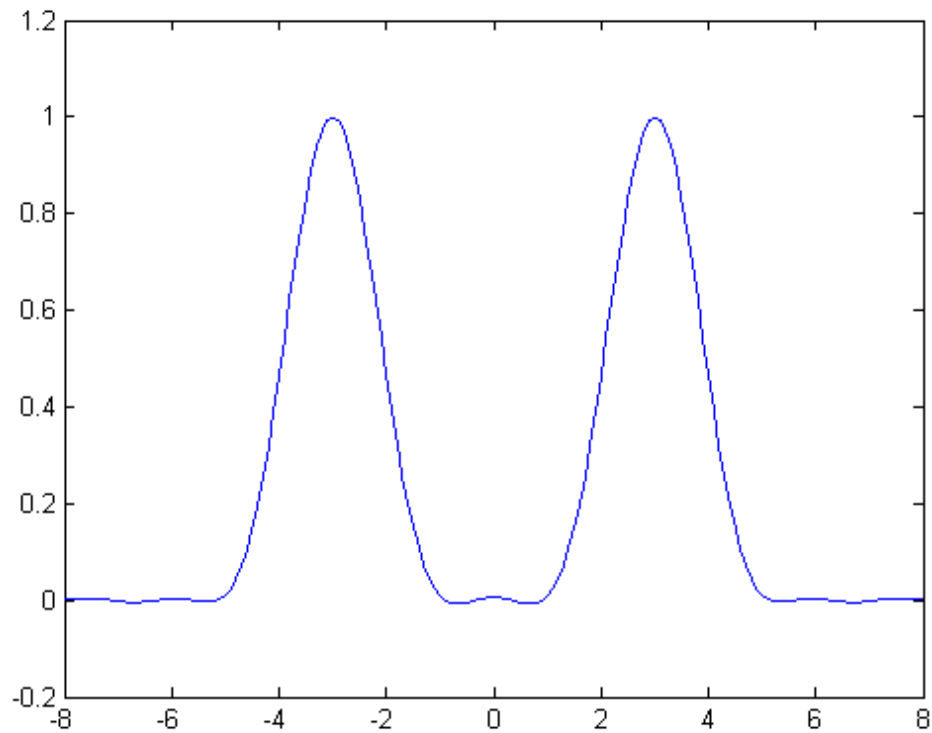


Σχ. 3.1.1 Κυλινδρικός κυματοδηγός ανοιχτού άκρου

Το RCS του κυματοδηγού για οριζόντια πόλωση δίνεται από το άθροισμα του RCS για το εσωτερικό του και το άκρο του για οριζόντια πόλωση. Ομοίως και για την κάθετη πόλωση. Ο υπολογισμός των δεδομένων γίνεται στο πεδίο της συχνότητας, ενώ με αντίστροφο FT προκύπτει η απόκριση στο πεδίο του χρόνου. Για την εφαρμογή του WT χρησιμοποιήσαμε το FT της έκφρασης $[f(t)\tau^{-1/2}h(-t/\tau)]$ για κάθε τιμή του τ . Ωστόσο, είναι απαραίτητο να τονιστεί πως η συνάρτηση $f(t)$, δηλαδή τα δεδομένα στο πεδίο του χρόνου, προέκυψαν από τον αντίστροφο FT των μιγαδικών εκφράσεων $S_{\theta\theta}$ και $S_{\phi\phi}$ και όχι των απόλυτων τιμών που προκύπτουν από τις σχέσεις (2.2.4), (2.2.5) και (2.3.4), (2.3.5) για το ανοιχτό άκρο του και το εσωτερικό του αντίστοιχα, που χρησιμεύουν για την αναπαράσταση της απόκρισης στη συχνότητα (Magnitude). Η συνάρτηση-παράθυρο $h(t)$ που χρησιμοποιήσαμε για την εφαρμογή μας είναι ένα διπλής όψης παράθυρο Kaiser-Bessel. Το παράθυρο Kaiser-Bessel δίνεται από [17]:

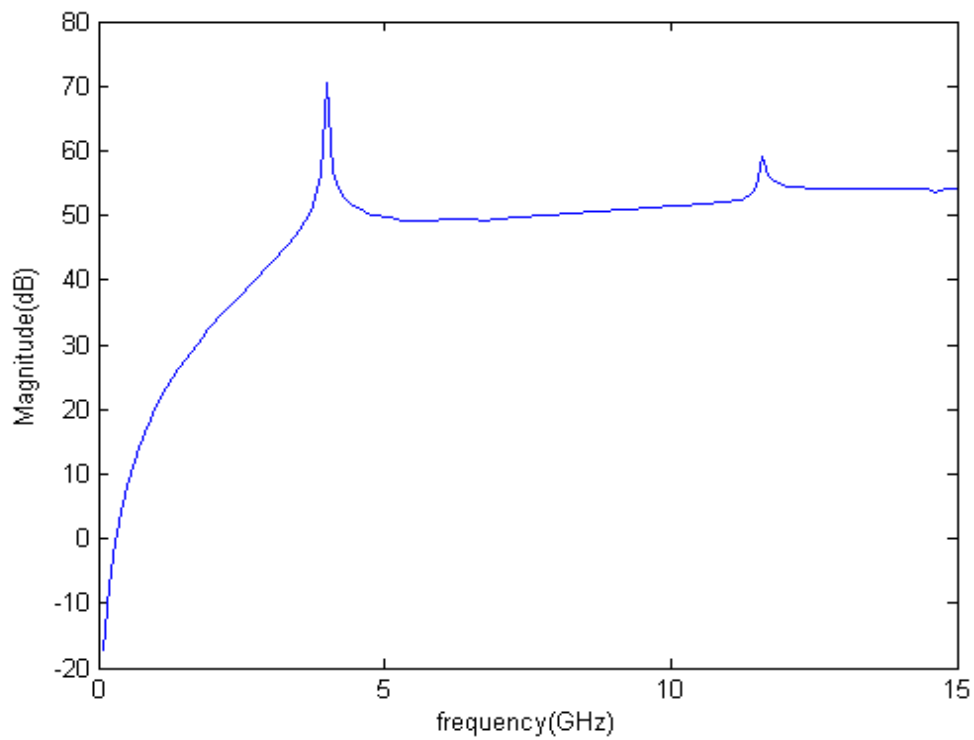
$$h(n) = \frac{J_0 \left[\pi \alpha \sqrt{1 - \left(\frac{n}{N/2} \right)^2} \right]}{J_0(\pi \alpha)}, 0 \leq |n| \leq \frac{N}{2} \quad (3.1.1)$$

όπου J_0 η συνάρτηση Bessel τάξης 0, ενώ ο παράγοντας πa εκφράζει το ήμισυ του χρονικού εύρους ζώνης. Το διπλής όψης παράθυρο Kaiser-Bessel (μετατοπισμένο κατά $t_0 = 3$) φαίνεται στο Σχήμα 3.1.1 όπου παρατηρούμε και τη ζωνοπερατή του μορφή:

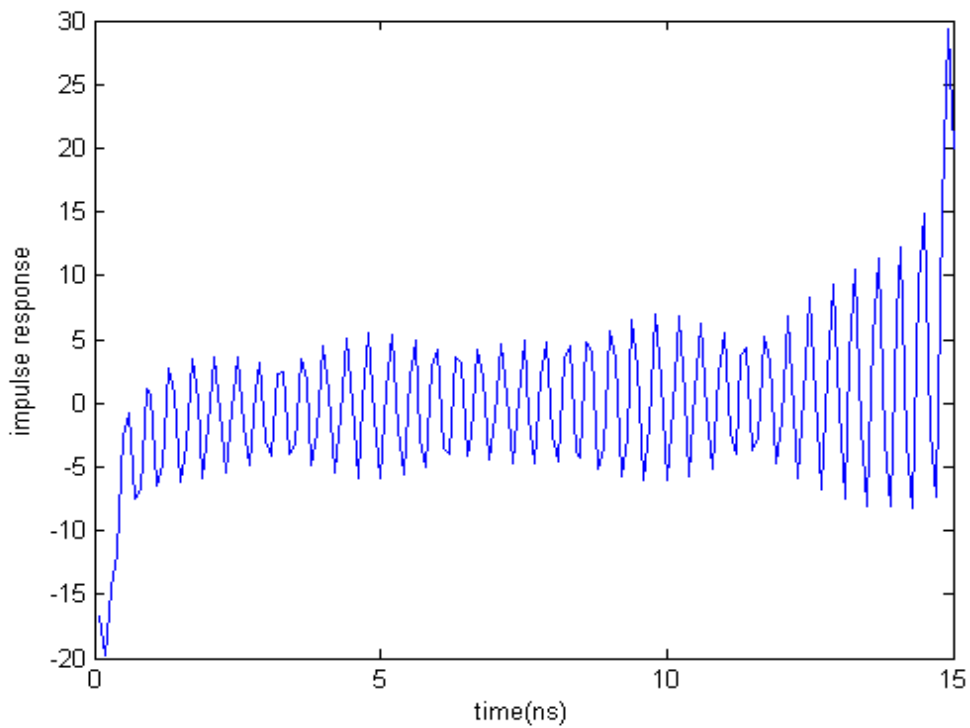


Σχ. 3.1.1 Παράθυρο Kaiser-Bessel διπλής όψης

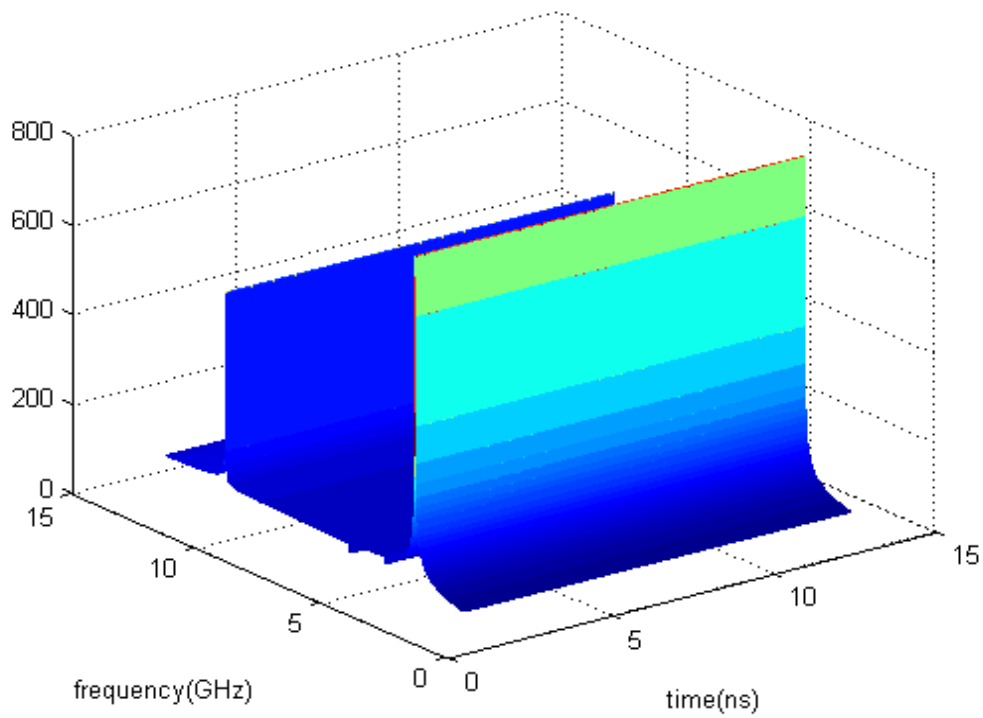
Σε πρώτη φάση παρουσιάζουμε τα αποτελέσματα για το συγκεκριμένο κυματοδηγό για γωνία πρόσπτωσης 0° και οριζόντια πόλωση. Συγκεκριμένα, παρουσιάζουμε την απόκριση στο χρόνο και την συχνότητα και φυσικά την αναπαράσταση χρόνου-συχνότητας με χρήση wavelets. Στα σχήματα 3.1.2, 3.1.3 φαίνονται οι αποκρίσεις στη συχνότητα και το χρόνο αντίστοιχα και στα σχήματα 3.1.4, 3.1.5 η αναπαράσταση χρόνου-συχνότητας.



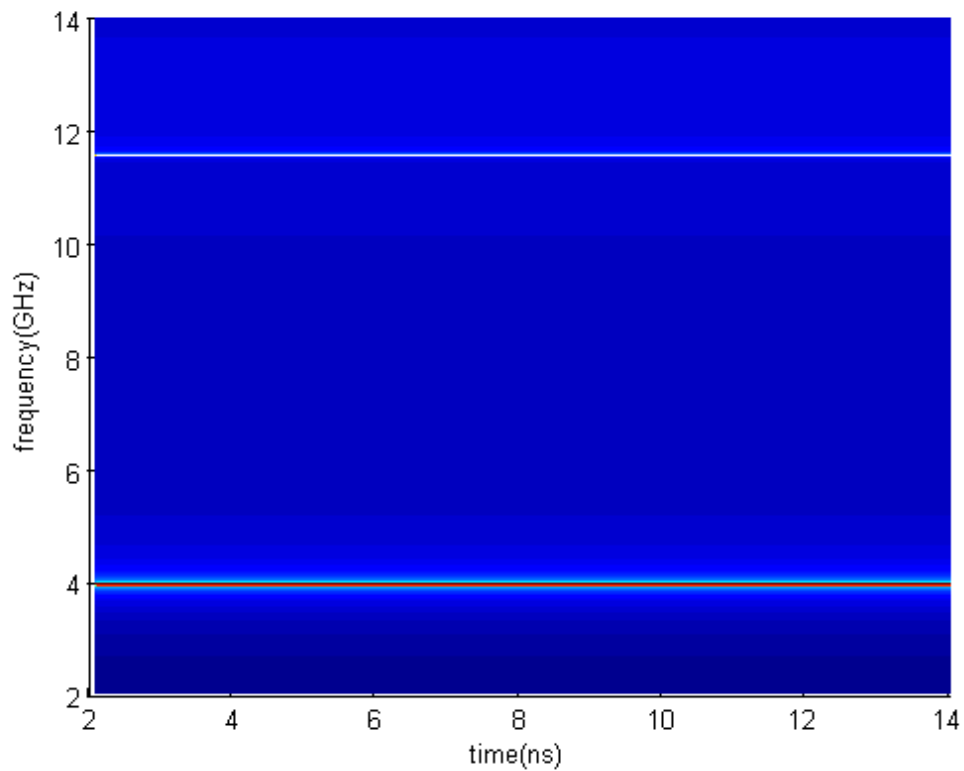
Σχ. 3.1.2 Απόκριση συχνότητας σε κυλινδρικό κυματοδηγό ανοιχτού άκρου ($\alpha = 2.2$ cm, $L = 61$ cm, οριζόντια πόλωση, 0° πρόσπτωση)



Σχ. 3.1.3 Απόκριση χρόνου σε κυλινδρικό κυματοδηγό ανοιχτού άκρου ($\alpha = 2.2$ cm, $L = 61$ cm, οριζόντια πόλωση, 0° πρόσπτωση)



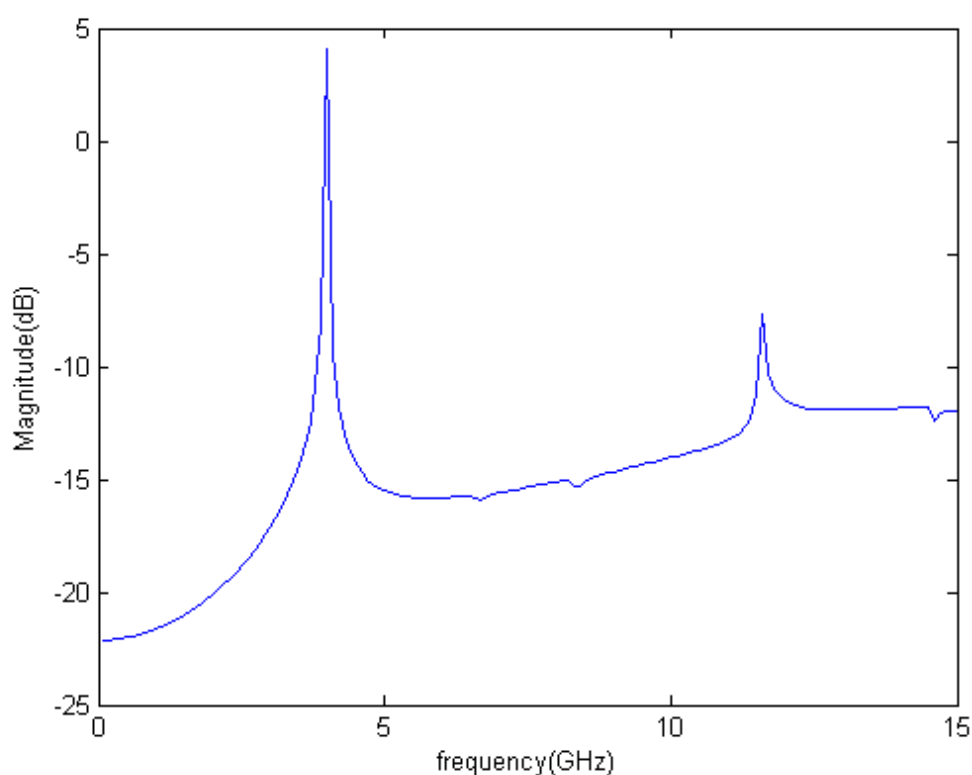
Σχ. 3.1.4 Αναπαράσταση χρόνου-συχνότητας σε κυλινδρικό κυματοδηγό ανοιχτού άκρου ($\alpha = 2.2$ cm, $L = 61$ cm, οριζόντια πόλωση, 0° πρόσπτωση)



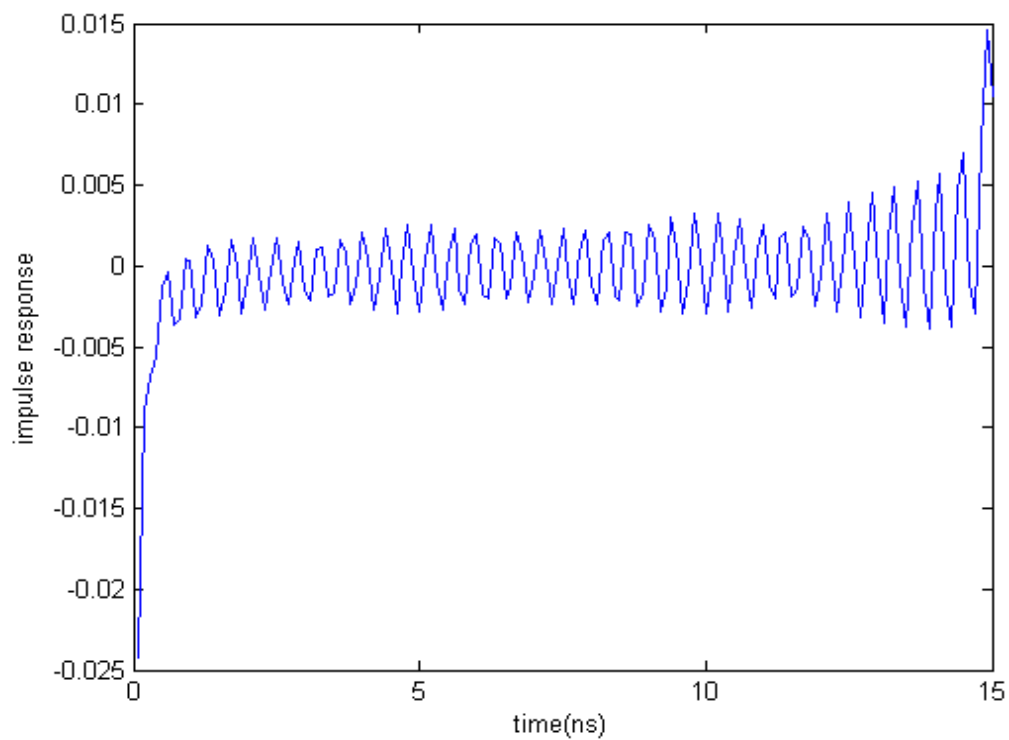
Σχ. 3.1.5 Αναπαράσταση χρόνου-συχνότητας σε κυλινδρικό κυματοδηγό ανοιχτού άκρου ($\alpha = 2.2$ cm, $L = 61$ cm, οριζόντια πόλωση, 0° πρόσπτωση)

Στην αναπαράσταση χρόνου-συχνότητας μπορούμε να διακρίνουμε τους μηχανισμούς σκέδασης. Πιο συγκεκριμένα, διακρίνονται δύο συχνότητες που αντιστοιχούν στους γνωστούς ρυθμούς για το συγκεκριμένο κυματοδηγό: TE_{11} (με συχνότητα αποκοπής 3.96 GHz) και TE_{12} (με συχνότητα αποκοπής 11.45 GHz).

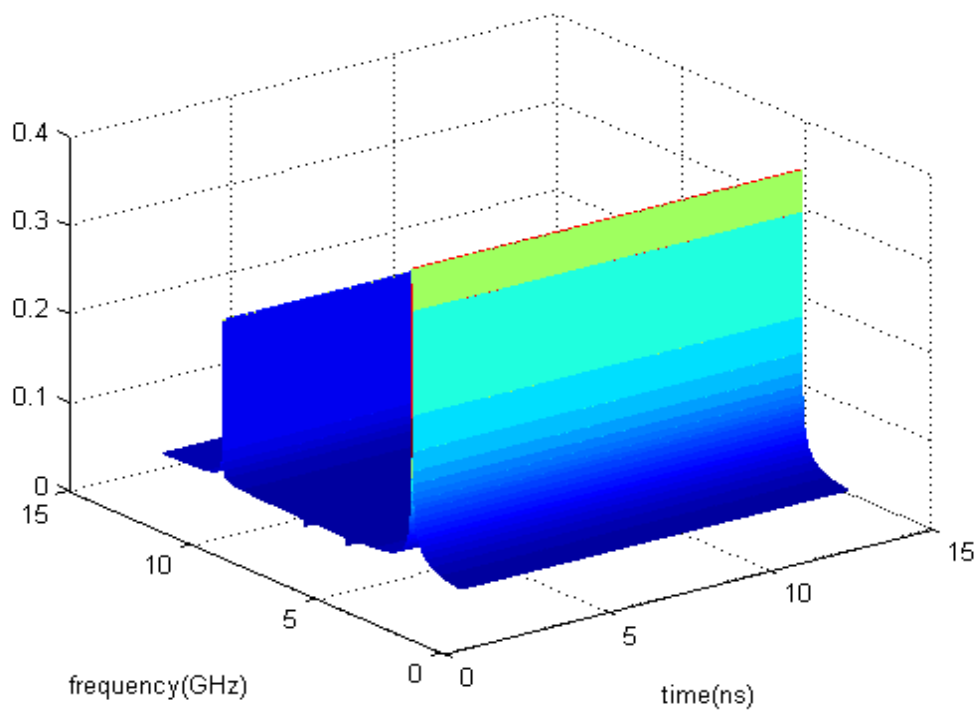
Στη συνέχεια παρουσιάζουμε την απόκριση στη συχνότητα και το χρόνο στα σχήματα 3.1.6 και 3.1.7 αντίστοιχα και την αναπαράσταση χρόνου-συχνότητας στα σχήματα 3.1.8 και 3.1.9 για 0° πρόσπτωση και κάθετη πόλωση. Παρατηρούμε ότι για πρόσπτωση υπό γωνία 0° , η πόλωση δεν προκαλεί αλλαγές στα αποτελέσματα καθώς διεγείρονται επίσης δύο ρυθμοί και στις ίδιες συχνότητες (αντιστοιχούν και αυτή τη φορά στους ρυθμούς TE_{11} , TE_{12}).



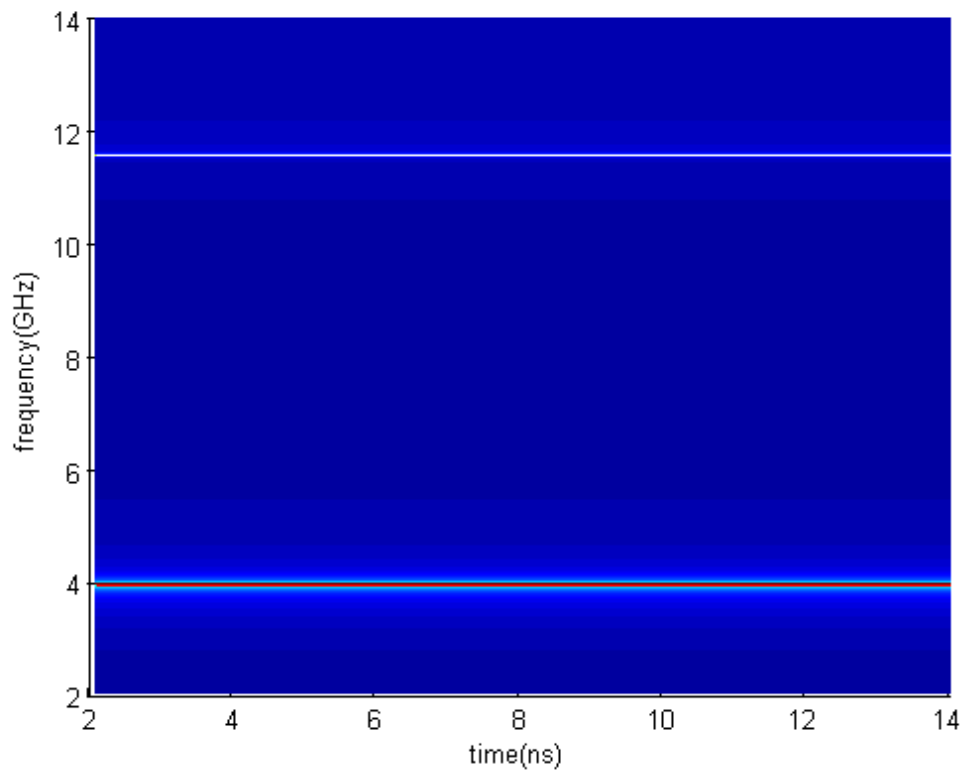
Σχ. 3.1.6 Απόκριση συχνότητας σε κυλινδρικό κυματοδηγό ανοιχτού άκρου ($\alpha = 2.2$ cm, $L = 61$ cm, κάθετη πόλωση, 0° πρόσπτωση)



Σχ. 3.1.7 Απόκριση χρόνου σε κυλινδρικό κυματοδηγό ανοιχτού άκρου ($a = 2.2$ cm, $L = 61$ cm, κάθετη πόλωση, 0° πρόσπτωση)

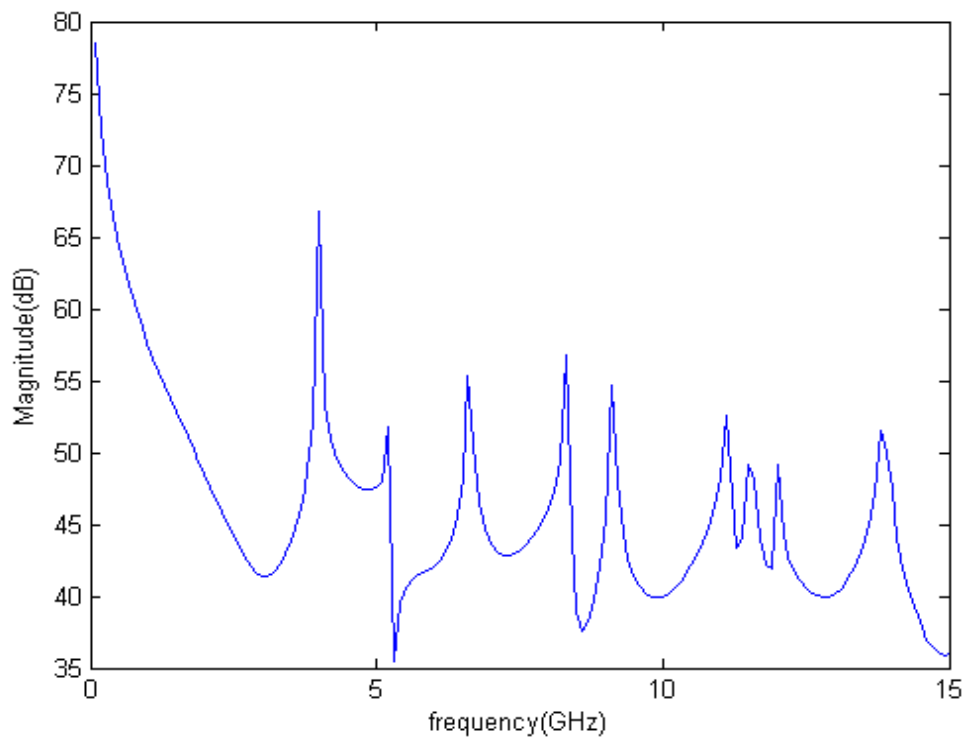


Σχ. 3.1.8 Αναπαράσταση χρόνου-συχνότητας σε κυλινδρικό κυματοδηγό ανοιχτού άκρου ($a = 2.2$ cm, $L = 61$ cm, κάθετη πόλωση, 0° πρόσπτωση)

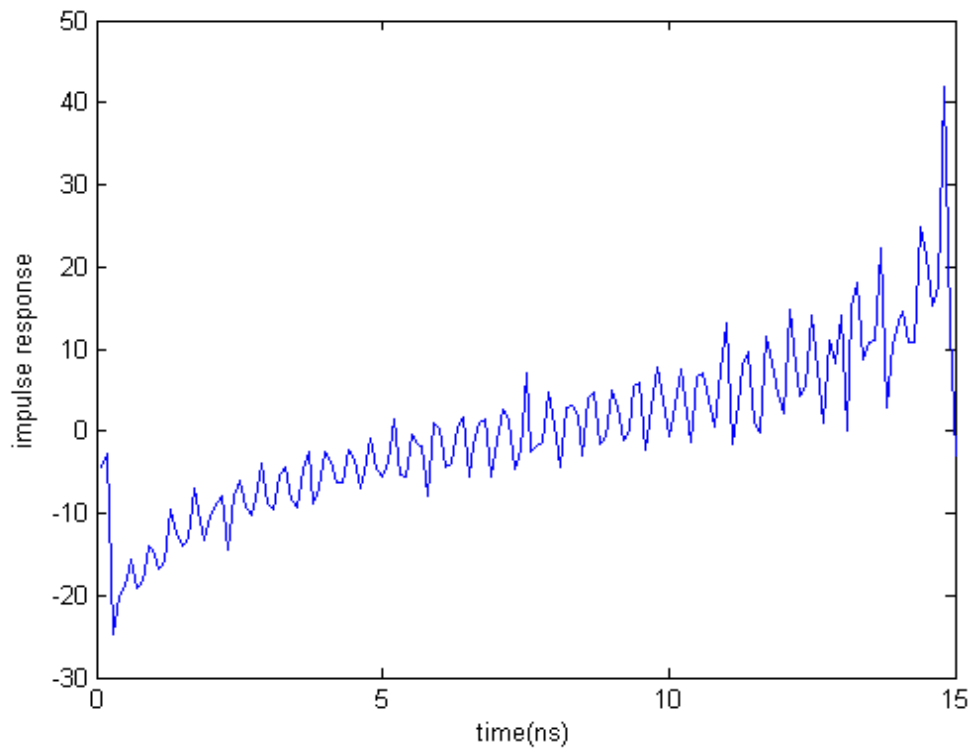


Σχ. 3.1.9 Αναπαράσταση χρόνου-συχνότητας σε κυλινδρικό κυματοδηγό ανοιχτού άκρου ($\alpha = 2.2$ cm, $L = 61$ cm, κάθετη πόλωση, 0° πρόσπτωση)

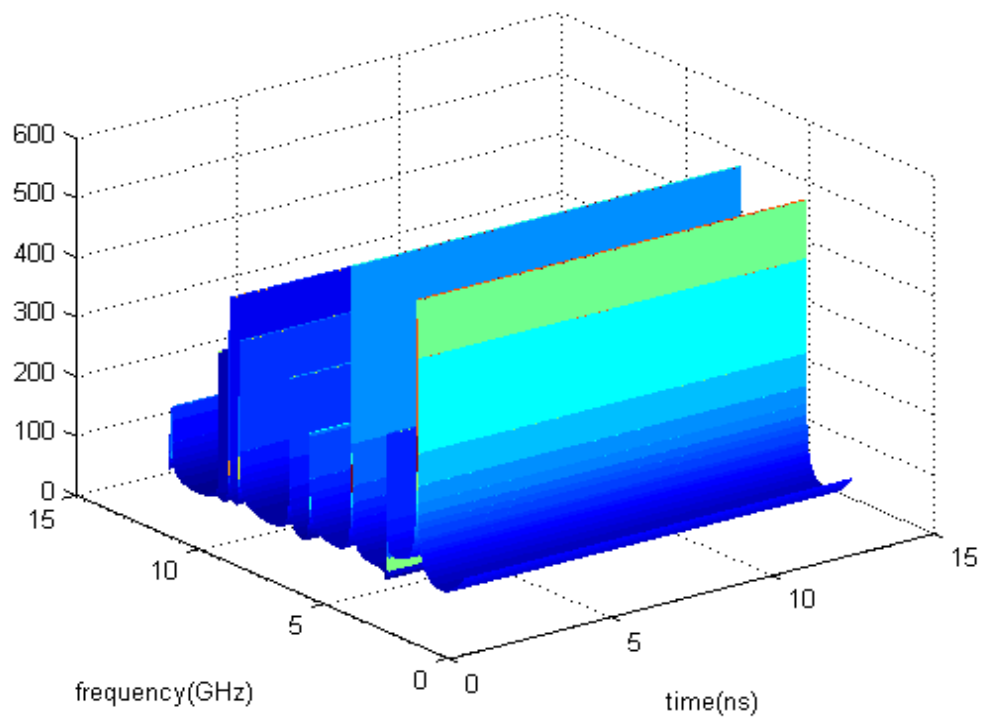
Στη συνέχεια εξετάζουμε την περίπτωση για 45° πρόσπτωση και οριζόντια πόλωση. Και αυτή τη φορά στα σχήματα 3.1.10, 3.1.11 φαίνονται η απόκριση στη συχνότητα και το χρόνο αντίστοιχα, ενώ στα σχήματα 3.1.12, 3.1.13 η αναπαράσταση χρόνου-συχνότητας.



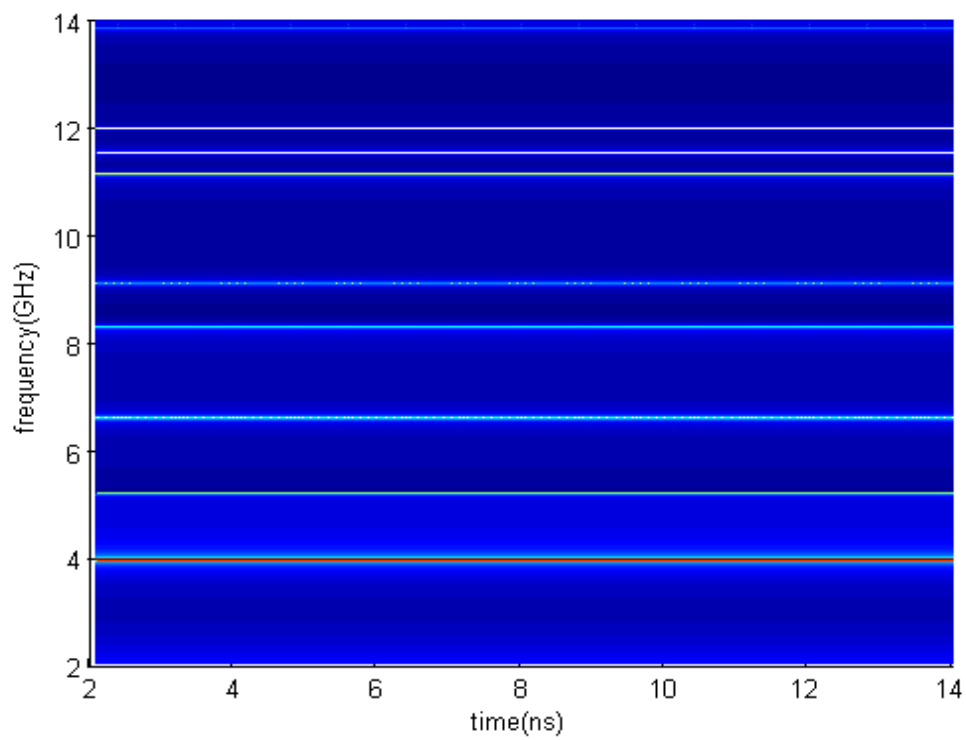
Σχ. 3.1.10 Απόκριση συχνότητας σε κυλινδρικό κυματοδηγό ανοιχτού άκρου ($\alpha = 2.2$ cm, $L = 61$ cm, οριζόντια πόλωση, 45° πρόσπτωση)



Σχ. 3.1.11 Απόκριση χρόνου σε κυλινδρικό κυματοδηγό ανοιχτού άκρου ($\alpha = 2.2$ cm, $L = 61$ cm, οριζόντια πόλωση, 45° πρόσπτωση)



Σχ. 3.1.12 Αναπαράσταση χρόνου-συχνότητας σε κυλινδρικό κυματοδηγό ανοιχτού άκρου ($a = 2.2$ cm, $L = 61$ cm, οριζόντια πόλωση, 45° πρόσπτωση)



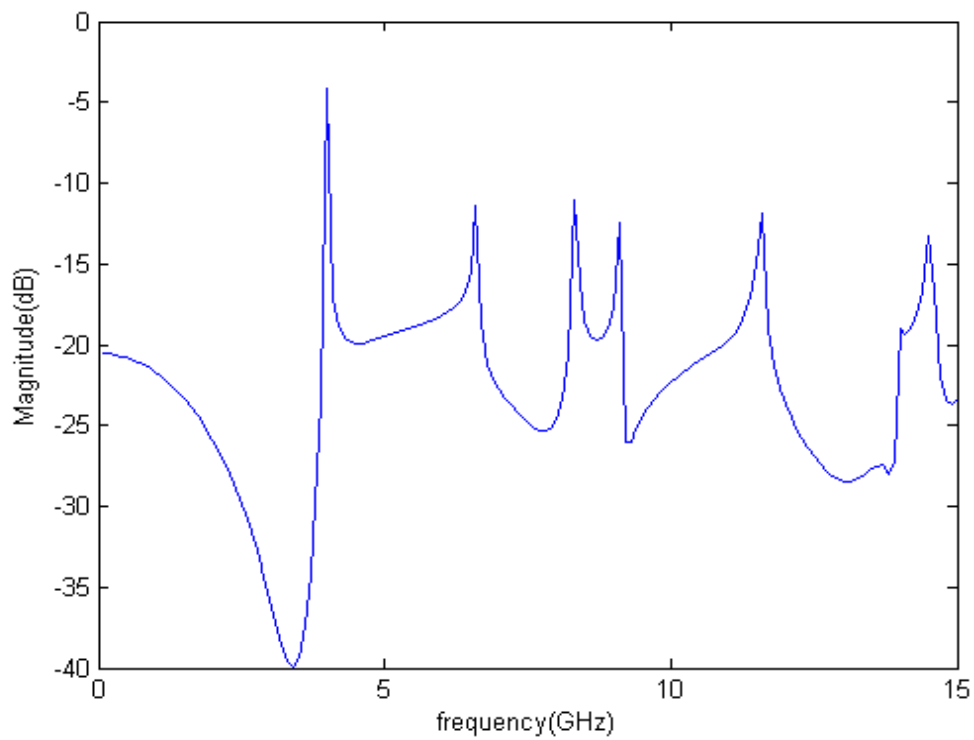
Σχ. 3.1.13 Αναπαράσταση χρόνου-συχνότητας σε κυλινδρικό κυματοδηγό ανοιχτού άκρου ($a = 2.2$ cm, $L = 61$ cm, οριζόντια πόλωση, 45° πρόσπτωση)

Από την αναπαράσταση-χρόνου συχνότητας παρατηρούμε ότι διεγείρονται πολλοί περισσότεροι ρυθμοί για γωνία πρόσπτωσης 45° , πράγμα που αναμενόταν. Συγκρίνοντας τους ρυθμούς που φαίνονται στην αναπαράσταση χρόνου-συχνότητας με τους γνωστούς ρυθμούς για τον συγκεκριμένο κυματοδηγό για συχνότητες από 2 έως 14 GHz (Πίνακας 3.1.1) [5] παρατηρούμε μία πολύ καλή αντιστοίχιση. Η μόνη διαφορά παρουσιάζεται στους ρυθμούς TE_{41} , TE_{12} και TM_{31} , TE_{51} όπου στην αναπαράσταση χρόνου-συχνότητας ταυτίζονται διότι βρίσκονται σε πολύ κοντινές συχνότητες.

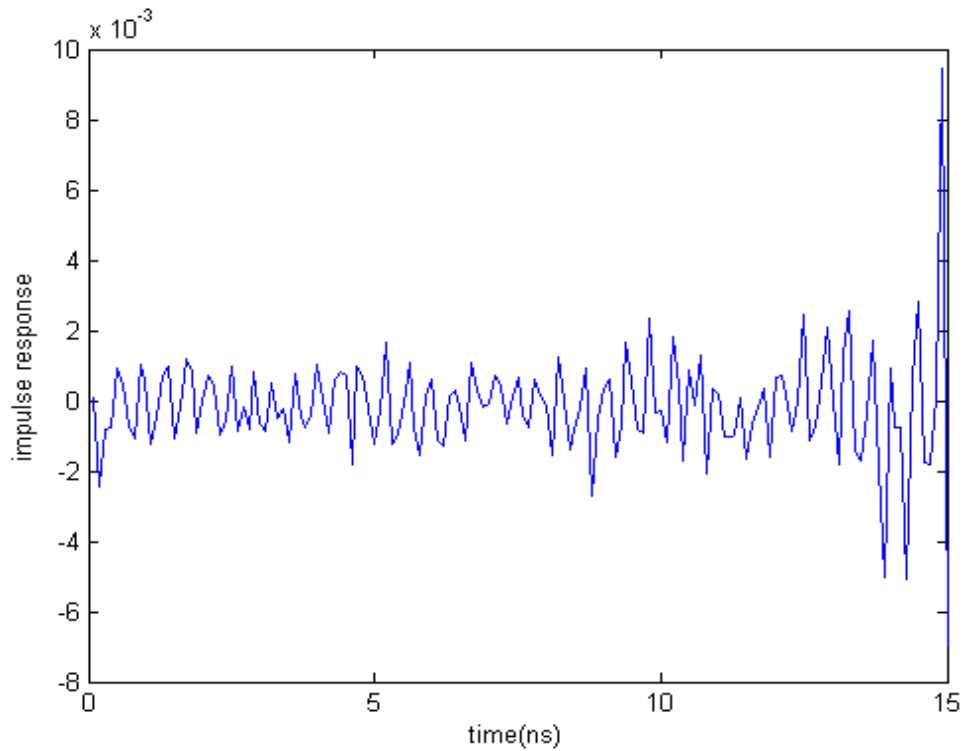
Ρυθμοί	Συχνότητες Αποκοπής (GHz)
TE_{11}	3.96
TM_{01}	5.17
TE_{21}	6.56
TE_{01} , TM_{11}	8.23
TE_{31}	9.03
TM_{21}	11.03
TE_{41}	11.42
TE_{12}	11.45
TM_{02}	11.86
TM_{31}	13.71
TE_{51}	13.78

Πίνακας 3.1.1 Συχνότητες Αποκοπής Ρυθμών Διάδοσης για Κυλινδρικό Κυματοδηγό διαμέτρου 1.75 in

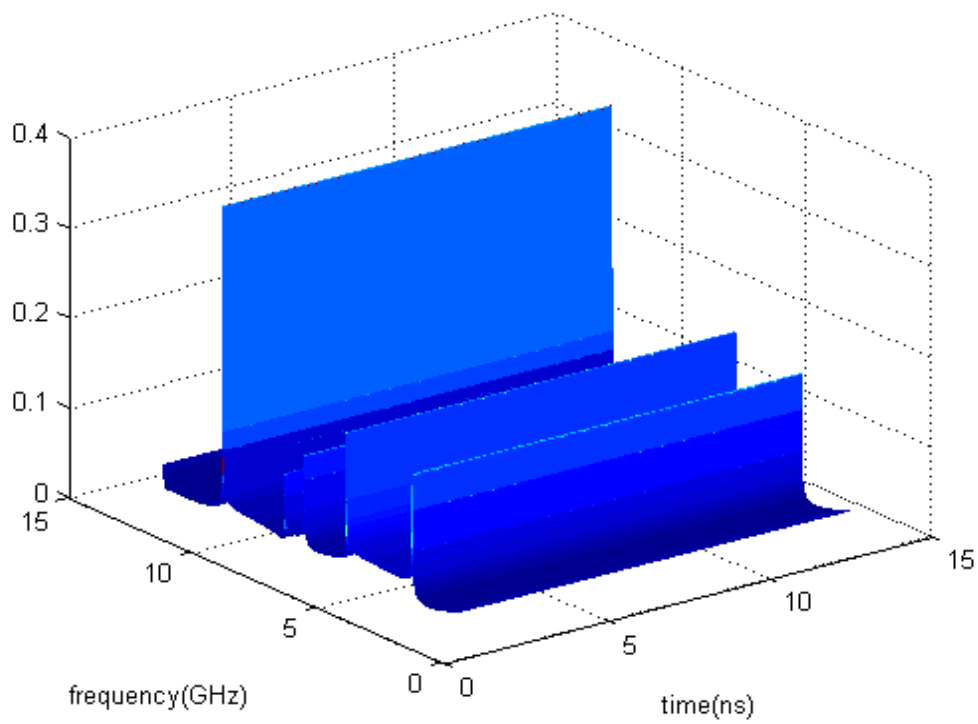
Για γωνία πρόσπτωσης 45° θα παρατηρήσουμε ότι οι ρυθμοί που διεγείρονται εξαρτώνται από την πόλωση, σε αντίθεση με την περίπτωση για 0° , καθώς στην κάθετη πόλωση ορισμένοι ρυθμοί δε διεγείρονται (π.χ. ο ρυθμός TM_{01} με συχνότητα αποκοπής 5.17 GHz). Αυτό φαίνεται ξεκάθαρα στην αναπαράσταση χρόνου-συχνότητας (Σχ. 3.1.17). Επίσης, παρουσιάζουμε την απόκριση στη συχνότητα (Σχ. 3.1.14), στο χρόνο (Σχ. 3.1.15) και την αναπαράσταση χρόνου-συχνότητας (Σχ. 3.1.16) από μία άλλη όψη.



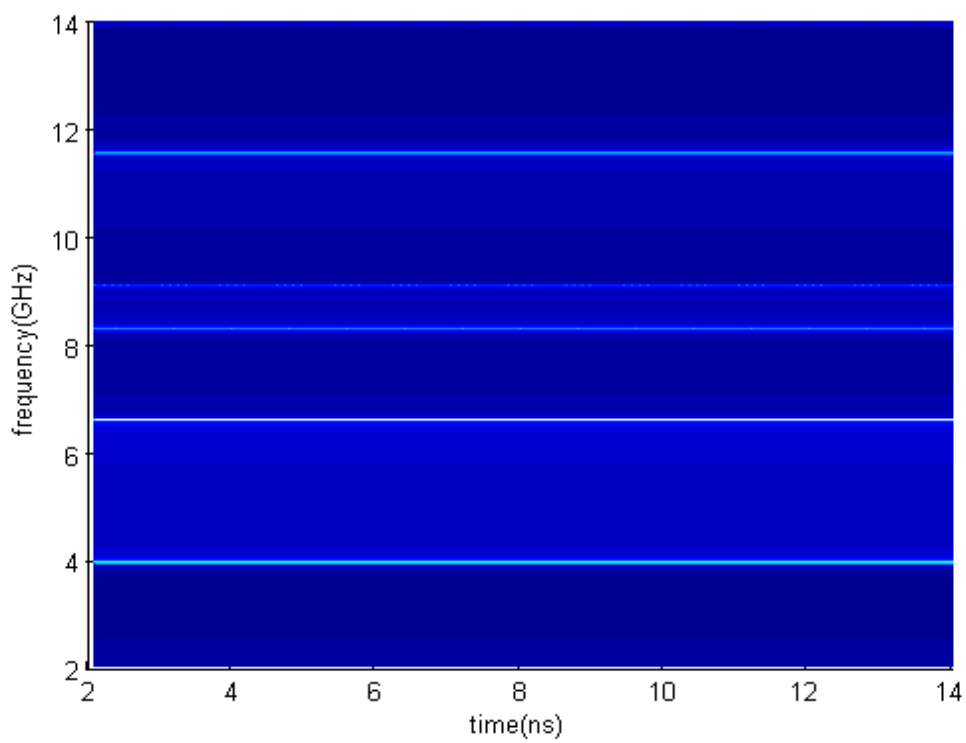
Σχ. 3.1.14 Απόκριση συχνότητας σε κυλινδρικό κυματοδηγό ανοιχτού άκρου ($\alpha = 2.2$ cm, $L = 61$ cm, κάθετη πόλωση, 45° πρόσπτωση)



Σχ. 3.1.15 Απόκριση χρόνου σε κυλινδρικό κυματοδηγό ανοιχτού άκρου ($\alpha = 2.2$ cm, $L = 61$ cm, κάθετη πόλωση, 45° πρόσπτωση)

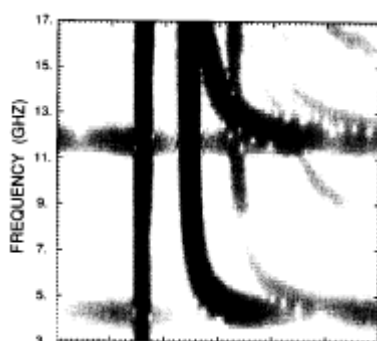


Σχ. 3.1.16 Αναπαράσταση χρόνου-συχνότητας σε κυλινδρικό κυματοδηγό ανοιχτού άκρου ($a = 2.2$ cm, $L = 61$ cm, κάθετη πόλωση, 45° πρόσπτωση)

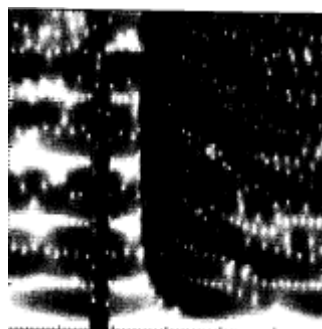


Σχ. 3.1.17 Αναπαράσταση χρόνου-συχνότητας σε κυλινδρικό κυματοδηγό ανοιχτού άκρου ($a = 2.2$ cm, $L = 61$ cm, κάθετη πόλωση, 45° πρόσπτωση)

Τέλος, συγκρίνουμε τα αποτελέσματά μας με αυτά των Ali Moghaddar και Eric K. Walton [5] οι οποίοι χρησιμοποίησαν STFT για την αναπαράσταση χρόνου-συχνότητας για το συγκεκριμένο κυματοδηγό. Στα παρακάτω σχήματα φαίνεται η αναπαράσταση χρόνου-συχνότητας για πρόσπτωση 0° και οριζόντια πόλωση (Σχ. 3.1.18) και για πρόσπτωση 45° και οριζόντια πόλωση (Σχ. 3.1.19). Συγκρίνοντάς τα με τα αντίστοιχα αποτελέσματα με wavelets (Σχήματα 3.1.5, 3.1.13) παρατηρούμε ότι η αναπαράσταση χρόνου-συχνότητας με wavelets καθιστά περισσότερο ευδιάκριτους τους ρυθμούς διάδοσης του κύματος.



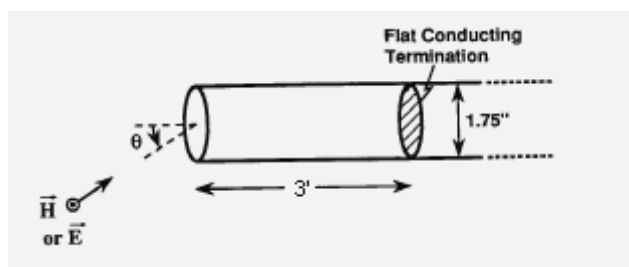
Σχ. 3.1.18 0° πρόσπτωση,
οριζόντια πόλωση



Σχ. 3.1.19 45° πρόσπτωση,
οριζόντια πόλωση

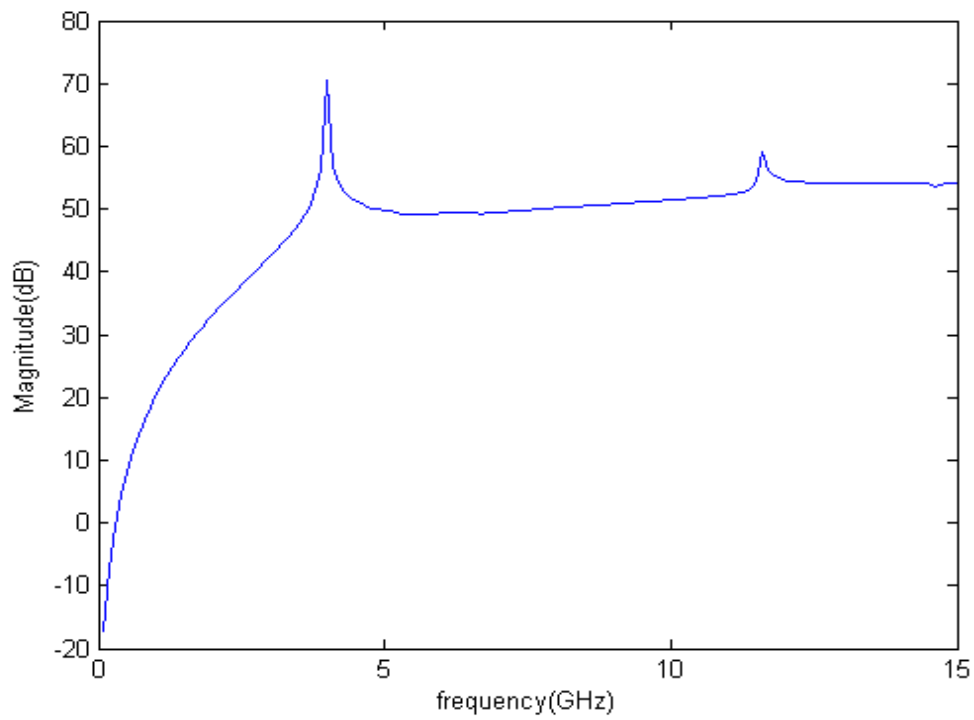
3.2 Εφαρμογή για κυματοδηγό μήκους 91.5 cm και ακτίνας 2.2 cm

Στο σημείο αυτό εξετάζουμε την περίπτωση για κυματοδηγό ίδιας ακτίνας, δηλαδή 2.2 cm (0.875 in), αλλά διαφορετικού μήκους. Συγκεκριμένα, αυξάνουμε το μήκος του κατά 50%, φτάνει δηλαδή στα 91.5 cm (3 ft):

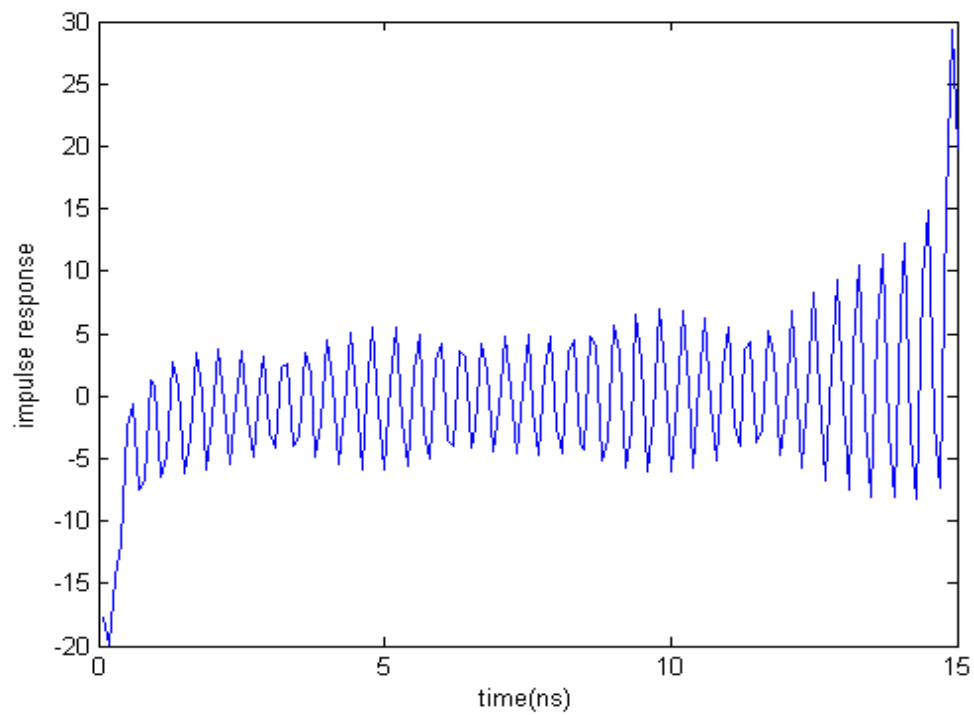


Σχ. 3.2.1 Κυλινδρικός κυματοδηγός ανοιχτού άκρου

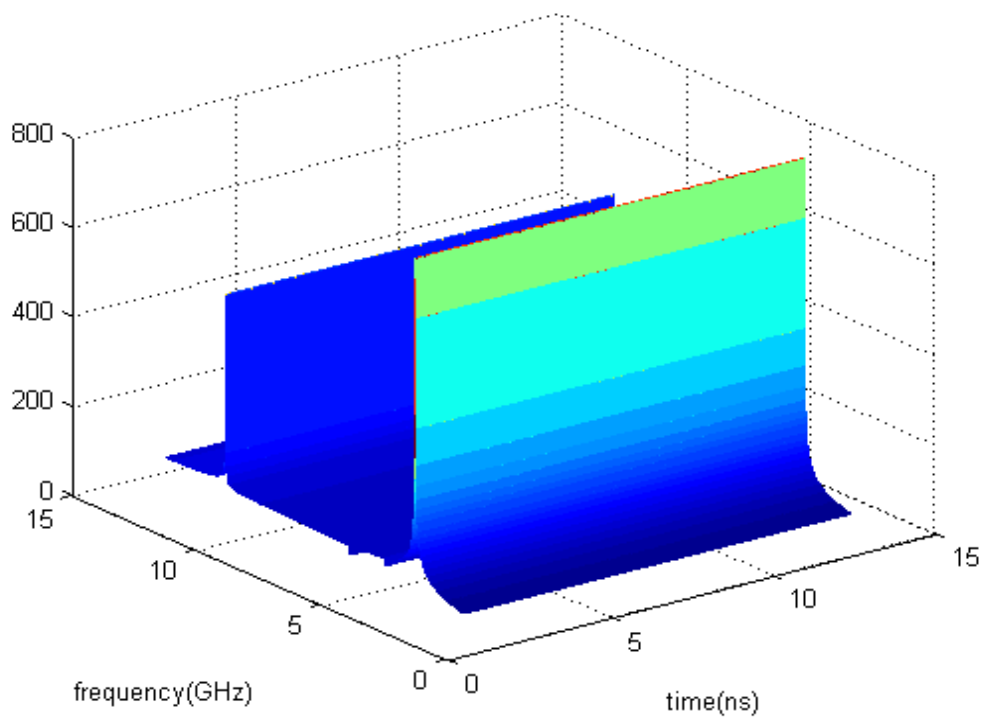
Όπως και στην προηγούμενη ενότητα εξετάζουμε περιπτώσεις για πρόσπτωση υπό γωνία 0° και 45° , οριζόντια και κάθετη πόλωση.



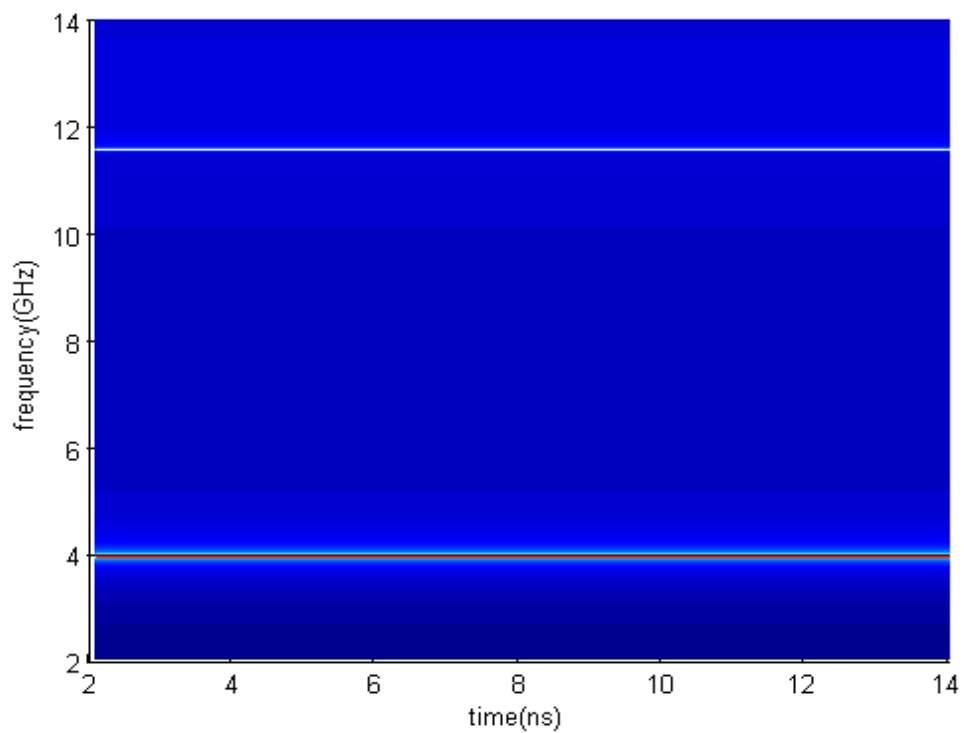
Σχ. 3.2.2 Απόκριση συχνότητας σε κυλινδρικό κυματοδηγό ανοιχτού άκρου ($a = 2.2$ cm, $L = 91.5$ cm, οριζόντια πόλωση, 0° πρόσπτωση)



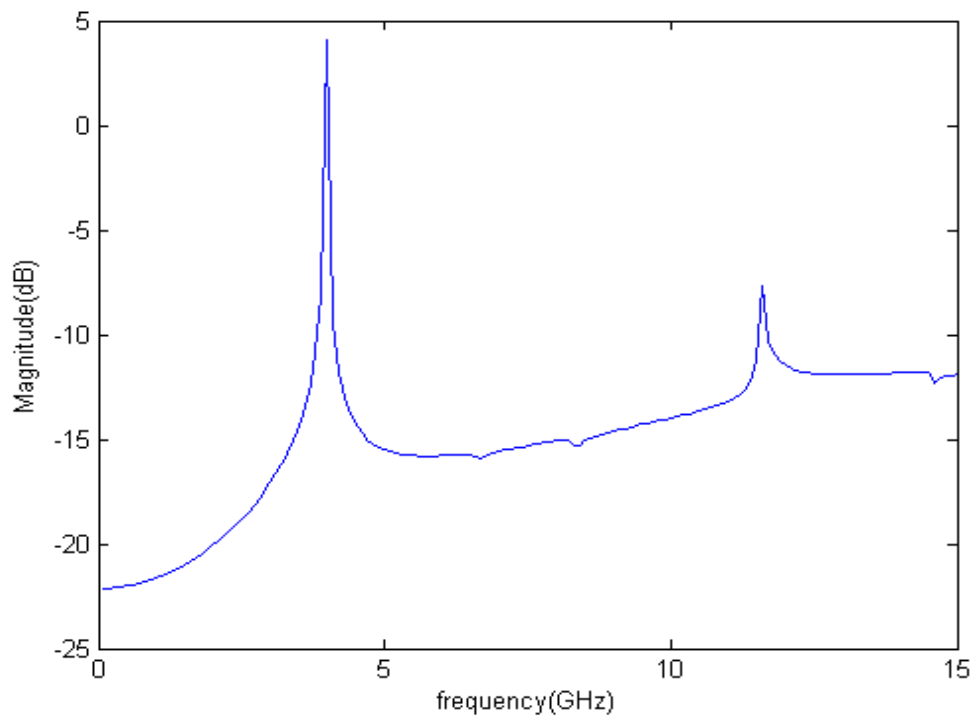
Σχ. 3.2.3 Απόκριση χρόνου σε κυλινδρικό κυματοδηγό ανοιχτού άκρου ($a = 2.2$ cm, $L = 91.5$ cm, οριζόντια πόλωση, 0° πρόσπτωση)



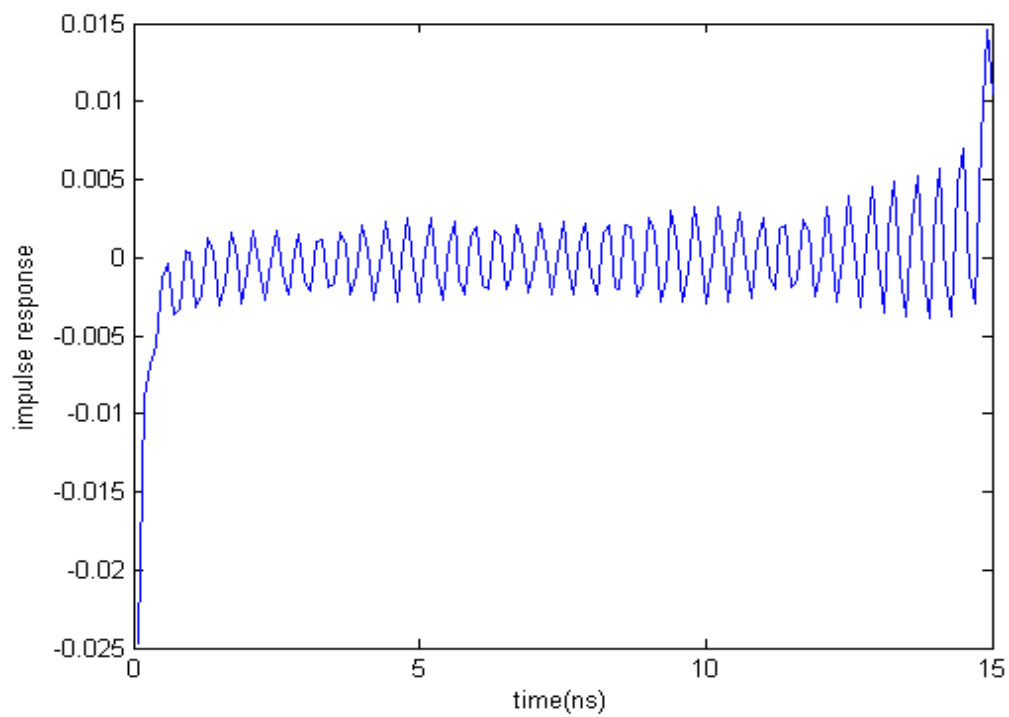
Σχ. 3.2.4 Αναπαράσταση χρόνου-συχνότητας σε κυλινδρικό κυματοδηγό ανοιχτού άκρου ($a = 2.2$ cm, $L = 91.5$ cm, οριζόντια πόλωση, 0° πρόσπτωση)



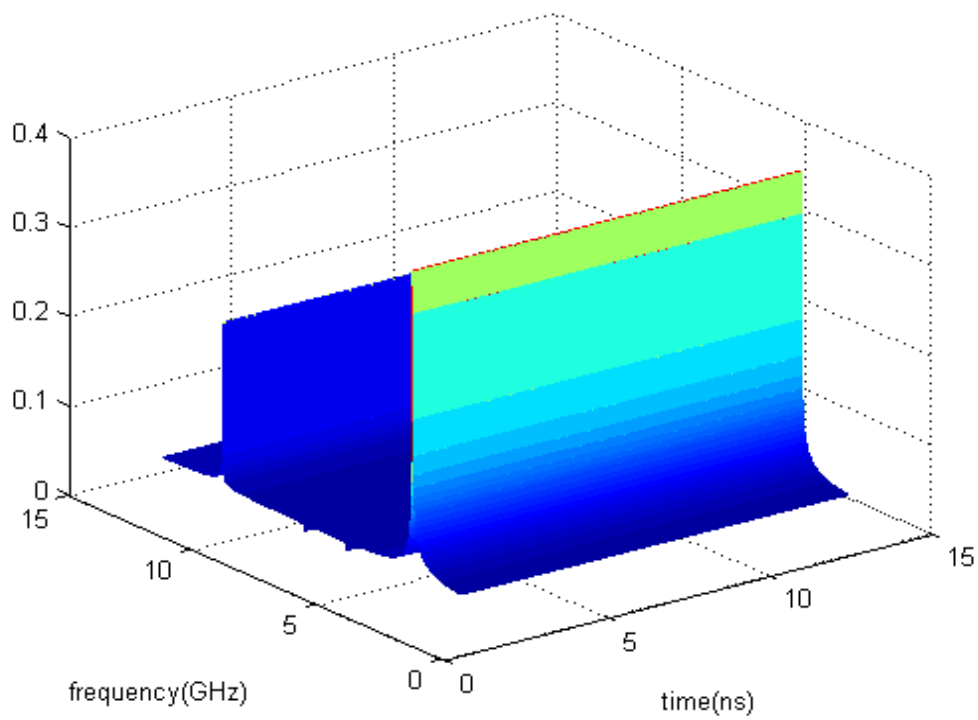
Σχ. 3.2.5 Αναπαράσταση χρόνου-συχνότητας σε κυλινδρικό κυματοδηγό ανοιχτού άκρου ($a = 2.2$ cm, $L = 91.5$ cm, οριζόντια πόλωση, 0° πρόσπτωση)



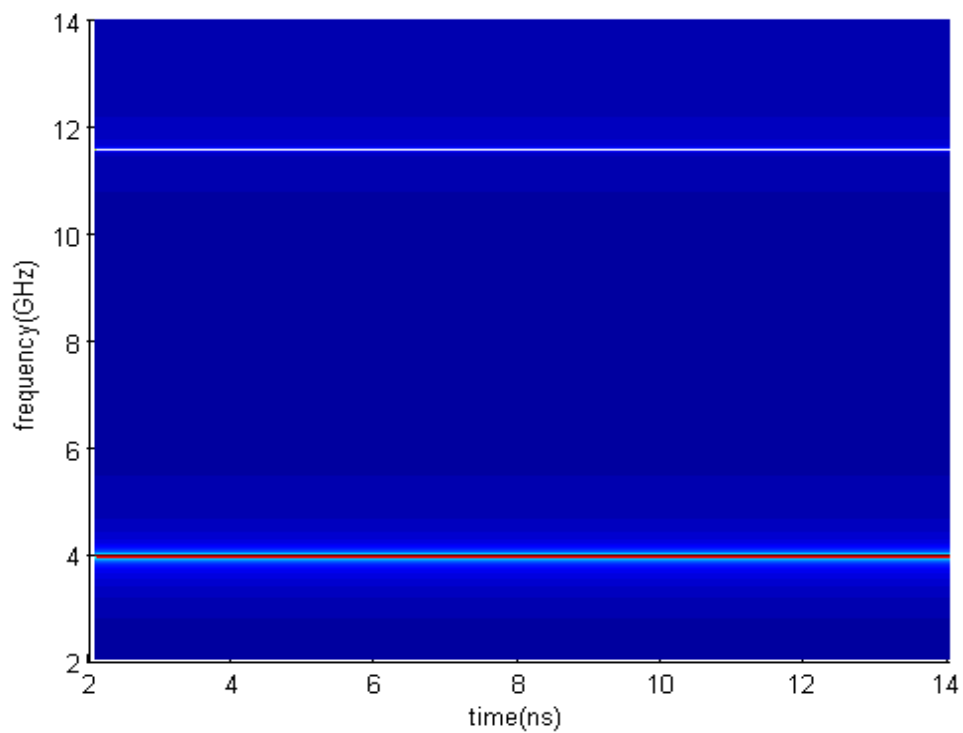
Σχ. 3.2.6 Απόκριση συχνότητας σε κυλινδρικό κυματοδηγό ανοιχτού άκρου ($a = 2.2$ cm, $L = 91.5$ cm, κάθετη πόλωση, 0° πρόσπτωση)



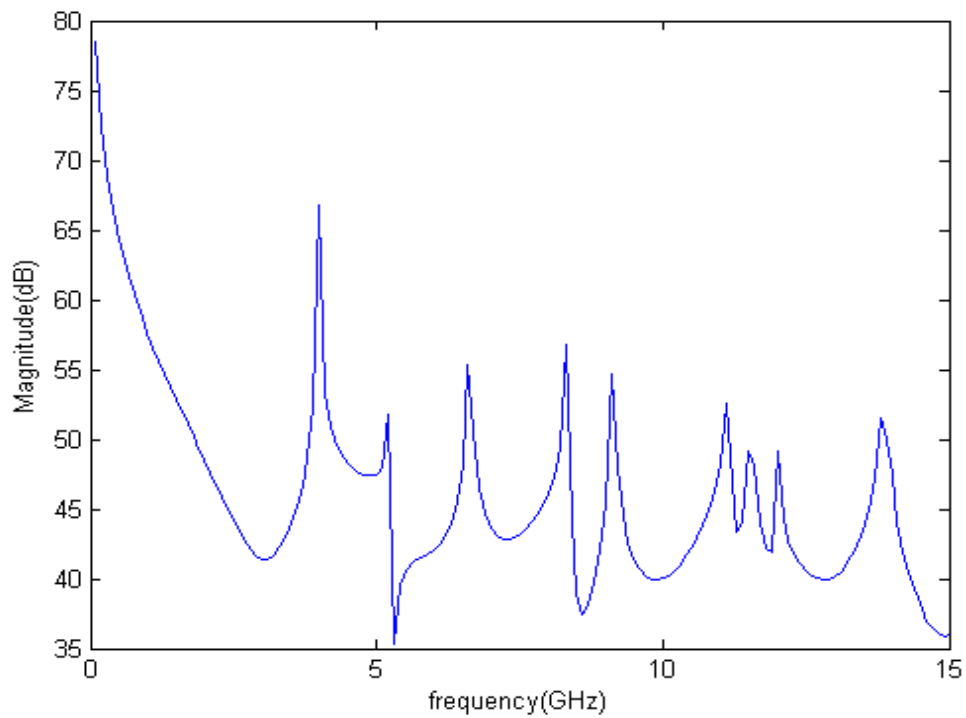
Σχ. 3.2.7 Απόκριση χρόνου σε κυλινδρικό κυματοδηγό ανοιχτού άκρου ($a = 2.2$ cm, $L = 91.5$ cm, κάθετη πόλωση, 0° πρόσπτωση)



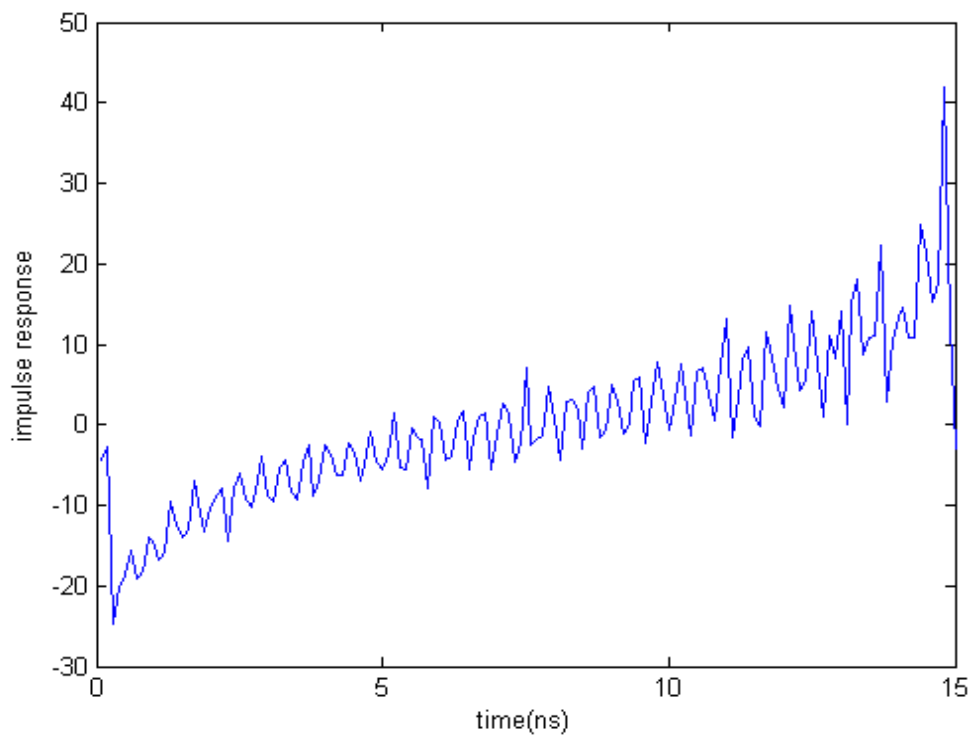
Σχ. 3.2.8 Αναπαράσταση χρόνου-συχνότητας σε κυλινδρικό κυματοδηγό ανοιχτού άκρου ($\alpha = 2.2$ cm, $L = 91.5$ cm, κάθετη πόλωση, 0° πρόσπτωση)



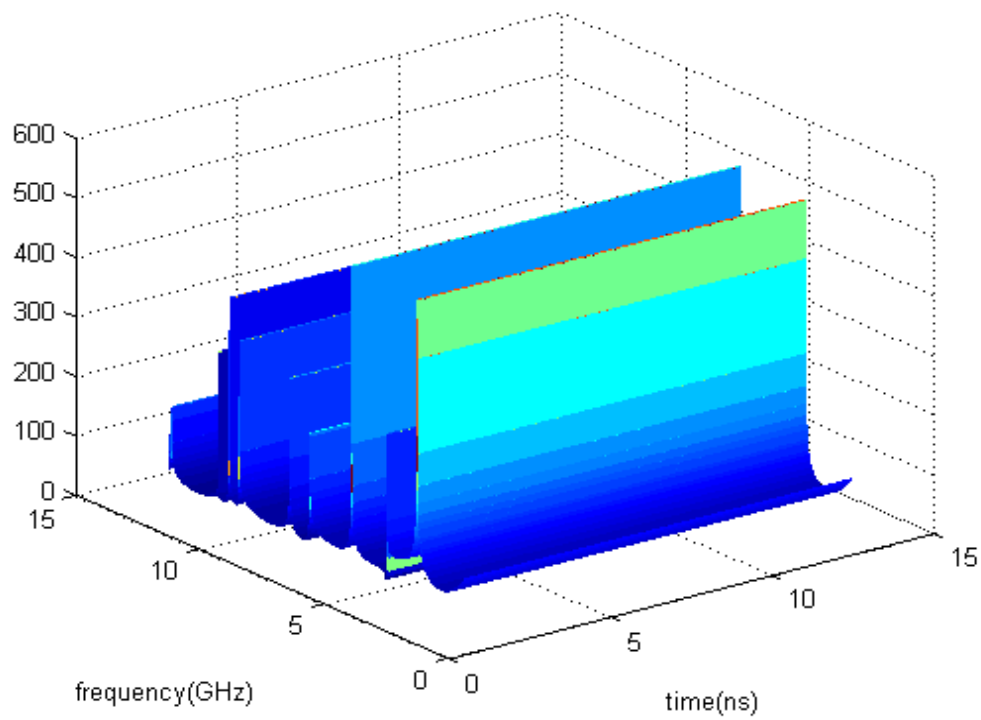
Σχ. 3.2.9 Αναπαράσταση χρόνου-συχνότητας σε κυλινδρικό κυματοδηγό ανοιχτού άκρου ($\alpha = 2.2$ cm, $L = 91.5$ cm, κάθετη πόλωση, 0° πρόσπτωση)



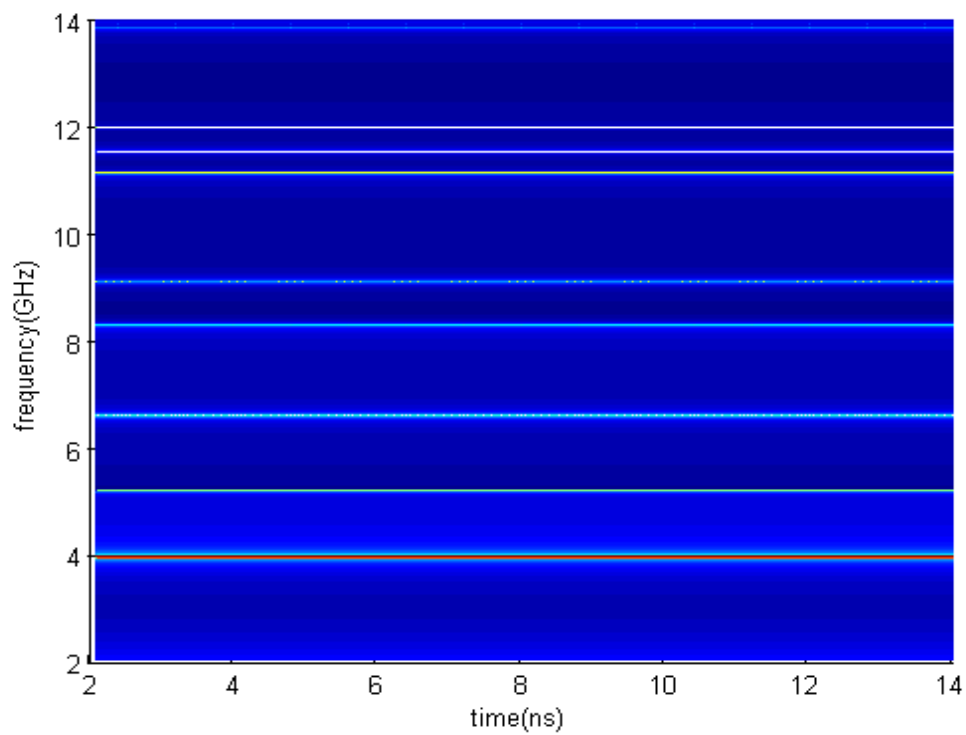
Σχ. 3.2.10 Απόκριση συχνότητας σε κυλινδρικό κυματοδηγό ανοιχτού άκρου ($\alpha = 2.2$ cm, $L = 91.5$ cm, οριζόντια πόλωση, 45° πρόσπτωση)



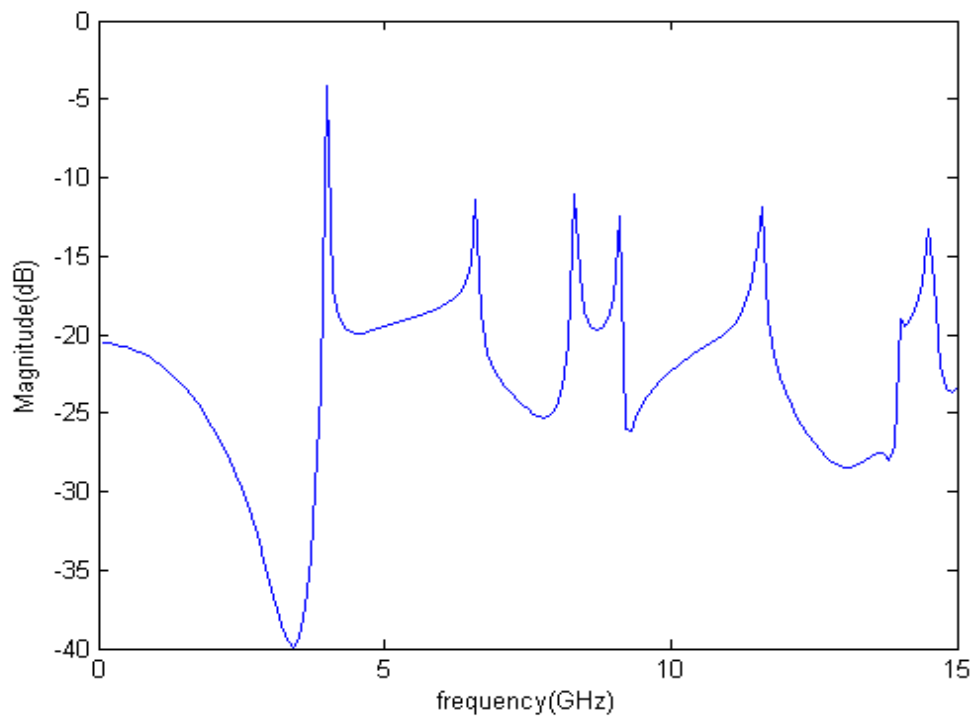
Σχ. 3.2.11 Απόκριση χρόνου σε κυλινδρικό κυματοδηγό ανοιχτού άκρου ($\alpha = 2.2$ cm, $L = 91.5$ cm, οριζόντια πόλωση, 45° πρόσπτωση)



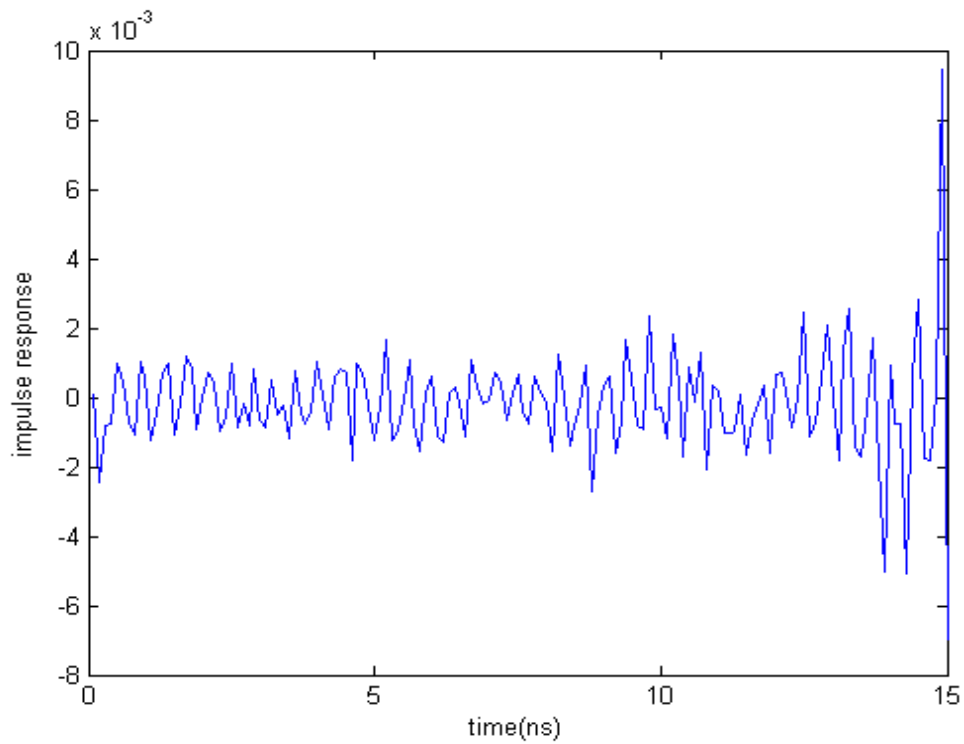
Σχ. 3.2.12 Αναπαράσταση χρόνου-συχνότητας σε κυλινδρικό κυματοδηγό ανοιχτού άκρου ($\alpha = 2.2$ cm, $L = 91.5$ cm, οριζόντια πόλωση, 45° πρόσπτωση)



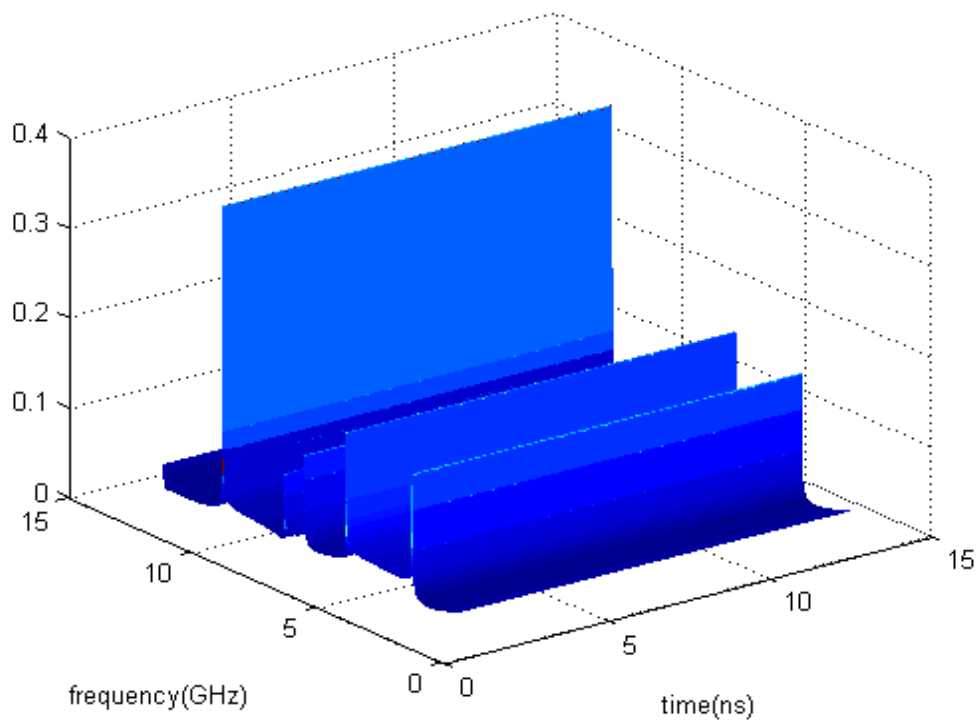
Σχ. 3.2.13 Αναπαράσταση χρόνου-συχνότητας σε κυλινδρικό κυματοδηγό ανοιχτού άκρου ($\alpha = 2.2$ cm, $L = 91.5$ cm, οριζόντια πόλωση, 45° πρόσπτωση)



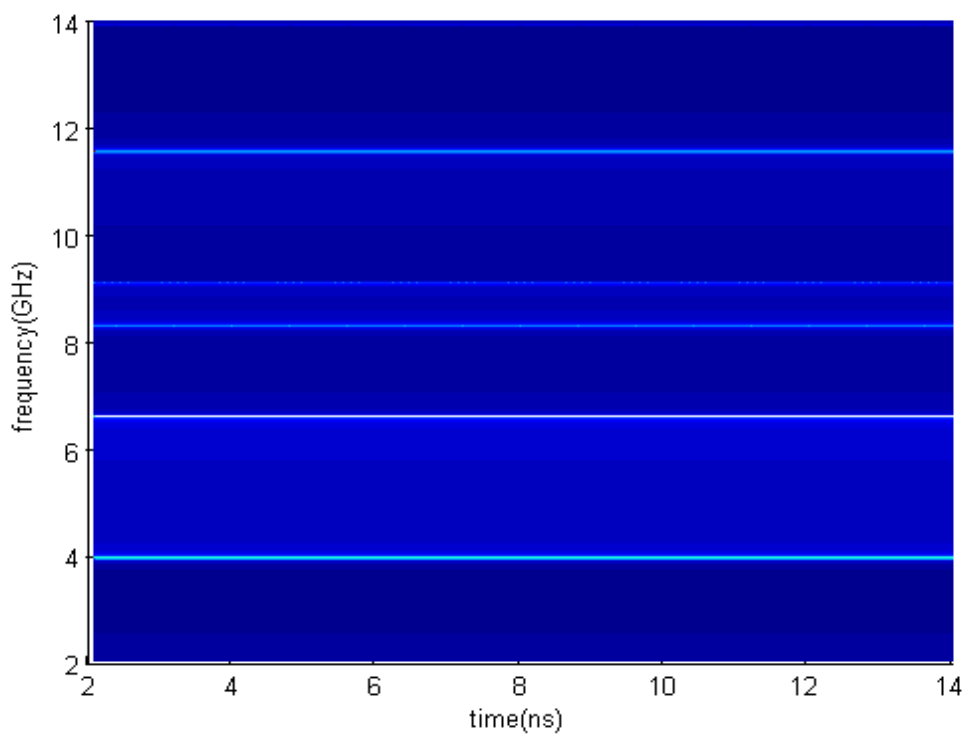
Σχ. 3.2.14 Απόκριση συχνότητας σε κυλινδρικό κυματοδηγό ανοιχτού άκρου ($\alpha = 2.2$ cm, $L = 91.5$ cm, κάθετη πόλωση, 45° πρόσπτωση)



Σχ. 3.2.15 Απόκριση χρόνου σε κυλινδρικό κυματοδηγό ανοιχτού άκρου ($\alpha = 2.2$ cm, $L = 91.5$ cm, κάθετη πόλωση, 45° πρόσπτωση)



Σχ. 3.2.16 Αναπαράσταση χρόνου-συχνότητας σε κυλινδρικό κυματοδηγό ανοιχτού άκρου ($\alpha = 2.2$ cm, $L = 91.5$ cm, κάθετη πόλωση, 45° πρόσπτωση)

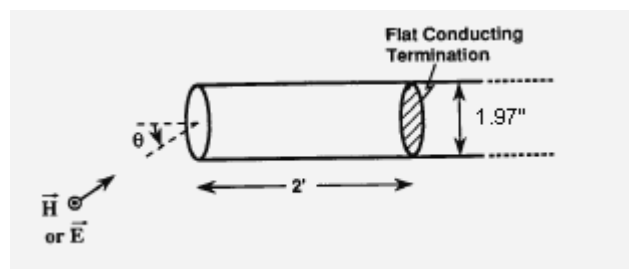


Σχ. 3.2.17 Αναπαράσταση χρόνου-συχνότητας σε κυλινδρικό κυματοδηγό ανοιχτού άκρου ($\alpha = 2.2$ cm, $L = 91.5$ cm, κάθετη πόλωση, 45° πρόσπτωση)

Συγκρίνοντας τα αποτελέσματα με αυτά της προηγούμενης παραγράφου (για κυματοδηγό μικρότερου μήκους) παρατηρούμε ότι σε όλες τις περιπτώσεις είναι τα ίδια. Προκύπτει, δηλαδή, ότι αν και αυξήσαμε το μήκος του κυματοδηγού κατά ένα σημαντικό ποσοστό (50%), οι ρυθμοί που διεγείρονται παραμένουν αμετάβλητοι και επομένως δεν εξαρτώνται από τον παράγοντα αυτό.

3.3 Εφαρμογή για κυματοδηγό μήκους 61 cm και ακτίνας 2.5 cm

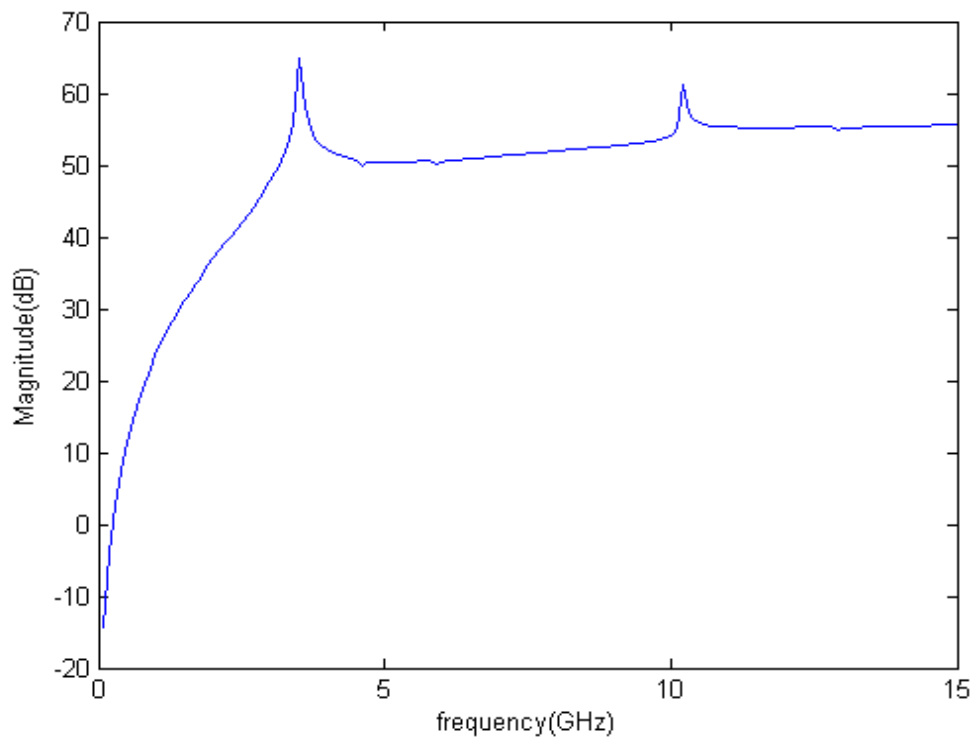
Στο σημείο αυτό εξετάζουμε την περίπτωση για κυματοδηγό ίδιου μήκους με τον αρχικό, δηλαδή 61 cm (2 ft), αλλά διαφορετικής ακτίνας. Συγκεκριμένα, αυξάνουμε την ακτίνα κατά ένα μικρό ποσοστό (6.6%), φτάνει δηλαδή στα 2.5 cm (0.985 in):



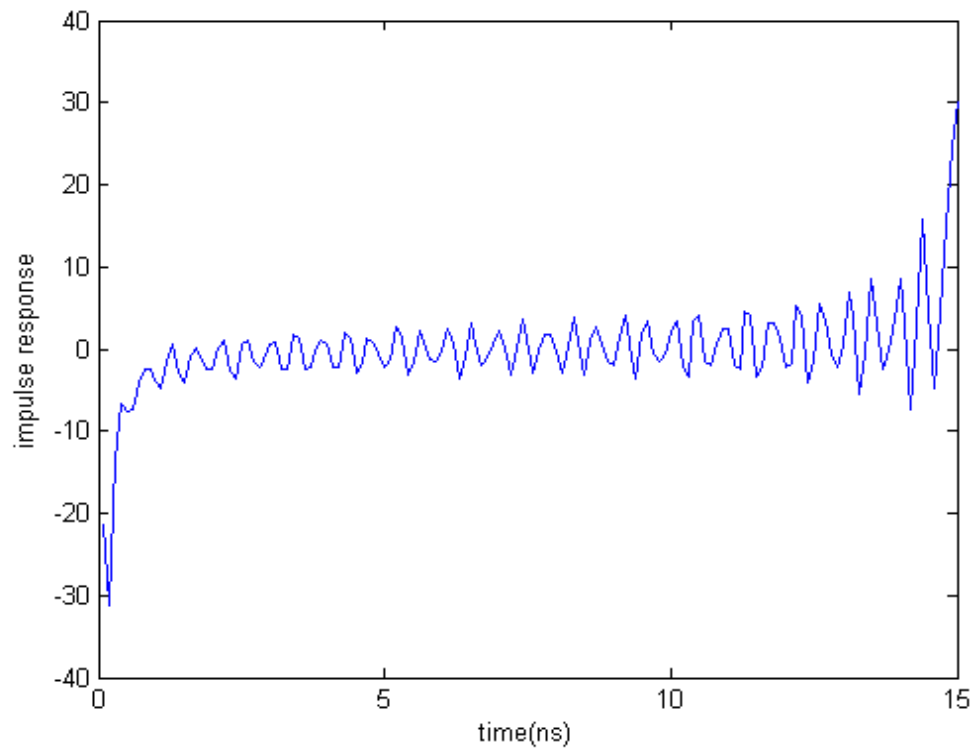
Σχ. 3.3.1 Κυλινδρικός κυματοδηγός ανοιχτού άκρου

Όπως προηγουμένως εξετάζουμε περιπτώσεις για πρόσπτωση υπό γωνία 0° και 45° , οριζόντια και κάθετη πόλωση.

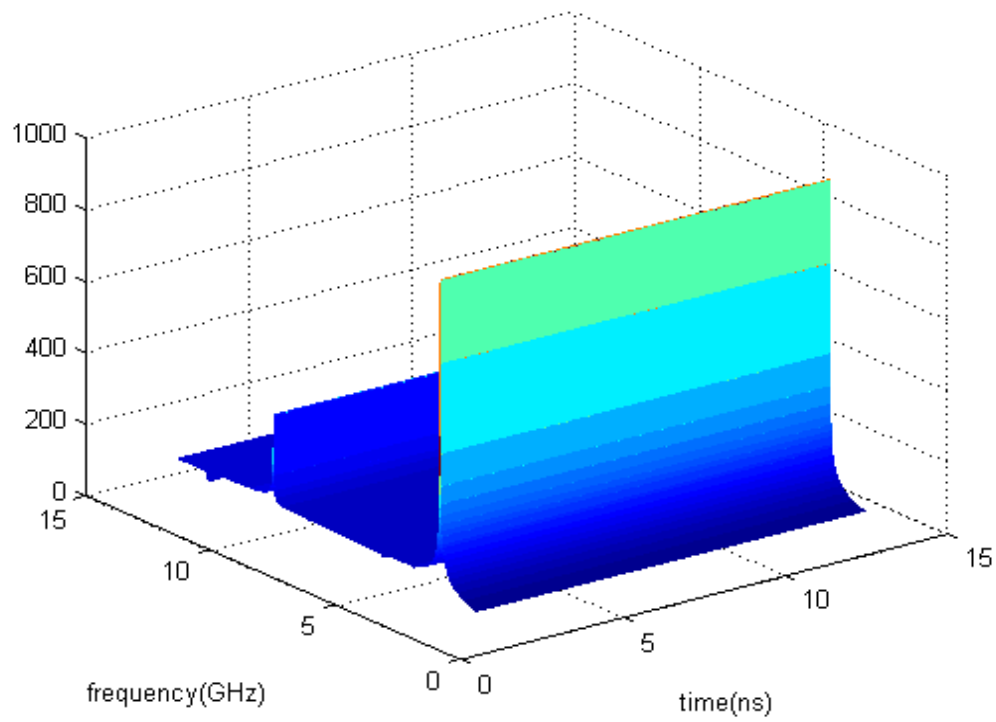
Για πρόσπτωση 0° , οριζόντια πόλωση η απόκριση στη συχνότητα και το χρόνο φαίνονται στα σχήματα 3.3.2, 3.3.3 αντίστοιχα και η αναπαράσταση χρόνου-συχνότητας στα σχήματα 3.3.4, 3.3.5.



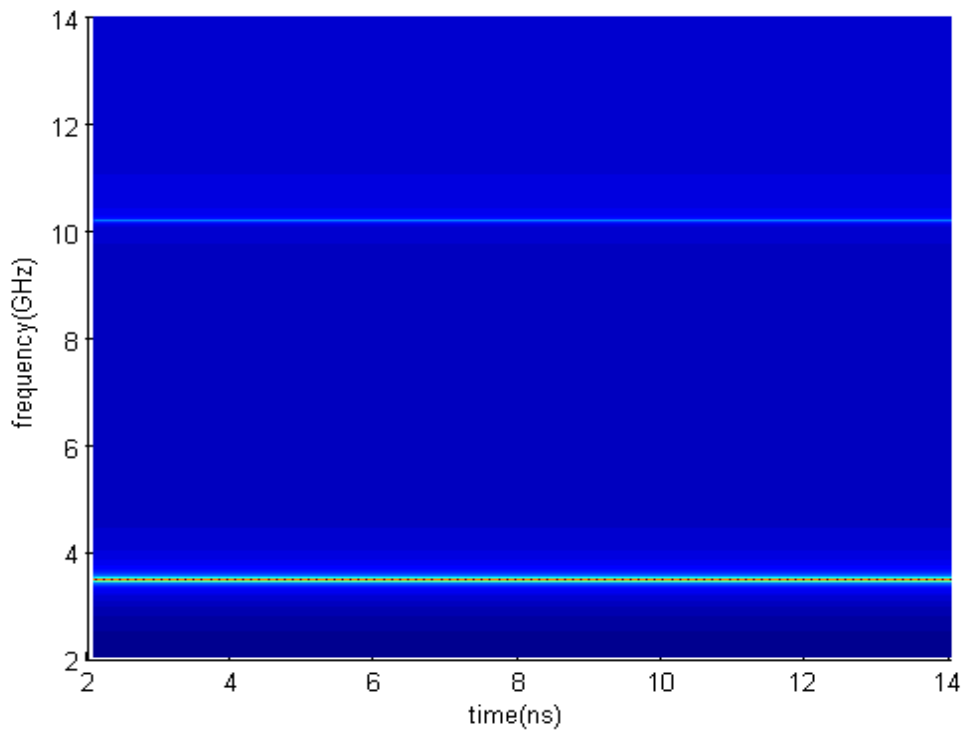
Σχ. 3.3.2 Απόκριση συχνότητας σε κυλινδρικό κυματοδηγό ανοιχτού άκρου ($\alpha = 2.5$ cm, $L = 61$ cm, οριζόντια πόλωση, 0° πρόσπτωση)



Σχ. 3.3.3 Απόκριση χρόνου σε κυλινδρικό κυματοδηγό ανοιχτού άκρου ($\alpha = 2.5$ cm, $L = 61$ cm, οριζόντια πόλωση, 0° πρόσπτωση)



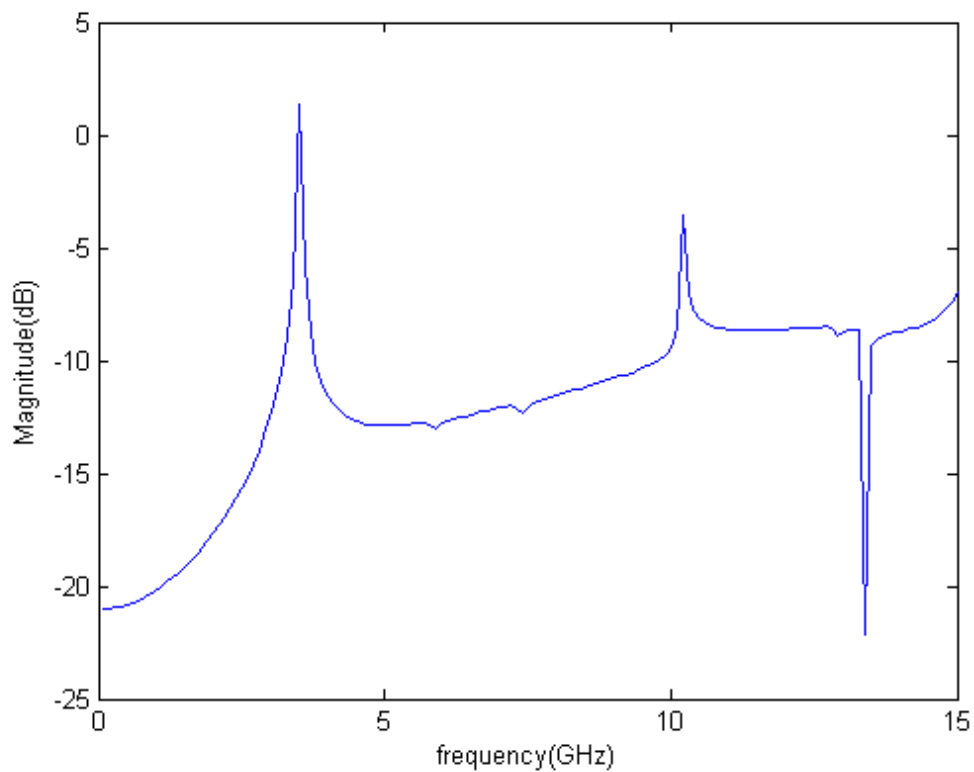
Σχ. 3.3.4 Αναπαράσταση χρόνου-συχνότητας σε κυλινδρικό κυματοδηγό ανοιχτού άκρου ($\alpha = 2.5$ cm, $L = 61$ cm, οριζόντια πόλωση, 0° πρόσπτωση)



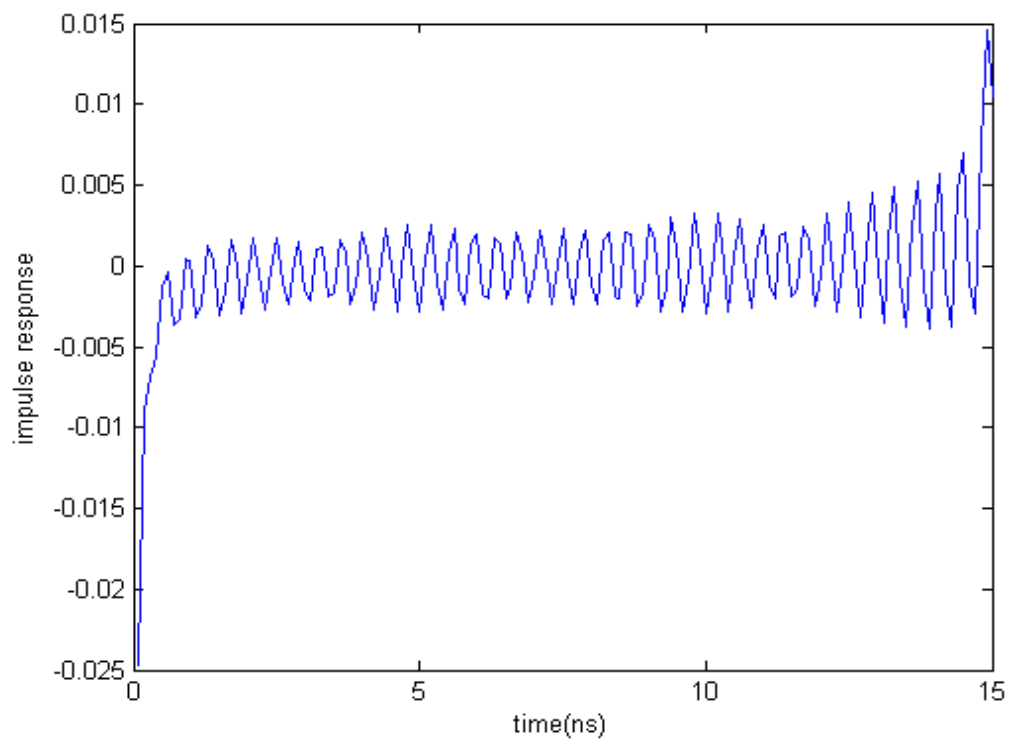
Σχ. 3.3.5 Αναπαράσταση χρόνου-συχνότητας σε κυλινδρικό κυματοδηγό ανοιχτού άκρου ($\alpha = 2.5$ cm, $L = 61$ cm, οριζόντια πόλωση, 0° πρόσπτωση)

Στην αναπαράσταση χρόνου-συχνότητας μπορούμε να διακρίνουμε τους μηχανισμούς σκέδασης. Πιο συγκεκριμένα, διακρίνονται δύο συχνότητες που αντιστοιχούν στους γνωστούς ρυθμούς για το συγκεκριμένο κυματοδηγό: TE_{11} (με συχνότητα αποκοπής 3.52 GHz) και TE_{12}, TE_{41} (με συχνότητα αποκοπής 10.17 GHz). Μπορούμε, επίσης, να παρατηρήσουμε πως η αύξηση της διατομής του κυματοδηγού είχε ως αποτέλεσμα τη μετατόπιση των συχνοτήτων συντονισμού. Θυμίζουμε πως στις προηγούμενες αντίστοιχες περιπτώσεις οι συχνότητες είχαν τιμές 3.96 GHz και 11.45 GHz.

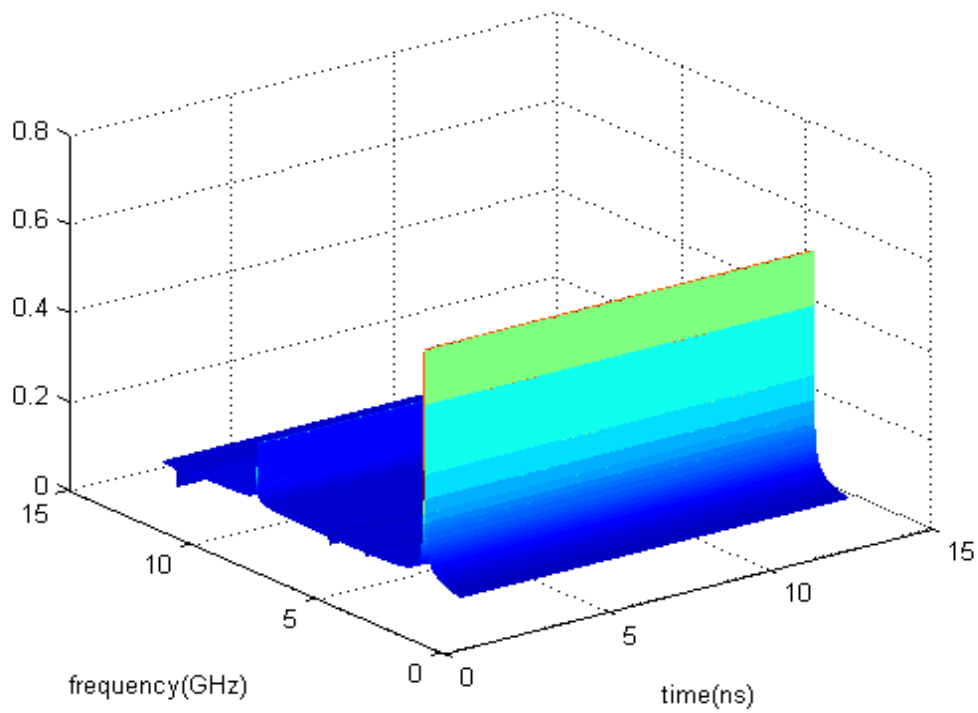
Για πρόσπτωση 0° , κάθετη πόλωση η απόκριση στη συχνότητα και το χρόνο φαίνονται στα σχήματα 3.3.6, 3.3.7 αντίστοιχα και η αναπαράσταση χρόνου-συχνότητας στα σχήματα 3.3.8, 3.3.9.



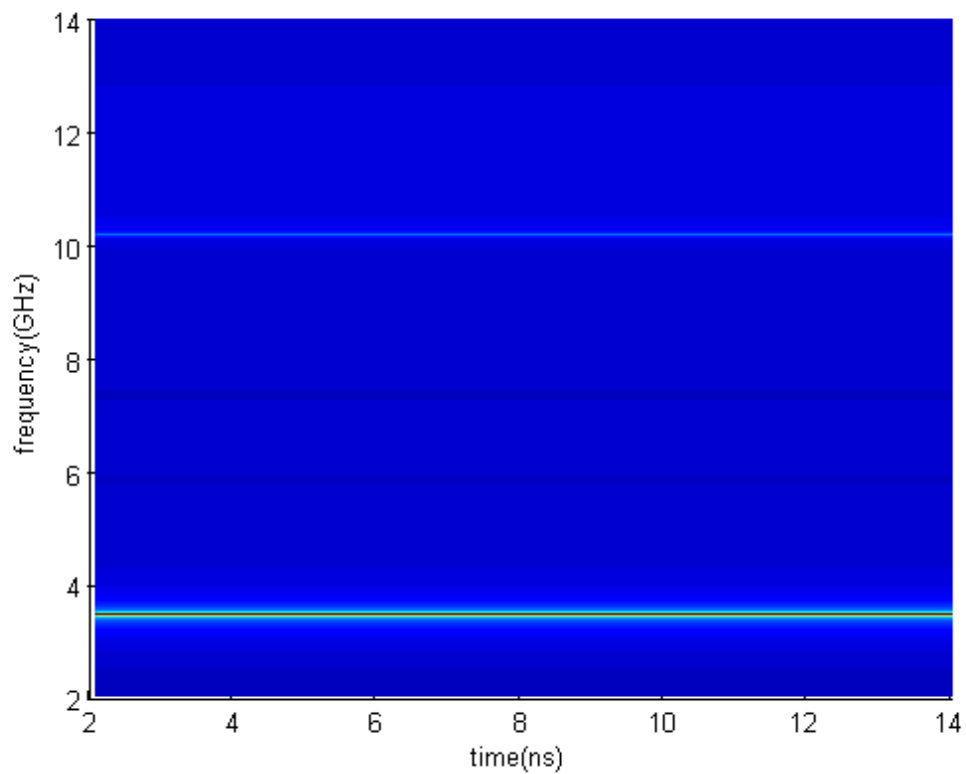
Σχ. 3.3.6 Απόκριση συχνότητας σε κυλινδρικό κυματοδηγό ανοιχτού άκρου ($\alpha = 2.5$ cm, $L = 61$ cm, κάθετη πόλωση, 0° πρόσπτωση)



Σχ. 3.3.7 Απόκριση χρόνου σε κυλινδρικό κυματοδηγό ανοιχτού άκρου ($a = 2.5$ cm, $L = 61$ cm, κάθετη πόλωση, 0° πρόσπτωση)



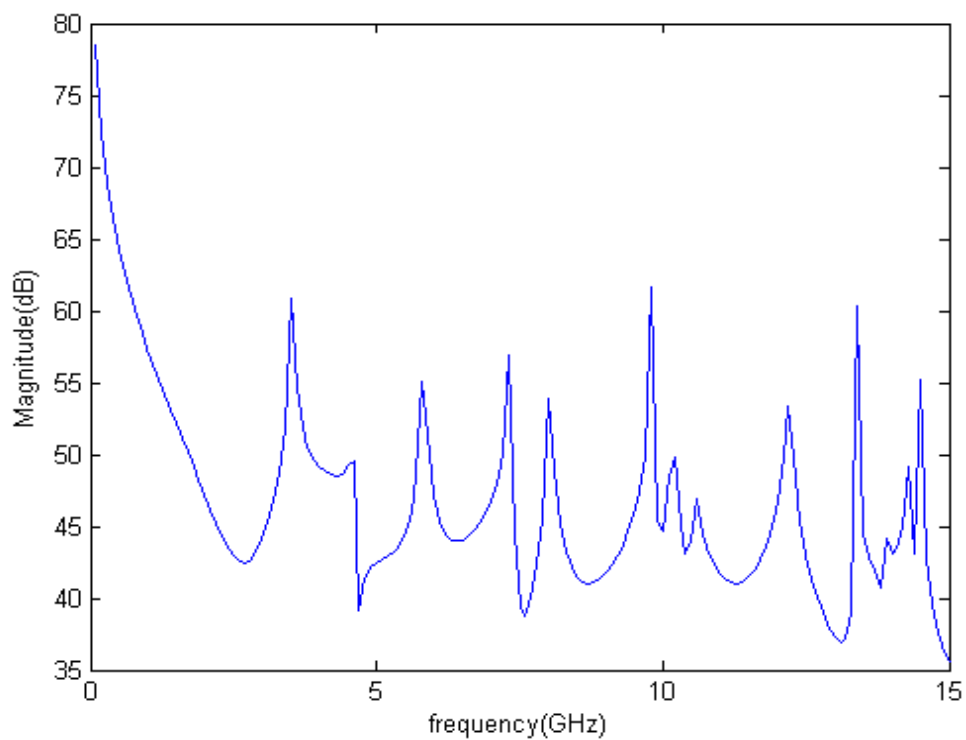
Σχ. 3.3.8 Αναπαράσταση χρόνου-συχνότητας σε κυλινδρικό κυματοδηγό ανοιχτού άκρου ($a = 2.5$ cm, $L = 61$ cm, κάθετη πόλωση, 0° πρόσπτωση)



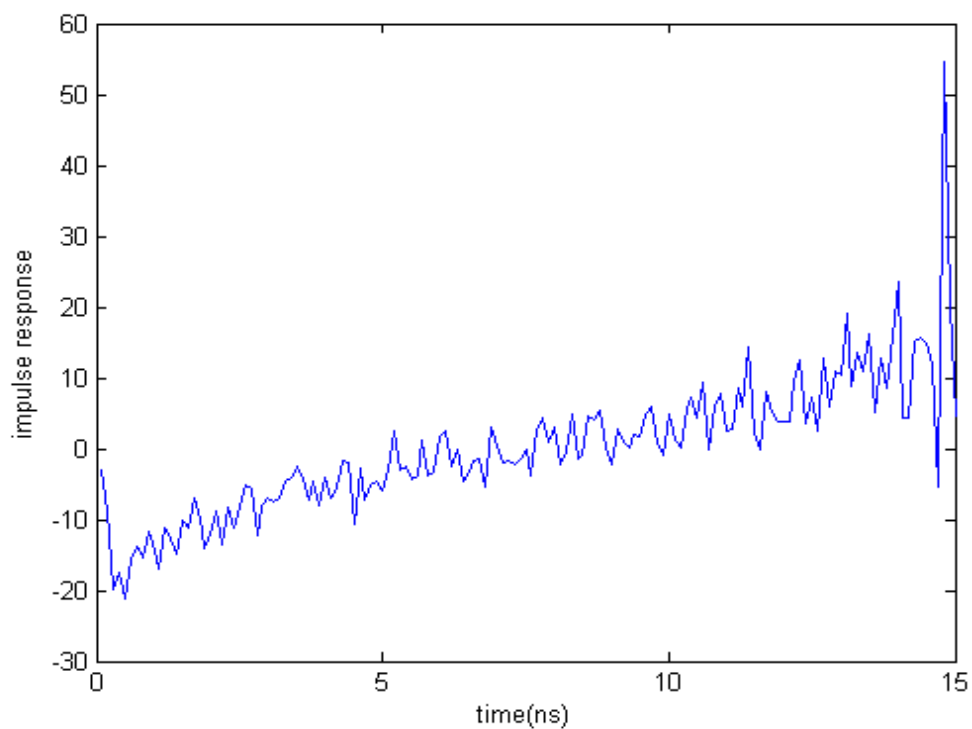
Σχ. 3.3.9 Αναπαράσταση χρόνου-συχνότητας σε κυλινδρικό κυματοδηγό ανοιχτού άκρου ($a = 2.5$ cm, $L = 61$ cm, κάθετη πόλωση, 0° πρόσπτωση)

Παρατηρούμε πως διεγείρονται οι ίδιοι ρυθμοί με την οριζόντια όπως και στις προηγούμενες περιπτώσεις για 0° πρόσπτωση.

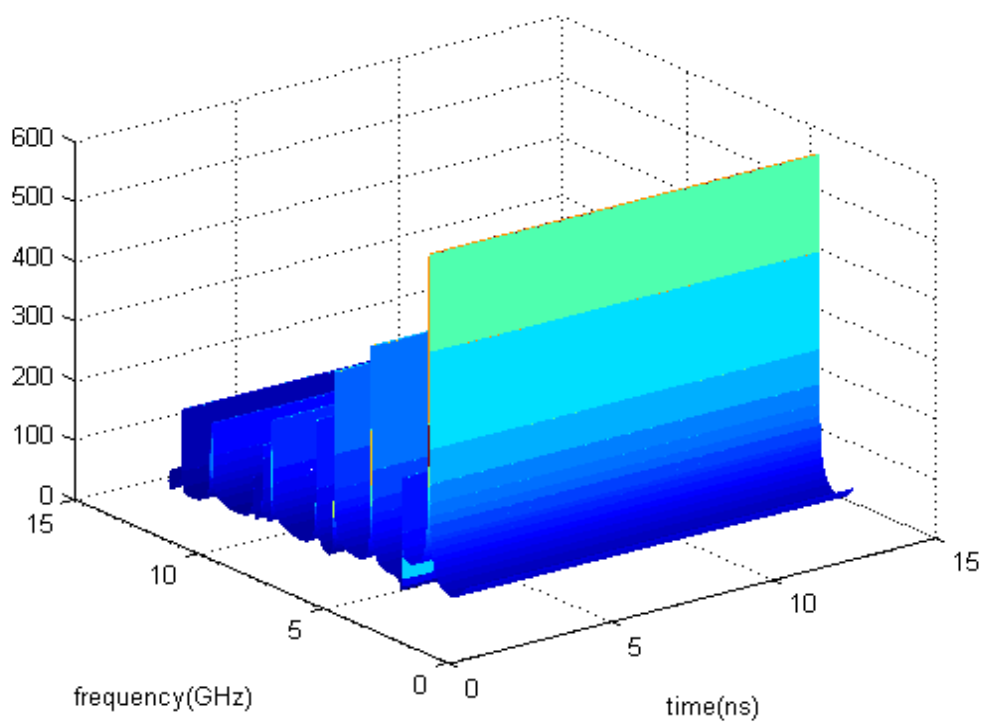
Για πρόσπτωση 45° , οριζόντια πόλωση η απόκριση στη συχνότητα και το χρόνο φαίνονται στα σχήματα 3.3.10, 3.3.11 αντίστοιχα και η αναπαράσταση χρόνου-συχνότητας στα σχήματα 3.3.12, 3.3.13.



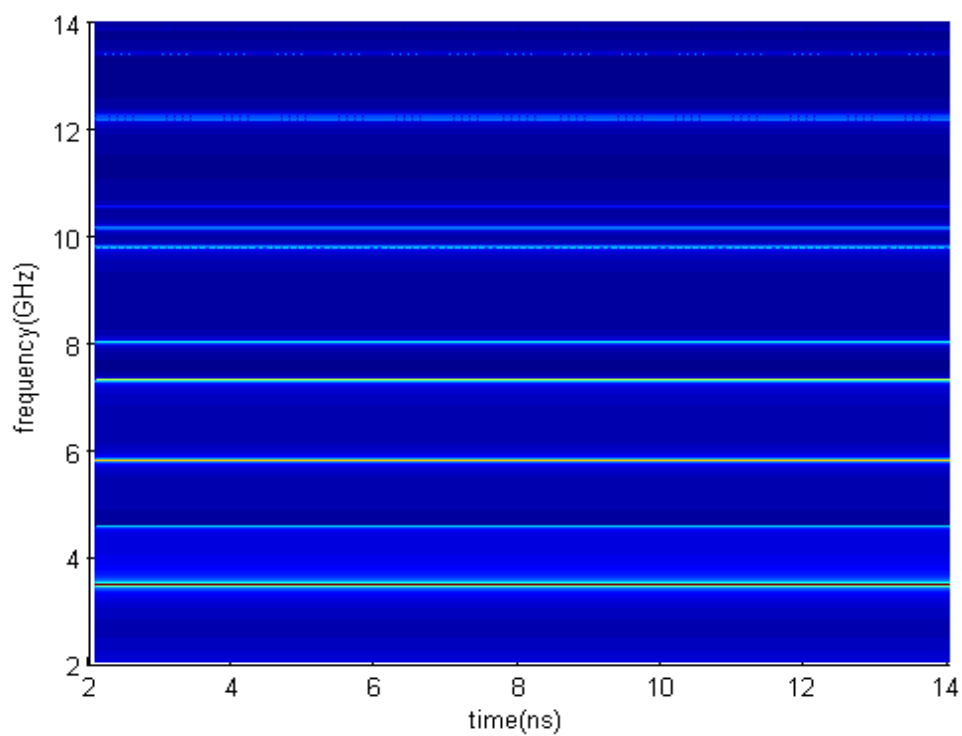
Σχ. 3.3.10 Απόκριση συχνότητας σε κυλινδρικό κυματοδηγό ανοιχτού άκρου ($\alpha = 2.5$ cm, $L = 61$ cm, οριζόντια πόλωση, 45° πρόσπτωση)



Σχ. 3.3.11 Απόκριση χρόνου σε κυλινδρικό κυματοδηγό ανοιχτού άκρου ($\alpha = 2.5$ cm, $L = 61$ cm, οριζόντια πόλωση, 45° πρόσπτωση)



Σχ. 3.3.12 Αναπαράσταση χρόνου-συχνότητας σε κυλινδρικό κυματοδηγό ανοιχτού άκρου ($a = 2.5$ cm, $L = 61$ cm, οριζόντια πόλωση, 45° πρόσπτωση)



Σχ. 3.3.13 Αναπαράσταση χρόνου-συχνότητας σε κυλινδρικό κυματοδηγό ανοιχτού άκρου ($a = 2.5$ cm, $L = 61$ cm, οριζόντια πόλωση, 45° πρόσπτωση)

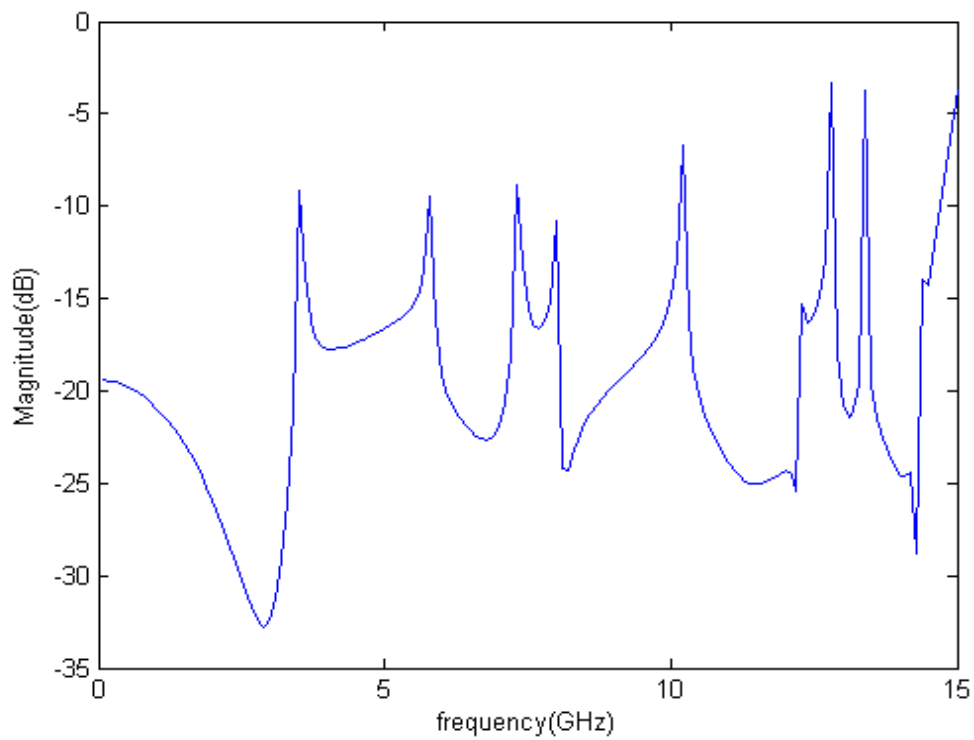
Συγκρίνοντας τους ρυθμούς που φαίνονται στην αναπαράσταση χρόνου-συχνότητας με τους γνωστούς ρυθμούς για τον συγκεκριμένο κυματοδηγό για συχνότητες από 2 έως 14 GHz (Πίνακας 3.3.1) [16] παρατηρούμε μία πολύ καλή αντιστοίχιση.

Ρυθμοί	Συχνότητες Αποκοπής (GHz)
TE ₁₁	3.52
TM ₀₁	4.60
TE ₂₁	5.83
TE ₀₁ , TM ₁₁	7.32
TE ₃₁	8.05
TM ₂₁	9.84
TE ₄₁ , TE ₁₂	10.17
TM ₀₂	10.53
TM ₃₁ , TE ₅₁	12.25
TE ₂₂	12.77
TM ₁₂ , TE ₀₂	13.48

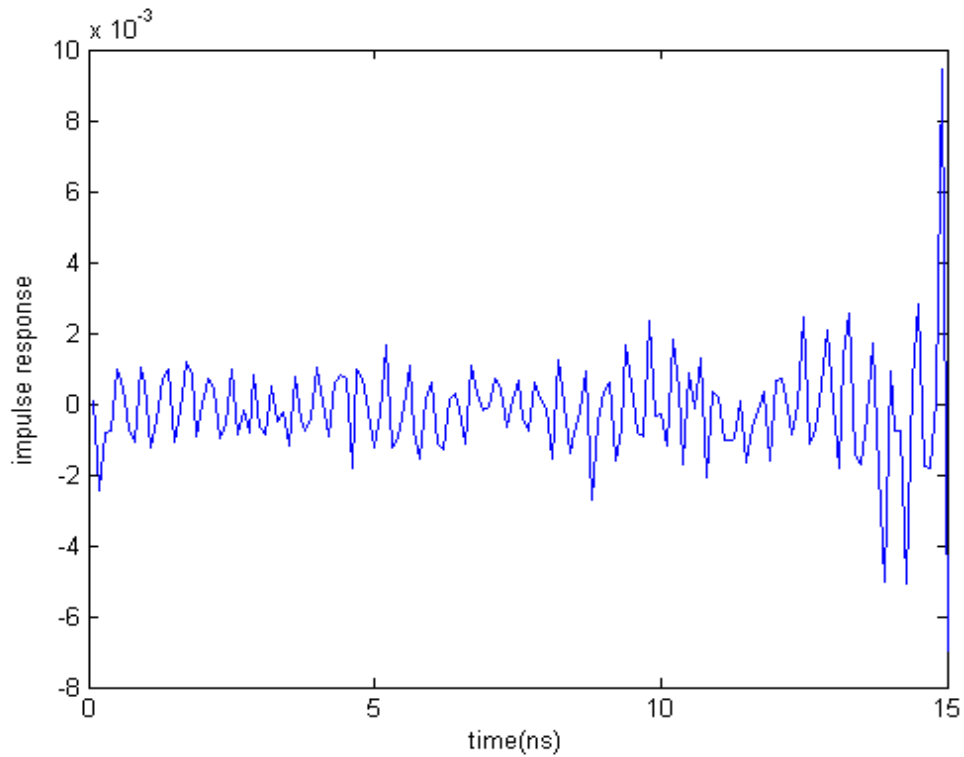
Πίνακας 3.3.1 Συχνότητες Αποκοπής Ρυθμών Διάδοσης για Κυλινδρικό Κυματοδηγό διαμέτρου 1.97 in

Όπως και κατά την πρόσπτωση υπό γωνία 0° παρατηρούμε μετατόπιση συχνοτήτων σε σύγκριση με τον κυματοδηγό μικρότερης διατομής όπου οι συχνότητες ξεκινούν από τα 3.96 GHz και φτάνουν έως τα 13.78 GHz.

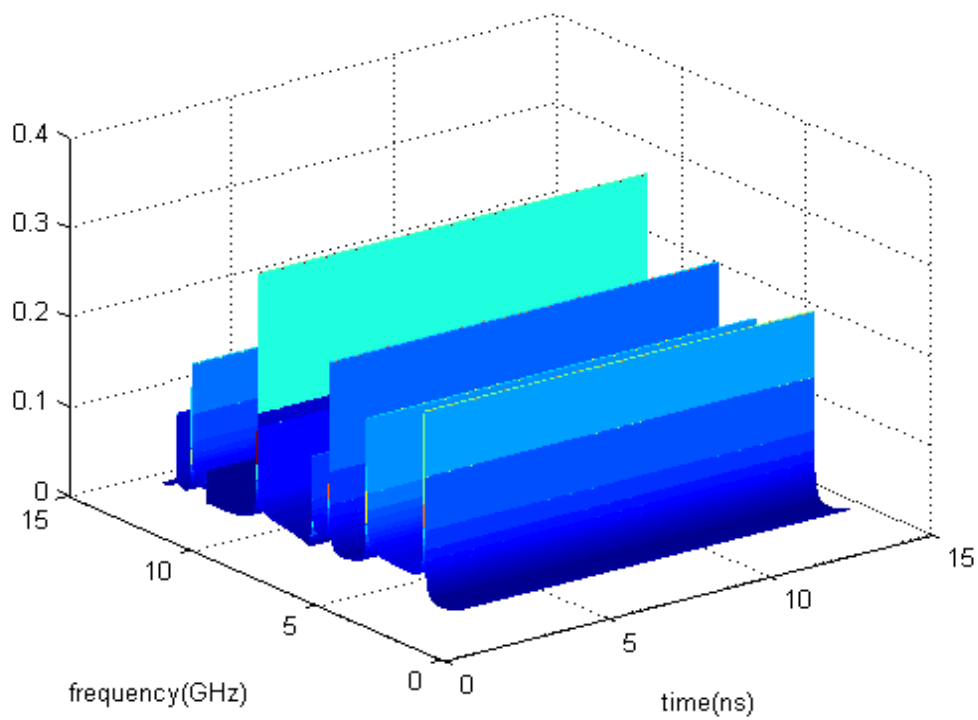
Για πρόσπτωση 45°, κάθετη πόλωση η απόκριση στη συχνότητα και το χρόνο φαίνονται στα σχήματα 3.3.14, 3.3.15 αντίστοιχα και η αναπαράσταση χρόνου-συχνότητας στα σχήματα 3.3.16, 3.3.17.



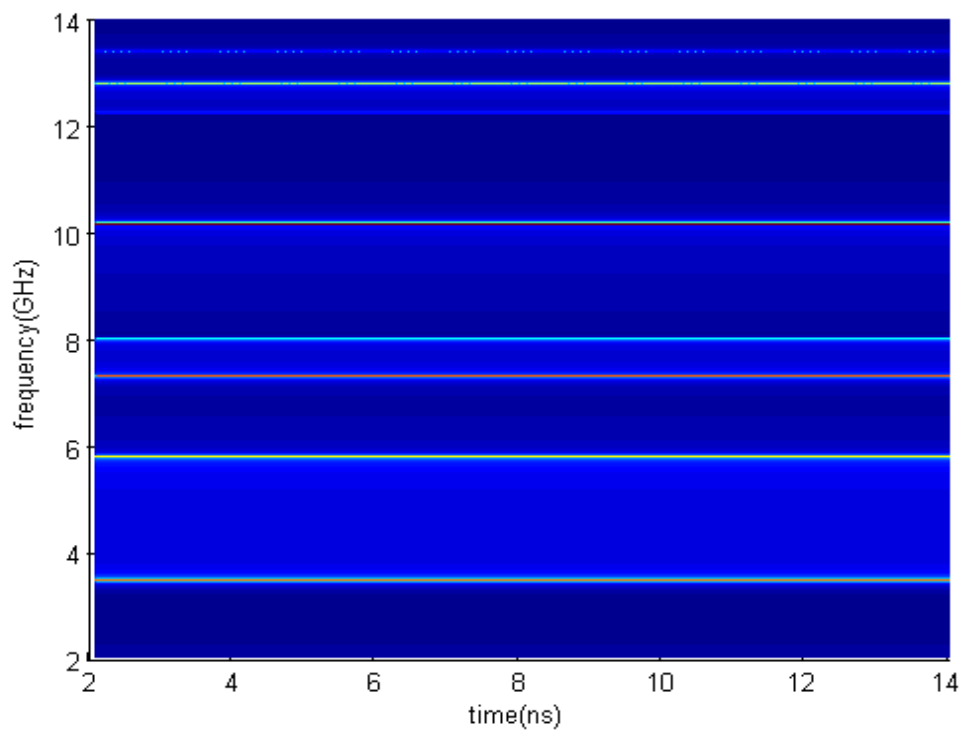
Σχ. 3.3.14 Απόκριση συχνότητας σε κυλινδρικό κυματοδηγό ανοιχτού άκρου ($\alpha = 2.5$ cm, $L = 61$ cm, κάθετη πόλωση, 45° πρόσπτωση)



Σχ. 3.3.15 Απόκριση χρόνου σε κυλινδρικό κυματοδηγό ανοιχτού άκρου ($\alpha = 2.5$ cm, $L = 61$ cm, κάθετη πόλωση, 45° πρόσπτωση)



Σχ. 3.3.16 Αναπαράσταση χρόνου-συχνότητας σε κυλινδρικό κυματοδηγό ανοιχτού άκρου ($a = 2.5$ cm, $L = 61$ cm, κάθετη πόλωση, 45° πρόσπτωση)



Σχ. 3.3.17 Αναπαράσταση χρόνου-συχνότητας σε κυλινδρικό κυματοδηγό ανοιχτού άκρου ($a = 2.5$ cm, $L = 61$ cm, κάθετη πόλωση, 45° πρόσπτωση)

Παρατηρούμε πως οι ρυθμοί που διεγείρονται είναι οι λιγότεροι σε σύγκριση με την ορθογώνια πόλωση, ενώ είναι και μετατοπισμένοι στη συχνότητα σε σύγκριση με τον κυματοδηγό μικρότερης διατομής (επίσης για 45° πρόσπτωση και κάθετη πόλωση).

Συμπεράσματα – Μελλοντικές Επεκτάσεις

Εφαρμόσαμε το WT για να παράγουμε την αναπαράσταση χρόνου-συχνότητας των ηλεκτρομαγνητικών οπισθοσκεδασμένων δεδομένων από πεπερασμένου μεγέθους κυλινδρικό κυματοδηγό ανοιχτού άκρου. Εφόσον, τα σκεδασμένα δεδομένα αποτελούνται από πολλά πολλαπλής κλίμακας σήματα στο πεδίο της συχνότητας, η ιδιότητα της πολλαπλής ανάλυσης των wavelets είναι ιδανική για τη συγκεκριμένη εφαρμογή. Μας δόθηκε η δυνατότητα να παρατηρήσουμε τους μηχανισμούς σκέδασης του στόχου, δηλαδή τους ρυθμούς συντονισμού, αλλά και τον τρόπο με τον οποίο οι ρυθμοί αυτοί μεταβάλλονται ανάλογα με την πόλωση του ηλεκτρομαγνητικού κύματος, τη γωνία πρόσπτωσης, τη διατομή του στόχου και το μήκος του. Τα συμπεράσματα από τη μελέτη των αποτελεσμάτων μπορούν να οδηγήσουν στην αναγνώριση του στόχου και την κατηγοριοποίησή του, καθιστώντας τα wavelets ένα σημαντικό εργαλείο.

Τα wavelets θα μπορούσαν, επίσης, να είναι χρήσιμα για τη συμπίεση των σκεδασμένων δεδομένων με βάση το γεγονός ότι η αναπαράσταση του WT στο επίπεδο χρόνου-συχνότητας είναι σποραδική [4]. Χρησιμοποιώντας το διακριτό WT, το ποσό των δεδομένων που χρειάζονται για να τοποθετηθούν στο επίπεδο χρόνου-συχνότητας μπορεί να είναι σημαντικά μικρότερο από αυτό στο πεδίο του χρόνου ή της συχνότητας ξεχωριστά. Αυτό επιτυγχάνεται κρατώντας τους συντελεστές των wavelets πάνω από ένα κατώφλι και θέτοντας όλους τους υπόλοιπους συντελεστές στο μηδέν. Με το μικρό αριθμό των συντελεστών των wavelets, τα δεδομένα στο πεδίο της συχνότητας ή του χρόνου μπορούν να ανακατασκευαστούν χωρίς απώλεια ποιότητας. Μια μελλοντική, επομένως έρευνα θα μπορούσε να γίνει στην περιοχή αυτή.

Βιβλιογραφία - Αναφορές

- [1] M. P. Hurst and R. Mittra, "Scattering center studies via Prony's method," IEEE Trans. Antennas Propagat. , vol. 35, pp. 986-988, Aug.1987
- [2] R. Carriere and R. L. Moses, "High resolution radar target modeling using a modified Prony estimator," IEEE Trans. Antennas Propagat. , vol.40, pp.13-18, Jan. 1992
- [3] M. A. Morgan, "Singularity expansion representations of fields and currents in transient scattering, " IEEE Trans. Antennas Propag., vol 32, pp.466-473, May 1984
- [4] H. Kim and H. Ling, "Wavelet Analysis of Radar Echo from Finite-Size Targets," IEEE Trans. Antennas Propag., vol 41, pp.200-207, February 1993
- [5] A. Moghaddar and E. K. Walton, "Time-frequency distribution analysis of Scattering from Waveguide Cavities," IEEE Trans. Antennas Propag., vol 41, pp.677-680, May 1993
- [6] P. Goupillaud, A. Grossman and J. Morlet, "Cycle-octave and related transforms in seismic signal analysis," Geopolarization, vol. 23, pp. 85-102, 1984
- [7] L. B. Felsen, "Progressing and oscillatory waves for hybrid synthesis of source excited propagation and diffraction," IEEE Trans. Antennas Propag., vol 32, pp.775-796, Aug. 1984
- [8] C. Valens, "A really friendly guide to Wavelets," 1999
- [9] C. S. Lee and S. W. Lee, "Radar Cross Section of an open-ended waveguide: Calculation of second order terms," Radio Science, vol. 22, No. 1, pp. 2-12, Jan. – Feb. 1987
- [10] C. S. Lee and S. W. Lee, "RCS of a coated circular waveguide terminated

by a perfect conductor,” IEEE Trans. Antennas Propag., vol. AP-35, pp. 391-398, April 1987

[11] S. W. Lee and H. Ling, “Databook for cavity RCS”, University of Illinois Electromagnetic Laboratory Tech. Rep. SWL89-1, Jan. 1989

[12] Z. Q. Zhang, Q. H. Liu and X. M. Xu, “RCS Computation of large Inhomogeneous Objects using a fast Integral equation solver,” IEEE Trans. Antennas Propag., vol. 51, pp. 613-618, March 2003

[13] Skolnick, Introduction to radar systems

[14] C. A. Chuang, C. S. Liang and S. W. Lee, “High frequency scattering from an open-ended semi-infinite cylinder,” IEEE Trans. Antennas Propag., vol 23, pp.770-776, Nov. 1975

[15] H. Ling, S. W. Lee and R. Chou, “High frequency RCS of open cavities with rectangular and circular cross sections,” IEEE Trans. Antennas Propag., vol 37, pp.648-654, May 1989

[16] J. D. Kraus, “Ηλεκτρομαγνητισμός,” Εκδόσεις Α. Τζιόλα, 1993

[17] F. J. Harris, “On the use of windows for harmonic analysis with the discrete Fourier transform,” Proc. IEEE, vol. 66, pp. 51-88, 1978